

СБОРНИК ТРУДОВ ВМК

ТОМ II

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ФИЗИКЕ
УРАН-ВОДНЫХ
РЕШЕТОК
ТИПА ВВЭР**

AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST

el + (3-as)

1991

Временный международный коллектив
для проведения совместных исследований
по физике ВВЭР

Теоретические исследования
по физике уран-водных решеток
типа ВВЭР



Akadémiai Kiadó, Budapest 1993

12398

Временный международный коллектив
для проведения совместных исследований
по физике ВВЭР

СБОРНИК ТРУДОВ ВМК

ТОМ II

Теоретические исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР

МТАК



Akadémiai Kiadó, Budapest 1993

684.067

684067

СБОРНИК ТРУДОВ ВМК

ТОМ II

Теоретические исследования
по физике уран-водных речисток
ТНПА ВВЭР

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

ISBN 963 05 3966 7 (серия)
ISBN 963 05 6477 7 (том II.)

© Akadémiai Kiadó, Budapest 1993

Printed in Hungary

M. TUD. AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

Könyvteltár 2783/19 93 sz.

Т. АПОСТОЛОВ (НРБ)

Р. БЕККЕР (ГДР)

Я. ГАДО (ВНР)

А. КЕРЕСТУРИ (ВНР)

Н. ЛАЛЕТИН (СССР)

В. ЛЕБЕДЕВ (СССР)

В. ЛЕЛЕК (ЧССР)

М. ЛИЗОРКИН (СССР)

А. НОВИКОВ (СССР)

М. МАКАИ (ВНР)

Л. МАЙОРОВ (СССР)

В. ПШЕНИН (СССР)

М. ЮДКЕВИЧ (СССР).

ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ Л. МАЙОРОВА.

Работа по планированию и подготовке материалов II тома Сборника трудов ВМК проводилась редакционной группой в составе:

Л. АНДЖЕЕВСКИ (ПНР)

Т. АПОСТОЛОВ (БНР)

Р. БЕККЕР (ГДР)

Я. ГАДО (ВНР)

В. ЛЕЛЕК (ЧССР)

А. НОВИКОВ (СССР)

Л. МАЙОРОВ (СССР)

М. ЮДКЕВИЧ (СССР).

Специально для II тома были подготовлены обзоры теоретических исследований в виде специальных отчетов КФКИ: Материалы II тома.

Их авторы:

Г. АГТЕ
Р. БЕККЕР.
П. ВЕРТЕШ
Х. ВОКЕНФУС
К. ИВАНОВ
В. КРЫСЛ,
В. ЛЕЛЕК.
М. МАНОЛОВА
В. МЮЛЛЕР
М. ПЕЦКА
З. ТОМАС.

Т. АПОСТОЛОВ,
Ю. ВАНЕЕВ
З. ВОЗНИЦКИ
Я. ГАДО
А. КЕРЕСТУРИ.
Т. КУЛИКОВСКА
М. ЛЕМАН
Я. МАХАЧЕК
А. МЮЛЛЕР
Б. САДОВСКА
Г. ХАЙНРИХ,

М. С. ЮДКЕВИЧ.

На странице ** приводится список этих материалов. Не все материалы отчетов включены в том II. Поэтому их можно рассматривать как приложение к тому.

В материалах II тома Сборника трудов ВМК использованы работы, в выполнении которых принимали участие специалисты:

Болгария

Т. Апостолов, К. Иванов, М. Манолова, П. Петков.

Венгрия

Й. Валко, П. Вертеш, А. Девени, Я. Гадо, Й. Жолдош,
А. Керестури, И. Лукс, М. Макай, З. Сатмари.

Вьетнам

Нго Данг Нянь, Чан Динь Чи.

Германия

Г. Анте, Л. Альмерот, Х. Вокенфус, Э. Зайферт, Ф. Зайдел, Р. Кох, Р. Курка, Д. Лутц, В. Май, К. Мольцан, В. Мюллер, З. Томас, Х. Хайнрих, Э. Шподен.

Куба

К. Алварез, Г. Рамиро.

СССР

А. Абагян, Н. Алексеев, Е. Беляева, Г. Богачев, В. Бояринов, Ю. Ванеев, Е. Гомин, М. Гуревич, Е. Жолкевич, В. Ионов, А. Капитонова, И. Киреева, С. Кононов, А. Лазаренко, Н. Лалетин, М. Лизоркин, В. Лебедев, Л. Майоров, А. Новиков, В. Саприкин, В. Сидоренко, Н. Султанов, И. Сурначева, В. Тебин, М. Юдкевич.

Чехословакия

И. Бардош, И. Ваничек, И. Вацек, А. Голубарж, К. Залески, Г. Зикова,
В. Крысл, В. Лелек, М. Леман, Я. Махачек, И. Шварни, С. Штех.

Временный международный коллектив (ВМК) для исследования физики реакторов ВВЭР был создан по соглашению правительств Болгарии, Венгрии, ГДР, Польши, Румынии, Советского Союза и Чехословакии в 1972 г. Позднее к нему присоединились Вьетнам и Куба. Был подписан специальный договор об участии в ВМК ЦТИ Финляндии.

Деятельность ВМК была прекращена после выполнения им своих основных задач в 1990 г.

Проведенные в рамках ВМК исследования базировались на экспериментальной программе исследований на критической сборке ZR-6 ЦИФИ в г.Будапешт. В томах I и III Сборника трудов ВМК дается обзор и оценка проведенных измерений. Эти работы были опубликованы ранее на русском и английском языках.

Наряду с экспериментами участвующие в ВМК лаборатории сотрудничали также в области расчетно-теоретических исследований. В рамках этого сотрудничества специалисты занимались как развитием и тестированием расчетных моделей, так и решением актуальных проблем эксплуатации реакторов типа ВВЭР.

Уже в 1980 г. было решено опубликовать важнейшие результаты расчетно-теоретических работ ВМК.

Редакционная группа тома II приступила к работе по подготовке материалов Сборника в том же 1980 г. Работа группы внесла значительный вклад в понимание и моделирование физики реакторов ВВЭР. Однако работа над томом II не была закончена к моменту прекращения деятельности ВМК.

Коллектив решил издать том, содержащий результаты теоретических исследований, позже. Том II Сборника трудов ВМК был закончен в 1992 г.

Необходимо также отметить, что материал этого тома не отражает полностью объема теоретических исследований, усилий и достижений всех специалистов ВМК. В силу необычных обстоятельств подготовки тома его тематика была выбрана несколько субъективно, отражая в определенной мере, возможности и круг интересов авторов, согласившихся работать над томом после прекращения деятельности ВМК. Таким образом, том II не содержит описания результатов практических расчетов реакторов ВВЭР.

Авторы тома тем не менее убеждены, что представленный в нем материал достаточно полезен, дает правильное представление о значительной части проведенных ВМК совместных исследований и может вызвать интерес достаточно широкого круга специалистов-реакторщиков.

Я. Гадо

З. Саттари

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Редактор полностью разделяет мысль, высказанную в предисловии: у этой книги была трудная история. Она писалась после завершения работ ВМК и сотрудничества в рамках СЭВ вообще. Поэтому был крайне затруднен обмен информацией между редактором и авторами. Особую сложность представляла компоновка главы 4, включающей в себя большое количество сопоставлений результатов расчетов по различным программам между собой и с данными измерений. В эту работу большой вклад внес А.П.Лазаренко.

Безусловно, том не мог бы быть подготовлен к печати без помощи Г.Татченко и Надьне Каталин, которым редактор крайне признателен.

Нельзя не отметить и некоторые основные недостатки оформления книги, связанные, главным образом, с невозможностью взаимных итераций текста со многими авторами:

- в разных главах несогласованы названия стран (старые и новые),
- несогласованы обозначения названий и ряда величин, например: для изотопов вида Pu-239, Pu^9 , $Pu^{9,239}$, Pu^{239} и т.д.,
- для коэффициента размножения K_{eff} , K_{ef} , $K_{эфф}$ и т.д.,
- небрежно и не по согласованному стандарту оформлены ссылки и списки литературы, отсутствует в отличие от томов I и III общий список.

К сожалению, почти никто из авторского коллектива, кроме Я.Гадо и М.Макаи, не читал книги в целом. Поэтому редактор не мог воспользоваться замечаниями других авторов.

Редактор надеется, что отмеченные выше недостатки будут устранены в английском переводе. Этому безусловно помогли бы замечания читателей и авторов, которые можно учесть в издании на английском языке.

Для удобства читателей, не знакомых с работой ВМК, планируется написать новый вариант Введения и Заключение к тому.

Л. Майоров

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ, ПОДГОТОВЛЕННОЙ
ДЛЯ ТОМА II СБОРНИКА ТРУДОВ ВМК

1. Р. Беккер. Результаты анализа расчетов по модельной задаче YANKEE.
KFKI-ZR6- 537/1983
2. Р. Беккер. Оценка экспериментальных и расчетных микропараметров с помощью спектральных программ ВМК.
KFKI-ZR6-538/1984.
3. Я. Гадо. Расчет выгорания асимптотической ячейки. KFKI-ZR6-539/1984.
4. Я. Гадо, А. Керестури. Многогрупповые кинетические расчеты для ячейки бесконечных топливных решеток.
KFKI-ZR6- 544/1986.
5. В. Лелек. Численный метод подгонки линейных уравнений реактора на основе измерений.
KFKI-ZR6-545/1986.
6. В. Лелек. Сеточная программа BRETISLAV для расчета реактора в гексагональной геометрии.
KFKI-ZR6-547/1986.
7. А. Мюллер, Г. Агте, Р. Беккер, Г. Хайнрих, В. Мюллер, З. Томас. Комплекс программы ГДР для расчета стационарных нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов типа ВВЭР.
KFKI-ZR6-548/1987.
8. Г. Агте. Параметризация зависимости макроскопических малогрупповых констант от параметров состояния.
KFKI-ZR6-549/1987.
9. Т. Апостолов, М. Манолова, З. Возники. Факторизационные методы решения.
KFKI-ZR6-550/1987.

10. В. Крысл, М. Леман, Я. Махачек. Теоретические основы модульной макрокодовой системы MOBY-DICK.
KFKI-ZR6-551/1987.
11. В. Лелек, М. Пецка. Использование измерений на критической сборке для уточнения групповых констант ячеек с топливом и другими материалами.
KFKI-ZR6-553/1988.
12. Р. Беккер. Обсчет критических измерений для невозмущенных решеток по спектральным диффузионным и кинетическим программам.
KFKI-ZR6-554/1988.
13. Р. Беккер. Описание метода расчета для ячеек типа Вигнера-Зейтца по программе NESSEL-4.
KFKI-ZR6- 555/1988.
14. Г. Агте, Р. Беккер. Физические основы программы FLEX.
KFKI-ZR6-556/1989
15. Г. Агте, Р. Беккер. Параметризация зависимости макроскопических малогрупповых констант от спектра.
KFKI-ZR6-557/1989
16. Г. Агте, Х. Вокенфус. Физические основы трехмерной крупносеточной программы POLEX.
KFKI-ZR6-559/1988
17. Т. Куликовска, Б. Садовска. Расчеты выгорания в программе WIMSD-4.
KFKI-ZR6-559/1988.
18. Т. Апостолов, В. Лелек. Проблемы составления и проверки диффузионных программ.
KFKI-ZR6-560/1988.
19. Т. Апостолов, М. Манолова, К. Иванов. HEXAB - семейство малогрупповых диффузионных программ для гексагональной геометрии.
KFKI-ZR6-561/1988

20. Л. Майоров, Ю. Ванеев. Использование прецизионных расчетов для анализа экспериментов на сборке ZR-6.
KFKI-ZR6-563/1989
21. М. Юдкевич. Константное обеспечение прецизионных реакторных программ.
KFKI-ZR6-564/1989.
22. Р. Беккер. Использование коррекции мало групповых параметров по методу спектрального индекса в тонкосеточных диффузионных программах.
KFKI-ZR6-565/1989
23. Р. Беккер, Х. Хайнрих. Обеспечение мало групповых констант в программе NESSEL-4.
KFKI-ZR6-566/1989
24. П. Вертеш. Система обеспечения расчетов многогрупповыми константами - программная система ФЭДГРУП.
KFKI-ZR6-606/1985

1. ВВЕДЕНИЕ К ТОМУ II СБОРНИКА ТРУДОВ ВМК.....	19
2. КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ РЕАКТОРНЫХ ПРОГРАММ.....	30
М. Юдкевич	
2.1 ПРОГРАММЫ ДЛЯ РАБОТЫ С НЕЙТРОННЫМИ ДАННЫМИ.....	32
2.1.1 Программы, разработанные в ВМК.....	32
2.1.2 Адаптированные программы.....	34
2.2 БИБЛИОТЕКИ КОНСТАНТ ВМК.....	35
2.2.1 Библиотека многогрупповых констант ЦИФИ ВАН.....	35
2.2.2 Многогрупповая библиотека LIB-4.....	37
2.2.3 Библиотека программы MICROBE.....	38
2.2.4 Банк нейтронных данных ИАЭ (Москва).....	38
2.2.5. Библиотеки программ MSU, УНИРАСОС-2, РАФОРИН, SAPFIR (ИАЭ, Москва).....	41
2.3. ВЕРИФИКАЦИЯ БАНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ.....	43
2.3.1 Гомогенные критические сборки с ураном-235.....	45
2.3.2. Асимптотические ячейки.....	50
2.3.3 Полномасштабные сборки.....	65
2.3.4 Замкнутые ячейки.....	71
2.3.5 Критические сборки с плутонием.....	72
ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 2.....	78
3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРЕЦИЗИОННЫХ РАСЧЕТОВ ДЛЯ АНАЛИЗА. ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СБОРКЕ ZR-6 И ТОЧНОСТИ ИНЖЕНЕРНЫХ МЕТОДИК.....	83
Л. Майоров	
3.1 ВВЕДЕНИЕ.....	83
3.2 ПРОГРАММЫ МОНТЕ-КАРЛО УЧАСТНИКОВ ВМК.....	84
3.3 ПРОГРАММА MSU.....	86
3.3.1 Общее описание.....	86

3.3.2 Основные особенности программы.....	88
3.3.3 Верификация MSU.....	99
3.3.4 Применения.....	99
3.4 ПРИМЕНЕНИЕ РЕПЕРНЫХ РАСЧЕТОВ ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ ИНЖЕНЕРНЫХ МЕТОДОВ.....	100
3.4.1 Общие замечания.....	100
3.4.2 Задача об асимптотической решетке.....	104
3.4.3 Применение метода Монте-Карло для анализа простейших мелкосеточных инженерных алгоритмов.....	110
3.4.4 Применение метода Монте-Карло для анализа уточненных инженерных расчетов, основанных на методах синтеза.....	123
3.5 ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДУЛЕЙ ПАКЕТА MSU ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРВЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРЯМЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ.....	130
ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 3.....	134
4. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ И ЕГО МЕСТО В РАСЧЕТЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВВЭР.....	149
Р.Беккер, Я.Гадо, А.Керестури, В.Пшенин	
4.1 КРАТКИЙ ОБЗОР МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ.....	149
4.1.1 Асимптотическое приближение в расчетах нейтронно-физических характеристик ВВЭР.....	149
4.1.2 Методы расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в однородных топливных решетках ВВЭР.....	153
4.2 ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ УЧЕТА РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ.....	164
4.2.1 Постановка задачи и программы.....	164

4.2.2	Приближенные методы учета резонансного поглощения в многогрупповых расчетах.....	166
4.3	ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ ДЛЯ ОБЛАСТИ ТЕРМАЛИЗАЦИИ.....	173
4.3.1	Программы типа THERMOS.....	173
4.3.2	Быстродействующие инженерные программы.....	181
4.3.3	Анализ приближений, применяемых в быстродействующих программах термализации.....	184
4.4	РАСЧЕТНЫЕ ПРОГРАММЫ - ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМОВ И БИБЛИОТЕК КОНСТАНТ.....	193
4.5	АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ ПРОГРАММ ПО ДАННЫМ СОПОСТАВЛЕНИЯ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ПРЕЦИЗИОННЫХ РАСЧЕТОВ И ИЗМЕРЕНИЯМИ НА КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ.....	201
4.5.1	Результаты сопоставления с данными прецизионных расчетов.....	201
4.5.2	Результаты решения тестовых модельных задач по выгоранию топливных решеток.....	213
4.5.3	Результаты сопоставления расчетов с данными измерений на сборках TRX, BAPL, BETTIS, WINFRITH, BNL и PROTEUS.....	228
4.5.4	Результаты сопоставления расчетов с данными измерений на невозмущенных решетках сборки ZR-6.....	245
4.5.5	Лапласианы и микрораспределения в макроэлементах типа Xn и K91.....	254
4.5.6	Результаты сопоставления расчетов с данными измерений изотопного состава выгоревшего топлива реактора YANKEE.....	263
	ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 4.....	270
5.	МЕЛКОСЕТОЧНЫЕ ДИФФУЗИОННЫЕ ПРОГРАММЫ.....	282
	Г. Агте, Т. Апостолов, Р. Беккер, В. Лебедев, В. Лелек, М. Лизоркин	

5.1 ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЕ.....	282
5.2 ПРОСТЕЙШИЙ КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЙ АНАЛОГ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ.....	285
5.3 КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ СЕТОК С НАРУШЕНИЕМ ГЕКСАГОНАЛЬНОСТИ.....	287
5.4 ИТЕРАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ.....	292
5.5 О ПОВЫШЕНИИ ТОЧНОСТИ ТРАДИЦИОННЫХ КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫХ СХЕМ.....	299
5.6 ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОГРАММ.....	302
5.7 СОПОСТАВЛЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ.....	307
5.7.1 Расчеты по простейшей конечно-разностной схеме с традиционными константами.....	307
5.7.2 Коррекция малогрупповых параметров по методу спектрального индекса в программе FLEX.....	311
5.8 ПОДГОНКА МАЛОГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА.....	318
ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 5.....	324
6. НОВЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ ВВЭР.....	329
М. Лизоркин, М. Макай, А. Новиков, В. Пшенин	
6.1 ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЕ.....	329
6.2 НОДАЛЬНЫЙ ПОДХОД ДЛЯ МЕЛКОСЕТОЧНЫХ РАСЧЕТОВ - АЛГОРИТМ И ЕГО ЧИСЛЕННАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ.....	330
6.2.1 Учет эффектов гетерогенности ячеек и переходных решений в мелкосеточных расчетах.....	330

6.2.2	Оценка точности модифицированного уравнения баланса на примерах решения тестовых модельных задач в плоской геометрии.....	335
6.2.3	Модифицированная балансная схема программы ПЕРМАК.....	347
6.3	НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ БАЛАНСА И МЕТОД ЕГО РЕШЕНИЯ.....	356
6.3.1	Поправки к асимптотической теории.....	356
6.3.2	Соображения по симметрии.....	360
6.3.3	Метод синтеза (ЦИФИ).....	364
6.3.4	Основная поправка на крупный шаг.....	367
6.3.5	Учет окружения ячейки.....	370
6.3.6	Учет недиагональности коэффициентов диффузии....	371
6.3.7	Высшие пространственные гармоники.....	372
6.3.8	Численные результаты.....	373
	ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 6.....	383
7.	УТОЧНЕННЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕОДНОРОДНЫХ РЕШЕТОК.....	387
	Н. Лалетин	
7.1	ВВЕДЕНИЕ.....	387
7.2	МЕТОД ГОМОГЕНИЗАЦИИ.....	388
7.3	ДРУГИЕ ТРАДИЦИОННЫЕ ПОДХОДЫ.....	390
7.4	МЕТОД ПОВЕРХНОСТНЫХ ГАРМОНИК.....	392
7.4.1	Вариационный принцип.....	393
7.4.2	О дальнейших этапах получения уравнений.....	397
7.4.3	Рождение и поглощение нейтронов в ячейке.....	401
7.4.4	Вектор групповых неизвестных.....	402
7.4.5	Обмен нейтронами с соседними ячейками.....	403
7.4.6	Матрица ψ_1	405
7.4.7	Матрица φ_1	405
7.5	АНАЛИЗ СВЯЗИ МЕТОДА ПОВЕРХНОСТНЫХ ГАРМОНИК С РЯДОМ ДРУГИХ ПОДХОДОВ.....	409
7.5.1	Основная поправка "на крупный шаг сетки".....	410
7.5.2	Учет окружения ячейки.....	412
7.5.3	Недиагональность матрицы коэффициентов диффузии..	414

7.5.4	Высшие пространственные гармоники.....	416
7.5.5	Транспортные поправки на границах ячеек.....	420
7.5.6	Дополнительные замечания по МПГ.....	421
ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 7.....		424

1. ВВЕДЕНИЕ К ТОМУ II СБОРНИКА ТРУДОВ ВМК

Атомная энергетика предъявляет повышенные требования к точности математического моделирования реакторов. Это связано с необходимостью обеспечить их безопасность и экономическую эффективность.

Современные реакторы типа ВВЭР представляют собой сложные гетерогенные системы с большим количеством конструктивных элементов. Для них характерны значительные неоднородности решеток (поглощающие элементы, твэлы с различным обогащением, водяные полости и т.д.), значительные градиенты плотностей и температур материалов. Тем не менее, проектирование тепловых реакторов и их эксплуатация, как правило, основаны на использовании относительно простых математических моделей и программ для ЭВМ. Издавна массовые инженерные расчеты реакторов на тепловых нейтронах базировались на малогрупповых библиотеках микроконстант, параметры которых нередко подгонялись по результатам критических экспериментов и данным эксплуатации.

Подогнанные малогрупповые микроконстанты были пригодны для узкого класса реакторов или даже определенного диапазона их состояний. Поэтому переход к исследованию нештатных режимов, разработка новых концепций реакторов требовали проведения и новых макроэкспериментов, оставляя зачастую большие сомнения в качестве проводимых расчетов.

Уже с начала семидесятых годов остро встал вопрос о повышении точности и надежности инженерных расчетов и отказе от указанного выше полуэмпирического подхода. В последние десятилетия в мире происходит переход к расчетам на основе сравнительно универсальных библиотек ядерных данных, мало чувствительных к конкретному типу реактора. Этот процесс сопровождается развитием работ в следующих направлениях:

- создание библиотек оцененных микроданных, предназначенных для расчета реакторов достаточно широкого класса;
- разработка прецизионных программ для расчетов систем на тепловых нейтронах по константам библиотек ядерных данных без внесения дополнительной методической погрешности (на базе Монте-Карло);
- сопоставление результатов прецизионных (benchmark) экспериментов и расчетов по прецизионным программам для анализа и совершенствования

библиотек микроданных;

- разработка инженерных методов и программ повышенной точности на базе библиотек универсальных микроданных;
- сопоставление результатов решения сравнительно простых задач (ячейки, макроячейки, критсборки) по прецизионным и инженерным программам для анализа методических погрешностей последних (в пренебрежении константной погрешностью при условии, что оба типа программ используют одинаковую первичную константную базу).
- проверка инженерных программ по данным пусков и эксплуатации действующих реакторов.

В томе II Сборника трудов ВМК представлены некоторые теоретические исследования в этих направлениях, проведенные коллективом специалистов стран-участниц ВМК в тесной связи с экспериментальными исследованиями на критической сборке ZR-6 ЦИФИ в Будапеште, описанными в томах I и III трудов ВМК.

В результате проведенных статических экспериментов на критсборке ZR-6 были получены следующие данные для критических состояний:

- микрораспределения энерговыделения и активации отдельных фольг в радиальном и аксиальном направлениях;
- критические высоты уровня замедлителя и коэффициенты реактивности;
- микропараметры и спектральные характеристики решеток (факторы проигрыша, спектральные индексы, надтепловые параметры $R\left(\begin{smallmatrix} \text{Np} \\ \text{Dy} \end{smallmatrix}\right), R\left(\begin{smallmatrix} \text{Ce} \\ \text{Dy} \end{smallmatrix}\right)$, фактор быстрого деления и т. д.).

В томе II в основном рассмотрены проблемы, качество решения которых, допускает проверку по результатам измерений на сборке ZR-6.

Другая важная часть теоретической работы ВМК в области создания и верификации полномасштабных моделей реакторов ВВЭР, проверка которых проводится, в основном, по данным пусков и эксплуатации действующих АЭС, в том не вошла.

В главе 2 описана константная база стран-участниц ВМК: программы для работы с ядерными данными, созданные и использующиеся библиотеки ядерных данных, работы по верификации библиотек ядерных данных на основе сопоставления расчетов по прецизионным программам и опубликованных в литературе результатов интегральных экспериментов.

Глава 3 содержит описание прецизионных программ, основанных на методе Монте-Карло, и методов расчета, важных для инженерных

применений и сопоставления с экспериментом реакторных параметров

В главе 4 приводится описание методов и программ для расчета параметров асимптотических решеток, которые традиционно используются в инженерных методах расчета реакторов водо-водяного типа. Исследуется точность инженерных программ на базе сравнения их результатов с расчетами по прецизионным программам и с данными экспериментов.

Глава 5 содержит описание алгоритмов и программ для потвэльного расчета энерговыделения в реакторах на основе методов гомогенизации и применения простейших разностных схем для решения уравнения диффузии в гомогенизированном реакторе с использованием асимптотических констант отдельных ячеек. Исследуются недостатки подобного традиционного подхода при расчете неоднородных решеток и пути их устранения. Описываются приемы повышения точности традиционных программ.

Теоретический анализ и проведенные сопоставления традиционных потвэльных (мелкосеточных) расчетов с прецизионными расчетами и модельными экспериментами привели к выводу о необходимости развития и внедрения новых нетрадиционных методов нодального типа. Вероятно, более правильно отнести их к классу методов синтеза. Изложение и анализ некоторых новых подходов, а также результаты их верификации проводятся в главах 6 и 7. Методике их проверки прецизионными программами уделено внимание в гл. 3.

Практически во всех главах проводится сопоставление результатов расчетов с измерениями как на сборке ZR-6, так и с другими экспериментами. Такое сопоставление дает обнадеживающую информацию о качестве констант и расчетных моделей, разработанных или используемых странами-участницами ВМК. В то же время следует отметить, что в томе отсутствует систематический и критический анализ экспериментов на сборке ZR-6. Проведение такой работы представляется весьма желательным, но выходит за рамки задач, поставленных перед авторским коллективом тома II.

В 1976-1991 гг в рамках ВМК разными авторами, но при взаимном обмене информацией и регулярных дискуссиях, проводились работы по усовершенствованию традиционных методов их расчета, основанных на теории гомогенизации. Одновременно развивались новые подходы, базирующиеся на нодальных принципах. В конце концов оказалось, что в простейших приближениях модифицированные методы гомогенизации (с последующей дискретизацией) и нодальные методы основаны на одинаковых

физических приближениях и приводят к одним и тем же или близким уравнениям. Различными же являются способы вывода уравнений и всегда символика обозначений, несмотря на регулярный обмен информацией между авторами.

Сегодня уже очевидно, что нодальные методы позволяют подвинуться значительно дальше по пути повышения точности математических моделей реактора, чем метод гомогенизации, по крайней мере, в принципе. Это связано прежде всего с возможностью увеличения свободных параметров модели, уточняющих эффекты сложного пространственного, углового и энергетического распределений. В теории же гомогенизации уточнение возможно, и то в ограниченном смысле, только в результате уточнения описания энергетического распределения за счет увеличения числа энергетических групп модели. Причем сильное увеличение числа групп в определенных условиях становится бессмысленным, вследствие уже принятых в диффузионной, гомогенизационной модели ограничений в описании углового и пространственного распределений.

Другое важное преимущество нодальных подходов – отсутствие двусмысленностей в определении параметров математических моделей, наличие возможности широко варьировать выбор таких параметров, в зависимости от физики задачи и требованиям, предъявляемым к точности. При этом всегда достаточно прозрачны приближения, которые используются при построении модели. Другая ситуация в теории гомогенизации, (а в некотором смысле и теории источников-стоков), где, например, до сих пор не удалось достичь полной ясности в проблеме введения однозначного и общепринятого математического определения понятия коэффициента диффузии гомогенизированной ячейки гетерогенного реактора.

В настоящее время нодальные методы решения кинетического (в отличие от широко известных методов для диффузионного) уравнения довольно широко используются в применении к мелкосеточным и крупносеточным расчетам гетерогенных реакторов разных типов и с разной физикой. В этой главе мы ограничимся в основном описанием только тех методов, которые используются при проведении потвэльных расчетов (аналогов мелкосеточным) реакторов типа ВВЭР и PWR. Часть из них, основанная на вариационном принципе, так называемые методы

поверхностных гармоник (МПГ), описана в главе 7. Там же дан сравнительный обзор некоторых, но не всех, нодальных методов, в основном, с точки зрения их сравнения с МПГ. Однако, многие работы в области развития нодальных методов (например, Городков С., Кочуров, Новиков А. и др.) проводились независимо от МПГ, с использованием некоторых других исходных принципов и с несколько другими целями. Часть подобных работ описана в этой главе. Мы не касаемся целой группы алгоритмов, разработанных для потвэльных расчетов реакторов типа РБМК и аналогов крупносеточных расчетов для реакторов ВВЭР.

В заключении дается краткое резюме о проделанной коллективом работе, сравнивается состояние расчетных моделей до и после проведенных исследований, дается информация о последних полномасштабных математических моделях ВВЭР, созданных или модифицированных в результате проведенной коллективом теоретической работе.

В представленных ниже таблицах 1.1 - 1.4 дается перечень исследованных решеток, проведенных на них измерений и соответствующих отчетов ВМК.

В описываемых экспериментах исследовались как невозмущенные, так и возмущенные гексагональные топливные решетки. Влияние основных параметров (обогащения топлива, шага решетки, концентрации борной кислоты в замедлителе, температуры) на нейтронно-физические параметры было изучено, в основном, на невозмущенных решетках.

В качестве возмущений (пэлы, водяные полости) исследовались характерные для реактора ВВЭР-1000 неоднородности топливных решеток. В экспериментах, описанных в томе 1, неоднородности были изучены на основной решетке (шаг решетки 12,7 мм, обогащение топлива 3,6%, температура 20°C, без бора в замедлителе). В экспериментах, описанных в томе 3, были также исследованы другие возмущенные решетки (например, при шаге решетки 11,0 мм).

Измерялись следующие характеристики решеток:

- критические уровни замедлителя и коэффициенты реактивности по уровню замедлителя $\partial\rho/\partial H$;
- критические уровни замедлителя и коэффициенты реактивности по температуре $\partial\rho/\partial T$;
- критические уровни замедлителя и коэффициенты реактивности по концентрации борной кислоты в замедлителе $\partial\rho/\partial C_B$;

- радиальные и аксиальные макрополя активации твэлов и различных детекторов ϕ_{MA} ;
- спектральные характеристики в виде отношения активаций различных детекторов в исследуемых спектрах к активациям в спектре тепловой колонны A_{m1} ;
- микрополя активации различных детекторов в макроячейках ϕ_{MI} .

Исследованные решетки без возмущений

В основном исследовались однозонные конфигурации за исключением решеток с обогащением 1,6 и 4,4%, которые исследовались в виде вкладышей, окруженных зоной запала с обогащением топлива 3,6%. Исследованные конфигурации приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1

Шаг ре- шетки [мм]	Обога- щение [%]	C_B [г/кг]	T [°C]	Число ТВЭЛОВ	N зоны /N кон- фигура- ции	Измеренные параметры
12.7	3.6	0	20	805	154/154	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{ml}$
			80		246/154	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, \partial\rho/\partial T$
			130			$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{ml}$
12.7	3.6	1.1	20	1765	162/161	$\partial\rho/\partial T, \partial\rho/\partial C_B$
			130			$\partial\rho/\partial T, \partial\rho/\partial C_B$
12.7	3.6	4.0	20	1765	161/161	$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial T, \partial\rho/\partial C_B$
			80			$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial T, \partial\rho/\partial C_B$
			130			$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial T, \partial\rho/\partial C_B$
12.7	3.6	5.8	20	1765	163/161	ϕ_{MA}, A_{ml}
			80		247/161	$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial T, \partial\rho/\partial C_B$
			130			ϕ_{MA}, A_{ml}
12.7	4.4	0	20	625	159/159	$\phi_{MA}, A_{ml}, \partial\rho/\partial T$
			130		164/159	ϕ_{MA}, A_{ml}
12.7	4.4	0	20	625	166/166	ϕ_{MA}, A_{ml}
			80	186		ϕ_{MA}
			130			ϕ_{MA}, A_{ml}

Таблица 1.1
(продолжение)

Шаг ре- шетки [мм]	Обога- щение [%]	C_B [г/кг]	T [°C]	Число твэлов	N зоны /N кон- фигура- ции	Измеренные параметры
11.0	3.6	0	20	1855	188/188	$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial T, A_{ml}$ $\partial\rho/\partial H$
			80			$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial T$
			130			$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial T, A_{ml}$
			20	1891	191/191	$\partial\rho/\partial H$
			20	1801	192/192	$\partial\rho/\partial H$
			20	1747	193/193	$\partial\rho/\partial H$
			20	1711	194/194	$\partial\rho/\partial H$
			20	1675	195/195	$\partial\rho/\partial H$
			20	1639	196/196	$\partial\rho/\partial H$
11.0	3.6	1.0	20	1855	209/188	$\phi_{MA}, \partial\rho/\partial C_B, A_{ml}$
15.0	3.6	0	20	409	212/212	$\partial\rho/\partial H$
			20	487	213/213	$\partial\rho/\partial H$
			20	571	214/214	$\partial\rho/\partial H$
			20	661	215/215	$\partial\rho/\partial H$
			20	769	216/216	$\partial\rho/\partial H$
			20	811	217/217	$\partial\rho/\partial H$
			20	919	218/218	$\partial\rho/\partial H$
			20	1915	219/219	$\partial\rho/\partial H$
			20	637	220/220	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{ml}$
15.0	3.6	4.0	20	1931	239/239	$\partial\rho/\partial H$
				1800	238/238	$\partial\rho/\partial H$
				1687	237/237	$\partial\rho/\partial H$
				1519	236/236	$\partial\rho/\partial H$
				1339	235/235	$\partial\rho/\partial H$
				1213	234/234	$\partial\rho/\partial H$
				1147	240/240	$\partial\rho/\partial H$
				1069	232/232	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{ml}$
				985	233/233	$\partial\rho/\partial H$

Таблица 1.1
(продолжение)

Шаг ре- шетки [мм]	Обога- щение [%]	C_B [г/кг]	T [°C]	Число твэлов	N зоны /N кон- фигура- ции	Измеренные параметры
15.0	4.4	0	20	583	221/221	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{m1}$
				691	223/223	$\partial\rho/\partial H$
				637	224/224	$\partial\rho/\partial H$
				547	225/225	$\partial\rho/\partial H$
				500	226/226	$\partial\rho/\partial H$
				439	227/227	$\partial\rho/\partial H$
				396	228/228	$\partial\rho/\partial H$
				361	229/229	$\partial\rho/\partial H$
				349	230/230	$\partial\rho/\partial H$
15.0	1.6	0	20	625	231/231	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{m1}$
	3.6			444		
19.05	3.6	0	20	1015	199/199	$\partial\rho/\partial H$
			20	919	200/200	$\partial\rho/\partial H$
			20	811	201/201	$\partial\rho/\partial H$
			20	769	202/202	$\partial\rho/\partial H$
			20	661	203/203	$\partial\rho/\partial H$
			20	571	204/204	$\partial\rho/\partial H$
			20	487	205/205	$\partial\rho/\partial H$
			20	409	206/206	$\partial\rho/\partial H$
			20	349	207/207	$\partial\rho/\partial H$
			20	313	208/208	$\partial\rho/\partial H$

Таблица 1.2

Исследованные регулярно возмущенные решетки типа X_n

Все измерения на решетках типа X_n проводились при обогащении топлива 3,6%, шагах решетки 11,0 мм или 12,7 мм, $C_B=0$.

Шаг решетки [мм]	Тип возмущений	Число возмущений	T [°C]	Число твэлов	N зоны /N кон- фигурации	Измеренные параметры
12.7	F7	31	20 130	1488	155/155	$\partial\rho/\partial T, \phi_{MA}, \phi_{MI}$ $\partial\rho/\partial T, \phi_{MA}, \phi_{MI}$
12.7	E3	91	20	726	176/176	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{ml},$ ϕ_{MI}
12.7	C5	55	20	1320	177/177	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, \phi_{MI}$
12.7	G3	37	20	1764	241/241	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}$
12.7	G5	37	20	1765	242/242	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA},$
12.7	G7	31	20 130	1488	244/244	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}$
12.7	E7	31	130	1488	245/245	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA},$
11.0	E7	31	20	1488	189/189	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, A_{ml},$ ϕ_{MI}
11.0	E3	169	20	1350	190/190	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, \phi_{MI}$

Таблица 1.3

Исследованные решетки с кассетной структурой типа

Все измерения на решетках типа КЗ31 проводились 11.0 мм, без бора в замедлителе, при температуре 20°C.

Центральная область решетки, имитирующая ТВС имела обогащение 4,4%, остальная часть - 3,6% (конфигурация 197/197). Во втором случае (конфигурация 198/198) периферийные твэлы центральной области для выравнивания выделения заменялись твэлами с обогащением топлива 3,6%.

Число/ тип воз- мущений	Обогаще- ние [%]	Число твэлов	N зоны /N кон- фигура- ции	Измеренные параметры
13/F3	3.6	1380	197/197	$\partial\rho/\partial N, \phi_{MA}, A_{m1}$
	4.4	318		

13/F3	3.6	1440	198/198	$\partial\rho/\partial N, \phi_{MA}, A_{m1}$
	4.4	258		

2. КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ РЕАКТОРНЫХ ПРОГРАММ

М. Юдкевич

В мире накоплен огромный объем экспериментальной информации о количественных характеристиках взаимодействия нейтронов с ядрами во всей области энергий реакторных нейтронов. Построены модели, позволяющие предсказать эти характеристики там, где экспериментальных данных недостаточно.

Сложилась определенная технология работы с ядерными данными применительно к потребностям реакторостроения. Физики, как правило, специалисты по ядерной физике, подвергают всесторонней оценке всю совокупность имеющейся информации для конкретного изотопа. Результатами этой работы являются рекомендации о наиболее достоверных на момент оценки значениях констант во всей области энергий реакторных нейтронов. На основе этой информации формируются машинные файлы оцененных нейтронных данных. Библиотеки таких файлов сформированы в нескольких странах: США, СССР, Японии и др. Большинство библиотек записаны в формате американской библиотеки ENDF/B и переданы в международный обмен через МАГАТЭ.

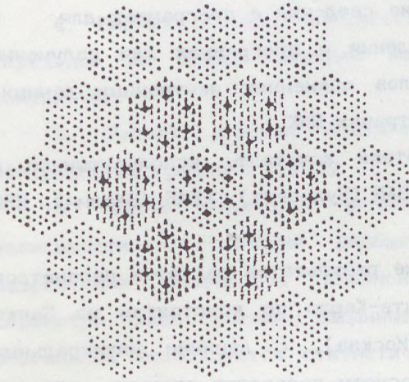
Работа по формированию библиотеки файлов, способной с гарантированной точностью обеспечить все запросы физиков-реакторщиков, далеко еще не закончена. Тем не менее, состояние дел таково, что можно вполне обоснованно ставить и успешно решать задачи о расчете реакторных параметров на основе только микроданных о сечениях и других характеристиках ядер.

В начале работы ВМК была поставлена задача разработать программное обеспечение, позволяющее с достаточной точностью предсказать физические характеристики реакторов ВВЭР, опираясь только на первичные ядерные данные. Эта задача в основном решена, что показало, в частности, и сравнение с результатами экспериментов на сборке ZR-6. Базируются программы на библиотеках файлов (в основном ENDF/B-4) или на собственных оценках.

Непосредственно в программах используются не файлы, а полученные на их основе рабочие библиотеки. При этом в алгоритм получения рабочих библиотек авторами программ закладываются те или иные приближения относительно энергетической зависимости спектра нейтронов. В инженерных программах BETTY-2 [1,2], NESSEL-4 [3,4], MICROBE [5],

Исследованные решетки с кассетной структурой типа K91

Все измерения на решетках типа K91 проводились при шаге решетки 12,7 мм, обогащение топлива 3,6%, без бора в замедлителе, температура 20°C.



Характерная картограмма (K91)

- . - ТВЭЛ
+ - ПЭЛ

Число/ тип воз- мущений	Число ТВЭЛОВ	N зоны /N конфи- гурации	Измеренные параметры
-	1729	179/179	$\partial\rho/\partial H$
19/D ∞	1710	180/179	$\partial\rho/\partial H, \phi_{MA}, \phi_{MI}$

УНИРАСОС-2 [6], TVS [7], РАФОРИН [8] используется групповой подход в сочетании с алгоритмами, базирующимися на теоремах эквивалентности, для описания резонансных эффектов. В программе SAPFIR [9] он сочетается с методом обобщенных подгрупп [10,11]. Подробней об алгоритмах различных инженерных программ сказано в главе 4. В программах ВМК, основанных на методе Монте-Карло, информация о ядерных данных используется также в виде рабочих библиотек. Их особенности описаны в этой главе и главе 3.

В разделе 2.1 приводятся краткие сведения о программах для ВМК. В разделе 2.1 приводятся краткие сведения о программах для получения рабочих библиотек программ из файлов оцененных нейтронных данных, разработанных или адаптированных в странах ВМК.

В разделе 2.2 описаны библиотеки констант, использующиеся в институтах стран-участниц ВМК: ЦИФИ ВАН (Будапешт), ККАБ (Берлин), ИЯИ (Ржеж), ИАЭ (Москва).

В разделе 3 проводится сравнение результатов расчетов параметров критсборок, выполненных методом Монте-Карло по константам из Банка оцененных нейтронных данных ИАЭ (Москва), с данными интегральных экспериментов на критсборках. Эти расчеты позволяют оценить, главным образом, погрешность константной базы, так как они проводились без упрощений в описании геометрии сборок.

2.1 ПРОГРАММЫ ДЛЯ РАБОТЫ С НЕЙТРОННЫМИ ДАННЫМИ.

2.1.1 Программы, разработанные в ВМК.

FEDGROUP

Программа FEDGROUP [12] вычисляет среднегрупповые константы в области энергий замедления нейтронов на основе файлов оцененных данных, записанных в формате ENDF/B, KEDAK или UKNDL. Эта программа широко использовалась в странах-участницах ВМК для получения библиотек групповых констант. Она включена в число программ, участвующих в международном обмене.

В программе имеется 6 блоков, которые могут работать независимо или вызываться последовательно:

1. Поточечное представление сечений в области разрешенных резонансов. Расчет сечений в энергетической точке выполняется с учетом эффекта Доплера. Точки выбираются таким образом, чтобы обеспечить заданную точность при линейной интерполяции.

2. Расчет многогрупповых констант при бесконечном разбавлении на основе сечений, заданных поточечно.

3. Расчет параметров замедления типа Грелинга-Герцеля из углового распределения упруго рассеянных нейтронов.

4. Расчет сечения неупругого рассеяния и матрицы межгрупповых переходов на основе функции возбуждения отдельных уровней и их континуума.

5. Расчет угловых моментов матрицы рассеяния с переходом нейтронов из группы в группу.

6. Расчет факторов резонансной самоэкранировки сечений в зависимости от сечения разбавления и температуры. В области разрешенных резонансов входной информацией служат резонансные параметры, либо сечения, заданные поточечно. В области неразрешенных резонансов используются статистические характеристики систем ядерных уровней. Расчет ведется в приближении узких резонансов.

Энергетическое разбиение и весовой спектр задаются пользователем.

FEDGROUP-R

Эта программа [13] является модифицированной и расширенной версией программы FEDGROUP. Предназначена для обработки данных в формате ENDF/B и использовалась для получения групповых констант библиотек типа БНАБ и WIMS.

CND

Программа CND [4] была создана с такой же целью, что и FEDGROUP. Она обеспечивает возможность использования файлов в формате ENDF/B-4 и ENDF/B-5. В частности, она позволяет проводить расчеты высших моментов сечения неупругого рассеяния. Программа использовалась для получения библиотеки групповых констант LIB-4 (ККАБ, Берлин).

CROS

Программа CROS [14] рассчитывает сечения в заданной энергетической точке на основе резонансных параметров, заданных в формате ENDF/B. В ней реализовано три алгоритма:

1. R - матричный формализм с учетом интерференции резонансов одного квантового состояния.

2. Одноуровневая формула Брейт-Вигнера.

3. S - матричный формализм (формулы Адлер-Адлера).

Время работы программы CROS позволяет непосредственно

использовать ее в программе расчетов методом Монте-Карло MCU и избежать предварительного табулирования сечений, что снимает вопрос о точности интерполяции.

SAPFIR

Этот программный комплекс [9], наряду с программами расчета ячеек и кассет, включает в себя и программы подготовки рабочих библиотек констант. Оригинальным в методе расчета является, так называемый, обобщенный подгрупповой подход в резонансной области энергий [10,11].

В комплексе, в частности, используется программа для получения обобщенных подгрупповых параметров в области разрешенных резонансов на основе библиотеки резонансных параметров. Число подгрупп в каждой группе выбирается таким образом, чтобы гарантировать заданную точность расчета поглощения в блоке. Доли подгрупп и подгрупповые сечения вычисляются методом моментов, обеспечивающим сохранение нужного числа прямых и обратных моментов полного сечения.

TERMAC

Программы этого пакета [15] предназначены для формирования рабочих библиотек в области малых энергий нейтронов, где важны эффекты химической связи и теплового движения ядер.

Программа NEWRAS [16] вычисляет дважды дифференциальное сечение решения $\sigma(E_o, E, \mu)$ в некогерентном гауссовом приближении. Исходной информацией для нее служит обобщенный фононный спектр замедлителя. Те же функции выполняет и программа СТЕНЫ [17], в которой реализован оригинальный алгоритм, разработанный ее авторами. Для кристаллических замедлителей сечение упругого рассеяния вычисляется с учетом когерентных эффектов по программе ELCOHR [18]. Дифференциальные сечения могут рассчитываться и в газовом приближении.

На основе программ NEWRAS и ELCOHR вычисляются матрицы межгрупповых переходов (первые два угловых момента сечений рассеяния с переходом нейтронов из группы в группу).

Групповые сечения захвата, деления и рассеяния на тяжелых ядрах вычисляются на основе библиотеки резонансных параметров программой CROS, включенной в пакет.

2.1.2 Адаптированные программы

В странах-участниках ВМК адаптировано несколько программ и программных комплексов, широко используемых во всем мире для работы с файлами оцененных нейтронных данных. Перечислим их.

NJOY [19], ГРУКОН [20]

Аналоги программы FEDGROUP. В отличие от последней, NJOY готовит также и матрицы рассеяния в области термализации, а ГРУКОН вычисляет подгрупповые параметры в области неразрешенных и разрешенных резонансов.

LINEAR, RECENT, SIGMA1 [21,22,23]

Программы для работы с сечениями в резонансной области энергий. В совокупности этот набор программ позволяет вычислять точечные сечения по резонансным параметрам ядер. Вся входная и выходная информация записана в формате ENDF/B.

THERMOS [24]

Программный комплекс для расчета сечений и спектров в области энергий термализации нейтронов. Программа GAKER в этом комплексе, аналог программ TERMAC, вычисляет сечения рассеяния с учетом теплового движения и химической связи ядер замедлителя.

2.2 БИБЛИОТЕКИ КОНСТАНТ ВМК.¹⁾

2.2.1 Библиотека многогрупповых констант ЦИФИ ВАН (Венгрия)

Библиотека используется в ЦИФИ в программах BETTY [1], CERES [25], PEANICO [26], THERMOS [24] и модулях системы KARATE [32] MASI и CERES.

Библиотека состоит из четырех частей:

- а) Точечные сечения резонансных изотопов для программы PEANICO, предназначенной для расчета нейтронного потока в области резонансов методом первых столкновений.
- б) Данные для программы CERES, которая определяет экранированные резонансные сечения на основе теории эквивалентности.
- в) Константы в области замедления (35 групп) для программы BETTY и пакета модульной подпрограммы MASI.
- г) Тепловые данные для программ BETTY и THERMOS и модульного пакета подпрограммы MASI.

Содержание библиотеки.

- а) Таблицы энергетической зависимости сечения захвата, деления и рассеяния для программы PEANICO. Сечения были рассчитаны с помощью программ LINEAR, RECENT, SIGMA1 для изотопов U-235, U-238 и Pu-239. Энергетическая область от 4000 до 0.625 эВ разбита на 30000 групп; их

¹⁾ Авторы разделов 2.2.1 - А. Керестури, 2.2.2 - Р. Беккер, Х. Хайнрих, 2.2.3 - К. Залески.

ширина зависит от резонансной структуры изотопа U-238. Имеющиеся в библиотеке данные относятся к температурам 300, 900 и 2100 К.

Программа PEANICO является обобщением программы PEACO [27] и позволяет проводить методом первых столкновений расчет ячеек в области разрешенных резонансов с учетом анизотропии рассеяния на водороде и детального описания резонансных сечений.

б) Библиотека программы CERES содержит:

- Сечение и резонансные интегралы по группам изотопов U-235, U-238, U-238+O₂ и Pu-239 в зависимости от сечения разбавления и температуры. Резонансные интегралы были рассчитаны с помощью программы PEANICO для гомогенной среды с водородным замедлителем, сечение которого рассматривается как сечение разбавления. В области неразрешенных резонансов расчеты были проведены с помощью программы FEDGROUP. При этом здесь было использовано приближение узких резонансов. Данные в библиотеке относятся к трем значениям температуры: 300, 900 и 2100 К. Сечения разбавления (в барнах) по изотопам приводятся ниже:

U-235	U-238	Pu-239
10.000	7.0	10.000
31.623	10.0	31.623
100.000	32.4	100.000
316.230	67.6	316.230
1000.000	115.6	1000.000
3162.300	176.4	3162.300
10000.000	250.0	10000.000
31623.000		31623.000
100000.000		100000.000

- факторы Белла по группам и по изотопам в зависимости от сечения разбавления. Эти данные определялись сопоставлением результатов расчетов гомогенных сред и изолированных стержней;

- факторы Гольдштейна, рассчитанные с помощью программ FEDGROUP в приближении Форти.

Все эти данные относятся к 21 группе с энергией от 41 кэВ до 1.84 эВ.

в) Данные для программ BETTY и MASI:

- сечения захвата, деления, упругого рассеяния для 35 групп в диапазоне от 10 МэВ до 0,625 эВ. Эти данные были рассчитаны с помощью программы FEDGROUP ;

- параметры приближения Грелинга-Герцеля, рассчитанные программой FEDGROUP;

- первые два угловых момента сечения неупругого рассеяния. Реально

учитывается только один угловой момент ($m=0$). Эти данные были получены с помощью FEDGROUP.

г) В области термализации нейтронов учтено тепловое движение и химическая связь атомов замедлителя. Верхний предел энергетической области - 1.84 эВ, что позволяет учесть большой резонанс изотопа Pu-240. В этой части библиотеки содержатся следующие данные:

- сечения захвата, деления и рассеяния в 35 энергетических точках. Они были интерполированы с использованием программы RECENT. Числа нейтронов деления здесь не зависят от энергии;
- первые два момента сечения рассеяния водорода, рассчитанные с помощью программы THERMOS (подпрограмма GAKER) в приближении Нелкина. Матрицы хранятся в библиотеке для пяти значений температур. Матрицы рассеяния других изотопов всегда рассчитываются в приближении свободного газа, и учитывается только первый угловой момент ($m=0$);
- функции G и H для дифференциального уравнения термализации в приближении Кадиллака. Они соответствуют модели Нелкина;
- резонансные параметры изотопа Pu-240.

Перечисленные в пунктах в) и г) данные в библиотеке имеются для 53 изотопов. Для 145 продуктов деления в библиотеке имеются только сечения захвата и рассеяния.

2.2.2 Многогрупповая библиотека LIB-4 (ККАБ, Берлин)

Библиотека используется в программе NESSEL-4 [3].

Библиотека LIB-4 [3] содержит многогрупповые константы, данные о продуктах деления, мгновенных и запаздывающих нейтронах, а также константы распада, которые характеризуют образование групп запаздывающих нейтронов и радиоактивный распад нуклидов ^{135}Xe и ^{241}Pu .

Библиотека имеет 34-групповой формат. В верхних 24 группах она в значительной части совпадает с библиотекой БНАБ, однако имеет и некоторые особенности. Важнейшие из них:

- экранировка резонансов учитывается только в 13-24 группах (4.65 кэВ - 0.465 эВ),
- матрицы упругого рассеяния вычислены заново,
- выше энергии 0,465 эВ сечение рассеяния на водороде скорректировано с учетом эффекта химических связей и теплового движения ядер,
- диапазон энергии ниже 0.465 эВ разбит на 10 групп, матрицы перехода между которыми вычислены на основе модели Коппеля-Янга.

Содержание библиотеки значительно расширено по сравнению с БНАБ путем обработки данных из файлов ENDF/B-4 с помощью программы CND.

2.2.3 Библиотека программы MICROBE (ИЯИ, Ржеж)

При расчетах в области замедления используется библиотека групповых констант типа БНАБ. Для обеспечения расчета резонансного поглощения на основе теоремы эквивалентности в этой библиотеке записаны факторы резонансной блокировки в зависимости от сечения разбавления.

В области термализации используется многогрупповая система THSIG.

Константы для обеих программ получены на основе файлов библиотеки оцененных данных ENDF/B-4 по программе FEDGROUP-R. В библиотеках имеется информация для всех материалов активной зоны, а также для продуктов деления.

2.2.4 Банк нейтронных данных (ИАЭ, Москва)

Объем информации в файлах оцененных данных настолько велик, что непосредственное их использование в реакторных программах вызывает затруднения даже на самых современных ЭВМ. Однако в этом и нет необходимости. В каждом типе реакторов определяющей является своя область спектра, информацию для которой надо представить наиболее подробно. В остальных областях ее можно описать приближенно, правильно учтя характерные особенности спектра нейтронов. В тепловом реакторе основными областями являются, как известно, область низколежащих резонансов делящихся и сырьевых изотопов и область термализации.

Для обеспечения потребностей расчетов тепловых реакторов в СССР создано несколько библиотек, каждая из которых с достаточной точностью описывает сечения в своей области энергии. Это библиотеки групповых констант, резонансных параметров и тепловых констант. Библиотеки созданы на основе оригинальных оценок с привлечением имеющихся файлов оцененных данных.

В ИАЭ константное обеспечение реакторных программ, опирающихся на оцененные нейтронные данные, собрано в "Банк нейтронно-физических констант ИАЭ". Помимо библиотек в состав банка входит программное обеспечение для работы с ними - поиск и выборка информации, пополнение, редактирование и прочий сервис.

Банк оцененных нейтронных данных ИАЭ был сформирован в результате длительной работы по оценке констант, которая в последние годы продолжается в рамках проекта MCU. Целью проекта является проведение прецизионных расчетов реакторов методом Монте-Карло. Программа MCU описана в главе 3. На библиотеках банка базируются и некоторые

детерминированные программы УНИРАСОС-2, TVS, РАФОРИН, SAPFIR. Таким образом банк нейтронных данных позволяет на единой константной базе выполнять расчеты реакторных параметров различными методами. Это дает возможность в явном виде выделить методическую погрешность детерминированных методик путем сравнения с данными реперных расчетов методом Монте-Карло. Примером может служить апробация программ SAPFIR, УНИРАСОС-2 и др.

Ниже описаны библиотеки констант, составляющие банк.

Библиотека групповых констант системы БНАБ [28]. Константы БНАБ [29, 30], давно успешно используются при расчетах быстрых реакторов. В случае тепловых реакторов они могут быть использованы для расчета спектра замедляющих нейтронов от 10,5 МэВ до области термализации. Идеология системы БНАБ и алгоритмы подготовки реакторных макроконстант подробно описаны ее авторами [29,30]. Здесь лишь отметим, что для учета резонансных эффектов в БНАБ имеются две возможности:

- формализм f-факторов, который можно использовать в сочетании с теоремой эквивалентности и методом вероятности первых соударений;
- формализм подгруппового описания сечений.

Основной источник информации в эксплуатируемой сейчас версии банка - это данные библиотеки [31]. К ним добавлены константы изотопов и элементов, полученные из файлов оцененных данных или в результате независимой оценки. Константы ряда изотопов были переоценены и при необходимости заменены. Сейчас в версии БНАБ банка содержится информация для 87 нуклидов (изотопов или элементов).

Библиотека резонансных параметров LIPAR. Эта библиотека [32] используется для описания энергетической зависимости сечений в области разрешенных резонансов.

Составлена библиотека на основе оценок, базирующихся на справочники [33,34], журнальных публикациях и файлах оцененных данных. При оценке параметров согласовывались вычисленные на основе параметров и независимо оцененные значения сечений в тепловой точке $E=0.0253$ эВ (библиотека КОРТ) и резонансные интегралы. Сейчас в LIPAR имеется информация для 93 изотопов.

Сечения описываются той или иной формулой, параметрами которой являются характеристики резонансов - положения, ширины и квантовые числа состояний. В тех случаях, когда формулы и их параметры недостаточно точно описывают экспериментальную кривую сечений, к вычисленной кривой добавляется "фон", компенсирующий ошибку. В формулы, описывающие резонансную часть сечений, заложена зависимость от температуры. Фон, который в большинстве случаев меняется достаточно медленно, от температуры не зависит и в библиотеке задан в виде таблиц

с указанием закона интерполяции между точками. Записана библиотека в формате ENDF/B.

Константы LIPAR используются программой CROS для расчета сечений в заданной энергетической точке с использованием формализма, указанного в библиотеке.

Библиотеки тепловых констант КОРТ и ТЕПКОН. Эти библиотеки обеспечивают расчеты в области термализации нейтронов, где важен учет теплового движения и химической связи атомов замедлителя. Базовой является библиотека КОРТ [35,36]. Она может обеспечить расчеты в области энергий ниже 5 эВ.

Для каждого изотопа и элемента в КОРТ имеется следующая информация:

- сечения захвата, деления и рассеяния в тепловой точке;
- число вторичных нейтронов деления;
- таблица энергетической зависимости сечений или рекомендация о способе ее расчета: сечения либо подчиняются закону " $1/v$ ", либо рассчитываются по параметрам резонансов.

В библиотеке в виде комментария для каждого элемента приведена дополнительная информация, которая непосредственно в расчетах не используется, но полезна как справочная информация: резонансные интегралы, g -факторы, точность сечений в тепловой точке и др.

Составлена библиотека КОРТ на основе оценок экспериментальной информации, файлов оцененных данных и рекомендаций других авторов.

Для основных реакторных замедлителей существует библиотека фоновых спектров (БФС) (в основном, по данным работ [50,51]), в которой записаны обобщенные фоновые спектры различных соединений. На основе БФС можно рассчитать дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с учетом теплового движения и химической связи атомов.

Рабочая библиотека тепловых констант ТЕПКОН формируется на базе библиотек КОРТ, БФС и LIPAR с помощью системы программ TERMAC по заданному списку материалов и их температур. В ТЕПКОН для каждого материала имеется следующая информация:

- сечения поглощения, деления и рассеяния в тепловой точке и признак отличия (или соответствия) энергетической зависимости сечений от закона $1/v$;
- групповые сечения для элементов, сечения которых не подчиняются закону $1/v$ (эти величины вычисляются по библиотеке резонансных параметров LIPAR, входящей в Банк, либо по файлам оцененных данных);
- матрицы межгрупповых переходов (первые два угловых момента сечения рассеяния с переходом нейтронов из группы в группу);
- средние косинусы сечения рассеяния для каждой группы;

- распределение по группам источников тепловых нейтронов от фермиевского спектра эпитепловых нейтронов.

Сечения рассеяния для замедлителей вычислены с учетом химической связи и теплового движения атомов. Расчет ведется в некогерентном гауссовом приближении по программе NEWRAS, включенной в состав TERMAS. В качестве входной информации используется обобщенный спектр частот замедлителей, представляющих практический интерес. Сечения рассеяния могут рассчитываться и в газовом приближении. Для кристаллических замедлителей сечение упругого рассеяния вычислено с учетом когерентных эффектов по программе ELCONR, также включенной в TERMAS.

Энергетическая шкала библиотеки ТЕПКОН задается пользователем. В настоящее время широко используется 40-групповая библиотека с граничной энергией 1 эВ и равномерным разбиением по скорости.

2.2.5 Библиотеки программ MCU, УНИРАСОС-2, РАФОРИН, SAPFIR (ИАЭ, Москва).

Все эти программы базируются на одной и той же константной базе - Банке нейтронных данных ИАЭ им. И. В. Курчатова.

Программа MCU

В программе расчетов методом Монте-Карло MCU (см. главу 3). непосредственно используется информация из Банка, которая затем переоценивается и изменяется, в частности, на основе расчетов, проведенных по MCU. При моделировании столкновений в области разрешенных резонансов урана, плутония, гадолиния и других сильно поглощающих изотопов сечения вычисляются по параметрам библиотеки LIPAR.

Программа УНИРАСОС-2

Используются три рабочих библиотеки констант:

- 14-групповая библиотека сечений для надтепловых энергий;
- таблица эффективных резонансных интегралов всех изотопов урана и плутония в зависимости от сечения разбавления;
- сечения в тепловой области ($E < 0.625$ эВ).

В области спектра деления и неразрешенных резонансов библиотека основана на данных БНАБ. То же относится и к нерезонансным изотопам во всей области энергий. Резонансные интегралы для одиночного стержня вычислены на основе библиотеки LIPAR. Факторы Гольдштейна подобраны таким образом, чтобы обеспечить совпадение результатов расчета резонансного поглощения с расчетами по прецизионным программам.

Спектр тепловых нейтронов рассчитывается по дифференциальной

модели Н.И. Лалетина [37]. Сечения поглощения и деления в тепловой области получены на основе библиотек LIPAR и КОРТ.

Программы РАФОРИН, TVS

Для расчетов в области замедления используются те же константы, что и в программе УНИРАСОС-2.

Для расчета спектра тепловых нейтронов ($E < 0.625$ эВ) используется библиотека ТЕПКОН, сформированная с помощью программного комплекса TERMAC.

Программа SAFFIR

В области замедляющихся нейтронов используется групповая библиотека БНАБ/ТР. Она получена из библиотеки БНАБ банка и отличается от нее тем, что для основных резонансных изотопов введены параметры обобщенного подгруппового подхода [10, 11].

В алгоритмы инженерных реакторных программ, использующих систему БНАБ или другую систему с идеологией f-факторов, часто вводят поправочные коэффициенты для нормировки на эксперимент или прецизионный расчет вероятности избежаний резонансного поглощения.

Чтобы избежать эту процедуру, был развит обобщенный подгрупповой подход к расчету резонансного поглощения в реакторных ячейках. Константы обобщенного подгруппового метода дополняют классическую систему БНАБ и позволяют использовать библиотеку групповых констант для расчета реакторов не только быстрых, но и тепловых реакторов.

Для основных резонансных изотопов, в том числе всех изотопов урана и плутония, библиотека БНАБ дополнена следующей информацией:

a^i - доля подгруппы i ($\sum a^i = 1$);

σ_t^i - интервал σ_t в подгруппе;

$\sigma_x^i (x=t, c, e, f)$ - среднее по группе полное и парциальное сечения;

$\omega^{(i, j)}$ - матрица перехода между подгруппами i и j при упругом рассеянии;

$\alpha_{i, k}^{j, l}$ - коэффициент корреляции между подгруппами i и j изотопов k и l .

Все эти величины зависят от температуры.

Параметры получены в области разрешенных резонансов по программе СЕРП. В качестве исходных констант использовалась библиотека LIPAR. Выбор числа подгрупп производился из условия расчета точности поглощения на изотопе не хуже 3% в каждой группе.

При больших энергиях нейтрона, когда верно приближение узких резонансов, можно использовать подгрупповые константы из оригинальной системы БНАБ, которые также записаны в БНАБ/ТР.

В области термализации ($E < 1$ эВ) в SAFFIR используется 40-групповая библиотека ТЕПКОН из Банка нейтронных данных.

2.3 ВЕРИФИКАЦИЯ БАНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ

Нейтронные данные прецизионных и инженерных программ, используемых в странах ВМК, верифицируются путем сравнения результатов расчетов с данными измерений на критических сборках реакторов различных типов: водо-водяных, с графитовым замедлителем, быстрых и др.

Для проверки надежности констант Банка нейтронных данных и определения точности расчетов критичности и других физических характеристик реакторов был проведен расчет примерно 150 описанных в литературе критических сборок (в том числе всех признанных как benchmark комитетом по ядерным данным США [38] и сборок ZR-6).

Описание сборок на языке исходных данных программы MCU и результаты их расчетов собраны в машинную библиотеку CLAD. Ниже приведены результаты [39] расчета тех сборок, которые имеют прямое отношение к реакторам типа ВВЭР.

Расчет сборок проводился методом Монте-Карло по версии MCU-1, описанной в главе 3. Использовался физический модуль, который описывает взаимодействия нейтрона с ядрами в следующей модели:

- в области ниже 1 эВ сечения описываются в 40-групповом разбиении с равномерным шагом по скорости; сечения рассеяния на водороде рассчитываются на основе обобщенного фононного спектра воды с учетом теплового движения и химической связи атомов;
- в области 100 эВ-1 эВ для ^{235}U и 465 эВ-1 эВ для ^{238}U сечения вычисляются по резонансным параметрам (библиотека LIPAR и программа CROS) при каждом соударении;
- выше указанных энергий для ^{235}U и ^{238}U и 1 эВ для всех остальных ядер сечения описываются в 26-групповом приближении с подгрупповым описанием резонансной структуры (библиотека БНАБ);
- при энергии нейтрона выше 10 кэВ используется групповое приближение, ниже 10 кэВ энергия нейтрона изменяется непрерывно, энергия после столкновения разыгрывается по кинематическим формулам. Такая модель позволяет достичь разумного компромисса между точностью расчета и требуемым временем ЭВМ.

Геометрия и состав сборок при расчетах моделируются в соответствии с авторским описанием без каких-либо дополнительных приближений. Поэтому рассматривались только те сборки, документация по которым достаточно полна.

Анализ результатов расчетов показал следующее:

- критичность сборок с ураном может быть предсказана с точностью не хуже, чем 0.5%, примерно такую же неопределенность имеют и экспериментальные данные;
- константы изотопов плутония в MCU-1 нуждаются в корректировке: расчетное значение K_{ef} критических сборок превышает 1 на 1+3 %. Те недостатки константного обеспечения, которые выявились при верификации MCU-1, в основном, устранены при создании новой программы MCU-2 [18]. Это, в частности, позволило увеличить до требуемого уровня точность расчета систем с плутонием.

Далее в тексте каждая сборка фигурирует под тем номером, под которым она записана в CLAD. Для широкоизвестных сборок указаны также названия, под которыми они описаны в литературе.

Обозначения при описании критических сборок.

H/U5, H/U3, H/Pu9

- отношение ядерных плотностей водорода и ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu ;

B10/U5 - отношение ядерных плотностей ^{10}B и ^{235}U ;

W - весовое содержание изотопа в смеси изотопов в %;

d - диаметр топливного блока (включая покрытие), см ;

V_M/V_F - отношение объемов замедлителя (вода) и активной части топливного блока;

B^2 , B_z^2 - полный и аксиальный лапласиан системы, м^{-2} ;

Обозначения при описании результатов расчета.

K_{ef} - коэффициент размножения;

P - доля утечки на один нейтрон деления;

M_f^2 - квадрат длины миграции нейтрона от рождения до деления, см^2 ;

δ^{25} , δ^{49} - отношение скоростей деления ^{235}U , ^{239}Pu выше и ниже кадмиевой границы E_c ;

ρ^{28} - отношение скоростей захвата в ^{238}U выше и ниже E_c ;

В тех сборках, где проведено измерение спектральных индексов, значение E_c отвечает условиям эксперимента (толщина кадмиевого чехла). В противном случае принимается $E_c = 0,625$ эВ. В таблицах результатов значение E_c указывается, только если оно отличается от 0,625 эВ.

δ^{28} - отношение скоростей деления ^{238}U и ^{235}U ;
 δ_{49}^{25} - отношение скоростей деления ^{235}U и ^{249}Pu ;
 ξ^{25} - отношение скоростей деления ^{235}U в среднем по замедлителю и топливу (фактор проигрыша).

Представление результатов расчета.

Все расчетные результаты приведены вместе со статистической ошибкой. Например 5,02(6) означает $5,02 \pm 0,06$, где 0,06 статистическая ошибка (одно стандартное отклонение).

2.3.1 Гомогенные критические сборки с ураном-235.

Из нескольких десятковборок, описанных в литературе, для расчетов отобрано 23 сборки без отражателя и 10борок с отражателем, в совокупности охватывающих весь диапазон измеренных концентраций урана. Обогащение ^{235}U не менее 93%. К ним добавлена "бесконечная среда", концентрация в которой определена экстраполяцией к нулевому лапласиану. Общая характеристикаборок и ссылки на литературу даны в таблице 2.1. Результаты расчетов приведены в таблице 2.2.

Для наглядности расчетное значение K_{ef} приведено на рис.2.1 в зависимости от $H/U5$.

Для большинстваборок отличие K_{ef} от 1 не превышает $\pm 1\%$. При этом для систем с большим значением $H/U5$ расчет предсказывает критичность практически точно. С уменьшением $H/U5$ вбороках без отражателя расчетное значение K_{ef} возрастает. Дляборок с отражателем картина обратная. Анализ результатов расчета показал, что для повышения точности достаточно уточнить форму спектра нейтронов деления.

Таблица 2.1
Характеристики гомогенных сборок с ^{235}U

Номер варианта	Лит-ра	Характеристика сборки		
H001 H002 H003 H004 H005 H006 H007 H008 H009 H010	[40]	Цилиндр без отражателя. Раствор UO_2F_2 .		
		R, см	H, см	H/U5
		12,7	34,8	50
		12,7	34,1	61
		12,7	38,9	27
		12,7	35,1	44
		12,7	34,4	83
		12,7	41,2	169
		15,25	32,8	331
		19,05	43,6	755
		19,05	22,9	331
		12,7	33,7	73
H011 H012 H013 H014 H015 H016 H017 H018 H019 H020	[40]	Цилиндр с отражателем; боковой отражатель 10 см, торцевой 15 см. Раствор UO_2F_2 .		
		R, см	H, см	H/U5
		10,15	19,4	79
		10,15	28,1	192
		8,25	20,7	26
		12,7	12,5	43
		7,6	71,8	59
		12,7	14,4	127
		12,7	22,4	329
		19,05	16,9	499
		19,05	27,1	755
		19,05	44,3	999

[41]		Цилиндр без отражателя. Раствор $UO_2(NO_3)_2$.		
		R, см	H, см	H/U5
H021		77,4	46,5	1604
H022		77,4	74,2	1021
H023		77,4	106,8	1905
H024		77,4	205,0	1981
H025		136,8	241,0	2052
H026		136,8	119,4	2004
H027		136,8	90,9	1955
H028		77,4	48,8	1634
[41]		Бесконечная среда. Раствор $UO_2(NO_3)_2$.		
		H/U5		
H029		2110±20		
[41]		Сфера без отражателя. Раствор $UO_2(NO_3)_2$. (benchmark [38])		
		R, см	H/U5	B10/U5
H031	(ORNL-1)	34,6	1378	0,0
H032	(ORNL-2)	34,6	1177	0,018
H033	(ORNL-3)	34,6	1033	0,0032
H034	(ORNL-4)	34,6	972	0,0037
H035	(ORNL-5)	61,0	1835	0,0

Таблица 2.2
Результаты расчета гомогенных сборок с ^{235}U

Сборка		Результат расчета		
Номер варианта	H/U5	K_{ef}	P	δ^{25}
H001	50	1,010(3)	0,456	0,340(2)
H002	61	1,008(3)	0,459	0,321(2)
H003	27	1,006(3)	0,443	0,778(6)
H004	44	1,012(3)	0,453	0,447(3)
H005	83	1,012(3)	0,460	0,232(1)
H006	169	1,010(4)	0,455	0,117(1)
H007	331	1,008(3)	0,424	0,0636(3)
H008	755	0,993(2)	0,332	0,0323(2)
H009	331	1,011(3)	0,421	0,0636(3)
H010	73	1,005(3)	0,463	0,264(1)
H011	79	0,999(3)	0,166	
H012	192	1,017(3)	0,166	
H013	26	0,992(2)	0,193	
H014	43	0,981(3)	0,150	
H015	59	1,003(3)	0,196	
H016	127	0,999(3)	0,142	
H017	329	1,012(3)	1,131	
H018	499	1,006(2)	0,094	
H019	755	1,015(3)	0,084	
H020	999	1,006(2)	0,077	
H021	1604	1,004(2)	0,122	0,0186(1)
H022	1021	1,005(2)	0,069	0,0176(1)
H023	1905	1,003(2)	0,051	0,0166(1)
H024	1981	1,000(2)	0,035	0,0163(1)

Сборка		Результат расчета		
Номер варианта	H/U5	K	P	δ^{25}
H025	2052	1,005(2)	0,012	0,0158(1)
H026	2004	0,994(2)	0,031	0,0162(4)
H027	1955	0,995(2)	0,043	0,0164(4)
H028	1634	0,998(2)	0,1151	0,0185(4)
H029	2110	0,999(2)	0,0	0,0156(3)
H031 (ORNL-1)	1378	0,997(2)	0,176	0,021
H032 (ORNL-2)	1177	0,999(2)	0,172	0,024
H033 (ORNL-3)	1033	0,999(2)	0,170	0,029
H034 (ORNL-4)	972	0,997(2)	1,131	0,029
H035 (ORNL-10)	1835	0,999(2)	0,069	0,017

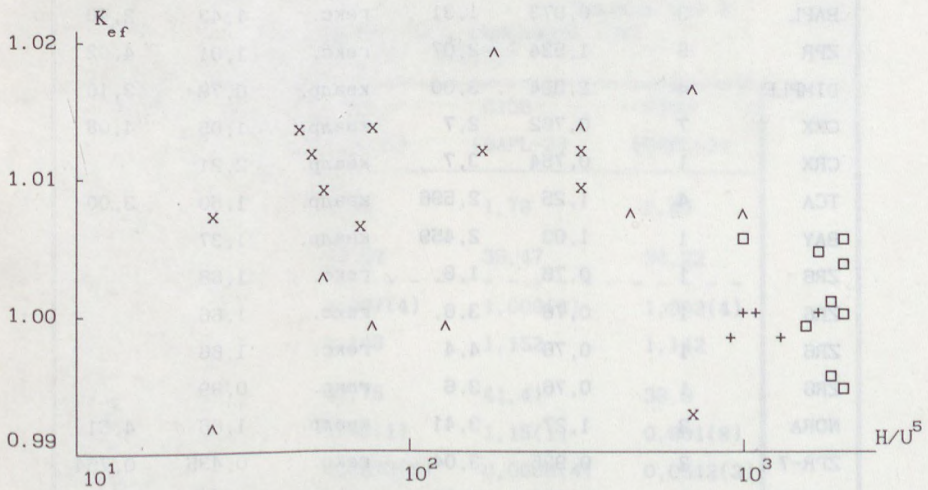


Рис.2.1 Расчетное значение K_{ef} гомогенных сборок.
Сборки без отражателя: x, □ - цилиндры; + - сферы;
Сборки с отражателем: △ - цилиндры.

2.3.2 Асимптотические ячейки.

Большинство опубликованных экспериментов на однородных решетках двуокисью урана низкого обогащения систематизированы в работе [42]. Для расчетов отобраны те сборки, где приведены составляющие лапласиана B_r^2 и B_z^2 и измерены спектральные индексы. В число отобранных входят и сборки TRX и BAPL, рекомендованные в работе [38] как benchmark. Расчитаны также и сборки ZR-6, описанные в сборнике [43]. Общее представление о рассчитанных сборках можно получить из таблицы 2.3. Результаты расчета K_{ef} и спектральных индексов представлены в таблицах 2.4.

Таблица 2.3

Характеристики асимптотических решеток.

Сборка	Кол-во вариан- тов	блок ^{*)}		Геом.	V_M/V_F	
		диам.	обогащ.		Мин.	Макс.
TRX	2	0,983	1,31	гекс.	2,35	4,02
BAPL	3	0,973	1,31	гекс.	1,43	2,40
ZPR	5	1,524	2,07	гекс.	1,01	4,02
DIMPLE	4	2,024	3,00	квадр.	0,78	3,16
CRX	7	0,762	2,7	квадр.	1,05	4,08
CRX	1	0,754	3,7	квадр.	2,21	
TCA	4	1,25	2,596	квадр.	1,50	3,00
BAY	1	1,03	2,459	квадр.	1,37	
ZR6	1	0,76	1,6,	гекс.	1,66	
ZR6	1	0,76	3,6,	гекс.	1,66	
ZR6	1	0,76	4,4	гекс.	1,66	
ZR6	1	0,76	3,6	гекс.	0,89	
NORA	3	1,27	3,41	квадр.	1,66	4,51
ZPR-7	2	0,935	3,04	гекс.	0,435	0,754
ZPR-7	2	0,935	3,04	квадр.	0,960	1,137
ZPR-7 ^{*)}	2	0,935	3,04	квадр.	0,961	1,281

^{*)} TRX - металлический уран, остальные сборки - UO_2 .

^{**)} полиячейка 4x4, загружено 12 или 14 блоков.

Таблица 2.4.1

Сборка TRX *)

d=0,983 A1 W=1,3

вариант	C101 (TRX-1)	C102 (TRX-2)
V_m / V_f	2,35	4,02
B^2	57,00	54,69

K_{ef}	0,996(2)	0,999(2)
K_∞	1,188	1,171
M^2	32,37	30,89
ρ^{28}	1,34(1)	0,834(7)
δ^{25}	0,0971(5)	0,0594(4)
δ^{28}	0,0964(5)	0,0719(5)
C^*	0,796(3)	0,641(4)

*) benchmark [38].

Таблица 2.4.2

Сборка BAPL benchmark [38]

d=0,973 A1 W=1,311

вариант	C107 (BAPL-1)	C108 (BAPL-2)	C109 (BAPL-3)
V_m / V_f	1,43	1,78	2,40
B^2	32,59	35,47	34,22

K_{ef}	0,997(4)	1,009(4)	1,002(4)
K_∞	1,146	1,152	1,142
M^2	43,75	41,41	38,9
ρ^{28}	1,41(1)	1,15(1)	0,901(8)
δ^{25}	0,0833(5)	0,0666(4)	0,0512(3)
δ^{28}	0,0770(5)	0,0662(2)	0,0550(4)
C^*	0,813(5)	0,733(4)	0,656(4)
ξ_{25}	1,13(1)	1,14(1)	1,15(1)

Таблица 2.4.3

Сборка ZPR

d=1,524 A1 W=2,07

вариант	C120	C121	C122	C123	C124
V_M/V_F	1,012	1,515	2,017	3,011	4,016
B^2	57,6	79,8	83,2	74,8	60,6

K_{ef}	1,008(4)	0,985(3)	0,996(3)	1,004(3)	1,003(3)
K_∞	1,272	1,307	1,306	1,273	1,211
M^2	42,93	38,99	37,02	35,14	32,24
ρ^{28}	2,44(2)	1,70(2)	1,36(1)	0,95(1)	0,75(1)
δ^{25}	0,159(1)	0,106(7)	0,0824(6)	0,0579(4)	0,0462(3)
δ^{28}	0,0931(7)	0,0741(5)	0,0614(4)	0,0478(3)	0,0408(3)
C^*	0,708(5)	0,564(4)	0,495(3)	0,423(3)	0,384(3)

Таблица 2.4.4

Сборка DIMPLE

d=1,012 SS W=3,003

вариант	C125	C126	C127
V_M/V_F	0,779	1,001	1,001
B^2	50,96	66,00	62,58

K_{ef}	0,998(4)	1,002(4)	1,003(4)
K_{∞}	1,224	1,268	1,264
M^2	40,99	30,08	39,87
ρ^{28}	5,06(4)	3,96(3)	4,03(3)
σ^{25}	0,310(2)	0,237(2)	0,241(2)
σ^{28}	0,106(9)	0,0901(6)	0,0921(6)
C^*	0,752(4)	0,646(4)	0,653(4)
ξ_{25}	1,222(9)	1,239(8)	1,241(9)

Таблица 2.4.5

Сборка CRX

d=0,762 SS W=2,7

вариант	C129	C130	C131	C132	C133
V_M/V_F	1,048	1,2	1,405	1,853	2,166
B^2	40,7	47,5	53,2	63,3	68,8
K_{ef}	1,008(3)	1,005(4)	1,012(3)	1,010(3)	1,008(4)
K_∞	1,174	1,195	1,218	1,243	1,247
M^2	39,48	38,16	37,16	34,72	34,07
$\rho^{28} *$	3,80(3)	3,44(3)	2,89(2)	2,25(2)	2,00(2)
$\delta^{25} *$	0,220(1)	0,201(1)	0,163(1)	0,124(1)	0,107(1)
δ^{28}	0,0848(1)	0,0789(5)	0,0703(4)	0,0581(4)	0,0521(4)
C^*	0,702(4)	0,653(4)	0,591(4)	0,508(3)	0,470(3)
ξ_{25}	1,175(7)	1,18(3)	1,20(1)	1,21(2)	1,207(1)

вариант	C134	C135	C137 ^{**}
V_M/V_F	3,372	4,078	2,212
B^2	59,5	54,4	95,1
K_{ef}	1,033(3)	1,036(3)	1,008(4)
K_∞	1,236	1,257	1,349
M^2	32,68	31,97	33,72
$\rho^{28} *$	1,36(1)	1,12(1)	2,59(2)
$\delta^{25} **$	0,0706(5)	0,0929(6)	0,136(1)
δ^{28}	0,0376(2)	0,0329(2)	0,0508(3)
C^*	0,384(3)	0,348(2)	0,399(3)
ξ_{25}	1,24(1)	1,26(1)	1,26(1)

*) $E_C=0,55$ эВ.

**) d = 0,754, W = 3,7.

Таблица 2.4.6

Сборка TCA

d=1,25 A1 W=2,596

вариант	C139	C140	C141	C142
V_M/V_F	1,501	1,833	2,482	2,999
B^2	83,3	93,2	98,3	95,2

K_{ef}	1,013(4)	0,997(4)	1,000(4)	1,006(4)
K_∞	1,364	1,386	1,372	1,352
M^2	39,6	38,14	35,39	34,62
ρ^{28}	2,14(2)	1,81(2)	1,40(1)	1,19(1)
δ^{25}	0,129(1)	0,109(1)	0,082(1)	0,0697(5)
δ^{28}	0,0700(5)	0,0627(4)	0,0510(4)	0,0450(3)
C^*	0,512(3)	0,464(3)	0,405(3)	0,373(3)
ξ_{25}	1,31(1)	1,32(2)	1,37(2)	1,38(2)

Таблица 2.4.7

Сборка BAY

d=1,03 A1 W=2,459

вариант	C146
V_M/V_F	1,377
B^2	70,1

K_{ef}	1,009(4)
K_∞	1,328
M^2	42,44
$\rho^{28} *)$	2,34(2)
$\delta^{25} *)$	0,137(9)
δ^{28}	0,0726(5)
C^*	0,571(4)

*) $E_C = 0,55$ эВКритичность

Результат расчёта K_{ef} близок к значению, полученному на рис.2.2. В качестве параметра ядра берём B^2 , характеризующий утечку нейтронов.

Большинство расчётных значений K_{ef} расположено в интервале от 0,98 до 1,01. Прямое по всем сборкам значение равно 1,004. Данное згу

Таблица 2.4.8

Сборка ZR6

d=0,76 Zr W=3,6, 1,6, 4,0, 3,6 соответственно

вариант	ZR6-1	ZR6-2	ZR6-3	ZR6-4
V_M/V	1,66	1,66	1,66	0,888
B^2	98,58	50,57	112,58	67,13
K_{ef}	1,008(3)	0,989(3)	1,001(3)	0,995(4)
K_∞	1,421	1,196	1,455	1,309
M^2	38,74	40,47	37,91	45,37
ρ^{28}	2,91	1,47	3,46	5,12
δ^{25}	0,155	0,0794	0,189	0,292
δ^{28}	0,0539	0,0610	0,0529	0,0837
C^*	0,523	0,686	0,411	0,0837

Таблица 2.4.9

Сборка NORA

d=1,27 SS W=3,41

вариант	C143	C144	C145
V_M/V_F	1,66	3,03	4,51
B^2	91,89	98,8	86,4
K_{ef}	1,010(4)	1,015(4)	1,011(4)
K_∞	1,351	1,355	1,296
M^2	34,66	32,30	31,31
ρ^{28}	2,63(2)	1,53(2)	1,10(1)
δ^{25}	0,158(1)	0,0887(6)	0,0623(5)
δ^{28}	0,0649(4)	0,0439(3)	0,0344(2)
C^*	0,438(3)	0,322(3)	0,272(2)
ξ_{25}	1,41(1)	1,53(1)	1,60(1)

d=0,935 A1 W=3,042

вариант	C001	C003	C005	C007
V_M/V_F	0,435	0,7544	0,9596	1,371
B^2	24,36	55,38	70,76	91,82
K_{ef}	0,989(3)	0,987(3)	0,986(3)	0,982(3)
K_∞	1,139(3)	1,265(3)	1,329(3)	1,380(3)
M^2	58,7	48,6	45,15	40,8
ρ^{28}	8,85(5)	5,04(4)	3,95(3)	2,86(2)
δ^{25}	0,561(3)	0,301(2)	0,230(1)	0,160(1)
δ^{28}	0,1412(7)	0,0999(6)	0,085(5)	0,066(4)
C^*	1,034(5)	0,743(4)	0,637(5)	0,523(3)

Таблица 2.4.11

Сборка ZPR-7^{*)}

d=0,935 SS W=3,042

вариант	C009	C012	C006
$V_M/V_F^{**)}$	1,708	1,281	0,962
B^2	74,27	61,99	47,47
K_{ef}	1,000(3)	1,002(3)	1,006(3)
K_∞	1,278(3)	1,255(8)	1,201(3)
M^2	36,03	38,24	39,4
ρ^{28}	2,51(2)	3,22(2)	2,86(2)
δ^{25}	0,141(1)	0,187(1)	0,253(1)
δ^{28}	0,063(4)	0,075(4)	0,066(4)
C^*	0,483(3)	0,561(3)	0,523(3)

*) В варианте C009 удален каждый 4-й блок, в варианте C012 каждый 8-й; освободившееся место занято водой.

**) Среднее по активной зоне.

Критичность

Результат расчета K_{ef} решеток для наглядности приведен на рис.2.2. В качестве параметра взята величина $B_M^{2,2}$, характеризующая утечку нейтронов.

Большинство расчетных значений K_{ef} распределено в интервале от 0,99 до 1,01. Среднее по всем сборкам значение равно 1,004. Однако эту

величину нельзя рассматривать как показатель точности расчетов. Дело в том, что не видно разумного объяснения столь сильного разброса результатов расчета для близких по составу и геометрии систем. Это наводит на мысль о методической погрешности при измерении B^2 или на то, что не все сборки в действительности асимптотичны.

В сборках CRX расчетное значение K_{ef} превышает 1 больше, чем на 1%, а в двух из них более чем на 3%. Анализ результатов измерений ρ^{28} в этих сборках заставил отбросить их как явно ошибочные (см. ниже), что делает сомнительными и данные по критическим B^2 . Без учета сборок CRX среднее $K_{ef} = 1,002$.

Расчетный анализ всей совокупности решеток показывает, что имеющиеся экспериментальные результаты позволяют определить точность расчета критичности с неопределенностью не лучше, чем 1%. Современный уровень знаний нейтронных констант позволяет вычислить K_{ef} с большей точностью (речь идет об уран-водных системах со слабообогатенным ураном). Это подтверждает и высокая точность расчетов спектральных индексов, менее чувствительных к B^2 , чем K_{ef} .

Результаты сравнения расчета и измерения спектральных индексов приводятся далее.

Поглощение ^{238}U

Значения модифицированного коэффициента конверсии C^* , определяющего полный захват ^{238}U , сравниваются в таблице 2.5.

Во всех случаях отклонение данных расчета от измерения не выходит за пределы экспериментальной ошибки, составляющей примерно 1% в TRX и 3% в DIMPLE.

Резонансный захват характеризует спектральный индекс ρ^{28} . Сравнение результатов его расчета и измерения проводится в таблице 2.6. и на рис.2.3.

В сборках CRX отличие расчета и измерения достигает 30%. Никаким приближением в алгоритме расчета или неточностью констант столь большое отличие объяснить нельзя, тем более, что в остальных сборках ситуация вполне благополучна. Нам представляется, что в описании сборок CRX допущена ошибка.

В остальных сборках результаты согласуются, хотя видна тенденция к некоторому завышению расчетного значения.

Эпитепловое деление ^{235}U

Этот процесс определяет спектральный индекс δ^{25} , который измерен в сборках TRX и BAPL. Расчетные и экспериментальные значения сравниваются в таблице 2.7 и на рисунке 2.4.

В этих сборках ^{235}U блокируется слабо, поэтому δ^{25} определяется в основном величиной H/U5 , зависимость от которой и дана на рис. 2.4. Видно, что результаты расчета и измерения согласуются в пределах примерно 2%.

Деление ^{238}U

Этот процесс характеризуется спектральным индексом δ^{28} . Результаты его расчета и измерения собраны в таблице 2.8.

Во всех сборках используются топливные блоки близкого диаметра, поэтому характерным параметром является водо-урановое отношение V_M/V_F , зависимость от которого и приведена на рис. 2.5.

Отклонение расчетного значения от экспериментального не велико, за исключением нескольких выбросов. В среднем расчет занижает значение δ^{28} примерно на 3%.

Таблица 2.5

Полный захват ^{238}U

Сборка		С*	
название	вариант	эксперимент	расчет
TRX	C101	0,797±0,008	0,796(3)
	C102	0,647±0,006	0,641(4)
DIMPLE	C125	0,725±0,018	0,752(4)
	C126	0,628±0,012	0,646(4)
	C127	0,645±0,016	0,653(4)

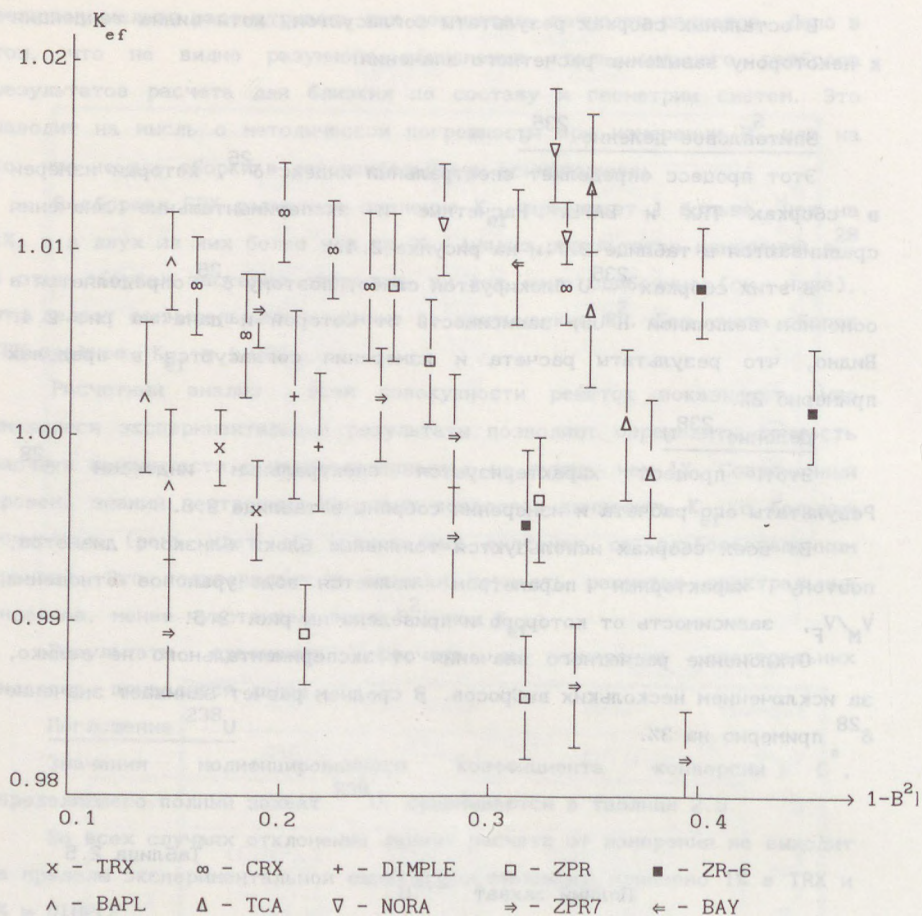


Рис. 2.2. Расчетные значения K_{ef} асимптотических ячеек в зависимости от значения $P=1-B^2M^2$ сборок.

Резонансный захват ^{238}U Таблица 2.6

Сборка		ρ^{28}		
название	вариант	V_M/V_F	эксперимент	расчет
TRX	C101	2,35	$1,320 \pm 0,021$	1,341
	C102	4,02	$0,837 \pm 0,016$	0,834
BAPL	C107	1,43	$1,39 \pm 0,01$	1,41(1)
	C108	1,78	$1,12 \pm 0,01$	1,150(9)
	C109	2,40	$0,906 \pm 0,010$	0,901(8)
NORA	C144	3,03	$1,524 \pm 0,016$	1,53(2)
	C145	4,51	$1,065 \pm 0,013$	1,10(1)
BAY	C146	1,38	$2,28 \pm 0,01$	2,36(3)
CRX	C129	1,05	$2,77 \pm 0,08$	3,80(3)
	C130	1,20	$2,78 \pm 0,16$	3,44(3)
	C131	1,405	$2,22 \pm 0,5$	2,89(2)
	C132	1,85	$1,83 \pm 0,10$	2,25(2)
	C133	2,17	$1,72 \pm 0,07$	2,00(2)
	C134	3,37	$1,22 \pm 0,10$	1,36(1)
	C135	4,08	$1,06 \pm 0,06$	1,12(1)
	C137	2,12	$1,96 \pm 0,08$	2,59(2)

Эпитепловое деление ^{235}U Таблица 2.7

Сборка		δ^{25}		
название	вариант	H/U5	эксперимент	расчет
TRX	C101	250	$0,0987 \pm 0,0010$	0,0971(5)
	C102	430	$0,0614 \pm 0,0008$	0,0594(4)
BAPL	C107	305	$0,084 \pm 0,002$	0,0833(5)
	C108	385	$0,068 \pm 0,001$	0,0666(4)
	C109	510	$0,052 \pm 0,001$	0,0512(3)

(эксперимент - расчет)/эксперимент

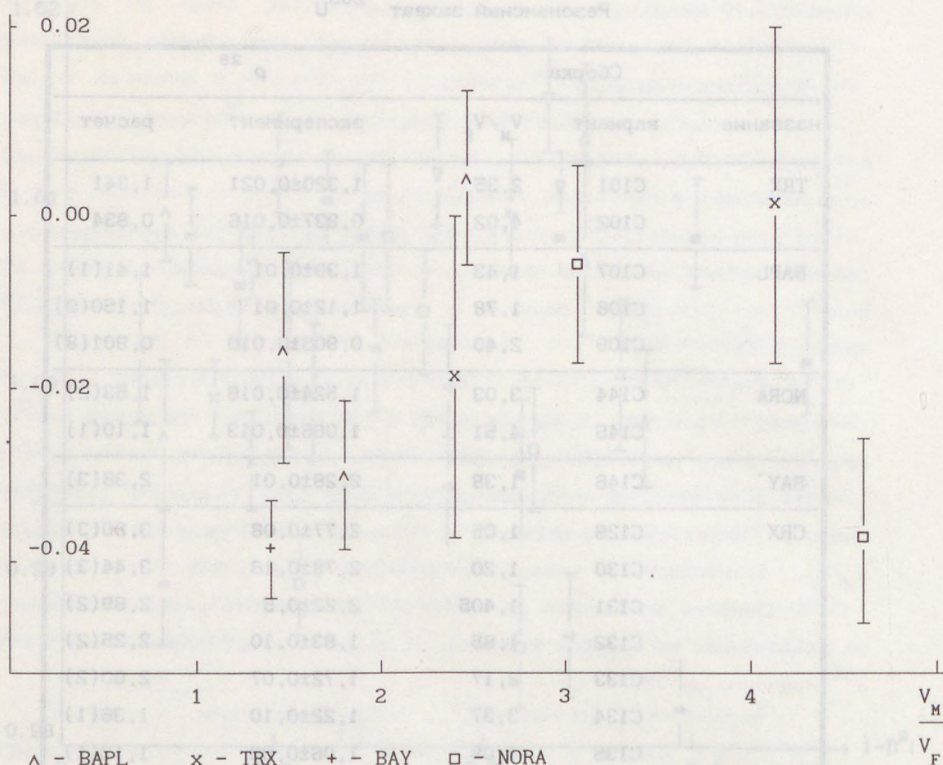
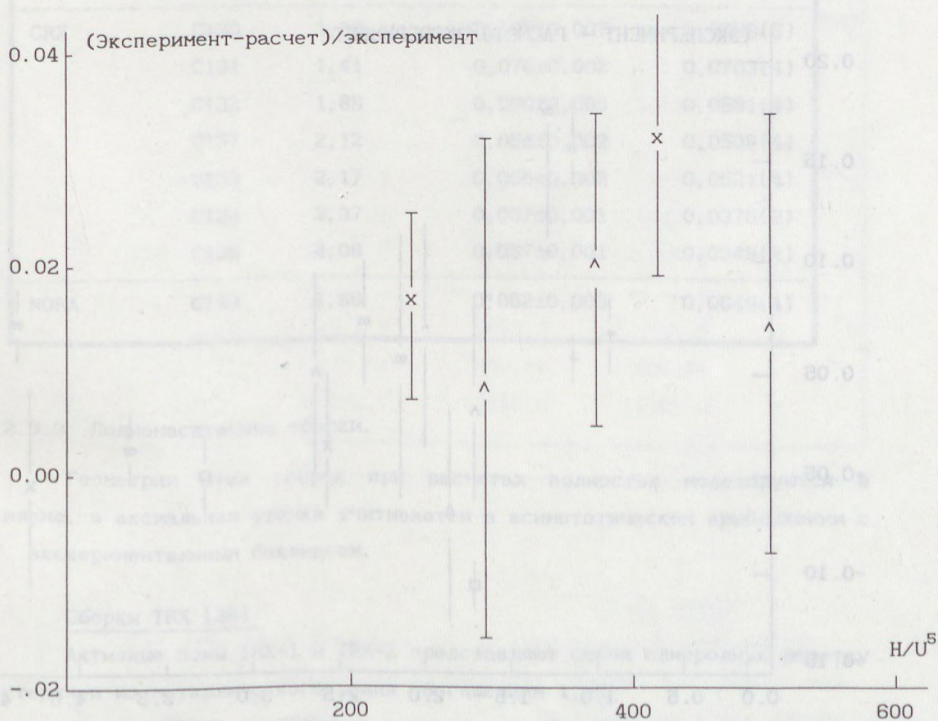
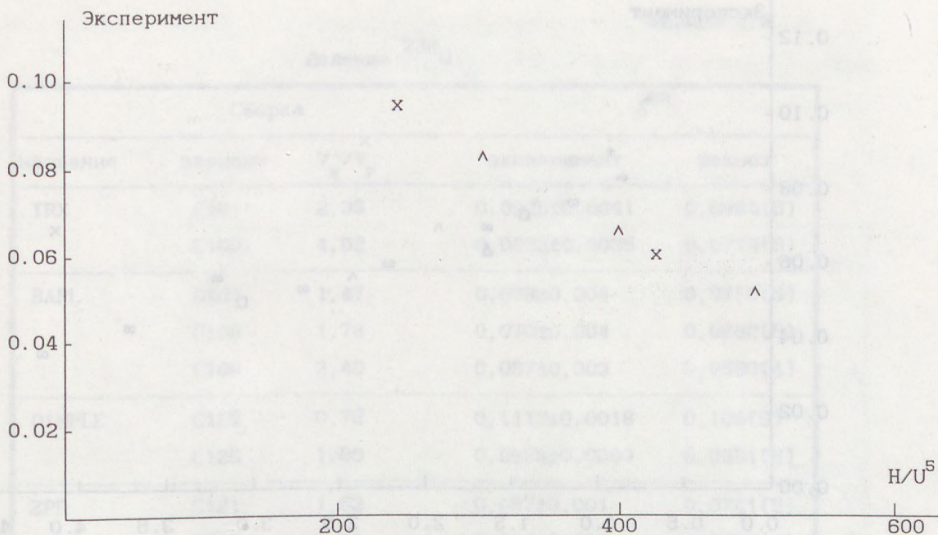


Рис.2.3 Отличие экспериментального и расчетного значений ρ^{28} .

По оси абсцисс нанесены значения V_M/V_F ячеек.

ячейка	расчет	эксперимент
TRX C101	0,008750,0010	0,008750,0010
C102	0,0081430,0008	0,0081430,0008
BAPL C107	0,008410,0003	0,008410,0003
C108	0,008610,0001	0,008610,0001
C109	0,008250,0001	0,008250,0001



^ - BAPL x - TRX

Рис. 2.4. Экспериментальное и расчетное значения δ^{25} .

По оси абсцисс нанесены значения H/U^5 в ячейке.

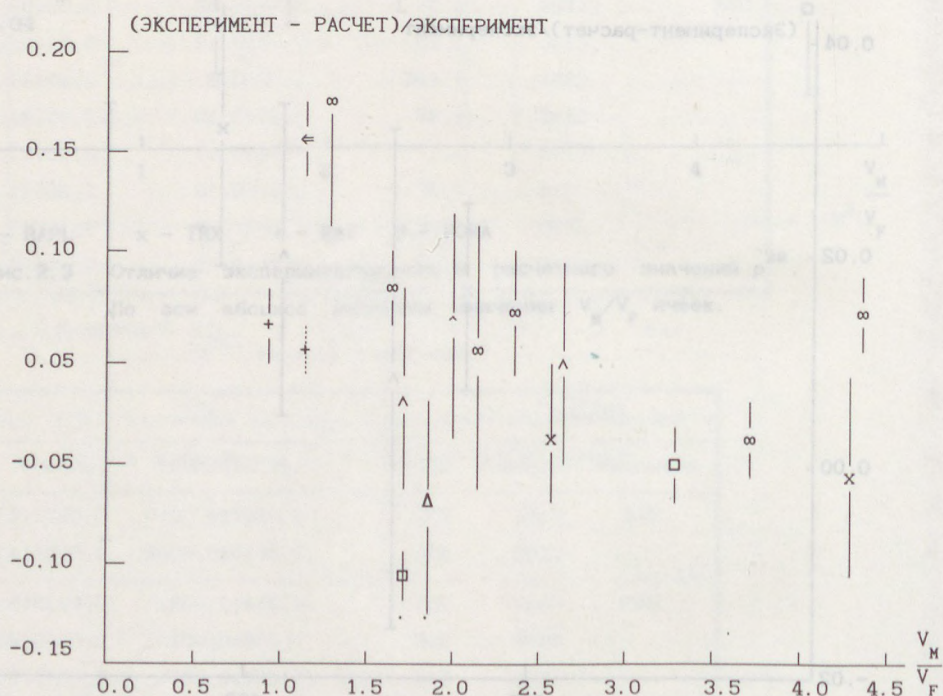
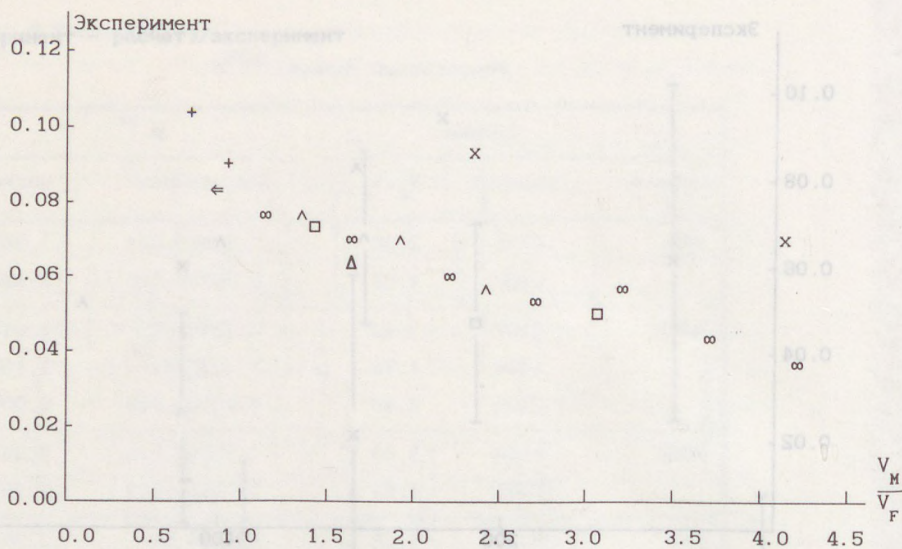


Рис 2.5. Экспериментальное и расчетное значения δ^{28} . По оси абсцисс нанесены значения V_M/V_F ячеек.
 x - TRX + - DIMPLE □ - ZPR ← - ZPR-7
 ^ - BAPL ∞ - CRX Δ - NORA

Таблица 2.8

Деление ^{238}U

Сборка			δ^{28}	
название	вариант	V_M/V_F	эксперимент	расчет
TRX	C101	2,35	$0,0946 \pm 0,0041$	$0,0964(5)$
	C102	4,02	$0,0693 \pm 0,0035$	$0,0719(5)$
BAPL	C107	1,47	$0,078 \pm 0,004$	$0,0770(5)$
	C108	1,78	$0,070 \pm 0,004$	$0,0662(5)$
	C109	2,40	$0,057 \pm 0,003$	$0,0550(4)$
DIMPLE	C125	0,78	$0,1113 \pm 0,0018$	$0,106(9)$
	C126	1,00	$0,0928 \pm 0,0009$	$0,0901(6)$
ZPR	C121	1,52	$0,067 \pm 0,001$	$0,0741(5)$
	C123	3,01	$0,046 \pm 0,001$	$0,0478(3)$
CRX	C130	1,20	$0,097 \pm 0,007$	$0,0789(5)$
	C131	1,41	$0,076 \pm 0,002$	$0,0703(4)$
	C132	1,85	$0,060 \pm 0,005$	$0,0581(4)$
	C137	2,12	$0,054 \pm 0,002$	$0,0508(4)$
	C133	2,17	$0,066 \pm 0,002$	$0,0521(4)$
	C134	3,37	$0,037 \pm 0,001$	$0,0376(2)$
	C135	4,08	$0,037 \pm 0,001$	$0,0348(2)$
NORA	C143	1,66	$0,062 \pm 0,003$	$0,0649(4)$

2.3.3 Полномасштабные сборки.

Геометрия этих сборок при расчетах полностью моделируются в плане, а аксиальная утечка учитывается в асимптотическом приближении с экспериментальным баклингом.

Сборки TRX [38].

Активные зоны TRX-1 и TRX-2 представляют собой однородную решетку стержней из металлического урана обогащением 1,3%.

Сборки TRX-3 и TRX-4 - двухзонные. Внутренняя зона это решетка металлических стержней, внешняя - решетка из стержней UO_2 .

Активная зона всех сборок окружена практически бесконечным водяным отражателем.

Результат расчета приведен в таблице 2.9. Там же даны и экспериментальные значения спектральных индексов.

Таблица 2.9
Результаты расчетаборок TRX.

вариант	R001 (TRX-1)	R002 (TRX-2)	R009 (TRX-3)	R010 (TRX-4)
K_{ef}				
э	1,0	1,0	1,0	1,0
P	0,993(3)	0,996(1)	0,999(2)	0,998(3)
ρ^{28}				
э	1,320±0,021	0,837±0,016	3,03±0,05	0,481±0,011
P	1,33(2)	0,84(2)	3,1(1)	0,50(3)
δ^{25}				
э	0,0987± ±0,0010	0,0614± ±0,0008	0,231± ±0,003	0,0358± ±0,0005
P	0,096(2)	0,060(1)	0,237±	0,036(2)
δ^{28}				
э	0,0946± ±0,0041	0,0693± ±0,035	0,167± ±0,008	0,0482± ±0,002
P	0,096(2)	0,070(1)	0,180(6)	0,047(2)
C^*				
э	0,797± ±0,008	0,647± ±0,006	1,255± ±0,011	0,531 ±0,004,
P	0,79(1)	0,64(1)	1,25(1)	0,53(2)

Спектральные индексы в центре активной зоны.

Сборки ZR-6.

Рассчитано 3 однородных и 10 неоднородныхборок, описанных в книге [43], и 7борок, описанных в работе [44]. Список рассчитанныхборок дан в таблице 2.10.

Однородные сборки собраны из стержней ВВЭР обогащением 3,6%, шаг решетки- 1,27 см. Отличаются сборки числом твэлов, уровнем заливки водой и содержанием бора в воде.

В сборках типа X7 часть топливных стержней удалена, и их место занимает либо вода, либо поглощающий стержень (В,Еu). В сборках I7-N7 [43] поглотителем является Al_2O_3 с добавкой разного количества Gd_2O_3 .

Сборки типа K331 имитируют кассетную структуру ВВЭР-1000. В кассетах имеются поглотители.

Результаты расчета сборок ZR-6 приведены в таблицах 2.11.

Среднее по всем сборкам $K_{ef} = 1,0035$, разброс около среднего 0,005.

Сборки В&W [45].

Две сборки представляют собой квадратную решетку стержней диаметром 1,2 см из двуокиси урана обогащением 2,46%. В одной из сборок 20 стержней заменены на стержни с добавкой гадолиния (1 ядро Gd на 3 ядра ^{235}U). Избыток реактивности компенсируется добавкой в воду бора. Результат расчета дан в таблице 2.12.

Среднее значение K_{ef} по всем сборкам			Сборка
(A)200,1	(C)100,1	(S)100,1	
2,456	2,456	2,456	25
0,125	0,125	0,125	25
0,040	0,040	0,040	25
0,412	0,412	0,412	25

Таблица 2.10.

Сборки ZR6 в библиотеке вариантов.

	тип решетки	картограмма ^{*)}	неоднородность
1	12.7/3.6/0.0	175	нет
2	12.7/3.6/0.0	11	нет
3	12.7/3.6/0.0	154	нет
4	D7/0.0	57	B
5	E7/0.0	58	H ₂ O
6	F7/0.0	141	Eu
7	F7/1.8 ^{**))}	146	Eu
8	K331	88	Al, H ₂ O
9	K331	90	B, H ₂ O
10	K331	145	Eu, H ₂ O
11	I7/0.0	298	Al ₂ O ₃
12	J7/0.0	312	Al ₂ O ₃ , Gd ₂ O ₃ , 2%
13	K7/0.0	303	Al ₂ O ₃ , Gd ₂ O ₃ 1,0%
14	L7/0.0	296	Al ₂ O ₃ , Gd ₂ O ₃ 2.0%
15	M7/0.0	307	Al ₂ O ₃ , Gd ₂ O ₃ 5.0%
16	N7/0.0	310	Al ₂ O ₃ , Gd ₂ O ₃ 7.5%

^{*)} Варианты 1-10 [43], варианты 11-16 [44].

^{**))} В замедлителе растворен бор.

Таблица 2.11.1

Результаты расчета сборок ZR-6, однородные решетки.

вариант	R011 (ZR6-175)	R012 (ZR6-11)	R023 (ZR6-154)
B _z ²	17,87	21,70	18,29
K _{ef}	1,007(2)	1,003(3)	1,005(4)
ρ ²⁸	2,426	2,504	2,496
δ ²⁵	0,129	0,132	0,132
δ ²⁸	0,0488	0,0490	0,0493
C [*]	0,404	0,412	0,411

Результаты расчета сборок ZR-6, конфигурации типа X7.

вариант	R013 (D7)	R014 (E7)	R015 (F7)	R016 (F7)*)
неодн.	B	H ₂ O	Eu	Eu
B^2_Z	19,89	50,22	27,31	13,02
K_{ef}	1,007(2)	1,001(3)	1,000(1)	1,002(3)
ρ^{28}	2,671	2,491	2,670	2,818
δ^{25}	0,143	0,132	0,141	0,150
δ^{28}	0,0521	0,0494	0,0516	0,0538
C*	0,428	0,411	0,429	0,443

Спектральные индексы в среднем по активной зоне.

*) В замедлителе растворен бор.

Таблица 2.11.3

Результаты расчета сборок ZR-6, конфигурации типа K331.

вариант	R026	R027	R028
погл.		B	Eu
B^2_Z	50,7	14,9	44,7
K_{ef}	1,005(2)	1,004(2)	1,006(2)
ρ^{28}	2,34(1)	2,34(1)	2,39(1)
δ^{25}	0,1297(6)	0,1262(6)	0,1243(6)
δ^{28}	0,0472(5)	0,0486(5)	0,0457(5)
C*	0,395(2)	0,401(2)	0,374(2)

Спектральные индексы в среднем по активной зоне.

Результаты расчета сборок ZR-6, конфигурации типа X7,
поглотитель гадолиний.

вариант	R017 (I7)	R018 (J7)	R019 (K7)	R020 (L7)	R021 (M7)	R022 (N7)
W Gd, %	-	0,2	1,0	2,0	5,0	7,5
B_z^2	48,2	43,0	39,5	37,8	36,0	35,4

K_{ef}	1,000(4)	1,008(1)	1,005(2)	1,007(2)	1,007(3)	1,003(2)
ρ^{28}	2,552	2,562	2,5802	2,6039	2,619	2,633
δ^{25}	0,1355	0,1367	0,1380	0,1388	0,1396	0,1393
δ^{28}	0,0499	0,0501	0,0505	0,0509	0,507	0,0509
*						
C	0,4164	0,4173	0,4194	0,4217	0,4229	0,4251
A_{155}		0,0014	0,0029	0,0035	0,0042	0,0046
ρ^{155}		0,012	0,29	0,051	0,106	0,135
A_{157}		0,0062	0,013	0,015	0,018	0,019
ρ^{157}		0,0011	0,0029	0,0043	0,0107	0,135
A_{GdA}		0,04E-4	0,2E-4	0,4E-4	0,97E-4	1,5E-4
A_{Gd}		0,0076	0,0161	0,0190	0,0222	0,0235

Спектральные индексы в среднем по активной зоне.

A_{Gd} - число захватов в Gd на 1 нейтрон деления,

A_{155}, A_{157} - то же для изотопов $^{155}\text{Gd}, ^{157}\text{Gd}$,

A_{GdA} - то же для суммы всех четных изотопов,

ρ^{155}, ρ^{157} , - аналог ρ^{28} для $^{155}\text{Gd}, ^{157}\text{Gd}$.

Результаты расчета сборок B&W.

вариант	R301 (без Gd)	R302 (с Gd)
K_{ef}	0,997(2)	1,001(2)
ρ^{28}	2,056	2,028
δ^{25}	0,0800	0,116
δ^{28}	0,0627	0,0601
C^*	2,780	2,618
ρ^{155}		1,46
A^{155}		0,6E-03
ρ^{157}		0,031
A^{157}		76,8E-03

Спектральные индексы в среднем по активной зоне.

A^{155} , A^{157} - число захватов в изотопах ^{155}Gd , ^{157}Gd ,

ρ^{155} , ρ^{157} - аналог ρ^{28} для ^{155}Gd , ^{157}Gd .

2.3.4 Замкнутые ячейки.

В этом разделе в таблице 2.13 проводится сравнение с опубликованными в литературе [46 и др.] расчетами замкнутых ячеек по программе SAM-CE [47] с ураном с использованием констант ENDF/B-5. Эти ячейки часто используются в качестве расчетных тестов.

Сравнение расчетов по MCU с данными
других работ. Замкнутые ячейки.

	K_{∞}	δ^{25}	ρ^{28}	δ^{28}	C^*
TRX-1 MCU	1,188(4)	0,0935(6)	1,283(9)	0,0883(6)	0,779(5)
SAM-CE	1,185(1)	0,0947(4)	1,300(7)	0,0913(4)	0,782(2)
TRX-2 MCU	1,169(3)	0,0577(4)	0,808(7)	0,0638(4)	0,633(4)
SAM-CE	1,170(1)	0,0583(3)	0,815(5)	0,0661(3)	0,633(2)
NB-1 MCU	1,149(4)	0,0799(5)	1,34(1)	0,0705(4)	0,793(5)
(BAPL)SAM-CE	1,146(2)	0,0797(4)	1,370(15)	0,0719(9)	0,799(3)
NB-4 MCU	1,338(5)	0,156(1)	2,63(2)	0,0615(4)	0,547(3)
SAM-CE	1,3445(15)	0,159(1)	2,66(3)	0,0613(5)	0,551(3)
NB-5 MCU	1,137(4)	0,541(4)	8,52(2)	0,130(1)	1,009(6)

2.3.5 Критические сборки с плутонием.

Как отмечалось ранее, программа MCU-1 дает неудовлетворительные результаты для систем с плутонием: расчетное значение K_{ef} критических систем существенно превышает единицу.

Ситуация коренным образом улучшена в новой версии программы MCU-2 [18]. Для этого была проведена переоценка сечений всех изотопов плутония в области тепловых и резонансных энергий, разработаны новые расчетные алгоритмы. Результаты этой работы суммированы в докладе [48].

Нижe приведены результаты расчетов K_{ef} , выполненных как по программе MCU-1, так и по MCU-2, критических сборок PNL, которые рекомендованы в работе [38] как benchmark.

Гомогенные сборки PNL

Активная зона сборок представляет собой раствор уранил-нитрата плутония $PuNO_3$ в воде. Отличаются сборки геометрией, концентрацией плутония и его изотопным составом. Краткие характеристики сборок приведены в таблице 2.14.

Не для всех сборок в работе [38] приведен полный изотопный состав плутония, иногда указывается только содержание ^{240}Pu . При содержании ^{240}Pu 4,5% в смеси изотопов содержится 0,5% ^{241}Pu (сравни PNL-2 и PNL-6). По нашим оценкам в сборке PNL-9, где $^{240}W=14\%$, содержится примерно 2% ^{241}Pu . В работе [49], где приведены результаты расчета этих сборок с константами ENDF/B-V, разброс результатов связывается с погрешностью в изотопном составе.

Гетерогенные сборки PNL

Активная зона сборок представляет собой квадратную решетку стержней диаметром 1,43 см с циркониевым покрытием. Изготовлены стержни из смеси окислов урана и плутония. Весовое содержание PuO_2 2%, содержание ^{240}Pu в смеси изотопов плутония 8%. Различные

Таблица 2.14

Характеристики критических гомогенных сборок с плутонием.

сборка	H/Pu9	^{240}W	Расчетная модель
1 PNL-1	668	4,58	Сфера R=19,5 см.
2 PNL-2	125	4,55	Сфера R=19,5 см.
3 PNL-3	1154	4,18	Сфера R=22,7 см.
4 PNL-4	873	4,18	Сфера R=22,7 см.
5 PNL-5	554	4,15	Сфера R=20,1 см.
6 PNL-6	125	4,55	Сфера R=19,3 см, стальная оболочка h=0,12 см.
7 PNL-7	980	0,54	Сфера R=17,8 см, стальная оболочка h=0,12 см, водяной отражатель 30 см.
8 PNL-8	758	4,65	Сфера R=19,3 см, стальная оболочка h=0,78 см.
9 PNL-9	910	13,8	Цилиндр R=45,4 см, H=36,4 см, стальная оболочка h=0,16 см.
10 PNL-10	210	8,36	Цилиндр R=61,0 см, H=15,4 см, стальная оболочка h=0,9 см, водяной отражатель снизу и сбоку 20 см, сливная трубка r=2,5 см.
11 PNL-11	623	42,9	Подобно PNL-10, H=80,9 см.
12 PNL-12	1067	4,54	Сфера R=19,3 см, стальная оболочка h=0,12 см, водяной отражатель 20 см.
13 HINF	3695	0,0	Бесконечная среда.

варианты отличаются шагом решетки, количеством стержней и содержанием бора в воде.

При расчетах геометрия сборок описывалась без каких-либо приближений в соответствии с документацией [38].

Параметры сборок даны в таблице 2.15.

Таблица 2.15

Гетерогенные критические сборки с плутонием.

d=1,43 $\text{UO}_2, \text{PuO}_2$ $^{235}\text{W}=0,71\%$ $^{239}\text{W}=2,0\%$ $^{240}\text{Pu}=8\%$				
сборка	h	V_M/V_F	H/Pu9	B10/Pu9
PNL-30	1,778	1.19	184	0,000
PNL-31	1,778	1.19	184	0,019
PNL-32	2,209	2.52	390	0,000
PNL-33	2.209	2.52	390	0,030
PNL-34	2,514	3.64	562	0,000
PNL-35	2,514	3.64	562	0,021

Результаты расчета K_{ef} приведены в таблицах 2.16 и 2.17.

Для гетерогенных сборок K_{ef} в пределах статистической ошибки совпадает с единицей. Исключением является сборка PNL-34, где возможна ошибка в исходных данных из-за ошибки в описании [38].

Для гомогенных сборок среднее по всем вариантам $K_{ef}=1,005$. Это лучше, чем при расчетах с константами ENDF/B-V ($K_{ef}=1,010$). Причина расчетного завышения K_{ef} не ясна, в работе [49] она связывается с неточностью определения критической концентрации или изотопного состава.

В описании сборки PNL-1 возможно допущена неточность: нет оснований столь сильного отличия ее K_{ef} от остальных близких к ней по составу сборок.

Некоторые спектральные характеристики сборок PNL, полученные по программе MCU-2, даны в таблицах 2.18 и 2.19.

Таблица 2.16

Расчетное значение K_{ef} гомогенных критических сборок с плутонием.

сборка	H/Pu	^{240}W	отр.	K_{ef}		
				MCU-1	MCU-2	MCNP [49]
PNL-1	660	4,58	нет	1,0189(34)		1,0211(21)
PNL-2	125	4,55	нет	1,0018(34)		
PNL-3	1154	4,18	нет	1,0033(41)		1,0003(23)
PNL-4	873	4,18	нет	1,0049(34)		1,0072(23)
PNL-5	554	4,15	нет	1,0088(34)		1,0110(24)
PNL-6	125	4,55	нет	1,0075(34)	1,028(4)	1,0118(24)
PNL-7	980	0,54	есть	1,0006(34)	1,016(5)	1,0129(22)
PNL-8	758	4,55	нет	1,0026(34)	1,009(5)	1,0153(23)
PNL-9	910	13,8	нет	1,0063(34)	1,021(5)	1,0115(23)
PNL-10	210	8,35	есть	1,0020(34)	1,025(4)	1,0075(23)
PNL-11	623	42,9	есть	1,0128(32)	1,032(4)	1,0098(22)
PNL-12	1067	4,54	есть	1,0110(34)	1,023(4)	1,0073(20)
HINF	3695	0,0		1,0011(15)		0,9999(14)

Таблица 2.17

Расчетное значение K_{ef} гетерогенных критических сборок с плутонием.

сборка	V_M/V_F	B^{10}	K_{ef}	
			MCU-1	MCU-2
PNL-30	1,19	нет	0,9979(37)	1,018(3)
PNL-31	1,19	есть	0,9992(32)	1,021(3)
PNL-32	2,52	нет	0,9985(33)	1,015(3)
PNL-33	2,52	есть	1,0004(31)	1,015(3)
PNL-34	3,64	нет	0,9915(33)	1,018(3)
PNL-35	3,64	есть	0,9988(32)	1,024(3)

Таблица 2.18
Спектральные характеристики гомогенных сборок с плутонием.

PNL-	P	ν FIS			CAP			δ^{39}	ρ^{40}	
		^{239}Pu	^{240}Pu		^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu		0,625	2,15
1	0,362	1,019	-		0,165	0,021	-	0,039	9,914	0,017
2	0,389	1,002	-		0,186	0,049	-	0,150	9,947	
3	0,310	1,003	-		0,157	0,014	-	0,025	1,853	0,036
4	0,322	1,005	-		0,160	0,017	-	0,032	2,369	0,016
5	0,366	1,009	-		0,166	0,021	-	0,047	3,496	0,022
6	0,386	1,003	0,004		0,185	0,049	0,000	0,192	10,16	0,033
7	0,006	1,001	-		0,158	0,002	-	0,027	2,306	
8	0,353	0,999	0,004		0,161	0,020	0,0005	0,035	2,659	
9	0,293	1,006	-		0,159	0,051	-	0,029	1,802	0,015
10	0,061	0,990	0,011		0,174	0,055	0,001	0,104	5,122	0,031
11	0,019	0,762	0,248		0,121	0,186	0,031	0,029	1,084	0,023
12	0,020	1,007	0,004		0,158	0,016	0,0005	0,024	1,928	
HINF		1,0015			0,150			0,011		

Таблица 2.19
Спектральные характеристики гетерогенных сборок с плутонием.

		PNL-30	PNL-31	PNL-32	PNL-33	PNL-34	PNL-35
ν FIS	^{239}Pu	0,775	0,773	0,793	0,792	0,790	0,796
	^{241}Pu	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004
	^{235}U	0,145	0,142	0,154	0,149	0,158	0,154
	^{238}U	0,073	0,080	0,046	0,054	0,038	0,044
FIS	^{239}Pu	0,270	0,270	0,277	0,276	0,276	0,278
	^{235}U	0,059	0,058	0,063	0,061	0,065	0,063
	^{238}U	0,026	0,028	0,016	0,019	0,014	0,016
CAP	^{239}Pu	0,135	0,137	0,131	0,134	0,136	0,132
	^{240}Pu	0,035	0,038	0,025	0,030	0,022	0,025
	^{235}U	0,014	0,014	0,013	0,013	0,012	0,013
	^{238}U	0,167	0,182	0,113	0,131	0,097	0,110
δ^{49}		0,131	0,149	0,065	0,086	0,050	0,063
δ^{25}		0,246	0,290	0,110	0,152	0,080	0,105
ρ^{28}		4,087	4,833	1,915	1,205	1,402	1,940

1. J.Gado, J.Zsoldos. BETTY - The pin-cell burnup code, KFKI- report, KFKI-1978-35.
2. А. Керестури. Библиотека многогрупповых констант в ЦИФИ ВАН. Материал XVIII симпозиума ВМК, Прахатице, ЧССР, 1989.
3. Р.Беккер. Описание метода расчета для ячеек типа Вигнера-Зейца по программе NESSEL-4. KFKI-ZR-6-555/1988.
4. Р.Беккер, Х.Хайнрих. Обеспечение многогрупповых констант в программе NESSEL-4. KFKI-ZR-6-566/1989.
5. К.Залески. Программа NICROBE-02 для расчета локального выгорания. UJV 6880-R, A, Rez, 1984.
6. В.В.Пшенин, В.А.Лазоренко, В.Д.Сидоренко. УНИРАСОС-2: алгоритмы и результаты тестирования. Материалы совещания специалистов ТГ-3 ВМК. Москва, 1989.
7. V.V.Pshenin et al. Calculational Results for Gadolinium in Fuel Rod Lattices. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in VVRs. Vienna, 1989.
8. В.В.Пшенин и др. Программа РАФОРИН. Материал XVIII симпозиума ВМК, Прахатице, ЧССР, 1989.
9. V.V. Tebin. Advanced PWRs (APWRs) and Related Safety Considerations. Nuclear data for the calculation of thermal reactor reactivity coefficients. IAEA-TECDOC-491, 1989.
10. Тебин В. В., Юдкевич М. С. Атомная энергия, 1985, т.59, вып.2, с.96-101
11. Майоров, Л. В., Юдкевич М. С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. Энергоатомиздат, 1988.

12. P.Vertes: FEDGROUP-3 A program system for processing evaluated nuclear data in ENDF/B, KEDAK or UKNDL format to constants to be used in reactor physics calculation. KFKI-1981-34, 1981.
13. Голубарж А. FEDGROUP-3 (версия программы в ИЯИ Ржеж). UJV 7349 R, Rez, 1985.
14. Абагян Л.П., Тебин В.В., Юдкевич М.С. Препринт ИАЭ-4009/5, Москва, 1984.
15. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Вопросы атомной науки и техники, Сер.: Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып.5(27), с.83-84.
16. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В. Вопросы атомной науки и техники, Сер.: Физика и техника ядерных реакторов. 1981, вып. 8(21), с.31-38.
17. Лиман Г.Ф. Вопросы атомной науки и техники, Сер.: Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып. 5(27), с.74-77.
18. Gomin E.A., Maiorov L.V., Yudkevich M.S. (1990) Some Aspects of Monte-Carlo Method Application to Nuclear Reactor Analysis. Prog. in Nucl. Ener. v.24, p.211 (1990).
19. R. E. MacFarlane, D. W. Muir. NJOY 87.0. ANL Memo t-1-10991 (June 1987).
19. R.E. McFarlane. D.W.Muir NJOY 87.0. ANL Memo t-1-10991. 1987.
20. Синица В.В. и др. ГРЮКОН. В книге: Ядерно-физические исследования в СССР, вып.27, М., ЦНИИ атоминформ, 1979, с.31.
21. D.E.Cullen: Program LINEAR, UCRL-50400, vol. 17, Part A.
22. P.E.Cullen: Program RECENT, UCRL-5-400, vol. 17, Part C.
23. P.E.Cullen: Program RECENT, UCRL-5-400, vol. 17, Part B.
24. R.J.J. Stam'ler: K-7 TERMOS, Kjeler report, KR-47, 1963.

25. А. Керестури. Инженерная программа CERES для расчета резонансного поглощения. Материалы X симпозиума ВМК. Ереван, 1981.
26. А. Керестури. Анализ различных методов расчета резонансного поглощения. Материалы X Симпозиума специалистов ВМК по физике ВВЭР. Ереван, 1981.
27. Yukio Ishiguro, Hidiki Takano: PEACO - a code for calculation of group constants of resonance energy region in the heterogenous systems. JAERI 1912 report, 1971.
28. Юдкевич М.С. и др. Препринт ИАЭ-4188/5, Москва, 1985.
29. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Москва, Атомиздат, 1964.
30. Абагян Л.П. Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Москва, Энергоатомиздат, 1981.
31. Абагян Л.П. и др. Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.117.
32. J. Gado, A. Kereszturi, I. Trosztel. The Program System KARATE. Specialists Meeting on Advanced Calculation Methods for Power Reactors. Cadarache, France, September, 1990.
33. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections. BNL-325, v.1, 1973.
34. Mughabghab S.F. Neutron Cross Sections. V.1. Part A. 1981, Part B. 1984. Academic Press.
35. Абагян Л.П., Юдкевич М.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: "Ядерные константы", 1981, вып.1(40), с.39.
36. Абагян Л.П., Просветова М.П., Юдкевич М.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1990. вып.4, стр.3.

37. Лалетин Н.И. Приближенные уравнения термализации нейтронов. В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. Москва, Атомиздат. 1974.
38. Thermal Benchmark Compilation, CSEWG Data Testing Subcommittee. June 1974.
39. Н. Алексеев и др. Верификация константного обеспечения версии MCU-1 применительно к реакторам с водой в качестве замедлителя. Препринт ИАЭ-5407/5, Москва, 1991.
40. ANL-5800. p.182.
41. R.Gwin and Magnusen The Measurement of Eta and other Nuclear Properties of U^{233} and U^{235} in Critical Aqueous Solutions, NSE 12., p.364-380, 1962.
42. Light water lattice data. Edited by E. Bernochehi, R. Martinelli. NEACRP-U-190, December 1977.
43. Сборник трудов ВМК, том I. Экспериментальные исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР. Akademiai Kiado Budapest, 1984,
44. Lattice description of critical experiments at ZR-6 of KFKI, Budapest. IAEA, ref.: I3 30 04, data 890318.
45. Nuclear Model Development and Critical Experiment Nuclear Benchmark. DOE/ET/34212-41, BAW-1810. April 1984 UC-78.
46. M.Z. Williams et al. Analysis of Thermal Reactor Benchmarks with Design Codes Based on ENDF/B-V Data Nuclear Technology, 71(7), 386 (1985).
47. H.Lichtenstein, et al. The SAM-SE Monte Carlo System for Radiation Transport and Criticality Calculations in Complex Configurations. EPRY-CCM-8, July 1979.

48. Abagian L.P., Gomin E.A. and Yudkevich M.S. Evaluation of Constants of Isotopes ^{239}Pu - ^{242}Pu and their Verification Conformly to the Calculations of Thermal Reactors. Presented to 1992 Topical Meeting on Advances in Reactor Physics. Charleston, USA.

49. ENDF/B-V Data Testing Report (1981).

50. Koppel J., Huston D. Reference Manual for ENDF Thermal Neutron Scattering Data. GA-8874. Revised (ENDF-269). 1978.

51. Haywood B.C., Page D. AERE-R5778.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРЕЦИЗИОННЫХ РАСЧЕТОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СБОРКЕ ZR-6 И ТОЧНОСТИ ИНЖЕНЕРНЫХ МЕТОДИК.

Л. Майоров

3.1 ВВЕДЕНИЕ

Реперные (прецизионные) методы и программы предназначены для нейтронно-физических расчетов реакторных систем с точностью, лимитируемой только погрешностями в рекомендованных ядерных данных и технологическими допусками.

Целью проведения нейтронно-физических расчетов является определение различных характеристик пространственно - энергетического распределения нейтронов в реакторах. Эти характеристики выражаются через линейные и дробно-линейные функционалы решения кинетического уравнения.

Оптимальный математический аппарат для вычисления реакторных функционалов с учетом требований, предъявляемых к прецизионным расчетам, - это методы Монте-Карло (в дальнейшем метод МК или ММК).

Особенности методов МК заключаются в том, что они позволяют реально вычислять с заданной степенью точности любые функционалы потока нейтронов для широкого класса математических моделей. Сложность рассматриваемых геометрических объектов, учет детальной зависимости сечений взаимодействия нейтронов с веществом от угловых и энергетических переменных и другие факторы не являются серьезными препятствиями для применения методов МК. Поэтому методы МК широко используются для проведения реперных расчетов реакторов ВВЭР, где важно хорошо учитывать резонансную структуру сечений в низкоэнергетической области, эффекты термализации и сильной гетерогенности.

Реперные программы в рамках ВМК начали активно разрабатываться в середине 70-х годов. В это время достаточно полная и надежная константная база для реперных расчетов тепловых реакторов отсутствовала. Не было программ для решения кинетического уравнения во всем, требующемся для тепловых реакторов диапазоне энергий с учетом детального описания сечений в наиболее важных низкоэнергетических областях. Ощущался острый дефицит программного обеспечения для работы

с константами и описания систем многих геометрических конфигураций.

Практически отсутствовала возможность надежной верификации констант по данным экспериментов на тепловых критсборках. Представлялось необходимым разработать новые теоретические методы как для анализа таких экспериментов, так и для проверки точности инженерных программ.

Создание все более точных и универсальных реперных программ участниками ВМК на первом этапе в семидесятые годы и начале восьмидесятых годов сопровождалось проведением методических расчетов, позволявших выяснять степень влияния отдельных факторов на точность инженерных расчетов. Следует отметить следующие проблемы (см., например [1-4, 7, 31, 68]):

- точность расчетов в резонансной и тепловой областях энергий,
- некоторые проблемы теории гомогенизации (эффект цилиндризации гетерогенной ячейки, сравнение результатов кинетического и диффузионного четырехгруппового расчетов критсборок и пр.),
- оценка экспериментальных поправок при измерениях скоростей реакций, в частности, эффекты сухой решетки, конечных размеров детекторов.

По мере универсализации программ и уточнения их константной базы стало возможным использовать реперные программы как основной инструмент проверки точности инженерных программ в целом, так как они позволяют получить гораздо более полную и методически более надежную информацию, чем эксперимент.

В разделе 3.2 кратко описаны программы МК и сфера их использования в первые годы работы ВМК. В остальных разделах главы описано современное состояние проблемы использования реперных программ универсального типа в теории и практике проверки инженерных методик. Результаты расчетов, приведенные в этих разделах, как и в главах 2, 4, получены по программе MCU. Поэтому она относительно более подробно, чем другие программы, описана в разделе 3.3.

3.2 ПРОГРАММЫ МОНТЕ-КАРЛО УЧАСТНИКОВ ВМК

В рамках ВМК в начальный период работы использовались следующие программы для прецизионных расчетов.

ММКФК Программа позволяла проводить расчеты трехмерных [1] гексагональных решеток по 21 или 26 групповой системе констант с одной тепловой группой.

PIT Программа позволяла проводить расчеты трехмерных
[1] гексагональных решеток в области термализации.

MONR1 Вариант ММК, дополненный программой В.Тебина и М.Юдкевича
[1] CROS для расчета резонансных сечений в энергетической точке
по резонансным параметрам. Программа позволяла оценивать
эффекты резонансного поглощения [68].

OMK78 Комбинации указанных выше трех программ, позволяющие
МКPRT проводить трехмерные расчеты не слишком сложных систем с
[1] учетом термализации и резонансного поглощения.

Все эти программы в прошлом сыграли важную роль в работах ВМК по физике ВВЭР, хотя сейчас прецизионные расчеты проводятся по программам нового поколения. В сборнике [1] содержатся описания перечисленных программ и результаты их применения для исследований в области ядерных реакторов.

OMEGA Программа рассчитывает методом МК стационарное
[2] пространственно-энергетическое распределение нейтронов для систем в широком диапазоне допустимых геометрических конфигураций. Результатами работы программы являются коэффициентыразмножения, распределения потока нейтронов, скорости реакций. Главной областью применения программы является расчет критичности и полей нейтронов для сложныхборок делящихся материалов [2-4].

В программе используется 26-тигрупповая система констант БНАБ с подгрупповым описанием резонансов. В области термализации возможен как одnogрупповой (с константами 26-ой группы), так и многогрупповой расчет. В последнем случае используется многогрупповая библиотека констант THERMOS для описания сечений поглощения, деления и рассеяния на свободном ядре.

Дифференциальные сечения рассеяния в тепловой области рассчитываются в многогрупповом приближении программой GAKER (модели типа Нелкина).

В эпитепловой области моделирование проводится с использованием кинематических формул для розыгрыша акта рассеяния, с непрерывным изменением энергии нейтрона. Однако, при этом используются многогрупповые константы

библиотеки БНАБ (т.е. сечения считаются кусочно-постоянными), за исключением данных по упругому рассеянию.

В эпитепловой области групповые константы используются в двух модификациях:

- предварительно усредненные по заданному спектру макроскопические константы (усреднение подгрупповых сечений);
- прямое подгрупповое представление с моделированием переходов между подгруппами.

MCU Программа универсального типа, подробно описываемая в следующем разделе.

Развитию прецизионных программ ВМК всегда уделял большое внимание. Это позволило добиться в этой области значительного прогресса, создать, верифицировать и использовать для анализа экспериментов на ZR-6 новое поколение реперных программ.

В настоящее время проведение нейтронно-физических реперных расчетов реакторов на тепловых нейтронах для верификации констант и инженерных методов стало обычным явлением.

3.3 ПРОГРАММА MCU

3.3.1 Общее описание.

С конца семидесятых годов в ИАЭ им. И.В. Курчатова для проведения реперных нейтронно-физических расчетов реакторов ведутся работы в рамках проекта MCU [5, 7-9, 12-23].

Основные цели проекта:

- обеспечение проведения полномасштабного реперного моделирования статических состояний ядерно-энергетических установок (ЯЭУ) с точностью, лимитируемой только точностью имеющейся информации о ядерно-физических данных,
- замена интегральных экспериментов на критсборках для проверки и корректировки инженерных программ математическим моделированием.

Проект включает в себя:

- развитие концепции, теории, критериев и алгоритмов, необходимых для применения реперного математического моделирования ЯЭУ в реакторной физике,
- создание и адаптацию различных библиотек нейтронно-физических

констант, разработку программ для работы с ними,

- создание и развитие пакета программ MCU для решения уравнений переноса методом МК,
- верификацию инженерных методик и программ, а также библиотек констант на основе сравнения с экспериментом,
- развитие библиотеки CLAD, содержащей описания реперных экспериментов и результатов расчета по MCU.

Работы проводятся поэтапно. Результатом каждого (примерно, полугодового) этапа является создание, верификация, передача в эксплуатацию и сопровождение очередной версии. Основные версии MCU имеют номера 1, 2, 3.

Последняя версия MCU-3 предназначена для решения нейтронно-физических задач и задач переноса гамма-квантов. Она базируется на современных алгоритмах и библиотеках констант.

В этой главе приведены результаты исследований, выполненных по версии программы MCU-3, в главах 2 и 4 - по MCU-1 и MCU-2.

MCU обладает следующими основными свойствами:

- константное обеспечение расчетов базируется на оцененных рекомендованных нейтронно-физических данных (библиотеки ТЕРМОН, LIPAR, БНАБ/MCU), проверенных с помощью MCU (для основных нуклидов) по данным интегральных экспериментов;
- используется детальное описание энергетической зависимости сечений с учетом зависимости от температуры; допускается подгрупповое описание сечений в области неразрешенных резонансов; имеется возможность моделирования непрерывного изменения энергии во всей области энергий (в частности, в области термализации с учетом корреляций между изменением энергии и угла при рассеянии, а также химических связей, теплового движения ядер и когерентных эффектов); можно пользоваться групповым подходом;
- возможно моделирование практически без упрощений сколь угодно сложных по конструкции трехмерных систем на основе алгоритмов как специализированного, так и универсального типов;
- обеспечено вычисление широкого набора наиболее важных для реакторов функционалов;
- программы и константное обеспечение верифицированы на основе большого числа интегральных экспериментов (~250);
- модульная архитектура дает возможность альтернативного использования различных алгоритмов и библиотек констант для повышения эффективности расчетов, сравнения тех или иных моделей взаимодействия нейтронов с веществом, изменения набора вычисляемых функционалов;

-программы написаны на строгом языке ФОРТРАН-77 и машиннонезависимы, что дает возможность использовать их на ЭВМ PC-286, 386 (MS DOS, IX), ЕС (OC, SVM), CYBER, VAX (VMS, UNIX) и других ЭВМ с операционной системой UNIX;

3.3.2 Основные особенности программы

Константное обеспечение состоит из пяти библиотек ядерных данных:

- ТЕПКОН - многогрупповые сечения для области термализации;
- ВЕСТА - альтернативная библиотека сечений рассеяния для области термализации в форме вероятностных таблиц, позволяющая проводить моделирование с учетом непрерывного изменения энергии и направления полета нейтронов.

Для расчета закона рассеяния и дважды дифференциальных сечений с учетом теплового движения и химической связи атомов по фоновым спектрам используется программа СТЕНЬ, алгоритм которой основан на рекуррентном соотношении для вычисления закона рассеяния $S(\alpha, \beta)$ [15]:

$$S(\alpha + \Delta\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha, \beta - \beta') S(\Delta\alpha, \beta') d\beta';$$

- LIPAR - резонансные параметры нуклидов в области разрешенных резонансов;
- БНАБ/MCU - 26-групповая система констант (расширенная и модифицированная версия системы БНАБ);
- NEDAM - сечения в области от 0.1 до 15.2 МэВ.

Частью MCU являются программы расчета сечений по первичной информации, хранящейся в библиотеках (расчет резонансных сечений по резонансным параметрам, сечений рассеяния по фоновым спектрам кристаллов и т.д.).

В совокупности все перечисленные выше библиотеки составляют банк данных MCU и обеспечивают потребности расчетов реакторов всех типов. Эксплуатируемая сейчас версия программы позволяет предсказать критичность тепловых реакторов в стартовом состоянии с точностью, сравнимой с получаемой на критических сборках (~0.5%).

Архитектура пакета позволяет включать в него программы моделирования случайных блужданий частиц нескольких типов в многомерном пространстве с использованием аналогового и неаналогового моделирования. Блуждание частицы с точки зрения архитектуры пакета - это случайная последовательность абстрактных событий: рождение частицы

заданного типа внешним источником, столкновение, пролет между двумя точками столкновения, пересечение границ геометрической или регистрационной зоны, рождение вторичных частиц разных типов, гибель, изменение веса или вылет частицы из системы. Конкретизация (т.е. физический смысл и алгоритмы реализации событий) осуществляется программами библиотеки модулей, которые являются основными смысловыми единицами пакета.

Модуль в MCU – это набор подпрограмм, имеющих строго определенные архитектурой пакета функциональное назначение и интерфейс. По своему назначению модули отделяются на следующие типы:

У – управляющие, Ф – физические, Г – геометрические, Р – регистрации, И – источники.

Кроме того, пакет имеет системные средства для сборки рабочих программ по названиям модулей разных типов, задаваемых при установке пакета на конкретный компьютер с учетом заказа пользователя.

Сборка рабочей программы РП осуществляется по формуле:

$$РП = У + Ф + Р + Г + И$$

где У, Ф, Р, Г, И – названия конкретных модулей разных типов.

Все модули одинакового типа в пакете взаимозаменяемы, что обеспечивается его архитектурой. Задание имен модулей препроцессору конкретизирует ту или иную схему решения задачи. Дополнительная конкретизация достигается заданием исходных данных для управляющего модуля.

Физические модули. Пакет включает в себя составной физический модуль, позволяющий проводить расчеты на базе описанных систем констант и различных моделей взаимодействия нейтронов с веществом в различных областях энергии. В частности, допускается моделирование на основе альтернативных подмодулей для разных областей энергий:

–с возможностью учета детальной структуры и температурной зависимости сечений в области разрешенных резонансов (по данным LIPAR), подгруппового описания неразрешенных резонансов и моделирования непрерывного изменения энергии нейтронов в области энергий ниже 0,1 МэВ;

–с дополнительной возможностью моделирования столкновений в области энергий выше 0,1 МэВ с учетом законов неупругого рассеяния из файлов оцененных данных типа ENDF/B;

-с непрерывным слежением по энергии в области термализации и корректным учетом корреляции изменения энергии и направления полета нейтрона при рассеянии на химически связанных и свободных ядрах по данным из библиотеки ВЕСТА;

-в многогрупповом приближении для любой энергетической подобласти по библиотекам БНАБ, ТЕПКОН или на основе констант, задаваемых пользователем.

Геометрические модули [20,21]. Метод МК не накладывает формальных ограничений на геометрию исследуемых реакторов. Это означает, что его применение ограничено только возможностями существующих программных реализаций геометрических модулей и зависит от степени их универсальности. Современные методы представления пространственных объектов, используемые в ряде геометрических модулей, позволяют моделировать сборки, состоящие из объемных элементов практически произвольной формы. Возможны расчеты сборок, состоящих из десятков и сотен тысяч элементов.

MCU позволяет проводить расчеты сложных трехмерных систем, в частности, реакторов ВВЭР, РБМК, ВТГР, ряда типов уран-графитовых, транспортных и малогабаритных реакторов.

Для проведения расчетов по программе реальной системе ставится в соответствие некоторая геометрическая модель, которая описывается пользователем на входном языке данного геометрического модуля в исходных данных.

Программные реализации геометрических алгоритмов основаны на специальных методах представления геометрии сборок. Метод представления можно рассматривать формально как отображение пространства геометрических объектов в пространство символьных конструкций, построенных в соответствии с определенными синтаксическими правилами. Программные реализации геометрических модулей должны удовлетворять следующим критериям:

- универсальность;
- простота задания исходных данных;
- эффективность (быстродействие) моделирования.

Методы представления, разработанные под определенный тип конструкций, способны сочетать большую простоту описания сборок с высокой эффективностью счета.

Сменные геометрические модули MCU позволяют при моделировании учитывать особенности геометрии реакторных сборок. В стандартные версии MCU включены геометрические модули SCG и NCG (М.И.Гуревич)

универсального типа. Они позволяют моделировать трехмерные системы с произвольной геометрией.

Описание сборок, состоящих из большого числа элементов, может потребовать значительных объемов входных данных, если каждый элемент должен быть описан независимо от остальных. Поэтому в этих случаях должны использоваться методы описания, ограничивающие объем входных данных. Общий подход к описанию сложных объектов заключается в выделении их структуры путем пошаговой декомпозиции и детализации.

Для восприятия сложных объектов характерна многоуровневость (иерархичность). Рассматривая сложную реакторную сборку, мы сначала выделяем крупные детали конструкции, например, активную зону и отражатель. Рассматривая активную зону как самостоятельный объект или подсборку, мы можем прийти к выводу, что она состоит из топливных кассет. Кассеты, в свою очередь, делятся на ячейки и т.д. Мы продолжаем процесс детализации до рассмотрения конкретных материалов, использованных в конструкции реактора, на уровне отдельных элементов сборки (зон). Именно такой иерархический способ описания использован в модуле NCG. Модуль SCG имеет один (нижний) уровень иерархии.

В обоих модулях на нижнем уровне иерархии используется подход, основанный на известном методе комбинаторной геометрии. В этом методе сложные пространственные формы (зоны) описываются как комбинации простых тел или поверхностей с помощью теоретико-множественных операций пересечения, дополнения и объединения.

Имеется некоторый набор типов тел - примитивов. Для каждого типа тела имеется система параметров, полностью описывающая форму конкретного тела и его положение в пространстве. Каждому типу тела соответствует программа, определяющая точки пересечения любой прямой с любым конкретным телом этого типа. Для обеспечения эффективности счета все тела ограничены плоскостями или поверхностями второго порядка.

В MCU имеется библиотека сменных специализированных геометрических модулей, предназначенных для расчета реакторов иборок различных типов. Все специализированные геометрические модули MCU - трехмерные. Каждый из них ориентирован на расчет систем определенного типа. Вкратце специфика отдельных специализированных модулей такова:

ROMBIC - для моделирования гетерогенных решеток из ромбических (в частности, квадратных) макроячеек с кластерами или кластерными твэлами;

GEXLAT - для моделирования гетерогенных решеток из гексагональных макроячеек с кластерами или кластерными твэлами;

PRS - для моделирования гетерогенных многозонных реакторов с произвольно расположенными многозонными цилиндрическими твэлами (в плоскости XY поперечный разрез зон может иметь форму квадрата, шестиугольника или круга).

XYZ - для систем, которые можно представить как набор элементов, образуемых пересечением произвольного числа плоскостей. Возможности универсальных модулей SCG и NCG полностью перекрывают возможности всех специализированных модулей, ранее входивших в MCU. Универсальные геометрические модули не накладывают каких-либо ограничений на геометрию рассчитываемой системы.

Модули управления, регистрации и источников. Модули этих типов обеспечивают возможность решения задач переноса с помощью различных алгоритмов и в разной постановке.

Модуль управления. MCU позволяет решать задачи на критичность реакторов или моделировать перенос частиц разного типа при заданных функциями распределения внешних источников (последние как с учетом делений ядер, так и в неразмножающей среде), задачи моделирования асимптотических решеток с утечкой, заданной геометрическим параметром (в том числе для интерпретации экспоненциальных экспериментов). Используется набор приемов неаналогового моделирования (расщепление, рулетка, весовое окно и пр.). Все эти возможности обеспечиваются наличием в модуле специальной программы - банкира, позволяющей обслуживать очереди частиц разного типа или важности.

Задачи на критичность трехмерных систем решаются с помощью моделирования с принудительным регулированием числа частиц в поколениях. Эффективность алгоритмов была подробно исследована в книге [6].¹⁾ Была получена общая формула для оценки систематического смещения функционалов потока в подобных методах. Так для коэффициента размножения это смещение, обратно пропорциональное числу частиц в поколении, выражается формулой вида:

¹⁾ Часть материала, предназначавшегося для этой главы в связи с задержкой выхода тома опубликована в работе [6,7]. К ним мы и отсылаем читателя, если ему интересны эти вопросы.

$$\Delta K_{\text{eff}} = (\langle \zeta / \langle \zeta \rangle - 1 \rangle) / (\langle \zeta / \langle \zeta \rangle - \rho^+ / \langle \rho^+ \rangle) \quad (3.1.1)$$

где ζ и ρ^+ - случайные величины:

$$\zeta = \sum_n \int (K(x, y_n) dx, \quad \rho^+ = \sum_n \rho^+(y_n),$$

суммирование ведется по всем N частицам в поколении с индексами n , а $\langle \dots \rangle$ - символ математического ожидания (см. [6]), K - ядро транспортного уравнения, ρ^+ - функция ценности.

Теоретический анализ величины смещения привел к рекомендации [6] о желательности перенормировки числа частиц не в каждом, а после моделирования нескольких поколений. Эта идея была реализована в программе MONK [25].

Граничные условия. Имеется возможность решать задачи с различными типами краевых условий. Допускаются следующие из них:

- различные условия симметрии (в том числе зеркальное отражение от границы и трансляционная симметрия);
- граница с черным телом;
- белое отражение, основанное на предположении об изотропном потоке с нулевым градиентом вдоль нормали к границе;
- заданное альбедо на границе, т.е. вероятность изотропного отражения от граничной поверхности.

Источники. Модули источников позволяют моделировать генерацию первичных частиц от источников разной формы и с произвольными функциями распределения.

Модули регистрации. В стандартный набор регистрируемых в MCU параметров входят: потоки и скорости реакций нейтронов в регистрационных зонах или объектах (ячейках) по энергетическим группам, задаваемым пользователем; дробно-линейные функционалы и их погрешности, коэффициенты диффузии гетерогенных систем в разных определениях, длины миграции, времена жизни, наборы малогрупповых диффузионных констант, характеризующие отдельные ячейки реактора, β_{eff} и пр. Архитектура модулей регистрации позволяет расширять стандартный набор вычисляемых функционалов за счет применения специальных подмодулей пользователя. При этом обеспечивается автоматическое предоставление памяти, расчет статистических погрешностей, сохранение информации при прерываниях счета, реализация оценок по столкновениям, длинам пробега, поглощениям и т.д.

В качестве примера приведем некоторые результаты расчета по MCU конфигурации 154 сборки ZR-6 с однородной решеткой 12.0/3.6/0 (1 миллион историй). Подробно конфигурация описана в работе [35].

На рис.3.1 приведена картограмма сборки, а на рис.3.2 - энерговыделение в твэлах. На рис. 3.4-3.9 для каждой ячейки сборки приведены данные о функционалах тепловой группы нейтронов:

- мощность источников,
- полное число поглощений,
- средний по объему ячейки поток,
- отношения средних по объему и поверхности ячейки потоков,
- сечения поглощения и генерации нейтронов.

Такая же информация выдается для всех групп (наряду с сечениями замедления). Помимо этого для каждой зоны ячейки регистрируются скорости любых реакций как на отдельных изотопах, так и на их смеси. Для поверхностей ячеек вычисляются односторонние, двусторонние токи, потоки, уровни [48] (см. раздел 3.4). Вычисляются также коэффициенты диффузии для ячеек (более детальный образец выдачи программы приведен в раздел 3.4.3.¹⁾

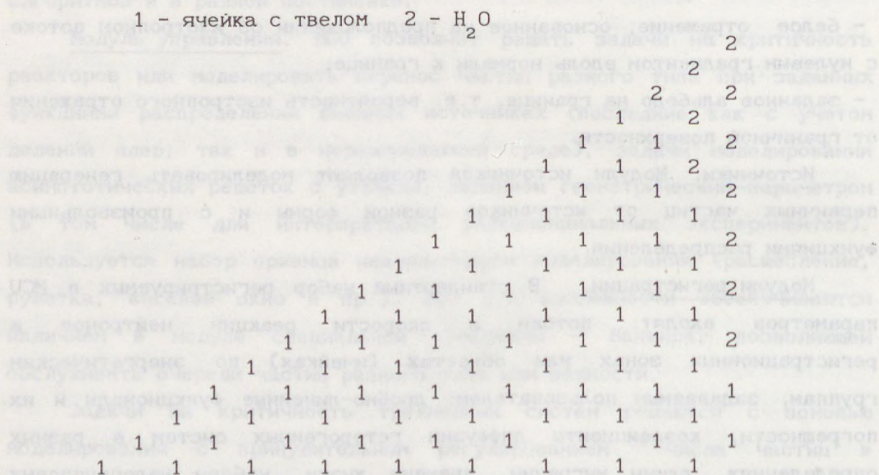


Рис. 3.1 Картограмма 154/154 сборки ZR-6

1) Численные результаты, приводимые в этой главе, получены Н.Алексеевым, Е.Гоминым, Л.Майоровым. Для анализа сборок ZR-6 М.Гуревичем был модифицирован модуль SCG, а Л.Майоровым написан специальный модуль регистрации

								96	
							78	119	
						78	83		
					79	77	98		
R*15200					83	77	78	121	
					92	83	74	86	
				96	87	80	76	110	
			101	94	85	75	82		
		109	101	91	80	75	103		
	111	106	97	86	76	79			
	114	110	102	93	83	75	91		
	121	112	107	98	87	78	76	119	
	121	117	111	103	92	83	74	84	
	120	120	113	108	99	88	80	75	108
120	121	117	113	102	93	83	72	81	

Рис. 3.2 Энерговыведение R в конфигурации
154/154 сборки ZR-6

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Рис. 3.3 Сечение поглощения Σ_a нейтронов группы 3 в ячейках
сборки ZR-6-154/154

								107
								107
								104 106
								115 104
								115 117 105
								113 116 104
								119 114 116 105
								116 116 114 119
								114 116 114 117 106
								116 115 114 116 118
								116 115 113 115 115 105
								116 113 114 116 116 117
								115 115 115 116 116 116 104
								114 115 116 114 115 114 117
								115 114 118 116 115 115 117 120
								114 115 116 115 117 116 115 117
								106 116 115 113 115 114 114 115 119
								121 114 116 113 115 114 116 116 115

Рис. 3.4 Отношение потоков нейтронов на поверхности ячейки и в среднем по объему (4 группа),

									135
									131
									90 275
									805 230
									621 *** 266
									601 662 192
									610 599 816 237
									634 584 616 ***
									706 617 570 701 209
									724 664 609 592 918
									785 724 642 578 672 194
									834 774 701 620 585 857
									843 809 737 663 587 635 179
									869 841 775 707 644 587 760
									936 857 809 746 659 602 605 ***
									917 906 849 786 705 630 580 684
									926 927 874 816 762 674 616 587 929
									928 925 893 842 785 726 652 560 653

Рис. 3.5 Интегральное число поглощений в ячейках нейтронов 4 группы в сборке ZR-6-154/154

3.3.3. БЗР	233
283	300
*** 172	350 512
Пакет 482 482	422 643
***	470 409 559
проверка 636 636	520 434 680
проверка 636 636	584 517 418 628
172 318 786	661 568 470 405
106 318 786	708 625 518 431 654
136 318 786	764 682 589 489 398
106 318 786	800 741 655 558 445 690
106 318 786	846 797 712 603 508 413
106 318 786	889 833 754 679 569 450 687
106 318 786	910 864 788 716 623 524 429
106 318 786	915 892 838 763 681 581 466 385
106 318 786	951 939 864 814 744 626 534 423
106 318 786	976 937 895 843 777 684 596 469 381
106 318 786	986 982 907 890 812 708 617 532 431

Рис. 3.6 Интегральный источник нейтронов 4 группы в ячейках сборки ZR-6-154/154

215
207 226
207 210
197 208 221
196 200 207 224
202 203 199 213
196 200 202 205 225
196 197 199 198 212
201 198 199 202 204 224
196 199 199 200 199 210
196 199 198 199 200 202 215
203 196 200 198 197 200 209 228
197 199 199 198 198 201 202 217
196 198 201 199 202 199 204 207 226
197 195 201 200 197 201 199 196 214

Рис. 3.7 Сечения генерации нейтронов в сборке ZR-6-154/154

									579
								553	
							411	***	
						461	984		
					368	559	***		
				366	393	813			
			376	357	460	998			
		$\Phi * 10^4$	399	366	368	573			
			431	387	357	412	901		
			465	411	374	359	511		
			481	452	402	357	387	864	
			512	482	431	377	356	481	
		533	499	460	407	364	373	774	
		548	522	482	441	391	359	435	
		566	538	502	464	419	373	358	556
	579	553	525	489	439	392	354	393	
574	571	531	512	465	417	375	353	504	
574	586	550	532	490	438	395	352	384	

[illegible]

3.3.3 Верификация MCU.

Пакет MCU верифицировался в течение более, чем десяти лет. Целями проверки были апробация методик, правильности работы программ, проверка и корректировка нейтронно-физических констант. Верификация проводилась с помощью специально разработанных тестов; сравнением результатов расчета по программам сравнимого класса точности; сопоставлением с расчетами по совокупности инженерных программ; анализом результатов экспериментов. Изучались сборки с различными замедлителями различными делящимися и сырьевыми изотопами, в том числе сборки, отобранные комитетом Национального Центра США по ядерным данным и сборки ZR-6 (Final Report of TIC, 1985), - см. главу 2. Скомпилирована библиотека описаний данных CLAD [33] на входном языке MCU, в которой собрано примерно 250 расчетных заданий экспериментальных сборок. Они охватывают практически все типы реакторов, отличающихся как видом делящихся изотопов и замедлителей, так и спектром нейтронов. Сравнительно простые по геометрии критические сборки используются для верификации константного обеспечения. При этом геометрия и состав сборок описывались настолько подробно, насколько это позволяет сделать авторская документация.

Большой материал по сравнению расчетов с экспериментальными данными приведен в книге [7] и обзорных отчетах [28-34]. Часть из них приведена в главе 2 этой книги.

Кратко результаты верификации MCU сводятся к следующему: критичность тепловых реакторов с ^{235}U и замедлителем H_2O , D_2O или C предсказывается с точностью $\sim 0.5\%$ (экспериментальная погрешность $\sim 0,5\%$); расчетное значение K_{ef} сборок с Pu находится в пределах погрешности экспериментов; критичность быстрых реакторов предсказывается с точностью не хуже 1%, причем отклонения не носят систематического характера.

3.3.4 Применения

Пакет MCU широко используется в СССР для расчета параметров различных критсборок [28-33] и практически всех типов реакторов, (энергетических, транспортных и малогабаритных), безопасности контейнеров и хранилищ и т.д. Большая серия расчетов парового коэффициента реактивности была проведена при анализе причин Чернобыльской аварии. Одно из интересных применений - использование MCU для расчета эффектов двойной гетерогенности в высокотемпературных газоохлаждаемых реакторах со сферическими твэлами. В последнее время интенсивные расчеты проводились для уран-водных решеток с гадолинием и регулируемым спектром.

3.4 ПРИМЕНЕНИЕ РЕПЕРНЫХ РАСЧЕТОВ ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ ИНЖЕНЕРНЫХ МЕТОДОВ

3.4.1 Общие замечания

В этом разделе мы остановимся на одном из важных применений программ Монте-Карло - уточнении инженерных расчетов реакторов. Инженерные методы расчета гетерогенных реакторов имеют ограниченную точность, так как базируются на совокупности определенных гипотез. Такие гипотезы, хотя и имеют некоторое физическое обоснование, заведомо ограничивают точность расчетов во всех сколько-нибудь практически важных случаях реализации этих методов на компьютерах. Инженерные методы, кроме того, допускают значительный произвол в алгоритмах вычисления параметров приближенных уравнений. Дополнительными, не всегда контролируемыми источниками погрешности служат также аппроксимации в программах расчетов параметров приближенных уравнений. Интерпретация результатов различных расчетов затрудняется и нередко встречающимися расхождениями в используемых нейтронно-физических данных.

Погрешности инженерных методов для реалистических систем априорно могут быть оценены только качественно. Сказанное выше делает очевидной пользу применения реперных программ нейтронно-физического расчета реакторов для оценки качества традиционных и новых подходов, алгоритмов и их программной реализации.

Важными задачами являются:

- исследования точности различных инженерных методов;
- анализ справедливости гипотез, на которых они основаны;
- анализ реальных различий в новых подходах;
- выявление причин, влияющих на погрешности алгоритмов, и формулировка рекомендаций по их устранению.

При решении этих вопросов невозможно обойтись без прецизионных программ. Разработке методики использования реперных программ для исследования точности новых методов и оценки их реальной эффективности был посвящен цикл работ [6-8, 50-54]. Основной их целью был анализ возможности повышения точности инженерных расчетов реакторов ВВЭР.

Исследования базировались на следующих принципах:

1. По прецизионным программам методом МК рассчитывается набор

тестовых задач, описывающих гетерогенные неоднородные системы.

2. Проводится теоретический анализ предлагаемых приближенных схем с целью выработки алгоритмов вычисления параметров приближенных уравнений по программам ММК.

3. Параметры приближенных уравнений вычисляются методом Монте-Карло с использованием тех же нейтронно-физических констант и с той же степенью точности, что и набор тестовых задач.

4. Проводится сравнение результатов решения приближенных уравнений с тестовыми задачами и анализ причин значимых расхождений.

Такой подход позволяет исключать влияние константной неопределенности и погрешностей, связанных с приближенным вычислением параметров инженерных уравнений. В частности, методом Монте-Карло может быть без аппроксимаций решена задача о функционалах потока в бесконечной асимптотической решетке с утечкой, заданной баклингом (см. раздел 3.4.2).

Исследования с помощью прецизионных программ, направленные на повышение точности инженерных расчетов, базировались в начальный период исследований, главным образом, на методе поверхностных потоков (МПП) [50]. Принятый в [50] подход оказался полезным и для анализа других методов.

В решетках типа ВВЭР имеются сильные неоднородности (пзлы, водяные дыры, межкассетные водяные зазоры). Эти неоднородности (как и отражатель) особенно сильно сказываются на точности расчетов тепловой группы нейтронов, так как существенно влияют на их спектр. Важно учитывать и недиффузионные эффекты.

В инженерных программах для приближенного решения кинетического уравнения, описывающего поля нейтронов в реакторах типа ВВЭР, ранее всегда использовался традиционный малогрупповой метод гомогенизации (см. главы 4,5).

В его основе лежат замена реальных ячеек модельными гомогенизированными и гипотеза о возможности описания макропотока в реакторе решением малогруппового диффузионного уравнения для таких гомогенизированных ячеек. Тем самым уже на первом этапе гомогенизации происходит необратимая потеря информации, которая заведомо ограничивает точность построенной модели реактора и последующих вычислений.

Ранее параметры гомогенизированных ячеек для каждой энергетической группы обычно предполагались не зависящими от положения ячейки в реакторе.

Один из способов увеличения точности алгоритмов, основанного на гомогенизации, является увеличение числа энергетических групп (что для реакторов ВВЭР особенно важно в области термализации). Это, в принципе, отчасти позволяет учесть зависимость параметров гомогенизированных ячеек от окружения, но увеличивает объем вычислений. С другой стороны, увеличение числа групп не устраняет потерю информации, связанной с самой гомогенизацией (в частности, влияние не диффузионных эффектов и сложный ход потока на границе ячейки).

Специалистам стран ВМК при разработке новых методов удалось в значительной мере уточнить расчеты в области термализации, ограничиваясь одной тепловой группой, одновременно учитывая эффекты изменения спектра в ячейках, находящихся в разном окружении (применение аппроксимации Боналюми, метод спектрального индекса, простейшие варианты методов синтеза - см. главы 5, 6, 7).

Полностью необратимая потеря точности вследствие гомогенизации может быть устранена только путем перехода к более точным методам решения кинетического уравнения для гетерогенных сред и отказа от приемов гомогенизации. Именно в этом направлении и проводились теоретические работы в рамках ВМК (а также при уточнении методики расчетов уран-графитовых и тяжеловодных реакторов в России [38-48]). Эти работы велись в направлении развития методов типа матриц отклика (RESPONSE MATRICES), в частности, исследования устойчивости этих матриц для одинаковых ячеек в разном окружении и построения наиболее эффективных вычислительных схем при стремлении к минимальной размерности матриц отклика.

Напомним, что в методах типа RESPONSE MATRICES поток в отдельных ячейках реактора синтезируется линейными комбинациями решений кинетического уравнения (пробных функций) для этих ячеек с разными краевыми условиями. Уравнения реактора затем строятся путем сшивки произвольно выбранных пространственных, угловых и энергетических моментов потока на границе соседних ячеек (см. раздел 3.4.3, главу 7 и работу [7]).

В работе [46] Ельшиным и Лалетиным было показано, что, используя небольшое число пробных функций, на основе некоторой процедуры синтеза можно построить приближенные уравнения реактора по форме весьма близкие к конечно-разностным диффузионным уравнениям гомогенизированного реактора и по меньшей мере не уступающие им, а

скорее превосходящие в практически важных случаях по точности.

Это дало возможность поставить вопрос о том нужна ли тогда с самого начала заведомо ограничивающая точность расчетов и не слишком обоснованная процедура гомогенизации. Альтернативный подход - это прямое построение приближенных балансных уравнений реактора без предварительной гомогенизации.

Концепция прямого перехода к построению балансных уравнений и отказа от использования предварительной стадии гомогенизации позволила ряду авторов, используя различные приемы, построить те или иные численные схемы нового типа.

Это направление представляется довольно перспективным, что доказано созданием целого ряда программ для разного типа реакторов (см. главы 6,7, а также работы [38-60]). Тем не менее, реальный выигрыш от применения более сложных вариантов методов, по сравнению с более простыми, изучен явно недостаточно. Основная причина этого, на наш взгляд, состоит в том, что было проведено слишком мало вычислительных benchmark-экспериментов с использованием прецизионных программ. Поэтому часто авторы просто постулируют более высокую эффективность очередной разработки, не подтверждая ее численными доказательствами. С другой стороны, после проведения численных исследований преимущества метода оказываются весьма проблематичными (см. например, работы [50,54]).

Получение численных доказательств - процесс весьма трудоемкий. Читатель может судить об этом на примере анализа простейших схем нового типа, приведенного ниже в разделе 3.4.3.

В этом разделе приводятся результаты численных экспериментов по изучению точности простейших схем диффузионного типа, в которых:

- сохраняется традиционная форма конечно-разностных уравнений, но они интерпретируются как уравнения баланса, полученные без использования гомогенизации,
- сохраняется малое (четыре) число очень широких энергетических групп, обычно используемых для расчета реакторов ВВЭР,
- предполагается, что макроход источников нейтронов в каждой группе можно вычислить при этом с приемлемой точностью, согласованной с точностью этих приближений, а микрораспределение источников не зависит от положения ячейки.

В рамках этих ограничений вполне можно анализировать эффективность различных уточнений традиционных методов гомогенизации и сравнительные достоинства новых подходов для решения задач физики ВВЭР. Поэтому проведенные реперные расчеты преследовали цель обеспечить возможность подобного анализа.

Усложненные методы синтеза (см. главы 6,7, и работы [38-60]) в отличие от простейших приемов, рассматриваемых в разделе 3.4.3, позволяют, в принципе, неограниченно уточнять решение транспортного уравнения. В разделе 3.4.4 анализируются возможности метода Монте-Карло для проверки современных методов синтеза.

В методах синтеза важную роль играют различные модельные задачи, из решений которых конструируются приближенные решения уравнений баланса. Как и в традиционных методах гомогенизации, среди таких задач не последнее место занимает задача об асимптотической решетке, к анализу которой мы теперь перейдем.

3.4.2 Задача об асимптотической решетке.

Постановка задачи. При проведении нейтронно-физических расчетов основной задачей является определение различных характеристик пространственно - энергетического распределения (в общем случае зависящего от времени) нейтронов в реакторах. Эти характеристики выражаются через линейные функционалы

$$R = \int \varphi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}, \quad (3.4.1)$$

определяемые с помощью произвольных весовых функций вида $\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ и решений $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ кинетического уравнения:

$$\begin{aligned} & \frac{\mathbf{v}}{v} \nabla \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \Sigma_t(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - \\ & - \int \Sigma_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{v}') \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) d\mathbf{v}' - \frac{1}{K_{eff}} \int \Sigma_f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{v}') \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) d\mathbf{v}' \\ & = S(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t). \end{aligned} \quad (3.4.2)$$

Здесь $\Sigma_t(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ - полное сечение в точке $\mathbf{r}$ для нейтронов скорости $\mathbf{v}$. Функции Σ_s и Σ_f описывают изменение числа частиц и их скорости при реакциях рассеяния и деления соответственно, S - плотность внешних источников.

Уравнение в виде (3.4.2), пригодно для описания как неоднородной задачи с внешним источником, так и однородной задачи на критичность. В последнем случае $S=0$, и требуется найти максимальное собственное значение K_{eff} , а также функционалы от соответствующей собственной функции (в неоднородных задачах $K_{eff}=1$).

Математическая модель физических объектов определяется заданием граничных условий для уравнения (3.4.2) и функций $\Sigma_t(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, $\Sigma_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{v}')$, $\Sigma_f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{v}')$. Эти функции зависят от геометрии и материального состава реактора, а также от параметров взаимодействия нейтронов с веществом.

Под асимптотическими обычно понимаются решения однородного или неоднородного кинетического уравнения для бесконечных однородных гетерогенных решеток с трансляционной симметрией с утечкой, заданной вектором баклинга $\mathbf{B}$. Последнее означает (см. например, [69]), что рассматриваются решения стационарного кинетического уравнения вида

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \psi_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \exp(i\mathbf{B}\mathbf{r}), \quad (3.4.3)$$

где $\psi_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ - периодическая функция с периодом решетки.

Для неоднородной асимптотической задачи в качестве источника задаются функции вида:

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = s_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \exp(i\mathbf{B}\mathbf{r}),$$

где $s_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ - периодическая вещественная или комплексная функция.

Однородная асимптотическая задача решается на критичность.

Отметим, что не существует общепринятой формулировки асимптотической задачи, что часто приводит к недоразумениям.

Всегда остаются открытыми и не всегда формулируются следующие позиции:

1. Для какого значения $\mathbf{B}$ решается асимптотическая задача?
2. Решается однородная или неоднородная задача?
3. Если рассматривается неоднородная задача, то какое выражение принимается для функции $s_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$? Возможные варианты: комплексная или вещественная функции.

Следует отметить, что все эти вопросы не слишком важны с практической точки зрения. Дело в том, что:

- асимптотические задачи всегда решаются очень грубо, особенно при $\mathbf{B}$, отличном от нуля,
- результаты решения асимптотической задачи, как об этом будет сказано ниже, также могут неоднозначно использоваться для целей последующей гомогенизации ячеек.

Тем не менее, все перечисленные неоднозначности следует иметь в виду при сравнении результатов разных авторов. В противном случае можно сравнивать между собой результаты решения разных задач, что весьма часто и делается, особенно при сравнении определенных в разном математическом смысле (в смысле DEFINITION) коэффициентов диффузии.

После того, как однозначно сформулирована асимптотическая (однородная или неоднородная) задача, можно обсуждать вопрос о методах ее решения и использовании результатов в последующих инженерных расчетах.

Задача об асимптотических решениях важна как для анализа инженерных методов расчета, так и при анализе критических экспериментов.

Обработка эксперимента. При обсчетах экспериментов асимптотический метод вынужденно применяется, когда эксперименты описаны с недостаточной полнотой, а именно:

- в плоскости XY решетка имеет конечные размеры и описывается точно, вдоль оси OZ утечка задана геометрическим параметром B_z ,
- во всех трех измерениях решетка считается асимптотической, утечка из нее задана вектором B .

Большинство benchmark-экспериментов, в том числе и эксперименты на сборке ZR-6, описаны в литературе на основе двумерных или одномерных моделей с заданным баклингом. Метод Монте-Карло позволяет обсчитать эти модели без дополнительных аппроксимаций.

Инженерные расчеты. В инженерных методах расчета реакторов асимптотические решения традиционно используются на этапе гомогенизации. При этом, как правило, они определяются весьма приближенно. Особенно существенные приближения допускаются в резонансной области энергий, в области термализации (анизотропия рассеяния) и при оценке коэффициентов диффузии. Поэтому прецизионные программы позволяют оценить масштаб погрешностей, вносимых в инженерных программах и на стадии подготовки констант.

Даже после того, как асимптотическая задача сформулирована и решена, остается много вариантов использования ее результатов для гомогенизации. Эта многовариантность, например, подробно обсуждается в работе [69], где постановка задачи гомогенизации сформулирована в достаточно общем виде. Кратко напомним эту формулировку.

Пусть для ячейки априорно заданы две произвольные функции $W(r, v)$ и $N(r, v)$, а также решена некоторая асимптотическая задача.

Запишем теперь следующие соотношения баланса для каждой энергетической группы с номером g , следующие из уравнения (3.4.2):

$$\begin{aligned}
 & \frac{\langle (\frac{v}{\bar{v}} \nabla \Psi(r, v) + \sum_t (r, v) \Psi(r, v)), W(r, v) \rangle_g}{\langle \Psi, N \rangle_g} < \Psi, N \rangle_g \\
 & - \frac{\langle W, \int \sum_s (r, v, v') \Psi(r, v') dv' \rangle_g}{\langle \Psi, N \rangle_g} = \langle W, S \rangle_g \quad (3.4.4)
 \end{aligned}$$

Здесь символы $\langle \dots \rangle$ - означают скалярное произведение, а Ψ - решение асимптотической задачи.

Параметры гомогенизированной эквивалентной ячейки затем определяются из условия равенства имеющих одинаковый физический смысл коэффициентов соотношения (3.4.4) и аналогичного соотношения для той же асимптотической задачи, но решенной на основе гомогенной диффузионной модели.

В частности, для коэффициента диффузии из (3.4.4) следует выражение:

$$D_g = \frac{\langle (\frac{v}{\bar{v}} \nabla \Psi(r, v), W(r, v) \rangle_g}{B^2 \langle \Psi, N \rangle_g}$$

где B - компонента баклинга по заданному направлению.

Приведенный выше алгоритм получения параметров гомогенизированной ячейки гарантирует только одно: скорости реакций для гомогенизированной и реальной ячеек будут совпадать по всей решетке, но только для данной асимптотической модельной задачи. Из "принципа соответствия" отсюда можно сделать вывод, что в похожих ситуациях решения гомогенизированного диффузионного уравнения также будут близки. Но не более того !!! Тем не менее, на этом принципе соответствия базируются все традиционные инженерные расчеты.

Напомним, что по-прежнему сохраняется свобода выбора модельной задачи, весовых функций W и N . Этим широко пользуются в реакторной физике. В частности, в работе [69] приведено около десятка различных определений коэффициента диффузии, связанных с выбором различных весовых функций W и N . Среди них определения: скорректированного и нескорректированного коэффициентов Бенуа, Боналюми, Ларсена, Гелбарда и т.д. К ним можно добавить определения Лалетина и Шевелева, данные в пятидесятые годы на основе тех или иных соотношений эквивалентности.

Однако, всегда необходимо помнить главное – все коэффициенты эквивалентных ячеек должны вычисляться согласовано: на основе одной и той же пары функций W и N . Типичная ошибка практиков – использование несогласованных значений коэффициента диффузии и скоростей реакций.

Особенно важно отметить, что часто используются два способа нормировки диффузионных констант – усреднение по объему ячейки и нормировка на ее край (соответственно в качестве N выбираются единица или δ -функция). Последний вариант часто позволяет уточнить результаты, так как условия непрерывности тока и потока выполняются именно на границах, а не в среднем по ячейке. Развитие современных методов расчета (см. главы 3, 6, 7) подтвердило достоинства этого выбора, ранее рекомендованного, в частности, Боналюми. Различие в определениях приводит к тому, что параметры, полученные с помощью различных весовых функций, отличаются множителем, равным отношению потоков, усредненных по грани ячейки и ее объему. Для топливных решеток ВВЭР это заметная величина. Поэтому, например, вряд ли можно использовать коэффициенты диффузии, вычисленные для метода поверхностных гармоник с усредненными по объему сечениями, без их предварительной перенормировки.

Моделирование асимптотической решетки методом МК. В программе MCU существует возможность моделирования не только реальных трехмерных объектов, но и вычисления функционалов от асимптотических решений кинетического уравнения.

Алгоритм решения асимптотической задачи в MCU основан на использовании простого преобразования ее формулировки.

Введем определение: Вектор периода ячейки мы будем называть векторную функцию, определенную для каждой граничной точки ячейки следующим образом: l – это произвольная линейная комбинация базисных векторов, с целочисленными коэффициентами, которая переводит данную точку поверхности в другую точку той же ячейки.

Очевидно, что для каждой точки r_s существует только один такой вектор $l(r_s)$.

Легко показать, что асимптотические решения удовлетворяют кинетическому уравнению для потока в ячейке (3.4.2) с граничным условием:

$$\Psi^+(r_s + l(r_s), v) = \Psi^-(r_s, v) \exp(-i B l(r_s)), \quad (3.4.3)$$

где

r_s – вектор положения произвольной точки на границе ячейки;

$\Psi^+(r_s, v)$ – поток нейтронов, втекающих в ячейку;

$\Psi^-(r_s, v)$ – поток нейтронов, вытекающих из ячейки;

B — баклинг или геометрический параметр, характеризующий утечку;

$l(r_s)$ — вектор периода ячейки.

При оценке функционалов в асимптотических решетках с заданными плотностью источников и утечкой используется следующий очевидный алгоритм. Моделирование проводится для одной изолированной ячейки решетки с модифицированным граничным условием трансляции (3.4.3) на ее поверхностях.

При вылете частицы через грань с номером k она переносится на противоположную грань (т.е. на вектор периода ячейки), откуда влетает в ячейку в том же направлении, в котором вылетела. В простейшем случае ромбической ячейки с точностью до знака вектор периода совпадает с одним из базисных векторов решетки l_k . Тогда вес частицы умножается на фактор $\exp(iBl_k)$ или $\exp(-iBl_k)$, что имитирует граничное условие (3.4.3). Накопленные к моменту вклада в оценки веса используются затем традиционным образом.

Таким образом, в частности, число поглощений нейтронов в группе (включая увод) оценивается как математическое ожидание реальной части комплексной величины:

$$A = A_0 \exp \left(i \sum_k (\Delta n_k B l_k) \right), \quad (3.4.5)$$

где Δn_k — алгебраическое число пересечений граней ячейки в направлении вектора трансляции с номером k на момент выхода нейтрона из группы.

Утечка U из ячейки в пределах заданной энергетической группы оценивается (при нормировке на единичный источник) как

$$U = 1 - A$$

При малых B очевидно, что

$$U = 0.5 \sum_k \overline{(\Delta n_k)^2} (B l_k)^2 \quad (3.4.6)$$

Необходимо отметить два обстоятельства:

- программа позволяет учесть (за счет фазы комплексного значения источника нейтронов в группе) отличие источника в решетке с утечкой от решетки с нулевым баклингом,
- малоизвестный факт, что в гетерогенной решетке утечка точно выражается через площадь миграции только в аксиальном направлении (в котором свойства не зависят от Z).

Последнее утверждение следует из того, что только в аксиальном направлении длина вектора трансляции может быть сколь угодно малой. В

плоскости XY утечка выражается через математическое ожидание величины $(\Delta n_k)^2 1_k^2$, которая вообще говоря отличается от площади миграции (с точностью до шага решетки)¹.

Как правило, решение асимптотических ячеек в MCU проводится в приближении, в котором распределение источников нейтронов деления в пределах каждой ячейки совпадает с тем, которое устанавливается в бесконечной решетке при $B=0$.

3.4.3 Применение метода Монте-Карло для анализа простейших мелкосеточных инженерных алгоритмов

Для проверки точности различных инженерных алгоритмов, применяемых для мелкосеточных расчетов реакторов ВВЭР, с помощью программы MCU был проведен комплекс исследований [7,50-54]. Ниже мы приведем некоторые результаты анализа простейших схем, по форме близких к традиционным конечно-разностным уравнениям, полученным на основе гомогенизации, а по содержанию более точных.

Выбор схем для исследования базировался как на теоретических, так и на практических соображениях. Поэтому рассматривались только четырехгрупповые математические модели реактора. Предполагалось, что для реакторов ВВЭР:

- пространственное поведение источников каждой группы внутри ячейки не зависит от ее положения,
- поток на поверхности ячейки слабо зависит от азимутального угла.

В начале мы вынуждены достаточно много места уделить формальному описанию исследованных математических моделей, т. к. в противном случае было бы трудно понять детали исследований.

Дифференциальные уравнения гомогенизированного реактора. Для каждой энергетической группы диффузионное уравнение гомогенизированного реактора, как известно, записывается в виде:

$$-D \nabla^2 \Phi + \Sigma \Phi = q, \quad (3.4.7)$$

где

q — плотность источников,

¹ Этот факт ранее также отмечался Е. Гелбардом и Пежо [26] и имеет очевидный физический смысл: чтобы нейтрон покинул ячейку, он должен хотя бы раз пересечь ее границу.

Σ - сечение увода из группы,

D - коэффициент диффузии.

Под Φ , как правило, подразумевается усредненный по объему ячейки скалярный поток нейтронов. В общем случае Φ - это некоторый функционал векторного потока $\Psi(\mathbf{r}, \Omega, E)$ нейтронов, определяемый весовой функцией (ценностью) $N(\mathbf{r}, \Omega, E)$, зависящей от пространственной, энергетической и угловой переменных [69]:

$$\Phi = \iiint N(\mathbf{r}, \Omega, E) \Psi(\mathbf{r}, \Omega, E) \, d\mathbf{r} d\Omega dE.$$

Интегрирование здесь проводится по объему ячейки, энергетическому интервалу, соответствующему данной группе, и по полному телесному углу.

Конкретный выбор весовой функции определяет и способ вычисления коэффициентов уравнения.

В случаях, когда Φ имеет смысл среднего по объему ячейки, мы будем применять для него обозначение $\bar{\Phi}$. Если же N является δ -функцией в зависимости от пространственной координаты, а Φ имеет смысл среднего по поверхности ячейки, будем применять обозначения $\tilde{\Phi}$. Аналогичные обозначения будут применяться и для соответствующих параметров уравнений: например, $\bar{\Sigma}$ и $\tilde{\Sigma}$.

Обычно рассматриваются три возможности различного выбора угловой зависимости весовой функции. В качестве угловых моментов Φ можно использовать:

- 1) скалярный поток Φ ;
- 2) "альбедный поток" (удвоенная сумма односторонних токов) [50]:

$$\Phi_A = 2 \left[I_n^+ + I_n^- \right] \quad (3.4.8)$$

- 3) уровень Φ_0 , или второй угловой момент векторного потока [47]:

$$\Phi_0 = 3 \int (\Omega \mathbf{p})^2 \Psi(\mathbf{r}, \Omega, E) \, d\mathbf{r} d\Omega dE = 3 \mu_n^2 * (\text{скалярный поток})_n, \quad (3.4.9)$$

где символом μ^2 обозначена величина $(\Omega, \mathbf{p})^2$, $\mathbf{p}$ - нормаль к грани ячейки.

Выбор любого из возможных вариантов весовой функции (последние два из них имеют смысл тогда, когда $\Phi = \tilde{\Phi}$) отражается на значениях коэффициентов уравнений для потока Φ . Преимущество следует отдать тем из них, которые приводят к более точным результатам для интересующих нас скоростей реакций на основе решения диффузионных уравнений.

В традиционной теории гомогенизации рассматривается уравнение диффузии для среднего по объему ячейки скалярного потока. В ряде работ

(например, [7, 35, 36, 54]) обсуждались возможные достоинства другого выбора. Поэтому ниже мы приведем некоторые результаты и для этих случаев.

Параметры диффузионного уравнения чаще всего находят, решая задачу об асимптотической решетке (см. 3.4.2, главу 4).

Тогда

$\Sigma = \Sigma_{as}$ - сечение увода из группы для спектра бесконечной асимптотической решетки,

$D = D_{as}$ - коэффициент диффузии бесконечной асимптотической решетки.

Очевидна простая связь между имеющими аналогичный физический смысл параметрами для разного выбора угловых моментов Φ .

Так, сечения увода в уравнениях гомогенизации для потоков $\bar{\Phi}$ и $\tilde{\Phi}$ связаны соотношением, справедливым при любом способе их вычисления :

$$\tilde{\Phi}_{as} \tilde{\Sigma} = \bar{\Sigma} \bar{\Phi}_{as}.$$

Коэффициенты диффузии, вычисленные из решения задачи об асимптотической решетке, удовлетворяют соотношению:

$$\tilde{\Phi}_{as} \tilde{D} = \bar{D} \bar{\Phi}_{as}.$$

Эти формулы отражают тот факт, что число уводов из группы и утечка не зависят от выбранного формализма их описания в уравнении диффузии.

При определении параметров D и Σ из решений для асимптотической решетки предполагается, что в реальном реакторе для ячеек одного типа можно пренебречь их зависимостью от окружения. Как уже говорилось, в реакторе ВВЭР это не так. Простейший прием учета зависимости параметров диффузионного уравнения от положения ячеек в решетке без увеличения числа энергетических групп был предложен Боналюми [35, 36]. Его алгоритм основан на гипотезе о том, что поток нейтронов в ячейке реактора хорошо аппроксимируется суперпозицией асимптотического спектра $\Phi_{as} = q\varphi_{as}$ и некоторого переходного спектра φ_t (спектр φ_{as} нормирован на единичный источник), имеющих соответственно различные средние сечения:

Σ_t - сечение увода для переходного спектра, а Σ_{as} - для асимптотического.

Тогда из аппроксимации Боналюми:

$$\Phi = q\varphi_{as} + \varphi_t = \Phi_{as} + \varphi_t, \quad (3.4.10)$$

где φ_{as} - поток в ячейке бесконечной решетки, а φ_t - линейная комбинация некоторых заданных функций, следует, что среднее число уводов из группы выражается соотношением:

$$\Sigma\Phi = q + \Sigma_t (\Phi - q/\Sigma_{as}) \quad (3.4.11)$$

Формулу (3.4.11) мы будем называть преобразованием Боналюми.

Аналогичные аппроксимационные формулы были предложены им для закона Фика, связывающего ток I с градиентом потока:

$$I = -D_t \nabla(\Phi - \Phi_{as}) - D_{as} \nabla \Phi_{as} \quad (3.4.12)$$

и для утечки L из ячейки:

$$L = -D_t \nabla^2 \Phi - (D_{as} - D_t) \nabla^2 \Phi_{as} \quad (3.4.13)$$

Полученные после подстановки в (3.4.7) выражений (3.4.11) и (3.4.13) уравнения записываются в виде:

$$-D_t \nabla^2 \Phi + ((D_t - D_{as})/\Sigma_{as}) \nabla^2 q + \Sigma_t \Phi - q \Sigma_t / \Sigma_{as} = 0 \quad (3.4.14)$$

Скорости реакций, как следует из (3.4.10), выражаются соотношениями:

$$R = r_{as} \Phi_{as} V + r_t (\Phi - \Phi_{as}) V \quad (3.4.15)$$

В уравнении (3.4.14) очень простым приемом учтено изменение параметров ячеек в реакторе в зависимости от их положения в нем.

В качестве переходных спектров Боналюми предложил использовать два решения кинетического уравнения для ячейки, окруженной бесконечным замедлителем с источниками, удаленными в бесконечность: (а) не зависящими от азимутального угла φ , (б) - зависящими как $\cos(\varphi)$. Из этих решений затем простой процедурой определяются параметры D_t и Σ_t [35, 36].

Система разностных уравнений гомогенизированного реактора.

На практике диффузионные уравнения обычно решают с помощью простейшей (см. главу 5) конечно-разностной схемы.

Для каждой ячейки (с условным номером 0) конечно-разностные уравнения имеют вид:

$$-\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\delta_n^{-1} + \delta_0^{-1})^{-1} (\Phi_n - \Phi_0) + \Sigma_0 \Phi_0 = q_0 \quad (3.4.16)$$

где

$$\delta = 2D/h, \quad (3.4.17)$$

а суммирование ведется по всем N соседям выделенной (с номером 0) ячейки с номерами n .

При анализе точности инженерных расчетов с помощью прецизионных программ удобно рассматривать уравнение (3.4.16) как уравнение исходной математической модели реактора, полностью забыв об истории ее получения (гомогенизации и дискретизации) [7, 8, 50-52]. Для этого мы должны уметь интерпретировать все его члены как физически измеримые

величины и сформулировать приближения, используемые в модели. Тогда с помощью математического (прецизионные программы) или физического эксперимента станет возможным исследовать точность модели в целом.

Уравнение (3.4.16) можно трактовать как простое соотношение баланса нейтронов в ячейке:

$$\text{УТЕЧКА} + \text{ПОГЛОЩЕНИЕ} = \text{ИСТОЧНИК}.$$

В этом соотношении Σ, Φ, q - физически измеримые величины. Связь же параметров D с физически измеримыми величинами нуждается в дополнительном рассмотрении, если мы действительно хотим рассматривать выражение (3.4.16) как реальное соотношение баланса, а не результат двойной аппроксимации: гомогенизации и дискретизации.

Ниже мы проведем такое рассмотрение, ограничившись двумя практически важными случаями пространственных моментов, которые фигурируют в уравнениях - потоками $\bar{\Phi}$ и $\tilde{\Phi}$, соответственно усредненными по объему и поверхности ячейки. Уравнения для этих моментов использовались в работах ВМК (см. главы 5-7).

Уравнения для объемного потока (модель (V)).

Определим формально две физически измеримых величины D_{0n}^* и $\delta_{0(n)}$ для каждой грани ячейки соотношениями:

$$I_n = D_{0n}^* (\bar{\Phi}_n - \bar{\Phi}_0) / h \quad (3.4.18)$$

и

$$I_n = \bar{\delta}_{0(n)} (\bar{\Phi}_n - \bar{\Phi}_0), \quad (3.4.19)$$

где

$\bar{\Phi}_n$ - средний поток на поверхности грани с номером n ячейки 0,

$\bar{\Phi}_0$ - средний поток по объему ячейки 0,

I_n - ток, втекающий в эту ячейку через грань с номером n .

Тогда из (3.4.18) следует, что средний по всей поверхности ячейки ток J равен:

$$J = \frac{1}{Nh} \sum_{n=1}^N D_{0n}^* (\bar{\Phi}_n - \bar{\Phi}_0), \quad (3.4.20)$$

а из соотношений непрерывности тока и потока на грани ячейки:

$$D_{0n}^* = h (\bar{\delta}_{0,(n)}^{-1} + \bar{\delta}_{n,(0)}^{-1})^{-1}. \quad (3.4.21)$$

Учитывая, что утечка L через поверхность ячейки равна $-JS$, запишем уравнение баланса:

$$-\frac{1}{N} \frac{S}{V} \sum_{n=1}^N D_{0n}^* (\bar{\Phi}_n - \bar{\Phi}_0) + \bar{\Sigma} \bar{\Phi}_0 = q \quad (3.4.22)$$

Заменив в нем D_{0n}^* на $\bar{\delta}_{0,(n)}$, приходим к уравнению, близкому по форме к уравнению математической модели (3.4.16):

$$-\frac{1}{N} \frac{S}{V} \sum_{n=1}^N (\bar{\delta}_{0,(n)}^{-1} + \bar{\delta}_{n,(0)}^{-1})^{-1} (\bar{\Phi}_n - \bar{\Phi}_0) + \bar{\Sigma} \bar{\Phi}_0 = q \quad (3.4.23)$$

В новом уравнении величины $\bar{\delta}_{0,(n)}$ измеримы, а само уравнение баланса является абсолютно точным. Можно видеть, что инженерные уравнения (3.4.16) получаются из точных (3.4.23), если в последних принять приближение независимости параметра $\bar{\delta}_{k,(n)}$ в ячейке с номером k от номера грани ячейки n :

$$\bar{\delta}_{k,(n)} \approx \bar{\delta}_k \quad (3.4.24)$$

Итак, теперь мы получили возможность трактовать малогрупповые инженерные уравнения как полученные в приближении (3.4.24) из точных уравнений баланса. Мы имеем возможность исследовать: погрешность приближения (3.4.24), зависимость $\bar{\delta}_k$ от положения ячейки в реакторе, алгоритмы вычисления $\bar{\delta}_k$ на основе прецизионных расчетов (формулы (3.4.18), (3.4.19), (3.4.24)).

Проверка модели V и инженерных вариантов аппроксимации ее параметров. В главах 5-7 рассмотрены различные приближенные схемы аппроксимации коэффициентов диффузии и сечений. Они позволяют учитывать изменение параметров балансных уравнений от положения ячеек в реакторе.

Простейшим приемом является аппроксимация Боналюми для сечений скоростей реакций, основанная на представлении спектра нейтронов в группе суперпозицией асимптотического и переходного спектров. В этом случае с помощью (3.4.11) уравнение (3.4.16) преобразуется к виду:

$$-\frac{1}{N} \frac{S}{V} \sum_{n=1}^N (\bar{\delta}_0^{-1} + \bar{\delta}_n^{-1})^{-1} (\bar{\Phi}_n - \bar{\Phi}_0) + \frac{\bar{\Sigma}_t}{\bar{\Sigma}_{as}} \bar{\Phi}_0 = \frac{\bar{\Sigma}_t}{\bar{\Sigma}_{as}} q \quad (3.4.25)$$

Его можно решать по тем же программам, что и уравнение (3.4.16), используя в качестве констант измененные по сравнению с традиционными асимптотическими, а именно, приняв:

$$\bar{\Sigma} = \frac{\bar{\Sigma}_t}{\bar{\Sigma}_{as}}, \quad q = \frac{\bar{\Sigma}_t}{\bar{\Sigma}_{as}} (R_{\text{mod}}/V),$$

где R_{mod} - скорость реакции замедления.

Таким образом учитывается изменение спектра нейтронов в ячейках, находящихся в различном окружении, при использовании для них одинаковых констант. Эти теоретические соображения позволяют понять численные результаты В.Лелека (см. раздел 5.8). Он получил их в результате подгонки констант уравнения (3.4.14), по данным экспериментов на сборке ZR-6 (в предположении независимости параметров уравнений от положения ячейки).

Другой простой прием - это метод спектрального индекса, описанный в главе 5.

Рассмотрим теперь проблему проверки модели V (3.4.14) для коэффициентов диффузии. Коэффициент диффузии для неоднородных решеток по результатам прецизионных программ можно вычислять на основе соотношений (3.4.18-21). При этом возможна проверка гипотезы $\delta_n \approx \delta$.

В простейшем случае считают, что δ не зависит от положения ячейки. Проверка этой гипотезы на основе вышеизложенного весьма проста. Из выражения (3.4.20) следует, что если D для всех ячеек, окружающих данную, совпадают, то:

$$D = Jh / (\bar{\Phi}_{av} - \bar{\Phi}_0) , \quad (3.4.26)$$

где J - средний ток нейтронов, втекающих в ячейку через единицу поверхности, а

$$\bar{\Phi}_{av} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \bar{\Phi}_n . \quad (3.4.27)$$

На практике коэффициент диффузии обычно определяют на основе вычисления утечки из асимптотической ячейки с заданным баклингом (см. раздел 3.4.2). Формулу (3.4.26) можно использовать и для этого случая, подставив в нее значения асимптотических потоков, которые ведут себя по закону $\exp(iB_1 r_n)$. Полученные из (3.4.26) значения асимптотических коэффициентов диффузии более надежны в рамках модели (V), чем те, которые используются в дифференциальных уравнениях. Причина - учет конечности шага решетки.

Аппроксимации коэффициента диффузии уравнений для объемных потоков, аналогичные предложенным Боналюми для уравнений с поверхностными потоками, насколько нам известно, в работах ВМК не использовались. Одна из причин этого состоит в том, что такие аппроксимации гораздо прозрачнее для уравнений с поверхностными потоками, рассмотренными Боналюми [35,36]. Их разностные аналоги мы рассмотрим ниже.

Уравнения для поверхностного потока (модель S). Выше мы достаточно подробно описали методику применения прецизионных программ для исследования простейшей модели конечно-разностного аналога диффузионного уравнения для объемного потока. Альтернативная возможность, как уже говорилось выше, - это уравнения для потока на поверхности. Здесь мы прямо опишем уравнения баланса, которые исследовались прецизионными программами, используя подход, развитый в работах [7, 50-53], хотя существует и много других способов их получения [42, 46, 52, 56].

По аналогии с моделью V введем для каждой грани следующее определение некоторого вспомогательного параметра $\tilde{\delta}_{(n)}$:

$$\tilde{\delta}_{(n)} = (I_n - J) / (\tilde{\Phi}_n - \tilde{\Phi}) , \quad (3.4.28)$$

где n - номер грани, а:

$$J = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N I_n .$$

Будем полагать $\tilde{\delta}_{(n)}$ измеренным и известным.

Тогда очевидно, что для каждой ячейки реального реактора справедливы следующие соотношения баланса нейтронов:

$$\begin{aligned} I_n - J &= \tilde{\delta}_{(n)} (\tilde{\Phi}_n - \tilde{\Phi}) \\ \tilde{\Sigma} \tilde{\Phi} V &= JS + qV \end{aligned} \quad (3.4.29)$$

Величина $\tilde{\Sigma}$ - также физически измерима.

Система уравнений (3.4.29) вместе с соотношениями непрерывности тока и потока на гранях является полной системой балансных уравнений реактора, аналогичной (3.4.25). В дальнейшем, однако, рассмотрим только его приближенный вариант.

Будем полагать, что величина $\tilde{\delta}_n$ не зависит от номера грани:

$$\tilde{\delta}_n \approx \tilde{\delta} .$$

Легко показать, что из соотношений непрерывности токов и потоков на соседних гранях ячеек и определения (3.4.28), следует очевидное выражение для среднего тока нейтронов, втекающих через поверхность ячейки [51]:

$$J = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\tilde{\delta}_0^{-1} + \tilde{\delta}_n^{-1})^{-1} (F_n - F_0) , \quad (3.4.30)$$

где

$$F_n = \tilde{\Phi}_n - \tilde{\delta}_n^{-1} J_n$$

величина, которую мы в дальнейшем будем называть псевдопотоком, а все индексы - это номера ячеек (n - номер ячейки).

Из условия баланса нейтронов в ячейке следует:

$$J = \left[F - \frac{q}{\tilde{\Sigma}} \right] \frac{\tilde{\Sigma} V / S}{1 - \tilde{\Sigma} V / (S \tilde{\delta})} \quad (3.4.31)$$

Подставляя (3.4.31) в (3.4.30), имеем:

$$- \frac{1}{N} \frac{S}{V} \sum_{n=1}^N (\tilde{\delta}_0^{-1} + \tilde{\delta}_n^{-1})^{-1} (F_n - F_0) + \Sigma^* F_0 = q^*, \quad (3.4.32)$$

где

$$\Sigma^* = \frac{\tilde{\Sigma}}{1 - \tilde{\Sigma} V / (S \tilde{\delta})} \quad q^* = \frac{q}{1 - \tilde{\Sigma} V / (S \tilde{\delta})} \quad (3.4.33)$$

Уравнение для псевдопотока F альтернативно уравнению для среднего по объему потока. Его необходимо дополнить лишь очевидным соотношением для вычисления потока нейтронов в группе, следующим из выражения (3.4.31):

$$\begin{aligned} qV + JS &= \Sigma^* V \left[F - \frac{qV}{\tilde{\delta} S} \right] \\ \tilde{\Phi} &= \Sigma^* \left[F - \frac{qV}{\tilde{\delta} S} \right] / \tilde{\Sigma} \\ \bar{\Phi} &= \tilde{\Sigma} \tilde{\Phi} / \Sigma^* \end{aligned} \quad (3.4.34)$$

Остальные скорости реакций вычисляются по аналогичным формулам.

Проверка модели (S) и ее инженерных вариантов по прецизионным программам. Для учета зависимости параметров ячейки от окружения в инженерных программах для спектра нейтронов снова можно использовать аппроксимацию Боналями. В этом случае опять имеем:

$$\tilde{\Sigma} \tilde{\Phi} - q = \tilde{\Sigma}_t (\tilde{\Phi} - q / \tilde{\Sigma}_{as}). \quad (3.4.35)$$

Выражение (3.4.29), а вслед за ним и уравнение (3.4.32) тогда преобразуются к стандартному малогрупповому уравнению с константами, не зависящими от окружения:

$$- \frac{1}{N} \frac{S}{V} \sum_{n=1}^N (\tilde{\delta}_0^{-1} + \tilde{\delta}_n^{-1})^{-1} (\tilde{F}_n - \tilde{F}_0) + \Sigma_t^* \tilde{\Phi}_0 = \frac{\tilde{\Sigma}_t}{\tilde{\Sigma}_{as}} q^*, \quad (3.4.36)$$

где Σ_t^* отличается от Σ^* тем, что в нем используется $\tilde{\Sigma}_t$ вместо $\tilde{\Sigma}$.

В ряде программ ВМК уравнение (3.4.36) предпочитают использовать в нелинейной математически эквивалентной форме.

Для этого вводится вспомогательная величина:

$$\varepsilon = (\Phi - \tilde{\delta}^{-1} J) / \bar{\Phi},$$

и псевдопоток F заменяется произведением $\varepsilon \bar{\Phi}$. После этого уравнение переписывается в виде (см. разделы 6.1, 6.3):

$$-\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\tilde{\delta}_0^{-1} + \tilde{\delta}_n^{-1})^{-1} (\varepsilon_n \bar{\Phi}_n - \varepsilon_0 \bar{\Phi}_0) + \bar{\Sigma} \bar{\Phi}_0 = q \quad (3.4.37)$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon_{as} (\bar{\Phi}_{as} / \bar{\Phi}) + \varepsilon_t (1 - \bar{\Phi}_{as} / \bar{\Phi}) \quad (3.4.38)$$

$$\bar{\Sigma} = \bar{\Sigma}_{as} (\bar{\Phi}_{as} / \bar{\Phi}) + \bar{\Sigma}_t (1 - \bar{\Phi}_{as} / \bar{\Phi})$$

$$\bar{\Phi}_{as} = q \varphi_{as}$$

При этом используется та же аппроксимация спектра, что и выше.

Проверка аппроксимации Боналюми для сечений в рамках моделей (V) и (S) проводится сравнением приближенных формул для сечений с реальными, получаемыми в ходе расчета Монте-Карло.

Коэффициенты диффузии для модели (S) по прецизионным программам могут вычисляться альтернативными способами:

(а) в приближении равенства параметров δ для соседних ячеек

$$\tilde{D} = Jh / (\bar{\Phi}_{av} - \bar{\Phi}_0), \quad (3.4.39)$$

где

$$\bar{\Phi}_{av} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \bar{\Phi}_n; \quad (3.4.40)$$

(б) на основе определения (3.4.28):

$$\tilde{\delta} = (I_n - J) / (\tilde{\Phi}_{av} - \tilde{\Phi}_0); \quad (3.4.41)$$

(в) из соотношения, базирующегося на разложении потоков и токов на поверхности ячейки в ряд Фурье:

$$\tilde{\delta} = \frac{\sum_{n=1}^N I_n \cos[2\pi(n-1)/N]}{\sum_{n=1}^N \Phi_n \cos[2\pi(n-1)/N]} = \tilde{\delta}_c \quad (3.4.42)$$

$$\tilde{\delta} = \frac{\sum_{n=1}^N I_n \sin[2\pi(n-1)/N]}{\sum_{n=1}^N \Phi_n \sin[2\pi(n-1)/N]} = \tilde{\delta}_s;$$

(г) решением системы уравнений (3.4.30) с использованием значений J и $\tilde{\Phi}$ для каждой ячейки, вычисленных методом МК.

Для инженерных программ был предложен ряд приемов аппроксимации зависимости δ от положения ячейки в решетке. Один из них (см. раздел 6.2.1) основан на применении разностного аналога аппроксимации Боналюми (3.4.12, 3.4.13).

Примеры численных исследований. Выше было показано следующее:

- (а) При условии, что внутри ячейки распределение источников в каждой группе считается известным, простейшие мелкосеточные уравнения как для объемных, так и поверхностных потоков являются аппроксимациями точных уравнений баланса нейтронов в реакторе. С этой точки зрения их не обязательно связывать с процедурами гомогенизации и дискретизации, что позволяет осуществить довольно прозрачную проверку моделей прецизионными программами.
- (б) Для каждой отдельной ячейки аппроксимация сводится к тому, что величины δ считаются не зависящими от номера грани.
- (в) Существуют простые инженерные формулы, описывающие зависимость параметров уравнений баланса от положения ячейки.

Целью прецизионных расчетов, направленных на изучение точности инженерных расчетов ВВЭР, была проверка приближений (а), (б) и формул (в) для принятого в этих расчетах четырехгруппового разбиения.

По программе MCU рассчитан широкий набор конфигураций сборки ZR-6 (часть из них описана в главе 2) с выдачей полной информации необходимой для анализа точности мелкосеточных программ.

Здесь мы приведем в качестве примера результаты расчета двух макроячеек решеток типа ВВЭР и некоторые данные об их использовании для понимания причин и величин погрешностей инженерных программ.

Структура макроячеек изображена на рис. 3.10 и 3.12. Они представляют собой фрагменты решеток ZR-6 (шаг 12.7 мм, обогащение 3.6%). В центре каждой из макроячеек находится пэл типа D из В С. В макроячейке 1 – один, а в макроячейке 2 – два наружных слоя: водяные ячейки. Изображенные на рисунках макроячейки ограничены плоскостями симметрии, на которых моделировались граничные условия зеркального отражения.

На рис. 3.11 и 3.13 приведены результаты расчета потока тепловых нейтронов обеих макроячеек:

- по MCU,
- по уравнению баланса для среднего по объему потока (модель - V),
- по уравнению баланса для среднего по поверхности потока (модель S).

Групповые сечения ячеек и распределения источников по макроячейке для инженерных расчетов были взяты непосредственно из результатов расчета MCU.

Для варианта 1 на рис. 3.14 приведены параметры тепловой группы, необходимые для анализа мелкосеточных уравнений.

Групповые константы остальных групп приведены в приложении к главе на рис. 3.16–3.19.

Коэффициенты диффузии вычислялись на основе информации о распределении токов и потоков на гранях ячеек или с учетом потока, среднего по объему в соответствии с процедурами, описанными выше. Информация, необходимая для их вычисления приведена в таблице 3.2 в приложении. Ее фрагмент для ячейки 9 макроячейки 1 приведен в таблице 3.1.

Для приведенных (как и других исследованных) примеров оказалось, что расчеты по инженерным методикам практически не отличаются друг от друга и весьма близки к результатам MCU. Они слабочувствительны к изменениям коэффициентов диффузии. Основной эффект – спектральный, который в современных инженерных методиках учитывается аппроксимацией Боналюми или спектральным индексом.

Необходимо подчеркнуть, что в нашу задачу здесь не входило дать какие-либо рекомендации или заключения о преимуществах или недостатках того или иного инженерного метода. Основной задачей этого раздела была демонстрация методики и возможностей реперных программ для выработки подобных рекомендаций.

Для описания задачи поставленной в отделе грани и положения грани востулируется, что такая и потоки на гранях обмываемых ячеек, находящихся в рабочем состоянии, считаясь соответствующим

$$F = \sum_{k=1}^K K_k \quad (3.4.43)$$

где матрица K_k считается как зависимость от положения ячейки и определяется на основе простых аппроксимаций излучения и энергетических распределений на гранях ячеек

В этом случае в уравнении (3.4.37) параметры δ зависят от номера стороны и оно записывается в виде:

$$\delta = \sum_{k=1}^K \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\epsilon_{k1}} + \frac{1}{\epsilon_{k2}} \right) \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\epsilon_{k1}} + \frac{1}{\epsilon_{k2}} \right) - 1 \right) \right) + 2 \epsilon_{k0} = q \quad (3.4.44)$$

Подробный метод изложен в разделе 3.3. Здесь было бы уместным заметить, что уже сами по себе уравнения (3.4.41) (с учетом соотношений непрерывности тока и потока на гранях) позволяют

Таблица 3.1

Распределение токов, потоков, уровней и альбедных потоков по граням ячеек макрочаеки 1 и вычисленные по ним коэффициенты диффузии.

Ячейка 9	$D_c = .2501$	$D_s = .2502$	
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
.0013	.1900	.1850	.1870
-.0025	.1790	.1750	.1770
-.0035	.1780	.1720	.1750
.0001	.1860	.1810	.1830
.0048	.1980	.1920	.1950
.0042	.1970	.1910	.1930
D_f	D_U	D_A	
.1792	.1536	.1792	
.2290	.2688	.2576	.2568
.2664	.2498	.2664	.2766
.2071	.2485	.2071	
.2568	.2752	.2568	
.2458	.2655	.2458	

Примечание: I - токи на гранях ячейки, $\tilde{\Phi}$ - потоки, $\tilde{\Phi}_U$ - уровни, $\tilde{\Phi}_A$ - альбедные потоки.

D_f, D_U, D_A - коэффициенты диффузии, вычисленные по (3.4.41) по значениям потоков, уровней и альбедных потоков.

D_c, D_s - по (3.4.42), по значениям потоков на гранях.

3.4.4 Применение метода Монте-Карло для анализа уточненных инженерных расчетов, основанных на методах синтеза.

Примеры исследований простейших инженерных алгоритмов, приведенные в предыдущем разделе, продемонстрировали важность использования прецизионных программ для их проверки и повышения точности.

В рассмотренных моделях был сделан ряд приближений:

- коэффициенты δ не зависят от номера грани,
- распределение источников нейтронов тепловой группы внутри ячейки не зависит от положения ячейки в реакторе,
- аппроксимации параметров балансных уравнений ячеек (как функций их окружения) простыми инженерными формулами.

Последнее из них может быть, в принципе, частично устранено путем разбиения одной тепловой группы на ряд более мелких. Уменьшение же погрешности из-за первых двух приближений требует перехода к более сложным моделям. Такие уточненные схемы в последние годы интенсивно развивались, в основном, в связи с необходимостью улучшения "мелкосеточных" расчетов уран-графитовых и тяжеловодных реакторов [38-40], а также крупносеточных расчетов ВВЭР (см., например, [60]). Были сделаны попытки применить уточненные схемы и для мелкосеточных расчетов ВВЭР (см. главы 6 и 7). Например, в подходе, развитом в ЦИФИ (раздел 6.3), не используют приближения $\delta_n \approx \delta$.

Для описания зависимости δ от номера грани и положения ячейки постулируется, что токи и потоки на гранях одинаковых ячеек, находящихся в разном окружении, связаны соотношением:

$$I_n = \sum_m K_{n,m} \Phi_m, \quad (3.4.43)$$

где матрицы $K_{n,m}$ считаются не зависящими от положения ячейки и определяются на основе простых аппроксимаций угловых и энергетических распределений на границах ячейки.

В этом случае в уравнении (3.4.37) параметры $\tilde{\delta}$ зависят от номера стороны и оно записывается в виде:

$$-\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\tilde{\delta}_{0(n)}^{-1} + \tilde{\delta}_{n(0)}^{-1})^{-1} (\epsilon_n \bar{\Phi}_n - \epsilon_0 \bar{\Phi}_0) + \bar{\Sigma} \bar{\Phi}_0 = q. \quad (3.4.44)$$

Подробно метод изложен в разделе 6.3. Здесь было бы уместным заметить, что уже сами по себе уравнения (3.4.43) (с учетом соотношений непрерывности тока и потока на гранях) позволяют

рассчитать реактор. Поэтому с помощью прецизионных программ можно исследовать гипотезу о стационарности матрицы K и точность ее вычисления приближенными методами, изложенными в разделе 6.3.

Новые уточненные подходы сейчас достаточно широко используются в инженерных программах. Их алгоритмы развивались как самостоятельно (нелинейные методы [58-60], методы матриц отклика, поверхностных потоков [7,50-52], поверхностных гармоник [46-48] и т.д.), так и по пути совершенствования традиционных методов (гомогенизация [35,36], источники-стоки [38-46]).

Естественно, что и новые инженерные методы расчета гетерогенных реакторов имеют ограниченную точность, так как базируются на совокупности определенных гипотез. Это делает очевидным пользу применения реперных программ для оценки качества новых подходов и алгоритмов их реализации. Однако, за редким исключением такую проверку осуществить не просто, так как часто авторы новых алгоритмов не формулируют их достаточно точно, оставляя неопределенными ряд важных понятий.

Объединяет, на наш взгляд, новые методы идея синтеза полей нейтронов в сложных структурах сравнительно небольшим числом пробных функций. В результате синтеза формулируются уравнения типа RESPONSE MATRICES.

Предлагаются и применяются различные алгоритмы упрощения полученных уравнений, например, путем использования разложения поверхностных потоков в симметричных ячейках в конечные ряды Фурье и сохранения в них малого числа гармоник (см., например, главы 6,7). Все эти и последующие процедуры увеличения эффективности программ, как правило, находятся уже вне области применения прецизионных программ, необходимых для верификации исходных приближений. Поэтому мы ограничим здесь свое обсуждение лишь методическими вопросами исследования точности исходных приближенных уравнений и их параметров. С этой точки зрения необходим некоторый формализм в постановке задачи.

Формализм и основная гипотеза. Будем считать, что основанные на методах синтеза инженерные методы расчета полей нейтронов в ядерных реакторах базируются на следующей ОСНОВНОЙ ГИПОТЕЗЕ:

Спектр нейтронов в идентичных ячейках, помещенных в разное окружение, можно хорошо аппроксимировать суперпозицией заданного числа идентичных функций, априорно заданных или заранее неизвестных.

На базе принятой гипотезы можно построить, используя те или иные соотношения баланса нейтронов, различные приближенные системы уравнений разной степени точности для вычисления макрополей нейтронов в реакторе. Параметры уравнений однозначно выражаются через функции, описывающие спектр в ячейках. Как следствие основной гипотезы, эти параметры для одинаковых ячеек, находящихся в разном окружении, являются постоянными величинами. Поэтому, как и в случае традиционных методов гомогенизации, они могут быть определены на стадии подготовки констант до проведения расчета реактора в целом.

Главным критерием качества приближенных уравнений является, безусловно, точность, с которой они позволяют вычислить представляющие для практики интерес функционалы потока нейтронов в реакторе: K_{eff} , энерговыделение, скорости реакций. С другой стороны, для инженерных расчетов не менее важна простота и быстродействие программ.

Оба эти требования противоречат друг другу. Высокую точность можно обеспечить выбором большого числа функций для аппроксимации спектров внутри ячеек. Это приводит к усложнению уравнений, увеличению числа параметров, описывающих ячейки, и, следовательно, к потере в быстродействии. Поэтому возникает своеобразная задача оптимизации выбора пути между Сциллой и Харибдой.

Необходимо отметить, что при любом числе пробных функций методы синтетического типа остаются приближенными. Поэтому, увеличивая их число, бессмысленно ставить вопрос, можно ли при этом увеличить точность балансных уравнений. Безусловно можно. Но каждый раз необходимо помнить о цене, которую за это приходится платить при проведении инженерных расчетов. Увеличение числа пробных функций всегда должно быть обосновано гарантией требуемого увеличения точности за приемлемую цену.

Уравнения синтеза. В качестве примера рассмотрим построение типичных уравнений синтеза для решеток с не слишком сложным угловым распределением на поверхности ячеек. Для определенности будем считать,

что число пробных функций равняется $L=N \cdot G + K$. Здесь N - число граней (или их более мелких фрагментов) ячейки, G - число энергетических групп, а K - некоторый дополнительный параметр, использующийся для описания плотности источников внутри ячейки. Числа G, K (и N при разбиении граней ячейки на отдельные фрагменты) являются свободными параметрами модели, которые выбираются из тех или иных соображений.

Легко доказать, что из основной гипотезы следуют соотношения, связывающие объемные и поверхностные моменты функции распределения нейтронов в ячейке:

$$I_n = \sum_{n'=1}^N \hat{\Lambda}_{nn'} \Phi_{n'} + \hat{v}_n \Theta \quad (3.4.45)$$

$$P = \sum_{n'=1}^N \hat{\varphi}_{n'} \Phi_{n'} + \hat{\omega} \Theta,$$

где I_n, Φ_n - G -мерные векторы групповых токов и потоков, усредненных по граням (или их элементам) с номерами n . Θ и P - это K -мерные векторы. Их компоненты - это некоторые пространственные (т.е. усредненные по объему с заданным весом) моменты плотности вторичных нейтронов Θ и любой интересующей нас скорости реакции P (в частном случае это может быть так же, как и Θ - момент плотности вторичных нейтронов деления).

Матрицы зависят только от априорного выбора весовых функций и функций, аппроксимирующих поток в ячейках. Из основной гипотезы следует, что для идентичных ячеек, помещенных в различное окружение, все матрицы $\hat{\Lambda}_{nn'}$, $\hat{v}_n$, $\hat{\varphi}_n$, $\hat{\omega}$ одинаковы. Поэтому так же, как и в традиционных методах, их можно считать неизменными характеристиками ячеек и вычислять до проведения полного расчета реактора. Это можно сделать, воспользовавшись соотношениями (3.4.45) и дополнительными физическими соображениями. Способы вычисления характеристик ячеек мы обсудим ниже, а пока будем считать их известными.

Соотношения (3.4.45) только формально совпадают с широко известными уравнениями, основанными на использовании матриц отклика (различные варианты альбедных методов, поверхностных потоков и пр.). На самом деле, в отличие от подобных традиционных методов,

коэффициенты $\hat{\Lambda}_{nn}$, и др. в общем случае не имеют никакого физического смысла. Трактовка их как обычных матриц отклика может существенно уменьшить точность уравнений, так как в сложных ситуациях крайне трудно, а иногда и невозможно угадать спектр (пространственный, угловой и энергетический) нейтронов, падающих на поверхность ячеек. Гипотезы же об этих спектрах необходимы для вычисления традиционных матриц отклика.

Полную систему уравнений реактора можно написать, используя соотношения (3.4.45) при заданных коэффициентах $\hat{\Lambda}_{nn}$, $\hat{v}_n$, $\hat{\phi}$, $\hat{\omega}$. Для этого достаточно дополнить их условиями непрерывности токов и потоков на границах соприкасающихся ячеек (или выделенных общих элементов поверхности) граничными условиями на внешней границе реакторов и соотношением критичности для каждой ячейки:

$$\Theta = k_{eff}^{-1} \left[\sum_{n'=1}^N \hat{\phi}_{n'} \Phi_{n'} + \hat{\omega} \Theta \right], \quad (3.4.46)$$

основанном на том, что моменты плотности деления Θ являются частным случаем моментов скоростей реакций P .

В приведенной выше схеме использовалась лишь Основная гипотеза о возможности аппроксимации спектров в ячейках суперпозицией заданного числа одинаковых функций. Ее следствием является независимость коэффициентов уравнений от положения ячейки в реакторе.

Вернемся теперь к вопросу о вычислении коэффициентов уравнений синтеза.

Их можно вычислять из представительного набора физических задач, выбор которого является более простой операцией, чем угадывание спектров нейтронов, падающих на поверхность ячеек, используемое в традиционных версиях методов, основанных на концепции матриц отклика.

Для определения матриц (3.4.45) достаточно решить $M \geq G \cdot N + K$ специально подобранных модельных задач (с номерами m) о распределении потока в идентичных ячейках, помещенных в разное окружение. В силу основной гипотезы для каждой такой задачи справедливы соотношения (3.4.45). Поэтому, вычислив из модельных задач величины I , Φ , Θ , P , можно найти матрицы, минимизируя специально сконструированные на основе (3.4.45) функционалы. В простейшем случае (при заданной матрице $\hat{v}_n$) эти функционалы, например, суть сумма квадратов разности между правыми и левыми частями (3.4.45).

$$\min \sum_{m,n} \left[I_n^{(m)} - \sum_n \Lambda_{nn}, \Phi_n^{(m)} - \hat{v}_n \Theta^{(m)} \right]^2, \quad (3.4.47)$$

где символами $I_n^{(m)}, \Phi_n^{(m)}, \Theta^{(m)}$ - обозначены значения векторов для модельных задач с номером m .

Реально в настоящее время для проведения инженерных расчетов рекомендуются значительно более простые варианты балансных уравнений, чем (3.4.45, 3.4.46). Однако общий подход к вычислению их коэффициентов методом Монте-Карло, проверка точности как гипотез, лежащих в их основе, так и самих уравнений, базируется на изложенных выше принципах.

В принятой трактовке для вычисления коэффициентов балансных уравнений не требуется в явном виде задавать функции, входящие в суперпозицию. Более того, нигде в изложении не принималось каких-либо ограничивающих эти функции предположений. Этим, например, изложенный подход отличается от [50] или метода МПГ (глава 7), где авторы считают существенным, что суперпозиция состоит обязательно из решений кинетических уравнений. В других работах принимаются ограничения на вид угловой зависимости потока на гранях и т.д. Из проведенного анализа можно сделать довольно прозрачный вывод, что эти ограничения не обязательны.

На базе основной гипотезы всегда можно считать, что в балансные уравнения постулируемого вида и в выражения для скоростей реакций входят некоторые неизвестные параметры Λ_{nm} и т.д. Эти параметры можно найти из решения методом Монте-Карло совокупности модельных задач о вычислении функционалов потока нейтронов (в частности I_n, Φ_n) для некоторых характерных для рассматриваемого набора ячеек ситуаций, в предположении, что для модельных задач также справедлива основная гипотеза. После решения таких задач можно определить неизвестные параметры на основе соотношений типа (3.4.47). Методы МК особенно удобны тем, что в одном расчете можно сразу решать много модельных задач.

Достаточно, например, рассчитать сложную макроячейку, включающую помимо ячеек интересующего нас типа различные неоднородности (поглотители, водяные дыры и пр.). В таком расчете можно регистрировать токи и потоки на поверхности ячейки, а также скорости

$$\hat{\gamma} = \sum_n \Lambda_{|n|} \quad (3.4.49)$$

$$\hat{\delta} = \sum_n \Lambda_{|n|} \cos \left[2\pi(n-1)/N \right] . \quad (3.4.50)$$

Такие матрицы вычислялись по МСУ в работах [40-42].

Для мелкосеточных расчетов ВВЭР особо важное значение имеет возможность решения методами синтеза неоднородных задач: например, оценка эффекта увеличения точности за счет увеличения числа тепловых групп при сохранении гипотезы о неизменности внутриячеечного распределения источников тепловых нейтронов. С другой стороны, при сохранении четырехгруппового подхода с одной тепловой группой, на наш взгляд, трудно ожидать от применения усложненных схем какого-либо выигрыша. Однако это вопрос спорный, и решить его можно только на основе численного эксперимента.

3.5 ИСПОЛЗОВАНИЕ МОДУЛЕЙ ПАКЕТА MSU ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРВЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРЯМЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

Хорошо известно, что глобальный по реактору расчет полей нейтронов в гетерогенных реакторах в инженерных программах проводится на основе тех или иных априорных параметров, характеризующих отдельные ячейки гетерогенных реакторов. Параметры определяются как некоторые функционалы потока нейтронов в отдельных ячейках, помещенных в моделирующее реальную ситуацию окружение. Решается кинетическое уравнение для выбранной модельной задачи, определяется поток нейтронов в выбранной системе-модели и находятся нужные для глобального расчета параметры. Реперные программы, основанные на методе МК, необходимы для проверки обеих стадий этой схемы.

С другой стороны, оказалось, что эти программы могут эффективно использоваться и при проведении инженерных расчетов для вычисления характеристик (параметров) отдельных ячеек. Соответствующая методика и программы были развиты [52-66] для решения задач термализации, но в настоящее время адаптированы для применения к вычислениям функционалов нейтронного потока во всей области энергий. Ниже мы изложим идеологию предложенного подхода. Одним из наиболее популярных методов подготовки параметров для инженерных программ расчета реакторов служит Метод вероятностей первых столкновений (МВПС). Он основан на применении различных численных схем решения кинетического уравнения в интегральной форме.

Рассматриваемый объект (например, ячейка реактора) разбивается на зоны, в которых предполагается та или иная аппроксимация потока в зависимости от координат. В простейшем случае поток в зоне предполагается постоянным (приближение плоских потоков).

Аппроксимация потока в зонах заданным набором функций позволяет свести задачу об определении потока нейтронов к решению системы линейных алгебраических уравнений.

Коэффициентами уравнений служат многомерные интегралы. В случае приближения плоских потоков интегралы имеют смысл вероятностей первых столкновений (ВПС) нейтронов в выделенных зонах объекта при условии, что они родились равновероятно в других зонах. Для объектов со сложной геометрией основные усилия затрачиваются на вычисления многомерных интегралов (ВПС - в случае приближения плоских потоков). С другой стороны, в программах ММК имеются мощные средства, позволяющие вычислять такие интегралы. Ими являются геометрические модули (ГМ), позволяющие решать задачу об определении в отдельных зонах длин

отрезков, на которые делится любая прямая, пересекающая рассматриваемый объект.

Использование ГМ в программах ВПС позволяет сильно упростить расчет многомерных интегралов для систем со сложной геометрией, и сделать его достаточно точным. Это возможно благодаря известной интерпретации ММК, как реализации простой квадратурной формулы для вычисления многомерных интегралов путем замены области интегрирования на единичный куб и специального выбора узлов интегрирования. В работах [18,6] была предложена идеология использования ГМ программ ММК в комбинации с применением улучшенного выбора узлов сеток интегрирования для вычисления интегралов-коэффициентов МВПС. Проведенные численные эксперименты позволили приступить к программной реализации этой идеологии.

С этой целью в начале 80-х годов была разработана программа [18], расширенная и преобразованная затем в комплекс ВЕПС [63], который позволяет решать широкий спектр задач, основанных на МВПС.

Основную идею методики изложим на простом примере. Для трехмерных систем вероятность того, что нейтрон, родившийся в зоне с номером i с равномерным по зоне и изотропным распределением источников, испытает первое столкновение в зоне с номером j , выражается пятикратным интегралом:

$$P_{ij} = \int_{\Omega} \frac{d\Omega}{4\pi} \int_{V_i} \frac{dr}{V_i} f_j(r, \Omega) . \quad (3.5.1)$$

Здесь $f_j(r, \Omega)$ - вероятность того, что нейтрон, родившийся в точке r системы и летящий в направлении Ω , испытает первое столкновение в зоне с номером j . Очевидно, что

$$f_j(r, \Omega) = \exp[-\tau_j(r, \Omega)] \left[1 - \exp[-\Delta\tau_j(r, \Omega)] \right],$$

где τ_j - оптическая длина пути нейтрона от точки $\mathbf{r}$ вдоль направления Ω до первого пересечения с поверхностью j -й зоны; $\tau_j(\vec{r}, \vec{\Omega})$ - оптическая длина отрезка пути этого нейтрона в j -й зоне.

В силу того, что $(4\pi V_i)^{-1}$ имеет смысл плотности вероятности рождения нейтрона, в интеграле можно перейти к новым переменным:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(\gamma_1, \dots, \gamma_5) = \mathbf{r}(\gamma); \quad \Omega = \Omega(\gamma_1, \dots, \gamma_5) = \Omega(\gamma), \quad (3.5.2)$$

где

$$d\gamma = d\gamma_1 \dots d\gamma_5 = (4\pi V_i)^{-1} dr d\Omega,$$

а все значения γ являются координатами точек в пятимерном единичном кубе, т.е. $0 < \gamma_1 < 1$.

Тогда в новых переменных вероятность P_{ij} выражается интегралом

$$P_{ij} = \int_{0 \leq \gamma \leq 1} d\gamma f_j(\mathbf{r}(\gamma), \Omega(\gamma)).$$

Вычисление интеграла методом Монте-Карло можно провести по формуле:

$$P_{ij} = N^{-1} \sum_{n=1}^N f_j(\mathbf{r}_n, \Omega_n),$$

(3.5.3)

где

$$\mathbf{r}_n = \mathbf{r}(\gamma^{(n)}); \quad \Omega_n = \Omega(\gamma^{(n)}),$$

а $\gamma^{(n)}$ - выбираемые "случайно" координаты узлов сетки в пятимерном единичном кубе.

В то же время выражение (3.5.3) является стандартной формулой приближенного интегрирования интеграла (3.5.1) после замены переменных (3.5.2). То, что интегрирование методом Монте-Карло является частным случаем стандартных квадратурных формул, связанным с определенным выбором сетки, хорошо известно [61], точно так же, как и то, что эта сетка не оптимальна.

Качество "случайной" сетки для вычисления интеграла определяется тем, что при большом числе узлов асимптотически выполняется соотношение

$$\left| W - \frac{n}{N} \right| \approx CN^{-1/2},$$

где W – объем любой области из единичного куба, а n – число точек из общего количества N , которые попадают в область W . Поэтому для широкого класса функций использование квадратурной формулы (3.5.3) приводит к погрешности порядка $N^{-1/2}$.

Однако хорошо известны сетки, узлы которых гораздо более равномерно распределены в единичном кубе [6], а именно:

$$\left| W - \frac{n}{N} \right| \approx CN^{-1}.$$

Использование таких сеток (см. [61]) приводит к погрешности квадратурных формул типа порядка $1/N^{1-\epsilon}$ для достаточно широкого класса функций.

То, что достаточно хороший, с точки зрения сходимости, алгоритм расчета ВПС и алгоритм ММК отличаются формально только выбором узлов сетки γ , дает возможность без существенных переделок использовать для вычисления ВПС геометрические модули монте-карловских программ.

В первом приближении для расчета ВПС можно модифицировать программу расчета потока нейтронов методом Монте-Карло, заменив в ней датчик случайных чисел подпрограммой, вырабатывающей значения неслучайных координат узлов сетки в единичном кубе.

Для реальных задач сходимость квадратурных формул (3.5.3) может оказаться хуже. Поэтому были проведены обширные численные эксперименты по программе ВЕПС. Их целью было изучение эффективности не только приведенной здесь, но и других квадратурных схем, а также различных вариантов квадратурных сеток (датчиков "неслучайных" чисел) в применении к самым разнообразным объектам. В результате этих исследований (см. например работу [18]) была доказана практическая применимость предложенной методики.

В настоящее время с помощью ВЕПС можно вычислять вероятности первых столкновений в различных трехмерных системах [64-66]. Пользователь имеет возможность выбора разных квадратурных схем с целью оптимизации вычислений при решении конкретной задачи. Программа имеет модульную структуру, и к ней могут подключаться геометрические модули программ МК, удовлетворяющие стандарту MCU [9]. Это обеспечивает большую гибкость комплекса.

Программы ВЕПС и ПЕРСТ использовались для расчетов макроячеек сборки ZR-6 [18], а в настоящее время включены в пакет MCU.

1. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов вып.8,9 . Сборник, посвященный памяти А.Д. Франк-Каменецкого, стр. 1-78, 1-68. 1981 г.
2. Э. Зейферт Отчет KFKI-ZR-6-526-1976
3. Э. Зейферт и др. Расчеты суперячеек сборки ЗР-6 методом Монте-Карло. Материалы VI симпозиума ВМК. CPP, Бухарест. с.724. 1977.
4. Р.Курка и др. Исследование двумерных неоднородностей. Материалы X симпозиума ВМК. СССР, Ереван, изд. ИАЭ, с.350. 1981 г.
5. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Пакет программ MCU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. вып.7. с.27-31.
6. Золотухин В.Г., Майоров Л.В. Оценка параметров критичности реакторов, Москва, Атомиздат, 1984.
7. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. Москва. Энергоатомиздат. 1988
8. Gomin E.A., Maiorov L.V., Yudkevich M.S. Some Aspects of Monte-Carlo Method Application to Nuclear Reactors Analysis. Prog. in Nucl. Ener. V 24, N 1-3, p. 211, 1991.
9. Л.П.Абагян, Н.И.Алексеев, Е.А.Гомин, М.И.Гуревич, Л.В.Майоров, С.В.Марин, А.Д.Рогов, А.С.Романов, М.С.Юдкевич
Пакет программ MCU-2 для расчета методом Монте-Карло нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов.
том 1. Общее описание.
том 2. Константное обеспечение.
том 3 Архитектура пакета
Отчет ИАЭ Инв.36/1-1493-91

10. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Москва. Атомиздат. 1964.
11. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Справочник. Москва. Энергоиздат. 1981.
12. Абагян Л.П., Тебин М.С., Юкевич М.С. CROSS - пакет программ и библиотек для расчета сечений в области разрешенных резонансов. Препринт ИАЭ-4009/5, М., 1984.
13. Абагян Л.П., Просветова М.П., Юкевич М.С. Нейтронные данные для расчета тепловых реакторов. ВАНТ. Сер.Ядерные константы. 1989. Вып 4, с.3
14. Марковский Д.В., Борисов А.А. Физический модуль FORTUN-88 для расчетов методом Монте-Карло с микроконстантами на основе файлов оцененных данных. Препринт ИАЭ-4774/ 5. 1989.
15. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В. Программа NEWRAS для расчета дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. Вып.8(21), с. 32-38.
16. Лиман Г.Ф. Программа CALCST и ELCOHR для расчета полных и упругих когерентных сечений рассеяния медленных нейтронов. Вопросы атомной науки и техники. 1982. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. вып.5(27). с.74.
17. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Комплекс TERMAC для расчета групповых сечений нейтронов в области термализации. ВАНТ. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. вып.5(27). с.70-73.
18. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Пакет программ для нейтронно-физических расчетов в области термализации. Материалы X симпозиума ВМК. Ереван. Изд. ИАЭ. С.547. 1981.

19. Марковский Д.В., Борисов А.А. Физический модуль FORTUN-88 для расчетов методом Монте-Карло с микроконстантами на основе файлов оцененных данных. Препринт ИАЭ-4774/ 5. 1989.
20. M.I. Gurevich and S.V.Ostashenko, Geometry Modeling in Monte Carlo Calculations, Prog. in Nucl. Ener. V 24, N 1-3, p. 63, 1991.
21. Осташенко С.В. Геометрическое моделирование в расчетах реакторов методом Монте-Карло. ВАНТ. Сер.Физика и техника ядерных реакторов. 1988. вып 2.
22. Носовский И.В. ППП MCU. Геометрические модули ROMBIC и GEXLAT. Препринт ИАЭ. 1991.
23. Рогов А.Д. Геометрический модуль для расчета реакторов в трехмерной XYZ геометрии. Препринт ОИЯИ-Р11-82-710. 1982.
24. Золотухин В.Г., Майоров Л.В. Оценка систематических погрешностей при расчете критичности методом Монте-Карло. АЭ. 1983. Вып.3, с.173.
25. Brissenden R.J., Garlick A.R. (1986) Biases in the estimation of k_{eff} and its error by Monte-Carlo methods. Ann. Nucl. Energy, Vol. 13, No.2, pp.63-68
26. Gelbard E.M., Pego R., (1979) Monte-Carlo Computation of Directional Diffusion Coefficients Proceedings of the Topical Meetings on Computational Methods in Nuclear Engineering. v.2, p.7-9. USA, Virginia. April 23-25.
27. E.M.Gelbard Prog. in Nucl. Ener. V 24, N 1-3, p.3 1991.
28. Гомин Е.А., Капитонова А.В., Кононов С.Л., Майоров Л.В., Марин С.В., Юдкевич М.С. Анализ экспериментов на критических сборках с целью проверки константного обеспечения реакторных расчетов. Доклад на XVI Симпозиуме специалистов ВМК по физике ВВЭР. Москва. Сентябрь 1987.

29. Гомин Е.А. и др. Анализ экспериментов на критических сборках с целью проверки константного обеспечения реакторных расчетов. Нейтронная физика. т.1. М., 1988.
30. Хренников Н.Н., Шукин А.В. Сравнительный анализ расчета и эксперимента для уран-графитовых решеток на природном и слабообогатенном уране. Препринт ИАЭ-4709/4, М., 1988г.
31. Майоров Л.В., Ванев Ю.Е. Использование прецизионных расчетов для анализа экспериментов на сборке ZR-6. Отчет KFKI-ZR-6-563/89. Будапешт, 1989 г.
32. Bekker R., Pshenin V., Lazarenko A., Alekseev N., Vaneev Yu. (1990). Results of Spectral Codes Verification Using Numerical and Experimental Benchmarks. Kernenergie, Vol. 33, No 8, pp. 335-341.
33. Алексеев Н.И., Брызгалов В.И., Владимирова Т.М., Гомин Е.А., Капитонова А.В., Майоров Л.В., Носовский И.В., Юдкевич М.С. Верификация константного обеспечения версии MCU-1 применительно к реакторам с водой в качестве замедлителя. Препринт ИАЭ-5407/5. Москва. 1991.
34. Pshenin V.V., Sidorenko V.D., Yudkevich H.S., Kuznetsov E.A., Kapitonova A.V., Osipov V.K., Alekseev N.I., Romanov A.S., Lazarenko A.P. (1989). Calculation Results for Gadolinium in Fuel Rod Lattices. CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in VVERs. Vienna, IAEA.
35. Bonalumi R.A. A rigorous diffusion model for cell homogenisation. Energia Nucleare. 1973. v.20, p.39.
36. Bonalumi R.A. Rigorous Homogenized Diffusion Theory Parameteres for Neutrons. NSE: 1981. v.77, p.219.
37. Леман М. Расчет влияния неоднородности решетки на диффузионные константы элементарных ячеек методом спектральных индексов. Материалы VII симпозиума ВМК, 2, 300, Добрижовице, 1978.

38. Городков С.С. Аннотация программы НЕМ-3. ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1984, вып.8(45), с.40-41.
39. Городков С.С. Сравнение сеточных алгоритмов расчета нейтронных полей в больших реакторах. АЭ, 1988, т.65, вып.3, с.184-190.
40. Городков С.С. Предельная погрешность современных сеточных алгоритмов при расчете нейтронных полей в РБМК. АЭ, 1990, т.68, вып.3, с.155.
41. Городков С.С. Погрешность некоторых сеточных алгоритмов при трехмерном расчете нейтронных полей в РБМК. АЭ. т.69, вып.1, 1990.
42. Кварцхели А.Ю., Кочуров Б.П. Метод вычисления физических характеристик ячейки гетерогенного реактора. АЭ, 1985, т.58, вып.2, с.83-91.
43. Кочуров Б.П. Вычисление матрицы эффективных граничных условий на поверхности многозонного цилиндрического блока. Препринт ИТЭФ-164, Москва, 1980.
44. Кочуров Б.П. Численные методы в теории гетерогенного реактора. Атомиздат, Москва, 1980.
45. Кочуров Б.П., Кварцхели А.Ю. Модульный тяжеловодный реактор. Физические характеристики активной зоны. МТП для АСПТ-500. Отчет N 481. 1986.
46. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Уточнение метода гомогенизации гетерогенного реактора. АЭ, 1977, т.43, вып.4, с.247.
47. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора. ВАНТ, сер. ФИТЯР, 1981, вып. 5(18), с.31.
48. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Эффективный одnogрупповой коэффициент диффузии нейтронов в решетках реакторов. АЭ, 1985, т.59, вып.2, с.91.

49. O. M. Lizorkin, V. Pshenin, A. Novikov, A. Lazarenko. Nodal methods for VVER core analysis. Specialist Meeting on Advanced Calculational Methods for Power Reactors. Cadarache, France, 10-14 September 1990, IAEA.
50. Майоров Л.В., Труханов Г.Я., Франк-Каменецкий А.Д. Применение альбедного метода к расчету пучка стержней. Препринт ИАЭ-1987, Москва, 1970. См. также в сб. Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. Атомиздат, М., 1974, с. 216.
51. Майоров Л.В. Материалы VI-ого Симпозиума ВМК, с.637, Бухаресте, 1977.
52. Майоров Л.В. Материалы VII-ого Симпозиума ВМК, т.2, с.142, Дوبرжиховице, 1978, Центр ядерной информации. Прага. 1979
53. Майоров Л.В. О расчете констант диффузионных конечно-разностных уравнений для гетерогенных реакторов. ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1983. вып. 5(34). с. 17.
54. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Использование метода Монте-Карло для проверки точности современных методов расчета гетерогенных реакторов. ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. вып. 2. с. 24.
55. J.Gado et al.: Ann. nucl. Energy 11, 559(1984). См. также Я.Гадо, А.Девени, А.Керестури, М.Макаи. Новый метод расчета неоднородных решеток, 2, 151, Материалы XII-ого Симпозиума ВМК, Татранска Ломница, 1983.
56. А.Н.Новиков. Уточнение пространственно-энергетического распределения нейтронов вблизи нарушений однородности решетки. Материал IX симпозиума ВМК (Нойбранденбург, ГДР, 1980).
57. А.Н.Новиков. Повышение точности мелкосеточных расчетов. Материал ТГ-4 ВМК (София, НРБ, 1982).
58. А.Н.Новиков, Обобщенное представление дифференциальных операторов одnogрупповых уравнений. Материал XI симпозиума ВМК (Варна, НРБ, 1982).

59. А. Н. Новиков, Двухгрупповые редкосеточные задачи с учетом гетерогенности ячеек, Материал ТГ 2-4 ВМК (Берлин, ГДР, 1983).
60. А. Н. Новиков, Подготовка функционалов и решение редкосеточных уравнений. Материал ТГ 2-3-4 ВМК (ЧССР, 1985).
61. Соболев И. М. Численные методы Монте-Карло. М. Наука. 1973.
62. Гомин Е. А. Программа ПЕРСТ расчета функционалов потока тепловых нейтронов в трехмерных системах. Препринт ИАЭ-4208/5. М. 1985.
63. Гомин Е. А., Майоров Л. В. Программа ВЕПС для расчета вероятностей первых столкновений в трехмерных системах. Препринт. ИАЭ-4207/5. М. 1985.
64. Gurevich M. I. and Gomin E. A. Application of the geometrical module of Monte Carlo method for the first collisions probabilities method with the expanding in the spherical modes. Proc. of the Int. Top. Meeting Adv. in Math., Comp. and Reac. Phys. April 28- May 2, 1991, Pittsburgh, PA, USA, p. 2.2 3-1.
65. Gurevich M. I. (1990) First Collisions Probabilities Calculations for Compact Systems. Kurchatov Institute IAE-5122/5.
66. Gurevich M. I. (1990). First Collisions Probabilities Calculations for Polycells. Kurchatov Institute IAE-5123/5. In Russian.
67. Final Report of TIC. (1985) Akademiai Kiado, Vol. 1, Budapest.
68. Сбоев А. ВАНТ. Сер. Физика и техн. ядер. реакторов. Вып. 5(18).
69. V. C. Deniz. The theory of neutron leakage in reactor lattices. CRC Handbook of Nuclear Reactors Calculations. v.2., CRC Press, Boca Raton, 1986.

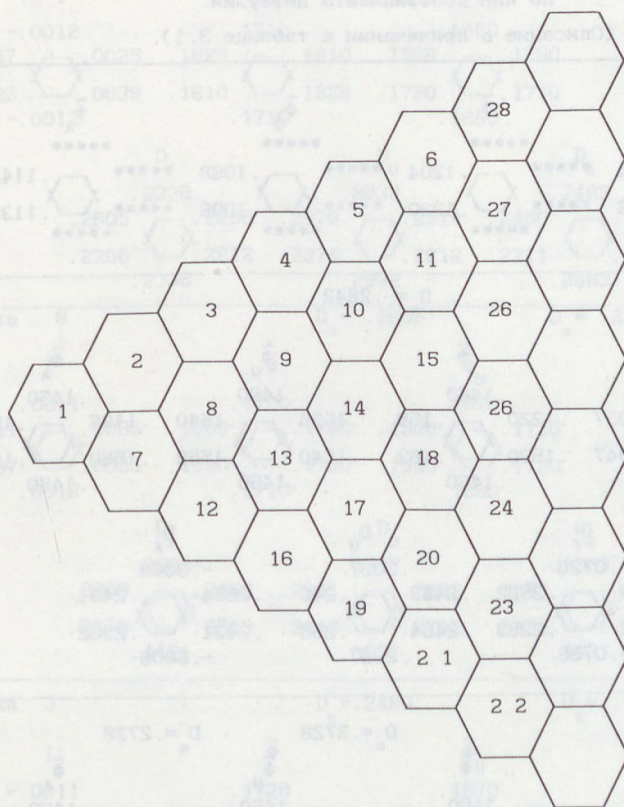


Рис. 3.15 Макроячейка 1 – нумерация ячеек.

Таблица 3.2

Распределение токов, потоков, уровней и альбедных
потоков по граням ячеек макроячейки 1 и вычисленные
по ним коэффициенты диффузии.

(Описание в примечании к таблице 3.1).

Ячейка 1			
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
*****	*****	*****	*****
****  .0134	*****  .1204	*****  .1098	*****  .1142
****  .0136	*****  .1220	*****  .1096	*****  .1138
*****	*****	*****	*****
Ячейка 7			
$D_c = .2842$			
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
.0002	.1460	.1450	.1450
-.0136  .0037	.1220  .159	.1096  .1540	.1138  .1560
.0037  .0047	.1590  .162	.1540  .1558	.1560  .1588
.0002	.1460	.1450	.1450
D_f	D_U	D_A	
-.0736	.2097	-.3009	
.3139  .2522	.2483  .246	.2664  .2431	
.2522  .2253	.2464  .258	.2431  .2362	
-.0736	.2097	-.3009	
Ячейка 2			
$D_c = .2728$		$D_s = .2728$	
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
-.0002	.1460	.1450	.1450
.0041  .0045	.1600  .162	.1550  .1556	.1570  .1588
-.0134  .0041	.1204  .160	.1098  .1550	.1142  .1570
-.0002	.1460	.1450	.1450
D_f	D_U	D_A	
.0033	-.0133	.0087	
.2504  .2277	.2535  .262	.2519  .2361	
.2934  .2504	.2446  .253	.2634  .2519	
.0033	-.0133	.0087	

Таблица 3.2 (продолжение).

Ячейка 12		$D_c = .2686$	
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
-.0012	.1710	.1660	.1680
-.0047	.1628	.1558	.1588
.0025	.1810	.1750	.1780
.0025	.1828	.1770	.1794
-.0012	.1710	.1660	.1680
D_f	D_U	D_A	
.2336	.2932	.2483	
.2605	.2370	.2450	.2211
.2296	.2374	.2211	.2873
.2336	.2932	.2483	
Ячейка 8		$D_c = .2655$	$D_s = .2273$
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
.0011	.1720	.1670	.1690
-.0041	.1600	.1550	.1570
-.0037	.1590	.1540	.1560
.0012	.1710	.1660	.1680
D_f	D_U	D_A	
.2363	.2068	.2363	
.2859	.2961	.2859	.2468
.2370	.2447	.2370	.2513
.4421	.3537	.4421	
Ячейка 3		$D_c = .2480$	$D_s = .248$
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
-.0011	.1720	.1670	.1690
.0025	.1790	.1750	.1770
-.0045	.1622	.1556	.1588
-.0011	.1720	.1670	.1690
D_f	D_U	D_A	
.3533	.3675	.3281	
.3137	.2509	.2654	.2643
.2492	.2223	.2377	.2654
.3533	.3675	.3281	

Таблица 3.2 (продолжение).

Ячейка 16				$D_c = .2611$			
I		$\tilde{\Phi}$		$\tilde{\Phi}_U$		$\tilde{\Phi}_A$	
-.0016		.1910		.1850		.1870	
-.0038	.0033	.1828	.2010	.1770	.1960	.1794	.1980
.0033	.0058	.2010	.2060	.1960	.2000	.1980	.2020
-.0016		.1910		.1850		.1870	
D_f		D_U		D_A			
.3502		.3236		.3192			
.2348	.2727	.2317	.2447	.2379	.2474	.2474	.3053
.2727	.2928	.2447	.3033	.2474	.3192		
.3502		.3236		.3192			
Ячейка 13				$D_c = .2697E$		$D_s = .3241$	
I		$\tilde{\Phi}$		$\tilde{\Phi}_U$		$\tilde{\Phi}_A$	
-.0001		.1860		.1810		.1830	
-.0035	.0043	.1780	.1960	.1720	.1900	.1750	.1920
-.0025	.0046	.1810	.1970	.1750	.1920	.1780	.1940
.0016		.1910		.1850		.1870	
D_f		D_U		D_A			
.2328		.3363		.2751			
.2654	.2862	.2570	.2989	.2744	.3129		
.2843	.2790	.2717	.2594	.2982	.2688		
.1885		.2136		.2464			
Ячейка 9				$D_c = .2501$		$D_s = .2502$	
I		$\tilde{\Phi}$		$\tilde{\Phi}_U$		$\tilde{\Phi}_A$	
.0013		.1900		.1850		.1870	
-.0025	.0048	.1790	.1980	.1750	.1920	.1770	.1950
-.0035	.0042	.1780	.1970	.1720	.1910	.1750	.1930
.0001		.1860		.1810		.1830	
D_f		D_U		D_A			
.1792		.1536		.1792			
.2290	.2568	.2688	.2752	.2576	.2568		
.2664	.2458	.2498	.2655	.2664	.2766		
.2071		.2485		.2071			

Таблица 3.2 (продолжение).

Ячейка 4		$D_c = .2653$		$D_s = .2652$	
I		$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$	
-.0013		.1900	.1850	.1870	
.0032	.0057	.2010	.1950	.1970	.2040
-.0038	.0032	.1834	.1774	.1800	.1970
-.0013		.1900	.1850	.1870	
D_f		D_U	D_A		
.2714		.2899	.2841		
.2448	.2792	.2768	.2484	.2824	.2505
.2526	.2448	.2391	.2768	.2491	.2824
.2714		.2899	.2841		
Ячейка 19		$D_c = .2398$			
I		$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$	
-.0023		.2150	.2090	.2120	
-.0058	.0060	.2060	.2000	.2020	.2320
.0060	.0101	.2370	.2300	.2320	.2440
-.0023		.2150	.2090	.2120	
D_f		D_U	D_A		
.2389		.2461	.2620		
.2415	.2421	.2455	.2582	.2415	.2671
.2421	.2382	.2582	.2346	.2671	.2382
.2389		.2461	.2620		
Ячейка 17		$D_c = .2555$		$D_s = .2466$	
I		$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$	
-.0007		.2080	.2020	.2040	
-.0046	.0067	.1970	.1920	.1940	.2230
-.0033	.0086	.2010	.1960	.1980	.2270
.0023		.2150	.2090	.2120	
D_f		D_U	D_A		
.2879		.2530	.2456		
.2451	.2497	.2504	.2436	.2477	.2466
.2571	.2637	.2646	.2587	.2608	.2611
.2310		.3337	.2145		

Таблица 3.2 (продолжение).

Ячейка 14		$D_c = .2530$		$D_s = .2477$	
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$		
.0009	.2080	.2020	.2040		
-.0042	.1970	.1910	.1930		
-.0043	.1960	.1900	.1920		
.0007	.2080	.2020	.2040		
D_f	D_U	D_A			
.1474	.1720	.1587			
.2674	.2743	.2708			
.2501	.2561	.2531			
.1948	.2272	.2097			
Ячейка 10		$D_c = .2534$		$D_s = .2681$	
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$		
.0026	.2150	.2090	.2110		
-.0032	.2010	.1950	.1970		
-.0048	.1980	.1920	.1950		
-.0009	.2080	.2020	.2040		
D_f	D_U	D_A			
.3364	.4037	.4486			
.2471	.2405	.2373			
.2659	.2601	.2750			
.2995	.2808	.2723			
Ячейка 5		$D_c = .2309$		$D_s = .2309$	
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$		
-.0026	.2150	.2090	.2110		
.0062	.2370	.2310	.2330		
-.0057	.2060	.2020	.2040		
-.0026	.2150	.2090	.2110		
D_f	D_U	D_A			
.2482	.2482	.2482			
.2606	.2606	.2606			
.2360	.2613	.2613			
.2482	.2482	.2482			

Таблица 3.2 (продолжение).

Ячейка 21		$D_c = .2065$	
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
-.0042	.2680	.2590	.2620
-.0101  .0136 .2480	 .3150 .2420	 .3090 .2440	 .3110
.0136  .0172 .3150	 .3320 .3090	 .3200 .3110	 .3240
-.0042	.2680	.2590	.2620
D_f	D_U	D_A	
.2358	.2260	.2291	
.2128  .2458 .2232	 .2269 .2196	 .2329	
.2458  .1999 .2269	 .2216 .2329	 .2139	
.2358	.2260	.2291	
Ячейка 20		$D_c = .2230$	$D_s = .2146$
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
-.0014	.2530	.2450	.2480
-.0086  .0148 .2300	 .2970 .2250	 .2890 .2270	 .2920
-.0060  .0173 .2370	 .3040 .2300	 .2960 .2320	 .2990
.0042	.2680	.2590	.2620
D_f	D_U	D_A	
.2559	.2455	.2523	
.2191  .2255 .2360	 .2290 .2313	 .2266	
.2146  .2257 .2186	 .2286 .2134	 .2267	
.1708	.3245	.2704	
Ячейка 18		$D_c = .2230$	$D_s = .2134$
I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$
.0001	.2500	.2410	.2440
-.0076  .0154 .2260	 .2910 .2190	 .2840 .2220	 .2870
-.0067  .0158 .2260	 .2920 .2210	 .2860 .2230	 .2880
.0014	.2530	.2450	.2480
D_f	D_U	D_A	
.2945	.2238	.2332	
.2240  .2260 .2240	 .2260 .2265	 .2238	
.2042  .2268 .2186	 .2206 .2135	 .2247	
.3205	.2466	.2671	

Таблица 3.2 (продолжение).

Ячейка	15	$D_c = .2249$		$D_s = .2404$	
	I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$	
	.0015	.2540	.2450	.2480	
-.0070	 .0161	.2260  .2900	.2210  .2840	.2230  .2870	
-.0077	 .0154	.2270  .2910	.2200  .2830	.2220  .2860	
-.0001		.2500	.2410	.2440	
	D_f	D_U	D_A		
	.4254	.2481	.2707		
.2096	 .2465	.2271  .2371	.2218  .2348		
.2317	 .2265	.2344  .2310	.2291  .2287		
.3163		.2504	.2613		
Ячейка	11	$D_c = .2170$		$D_s = .2161$	
	I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$	
	.0039	.2690	.2590	.2620	
-.0062	 .0173	.2370  .3060	.2310  .2960	.2330  .3000	
-.0083	 .0146	.2300  .2970	.2250  .2900	.2270  .2920	
-.0015		.2540	.2450	.2480	
	D_f	D_U	D_A		
	.1128	.2961	.2369		
.2127	 .2194	.2274  .2318	.2218  .2240		
.2071	 .2276	.2251  .2218	.2206  .2264		
.2638		.2395	.2460		
Ячейка	6	$D_c = .2231$		$D_s = .2231$	
	I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$	
	-.0039	.2690	.2590	.2620	
.0136	 .0171	.3170  .3280	.3090  .3180	.3120  .3220	
-.0103	 .0136	.2500  .3170	.2420  .3090	.2440  .3120	
-.0039		.2690	.2590	.2620	
	D_f	D_U	D_A		
	.2320	.2222	.2222		
.2319	 .2225	.2231  .2288	.2231  .2225		
.2236	 .2319	.2291  .2231	.2236  .2231		
.2320		.2222	.2222		
Ячейка	22	$D_c = .2231$		$D_s = .2231$	
	I	$\tilde{\Phi}$	$\tilde{\Phi}_U$	$\tilde{\Phi}_A$	
	-.0031	.3500	.3560	.3540	
-.0172	 -.0172	.3320  .3320	.3200  .3200	.3240  .3240	
-.0172	 -.0172	.3320  .3320	.3200  .3200	.3240  .3240	
-.0031		.3500	.3560	.3540	

4. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ И ЕГО МЕСТО В РАСЧЕТЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВВЭР.

Р.Беккер, Я.Гадо, А.Керестури, В.Пшенин¹

В главе рассмотрены основные вопросы, связанные с использованием многогруппового асимптотического приближения. В ней дан обзор методов расчета утечки, замедления, резонансного поглощения и термализации, использующихся в программах, разработанных в Институтах, участвовавших в работах ВМК. Глава содержит краткое описание этих программ. Приведены результаты их верификации, полученные на основе сопоставления с данными прецизионных расчетов, результатами решения международных тестовых задач, данными измерений на критических сборках и исследований изотопного состава выгоревшего топлива реактора YANKEE.

4.1 КРАТКИЙ ОБЗОР МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

4.1.1 Асимптотическое приближение в расчетах нейтронно-физических характеристик ВВЭР

Традиционный метод гомогенизации, используемый в расчетах ВВЭР, базируется на следующих принципах.

1. Кинетическое уравнение для реального реактора заменяется малогрупповым диффузионным уравнением, которое рассматривается как приемлемая математическая модель для приближенного описания реактора.

2. Диффузионное уравнение записывается для решетки из гомогенных ячеек, в некотором условном смысле эквивалентных реальным гетерогенным ячейкам. При этом, как правило, предполагается, что одинаковые ячейки реактора, находящиеся в разном окружении, заменяются одинаковыми гомогенизированными ячейками.

3. Параметры "одинаковых эквивалентных" гомогенных ячеек по взаимному, хотя и не сформулированному математически точно в рамках

¹ Авторы разделов: Р.БЕККЕР - р. 4.5.5, Я.ГАДО и А.КЕРЕСТУРИ -
рр. 4.2 и 4.3, В.ПШЕНИН - рр. 4.1, 4.4, 4.5 (кроме 4.5.5).

научного сообщества соглашению определяются из решения, так называемой, асимптотической задачи о бесконечной однородной решетке.

4. Асимптотическая задача формулируется как задача о решении однородного или неоднородного кинетического уравнения для бесконечной решетки с утечкой, заданной баклингом. Подробнее она будет обсуждена ниже. Математически точного и общепринятого соглашения о формулировке асимптотической задачи, видимо, не существует.

5. В инженерных программах сформулированные тем или иным способом асимптотические задачи решаются приближенно. Результатом их решения является набор параметров ячеек для диффузионного уравнения.

6. Диффузионные уравнения затем решаются конечно-разностными методами. При этом, ввиду приближенного характера исходных диффузионных уравнений, обычно пользуются довольно грубыми разностными схемами (один узел сетки, как правило, соответствует одной ячейке). Реальные эксплуатационные расчеты проводятся еще более грубо путем замены целых каскадов их однородными диффузионными моделями.

Вычисления в асимптотическом приближении проводятся обычно на этапе подготовки эффективных малогрупповых констант топливных ячеек. Эти константы используются в дальнейшем при расчете выгорания топливной сборки или программах расчета потвального выгорания в активной зоне. Точность асимптотических расчетов во многом определяет погрешность прогнозирования характеристик активной зоны в целом.

Характерной особенностью активных зон реактора ВВЭР-1000 является неоднородность топливных решеток, содержащих поглотители и водяные полости. Погрешность расчета зоны в целом существенно зависит также и от точности методов, использующихся для учета эффектов неоднородности.

Проблемы расчета неоднородных решеток рассматриваются в главах 5-7. Оказывается, что учет неоднородностей требует решения ряда дополнительных модельных задач, помимо асимптотических. Из этих задач определяются и дополнительные функционалы, используемые затем в уточненных уравнениях реактора. Тем не менее, в этих уравнениях функционалы асимптотических решений по-прежнему играют существенную роль.

Асимптотическое приближение. Согласно формулировке Бенуа [5], асимптотическое приближение базируется на следующих принципах (см., например, [91]):

1. Рассматривается бесконечная регулярная однородная решетка, определенная своими векторами трансляции, геометрией и материальным составом ячеек.

2. Как правило, постулируется, что в решетке источники $S(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ (включая нейтроны деления) заданы в виде:

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = s_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \exp(i\mathbf{B}\mathbf{r}) .$$

Здесь $s_B(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ - по определению периодическая, вообще говоря, комплексная функция с периодом решетки. Считается, что она параметрически зависит от $\mathbf{B}$.

3. Вектор баклинга $\mathbf{B}$ задан, а в большинстве работ, в том числе и Бенуа, считается малым.

В рассматриваемой задаче кинетическое уравнение для потока имеет ограниченное решение вида:

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \exp(i\mathbf{B}\mathbf{r}), \quad (4.1)$$

где $f_B(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ - также периодическая (с периодом решетки) функция, удовлетворяющая уравнению:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{v}}{v} \nabla f_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + i \left(\frac{\mathbf{v}}{v} \mathbf{B} \right) f_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + \Sigma_t(\mathbf{r}, \mathbf{v}) f_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) - \\ - \int \Sigma_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{v}') f_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' = s_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) . \end{aligned} \quad (4.2)$$

Для задачи на критичность:

$$s_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{1}{k_{eff}} \int \Sigma_f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{v}') f_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' .$$

Для традиционных балансных инженерных уравнений наиболее важными из асимптотических решений являются функция распределения потока по ячейке в отсутствие утечки:

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})$$

и соответствующий скалярный поток:

$$\Phi_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \int f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\Omega .$$

Для симметричных ячеек скалярный поток $\Phi_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ - симметричная функция координат.

Параметры диффузионных уравнений гомогенизированного реактора вычисляются усреднением констант по спектру в асимптотической ячейке с использованием тех или иных весовых функций W (подробней см. глфву 2).

В частности, для диффузионного уравнения, описывающего средний по объему поток в ячейке для энергетической группы с номером g , сечения определяются формулами вида:

$$\frac{\langle \Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \Psi_B(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle, W(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle_g}{\langle \Psi \rangle_{B g}} .$$

Коэффициенты же диффузии выражаются через утечку из асимптотической ячейки:

$$D_g = \frac{\langle \nabla \nabla \Psi_B(r, v), W(r, v) \rangle_g}{B^2 \langle \Psi_B \rangle_g},$$

где B – компонента баклинга по заданному направлению, а символы $\langle \dots \rangle$ означают скалярное произведение (интегрирование по всем переменным), Ψ_B – решение асимптотической задачи для баклинга B .

Обычно для определения средних сечений решается однородная асимптотическая задача при $B=0$, а для коэффициента диффузии – при $B \rightarrow 0$. Однако следует отметить, что проектировщики реактора ВВЭР издавна использовали для гомогенизации и задачу с $B=B_{\text{крит}}$. При этом обычно предполагалось, что зависимость коэффициента критичности асимптотической ячейки от направления вектора B можно пренебречь.

Вычисление функционалов нейтронного потока для асимптотической решетки – непростая задача. Обычно она решается в многогрупповом приближении.

Корректная подготовка многогрупповых констант является одной из наиболее сложных проблем. Это связано, прежде всего с тем, что в инженерных расчетах обычно используют многогрупповое приближение с несколькими десятками энергетических групп. В то же время для описания резонансных сечений необходимы десятки тысяч точек. Специальным методам упрощения задачи, позволяющим десятками групп эффективно описать сложные процессы в резонансной области, посвящены разделы 4.2 и частично 4.1.3. Физические модели, используемые для вычислений в другой важной для реакторов ВВЭР области энергии – тепловой, описаны в разделах 4.1.3 и 4.3.

Характерной особенностью общепринятой вычислительной схемы для реакторов ВВЭР является различный подход к вычислению в асимптотических ячейках скоростей реакций и коэффициентов диффузии (которые так или иначе связаны с оценкой утечки и для которых не всегда достаточно знать f_0).

В большинстве программ расчеты осуществляются в два этапа.

На первом этапе в отсутствие утечки ($B=0$) рассчитывается скалярный поток f_0 . Полученное распределение нейтронов используется для гомогенизации ячейки. Затем в P_1 или B_1 приближении определяется энергетическое распределение для гомогенной среды с учетом утечки нейтронов. Как правило, в большинстве программ реализована возможность проведения расчета в обоих приближениях.¹⁾

1) Следует заметить, что в некоторых программах учет утечки осуществляется в малогрупповом (обычно четырехгрупповом) приближении с одной тепловой группой.

Эта процедура была бы вполне логичной, если бы были известны групповые значения коэффициентов диффузии. Во многих программах в качестве таких коэффициентов используются усредненные по f_0 обратные значения транспортного сечения, что безусловно может увеличивать погрешности. Описанный подход в рамках первого поколения программ ВМК был в основном общепринятым и, по-видимому, не нуждается в дальнейших комментариях.

В ряде программ расчет коэффициентов диффузии для топливной решетки осуществляется с помощью методики, предложенной Бенуа [5], иногда с некоторыми модификациями. Например, в программе УНИРАСОС был реализован специальный выбор весовых функций W , обеспечивающих сохранение основных функционалов при гомогенизации [141].

Влияние учета анизотропии коэффициента диффузии на результаты расчета коэффициента размножения решеток ВВЭР различного обогащения исследовалось в работе [6], в которой было показано, что масштаб эффекта не превышает 0.2% в значении K_{eff} . Это было подтверждено экспериментами на сборке ZR-6.

4.1.2 Методы расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в однородных топливных решетках ВВЭР.

Прежде чем перейти к краткому обзору методов решения асимптотических задач, использующихся в программах, разработанных в странах-участниках ВМК, остановимся на основных особенностях физики современных и перспективных ВВЭР.

Наглядное представление о роли тех или иных процессов в балансе реактивности топливной решетки дает сравнение скоростей реакций в различных энергетических областях и на отдельных изотопах во всей области энергий, представленных в таблице 4.1.1. Расчеты выполнены для решеток с изотопным составом, соответствующим среднему в активной зоне реактора после перегрузки в стационарном режиме. Рассмотрены топливные решетки реактора ВВЭР-1000 (с урановым и смешанным топливом) и реактора ВВЭР-1800У [1] (со смешанным топливом и утесненной решеткой). Следует заметить, что перспектива использования смешанного топлива в реакторе ВВЭР-1000 достаточно реальна, в тоже время переход на оптимизированную (с точки зрения использования Pu) топливную решетку, примером которой является решетка ВВЭР-1800У, представляется достаточно проблематичным.

Данные табл. 4.1.1 показывают, что топливные решетки ВВЭР-1000 характеризуются относительно высокой долей деления на быстрых нейтронах, существенным резонансным захватом и преобладающим вкладом

тепловых нейтронов в полную скорость деления. Реактор ВВЭР-1800У отличается смещением спектра в область энергий резонансных нейтронов, возрастанием роли захвата нейтронов продуктами деления и значительным снижением вклада тепловой области энергий в баланс реактивности. Указанные особенности топливной решетки ВВЭР-1800У выдвигают, в частности, высокие требования к точности расчета скоростей реакций в области резонансных энергий.

Таблица 4.1.1

Баланс скоростей реакций в топливных решетках ВВЭР.

Интервал энергий	Реак- ция	ВВЭР-1000 3-год. цикл, UO_2	ВВЭР-1000 3-год. цикл, $UO_2 + PuO_2$	ВВЭР-1800У 3-год. цикл, $UO_2 + PuO_2$
10.5 МэВ-0.821 МэВ	$R_c - R_f$	0.0145:0.0775	0.0130:0.0893	0.0179 : 0.18
0.821 МэВ-4.65 кэВ	$R_c - R_f$	0.0559:0.0167	0.0511:0.0216	0.104 : 0.11
4.65 КэВ-0.625 эВ	$R_c - R_f$	0.548 : 0.162	0.599 : 0.210	0.802 : 0.56
0.625 эВ-0.0	$R_c - R_f$	0.381 : 0.744	0.337 : 0.679	0.0756 : 0.13
10.5 МэВ-0.0	$R_c^{38} - R_f^{38}$	0.455 : 0.0677	0.380 : 0.0736	0.418 : 0.11
10.5 МэВ-0.0	$R_c^{Pu} - R_f^{Pu}$	0.167 : 0.221	0.379 : 0.594	0.453 : 0.87
10.5 МэВ-0.0	R_c^{36}	0.546-03	0.251-03	-
10.5 МэВ-0.0	R_c^{Am-Cm}	0.705-03	0.663-02	0.0197
10.5 МэВ-0.0	R_c^{Fp}	0.0600	0.582-01	0.0882
Жесткость спектра ($E_r = 0.625$ эВ)		8.95	15.9	318.3
Вероятность избежания резонансного поглощения		0.586	0.510	0.120

Примечание:

Все скорости реакций нормированы на полную скорость реакций данного типа. R_c^{Fp} , R_c^{Pu} , R_c^{Am-Cm} , R_c^{38} , R_c^{36} - скорости захвата продуктами деления, всеми изотопами Pu, всеми изотопами Am, Cm, U^{238} , U^{236} соответственно. R_f - скорость реакции деления.

Данные таблицы 4.1.1 могут быть полезны в дальнейшем при оценке влияния отдельных приближений на точность расчета интегральных характеристик топливных решеток.

Перейдем к описанию основных методов расчета асимптотических решеток, использующихся в программах ВМК. Перечень этих программ

приводится в таблице 4.1.2. Ниже их названия будут регулярно встречаться в тексте раздела.

Помимо перечисленных в таблице в тексте имеются ссылки и на другие программы - все их аббревиатуры ниже пишутся заглавными буквами, например: MCU, PEACO, PEANICO.

Таблица 4.1.2

Программы расчета характеристик асимптотических топливных решеток.

Название программы	Институт где программа		Литература
	разработана	используется	
BETTY	ЦИФИ, ВР	ЦИФИ ВР	43
NESSEL-4	ККАБ, ФРГ	ККАБ ФРГ, ИЯИ	38
УНИРАСОС-2	ИАЭ, Россия		40
РАФОРИН	ИАЭ, Россия		39
TBC	ИАЭ, Россия	ИАЭ, Россия	41
САПФИР	ИАЭ, Россия		17
WIMS-SU	ИАЭ, Россия		45
MICROBE	ИЯИ, ЧСФР	ИЯИ, ЧСФР	44

MCU - прецизионная программа универсального типа для решения задач теории переноса методом Монте-Карло [114,115], (см. главу 3).

PEACO, PEANICO - полупрецизионные программы расчета в области разрешенных резонансов (см. раздел 4.2).

Область энергий быстрых нейтронов ($\sim 5 \text{ кэВ} \leq E \leq 10 \text{ МэВ}$)

Из таблицы 4.1.1 видно, что область энергий ($\sim 5 \text{ кэВ} \leq E \leq 10 \text{ МэВ}$) играет существенную роль в балансе реактивности топливной решетки. Она дает от 10 до 25% от общего числа делений. При расчете скоростей реакций в рассматриваемом энергетическом интервале основными вопросами являются выбор моделей расчета утечки, анизотропии рассеяния и модели замедления.

Для описания спектра надтепловых нейтронов в программах, разработанных в институтах-участниках ВМК, используются две групповые структуры: 26-групповая - БНАБ [2] и MUFT [3] с несколько большим (37) числом групп. Групповая структура MUFT используется в программе BETTY-2.

В решетках современных ВВЭР истинный внутригрупповой спектр в области больших энергии слабо отличается от спектра деления, использующегося в качестве весового. Поэтому результаты расчетов

практически не зависят от количества групп в рассматриваемом интервале энергий.

В тесных решетках со смешанным топливом для обеспечения представительности расчета пустотного эффекта возникает необходимость более детального описания скоростей реакций в области быстрых нейтронов. Такую возможность обеспечивает, в частности, библиотека групповых сечений МУЛЬТИК [4], в которой область энергий быстрых нейтронов описывается 144 группами, каждая из которых, в свою очередь, разбивается на несколько подгрупп. В настоящее время система МУЛЬТИК используется в одной из версий [80,92] программы MCU и не реализована в инженерных программах.

Анализу влияния анизотропии рассеяния и транспортных эффектов на размножающие характеристики легководных решеток посвящена работа [139]. В ней, в частности, показано, что учет анизотропии рассеяния в транспортном приближении по сравнению с линейно-анизотропным приводит к погрешности расчета K_{eff} в $\sim 0.3-0.4\%$. Там же делается вывод, что с учетом компенсации погрешностей расчет в диффузионном приближении дает по сравнению с B_0 и B_1 приближениями более точное значение K_{eff} для сборок TRX.

Решетки ВВЭР в области высоких энергий слабогетерогенны. Поэтому в некоторых программах (УНИРАС-2, NESSEL-IV) гомогенизация ячейки в микрогруппах, принадлежащих энергетическому интервалу $0.8 \text{ МэВ} \leq E \leq 10.5 \text{ МэВ}$, осуществляется приближенно с использованием постоянного отношения потоков, рассчитанного при средних сечениях, соответствующих бесконечной гомогенной среде. Точность такого приближения исследовалась в работе [7], где показано, что оно не приводит к заметной погрешности расчета K_{∞} .

Относительно невысокая точность, с которой известны сечения U^{238} в рассматриваемой области энергий (см. [2]), а также значительный вклад процессов деления и неупругого замедления на нем в баланс реактивности, приводят к заметной константной неопределенности размножающих характеристик топливных решеток. Уменьшить эту неопределенность позволяет использование статистических методов анализа данных измерений на критических сборках, основанных на известной связи априорных и апостериорных функций распределения. Примерами такого подхода к интерпретации данных измерений на сборке ZR-6, а также некоторых других известных из литературы экспериментов, являются работы [8,9]. В них показано, что статистическая обработка данных измерений и расчетов позволяет существенно улучшить согласие расчета и эксперимента и снизить константную составляющую погрешности определения основных характеристик топливных решеток. Однако

представительность статистической обработки результатов расчетов и измерений во многом определяется надежностью исходных матриц ошибок групповых констант. В [8,9] рассматривались матрицы упрощенного вида, что в известной степени ограничило возможность использования полученных результатов в практической работе.

Резонансная область (~ 1 эВ $\leq E \leq \sim 5$ кэВ)

Корректный учет резонансного характера поглощения является, пожалуй, наиболее сложной проблемой анализа физических характеристик топливных решеток ВВЗР. Его точность сильно влияет на погрешность расчета размножающих свойств и изотопного состава топлива при выгорании. Согласно данным табл. 4.1.1 3% погрешности расчета R_c соответствует 1.5% погрешность определения K_∞ . Требования к точности расчета скоростей реакций в резонансной области энергий в решетках ВВЗР со смешанным топливом еще более возрастают. Большое количество разрешенных резонансов у тяжелых ядер и осколков деления требует многих тысяч групп для детального описания энергетической зависимости сечений. Значительные затраты счетного времени не позволяют использовать этот подход в инженерных программах. Поэтому во всех рассматриваемых ниже инженерных программах область резонансных энергий разбивается на сравнительно малое (12 или 37) число групп.

Алгоритмы инженерных программ опираются на результаты предварительных прецизионных расчетов и их последующую интерполяцию, основанную на определенных предположениях о форме внутригруппового спектра. Для вычисления заблокированных групповых сечений используются следующие методы:

- интерполяция таблиц зависимостей резонансных интегралов I от сечения разбавления σ на основе теорем эквивалентности (BETTY-2, УНИРАСОС-2, WIMS-SU);
- формализм факторов резонансной блокировки (f-факторы [10]) в сочетании с теоремой эквивалентности (NESSEL-IV, MICROBE);
- метод подгрупп [24];
- обобщенный метод подгрупп [11] (САПФИР).

Рассмотрим основные особенности реализации этих методов в программах, разработанных в Институтах-участниках ВМК.

При интерполяции резонансных интегралов возникают следующие основные проблемы (см. подробнее раздел 4.2):

- выбор эквивалентной среды, расчет который определяет табличные значения зависимости $I(\sigma)$;

- выбор значений свободных параметров, входящих в выражение для σ_{eff} , связанных с приближением промежуточного резонанса (фактор Гольдштейна) и уточнением рационального приближения Вигнера для однородного стержня и решетки стержней;
- пересчет $I_j \Rightarrow \sigma_j$ значений резонансных интегралов в значения групповых сечений.

Использование в качестве эквивалентной - гетерогенной среды снимает, в частности, проблему зависимости результатов расчета табличных значений $I(\sigma)$ от выбора разбавителя на значимость которой указывается в [13]. В программах УНИРАСОС-2 и РАФОРИН, реализующих этот подход, табличные значения $I(\sigma)$ табулируются для случая одиночного стержня.

При пересчете $I_j \Rightarrow \sigma_j$ для решеток ВВЗР (с относительно невысоким поглощением в каждой из микрогрупп) с практической точки зрения представляются приемлемыми простейшие приближения, подобные применяемому в программе WIMS-D4. Для утесненных решеток с высоким обогащением этот подход существенно менее обоснован и требует дополнительного анализа.

Формализм факторов резонансной блокировки используется в программах NESSEL-4 и MICROBE, базирующихся на данных БНАБ. Ее основной особенностью является расчет f-факторов в приближении узких резонансов для гомогенной среды. Известно (см. например, [14]), что использование последнего приближения для нижних резонансов U^{238} приводит к значительной погрешности расчета скорости захвата. Для уменьшения этой погрешности в NESSEL-4, например, введены специально выбранные λ -факторы U^{238} , которые обеспечивают согласие расчетных резонансных интегралов этого изотопа с данными измерений Хеллстранда [15], а также результатов расчетов ρ^{28} с данными измерений на критических сборках. Существенно уменьшить погрешность позволяет подготовка библиотек f-факторов по программам типа PEANICO (для детального расчета резонансного поглощения).

Теоремы эквивалентности. Оба рассмотренных алгоритма расчета заблокированных сечений используют теорему эквивалентности для интерполяции таблиц зависимостей $I(\sigma)$ или $f(\sigma)$. Однако подгоночные параметры, входящие в выражение для σ_{eff} , выбираются различными способами. Их значения либо соответствуют принятым в WIMS или рекомендованным в [16], либо определяются из условия наилучшего согласия с результатами реперных расчетов некоторого набора вариантов. Так сделано, например, в программах УНИРАСОС-2 и BETTY-2. В BETTY-2 для резонансных изотопов реализован итерационный алгоритм

расчета λ -факторов Гольдштейна.

Точность отдельных приближений, приводящих к соотношению эквивалентности, анализировалась в работе [14]. В ней было показано, что их суммарная погрешность приводит к $\sim 1\%$ погрешности в определении скорости резонансного захвата. В работах [19,20] проверялась точность теоремы эквивалентности на примерах расчета решеток стержней различного состава и размеров. Было показано, что при ее использовании погрешность расчета суммарных резонансных интегралов не превышает неопределенности, с которой известны микросечения в области резонансных энергий.

Взаимное перекрывание резонансов тяжелых изотопов (см. [21]) заметно влияет на резонансное поглощение. В рассмотренных выше методах расчета этот эффект учитывается обычно "в среднем" с помощью итерационной процедуры. На ее первом этапе определяются заблокированные микросечения без учета перекрывания резонансов. На втором - делается приближенная поправка, основанная на замене истинной энергетической зависимости сечений среднегрупповыми сечениями, независимыми от энергии.

Точность таких подходов исследовалась в работе [21] с помощью программы PEANICO. Было показано, что алгоритм, предложенный Аскью [22], обеспечивает хорошее согласие с прецизионными расчетами.

Для топливных решеток, содержащих в качестве выгорающего поглотителя Gd, возникает необходимость разбиения топливного стержня на несколько физических зон. В этом случае применение теоремы эквивалентности для оценки заблокированных сечений в концентрических зонах напрямую невозможно. Однако, как это показано в работе [23], даже при значительных концентрациях Gd_2O_3 в топливе (5-7%) влияние резонансной блокировки сечений изотопов Gd на результаты относительно невелико. Поэтому, по-видимому, является допустимым упрощенный подход, основанный на расчете блокировки, соответствующей средним концентрациям.

Обобщенный метод подгрупп [11,25] является дальнейшим развитием подгруппового подхода применительно к расчету резонансного поглощения в легководных решетках. Он реализован в пакете программ САПФИР.

Основными достоинствами метода являются:

- возможность корректного учета конечной ширины резонансов, что особенно важно для низкоэнергетической области,
- возможность расчета сложных систем с использованием подгрупповых параметров отдельных изотопов, а не их смеси.

Последнее позволяет формировать достаточно универсальные библиотеки констант, независимые ни от геометрии систем, ни от их изотопного состава. Набор подгрупповых констант, как об этом уже говорилось в главе 2, отличается от традиционного набора, например, библиотеки БНАБ.

Точность обобщенного подгруппового подхода анализировалась путем сопоставления с расчетами методом Монте-Карло (с детальным описанием резонансной структуры сечений). В работе [26] показано, что погрешность расчета резонансного поглощения для широкого круга легководных решеток не превышает неопределенности, связанной с разбросом ядерных данных.

Модели замедления. Спектр нейтронов в области резонансных энергий в большинстве программ¹⁾ вычисляется в групповом приближении с помощью заранее подготовленных матриц рассеяния, рассчитанных в приближении фермиевского спектра в группе. Для современных ВВЭР (при относительно слабой депрессии плотности замедления в интервале микрогруппы) точность такого подхода вполне удовлетворительна.

Для тесных решеток со смешанным топливом, на наш взгляд, более предпочтительны непрерывные модели замедления или подгрупповой подход, позволяющие учесть влияние нефермиевости спектра в микрогруппе. При этом, поскольку замедление происходит главным образом на водороде, выбор модели замедления не играет большой роли.

Эффект Допплера играет важную роль в балансе реактивности топливных решеток ВВЭР. При его расчете истинное распределение температуры в топливном стержне обычно заменяется постоянной температурой, равной средней или некоторой эффективной (в смысле резонансного поглощения) температуре.

Влияние распределения температуры на характеристики резонансного поглощения в топливных решетках ВВЭР исследовалось в [27] с помощью программы PEANICO. Было показано, что резонансное поглощение в стержне диаметром ~1 см при неравномерно распределенной и постоянной (равной среднему значению) температурах практически совпадает. Аналогичные расчеты по программе САПФИР (с приближенным моделированием распределения температуры) подтвердили указанный вывод.

Прецизионные расчеты. Для области энергий разрешенных резонансов наряду с методом Монте-Карло (программа MCU) используется метод вероятностей первых столкновений при детальном (несколько десятков тысяч групп) описании энергетической зависимости сечений (программы

1)

PEANICO и SLOGR [28]). SLOGR входит в качестве одного из модулей в пакет САПФИР. С его помощью выполняются немассовые расчеты.

Область тепловых энергий

В тепловой области энергий, как следует из таблицы 4.1.1, происходит около 40% поглощений и более 70% делений (имеется в виду решетка ВВЭР-1000). Точность моделирования термализации оказывает решающее влияние на точность определения размножающих характеристик топливной решетки.

С середины пятидесятих годов [121] до 1972 г. [122] в СССР в связи с развитием ядерной энергетики была выполнена обширная программа изучения эффектов термализации нейтронов. Она включала в себя экспериментальные и теоретические исследования:

- закона рассеяния медленных нейтронов в основных замедлителях, в частности, в воде;
- процесса термализации нейтронов во времени в замедлителях;
- пространственно-энергетического и углового распределения медленных нейтронов вблизи границы сред, различающихся по температуре, а также по замедляющим и поглощающим свойствам;
- спектров замедления и термализации нейтронов в гомогенных и гетерогенных средах.
- методов расчета сечений рассеяния и спектров нейтронов в гомогенных и гетерогенных системах.

На базе этих исследований были созданы библиотеки фоновных спектров, разработаны и верифицированы программы решения кинетического уравнения в области термализации (с учетом теплового движения и химических связей ядер) для гетерогенных решеток в P_1 , P_3 , S_n - приближениях, а затем и методом Монте-Карло [121-137]. Они использовались для верификации более простых алгоритмов первого поколения программ расчетов ВВЭР, а затем, как база развития более точных современных инженерных программ.

Ниже дан краткий обзор методов расчета пространственно-энергетического распределения тепловых нейтронов и результатов методических исследований, выполненных ВМК после 1972 г.

Граница тепловой группы. Существенным для области термализации является выбор верхней границы E_{th} тепловой группы. Граница выбирается так, чтобы она включила в себя нижний резонанс Pu^{239} и всю область энергий, где существенно тепловое движение и химические связи ядер. Обычно E_{th} лежит в интервале от 0.465 до 1.84 эВ. В большинстве программ E_{th} равна 0.465 или 0.625 эВ. В этом случае основной резонанс Pu^{240} включается в надтепловую группу. Для расчета

блокированных сечений Pu^{240} используются методы, описанные выше.

В программе BETTY верхняя граница тепловой группы равна 1.84 эВ. Для корректного расчета сечения захвата Pu^{40} в тепловой группе применяется описанная в [29] специальная процедура интегрирования скорости захвата на этом изотопе.

От выбора модели термализации зависят такие важные характеристики программы как точность и быстродействие. Для расчета термализации в программах ВМК используются не только реалистические, но и дифференциальные модели, основным достоинством которых являются существенно меньшие затраты счетного времени.

Сечения. В большинстве программ для описания рассеяния нейтронов в воде используется модель Нелкина. Для скоростей реакций основных изотопов используются библиотеки констант, основанные на оцененных ядерных данных.

В программах ИАЗ законы рассеяния вычисляются на основе оцененных обобщенных фоновых спектров с помощью разработанных оригинальных программ расчета сечений (см. главы 2 и 3). Те же программы, в частности NEWRAS и TERMAC [116, 117] используются для подготовки библиотек тепловых констант для инженерных программ РАФОРИН, УНИРАСOS-2.

Учет гетерогенности. В большинстве инженерных программ для области термализации решается в групповом приближении кинетическое уравнение (NESSEL-4, MICROBE, RAFORIN и САПФИР). В некоторых из них методом вероятности первых столкновений решается уравнение Паиерлса (с использованием в качестве модулей модифицированных версий программы THERMOS). В программе САПФИР имеется возможность рассчитывать P_{1j} для систем со сложной геометрией методами Монте-Карло (наряду с детерминистскими). Уменьшение затрат счетного времени при этом достигается табуляцией матрицы P_{1j} для некоторого фиксированного набора значений сечений и последующей интерполяцией полученных таблиц.

Метод поверхностных псевдоисточников (МПП), существенно отличный от метода вероятностей первых столкновений, развит в ИАЗ (см. например, [36, 37]). МПП применяется в программах РАФОРИН и WIMS-SU. В основе МПП лежит использование функций Грина односкоростной задачи для бесконечной однородной среды. При решении многогрупповых задач делается дополнительное приближение плоской производной энергетического тока нейтронов, которое является существенно более слабым, чем приближение плоского потока в методе P_{1j} .

МПП отличается меньшими, по сравнению с методом P_{1j} , затратами счетного времени. Последнее объясняется тем, что моменты функции

Грина, входящие в уравнения МПП, имеют вид, допускающий возможность выполнения части вычислений аналитически. Достоинством МПП является и то, что он обеспечивает возможность расчета нетрадиционных функционалов, использующихся для описания ячейки в уточненных балансных схемах (см. главы 6,7).

Выбор источника для тепловой группы. В случае, когда граница тепловой группы E_{th} лежит ниже 1 эВ, в принципе, возникает проблема выбора приближения для расчета источника замедляющихся нейтронов. Наиболее часто при этом используется приближение "бильярдных шаров", не учитывающее влияние теплового движения ядер и химических связей.¹⁾ Погрешность этого приближения исследовалась в работе [33], в которой показано, что при $E_{th}=0.625$ эВ учет химических связей при расчете источника не влияет на η_t . Однако в решетках со смешанным топливом учет химических связей приводит к 1% переоценке микросечений для изотопов с $\sigma(E) \sim 1/v$.

Групповая структура. При решении кинетического уравнения с реалистическим ядром рассеяния одной из наиболее важных является проблема оптимизации групповой структуры. Структура THERMOS используется в пакете САФИР. В MICROBE и RAFORIN область тепловых энергий разбивается на 24 группы, в NESSEL-4 на 10 групп.

Дифференциальные модели. В программах УНИРАСОС-2, TBC и BETTY-2 используются модели описания термализации нейтронов в форме дифференциальных уравнений по энергии [31,32,103]. Дифференциальные модели по сравнению с кинетическими, основанными на описании рассеяния реальными сечениями, являются существенно приближенными, но зато гораздо более быстрыми. В УНИРАСОС-2 и TBC реализована двухконстантная модель Лалетина [32], в BETTY-2 - модель Кадиллака [31]. Эффект термализации учитывается только для воды. Сравнение обеих моделей для решеток ВВЭР проведено в работе [73]. В ней показано, что на рассмотренных вариантах они дают близкие результаты. Более подробно этот вопрос обсуждается в разделе 4.3.

Представленный обзор содержит лишь краткое описание основных методов расчета однородных топливных решеток и результатов расчетно-методических исследований, выполненных в рамках ВМК. В разделах 4.2 и 4.3 приведен обзор значительной части работ, выполненных ВМК по численному анализу методов расчета асимптотических

1)

Во многих программах ИАЭ, в частности в TERMAC, традиционно [131-134] используется модель расчета источников с учетом теплового движения и химических связей ядер (Прим. редактора).

ячеек в области термализации и резонансного поглощения в период, в основном, до 1986 г. Подробное изложение более поздних исследований и других вопросов читатель может найти в оригинальных работах и отчетах, выпущенных рабочей группой по подготовке настоящего тома.

4.2 ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ УЧЕТА РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В разделе анализируются некоторые приближения, используемые в инженерных расчетах ВВЭР для области разрешенных резонансов.

4.2.1 Постановка задачи и программы.

Метод Монте-Карло обеспечивает, в принципе, абсолютно точный расчет резонансного поглощения в любых системах (см. главу 3). Однако программы Монте-Карло из-за требуемого ими большого машинного времени используются, как правило, для проверки приближенных методов.

Для проведения приемлемого по точности и быстродействию анализа инженерных методов расчета в резонансной области были разработаны и освоены программы PEACO [18] и PEANICO [14]. Их точность была проверена сравнением с монте-карловскими расчетами [14] по программе MONR1 (см. главу 3).

PEACO позволяет решать интегральное уравнение переноса для ячейки реактора в области разрешенных резонансов. Используется метод вероятностей первых столкновений в приближении изотропии рассеяния. Допускается разбиение энергетической области на очень большое число интервалов (обычно используется порядка 30 000 групп). Поэтому замедление на разных изотопах моделируется весьма точно.

PEANICO является обобщением программы PEACO. В ней приближенно учитывается линейная анизотропия рассеяния в лабораторной системе координат (см. [14]). Тем самым устранен самый большой недостаток PEACO. Правда, анизотропия рассеяния слабо влияет на резонансное поглощение в решетках ВВЭР. Для других же решеток эффект может оказаться не столь малым.

Для проверки точности программ была проведена серия расчетов [14] по PEACO, PEANICO и MONR1 (с идентичными ядерными данными). Описания рассмотренных модельных задач приведены в таблице 4.2.1, а результаты — в таблице 4.2.2.

Видно, что результаты PEANICO (шестигранная ячейка, анизотропия учтена) очень хорошо совпадают с результатами монте-карловских расчетов по MONR1.

Использование транспортной поправки приводит к отклонениям для широких решеток, а пренебрежение анизотропией дает неудовлетворительные результаты для широких решеток с большим радиусом стержня. Цилиндризация в изученных тесных решетках ведет к переоценке вероятности резонансного поглощения на 1%.

Таким образом программу PEANICO всегда, а PEACO при определенных условиях, можно применять для проверки быстродействующих программ.

Таблица 4.2.1
Данные решеток, использованных в расчетах

Обозначение	Топливо		Оболочка	
	г [см]	состав [10^{24} см $^{-3}$]	г [см]	состав [10^{24} см $^{-3}$]
TR-1	0.4915	U^{235} 6.2530-4 U^{238} 0.047205	0.57330	Al 0.051503
TR-2	- "- -	- "- -	- "- -	- "- -
TR-3	- "- -	- "- -	- "- -	- "- -
W3	0.5060	O^{16} 0.046416 U^{235} 7.0558-4 U^{238} 0.022502	0.54625	Mn 0.001075 Cr 0.01160 Fe 0.038149 Ni 0.005809
Z1	0.3800	O^{16} 0.045861 U^{235} 8.2550-4 U^{238} 0.022105	0.4500	Zr 0.038679 Nb 3.87-4
Z2	- "- -	- "- -	- "- -	- "- -
Z3	- "- -	- "- -	- "- -	- "- -
M1	3.1	O^{16} 0.0456 U^{238} 0.0228	-	-
M2	0.38	- "- -	-	-
M3	- "- -	- "- -	-	-
M4	0.5	U^{238} 0.0473	-	-
M5	0.188	- "- -	-	-

Обозначение	Замедлитель		Решетка	
	τ [см]	$N(H_2O)$ [10^{24} см^{-3}]	форма	шаг [см]
TR-1	0.94822	0.03338	Гексаго - нальная	1.8060
TR-2	1.14144	- "- -	- "- -	2.1740
TR-3	0.75669	- "- -	- "- -	1.4412
TR-4	1.51337	- "- -	- "- -	2.8824
W3	0.70558	0.033357	Квадратная	1.2506
Z1	0.57754	0.033357	Гексаго - нальная	1.1000
Z2	0.66680	- "- -	- "- -	1.2700
Z3	0.78756	- "- -	- "- -	1.5000
M1	5.2504	0.0333	- "- -	10.0
M2	2.6252	- "- -	- "- -	5.0
M3	0.6668	- "- -	- "- -	1.27
M4	3.6753	- "- -	- "- -	7.0
M5	0.43368	- "- -	- "- -	0.826

4.2.2 Приближенные методы учета резонансного поглощения в многогрупповых расчетах

Приближенные методы учета резонансного поглощения, использовавшиеся в многогрупповых программах ВМК, различаются довольно значительно. Их проверка на основе расчетов бесконечных решеток была проведена в ЦИФИ (Будапешт) [14]. Детали этого анализа здесь обсуждаться не будут. Следует лишь отметить, что его проведение в одном центре было необходимо из-за различий в использовавшихся в разных странах ядерных данных. Поэтому анализ, который является чисто

методическим, целесообразно было проводить на базе идентичных ядерных данных. При окончательной оценке погрешностей многогрупповых расчетов их результаты, вообще говоря, следует скоррелировать с различиями в библиотеках.

Большинство приближенных методов, как правило, основано на теоремах эквивалентности. Эти теоремы связывают многогрупповые константы рассматриваемой ячейки с характеристиками более простых систем (гомогенной среды или изолированного стержня). Параметризованные таким образом константы, определенные для простых систем, включают в многогрупповую библиотеку.

Таблица 4.2.2
Сопоставление результатов программ
NONR1, PEANICO, PEACO

(вероятность резонансного поглощения от 4,65 до 465 эВ)

Программа	Решетка геометрия	Анизотропия	M1	M2	M3	M4	M5
NONR1	Гексагональная	да	0.0627±	0.00682±	0.1264±	0.00746±	0.1191±
			0.0003	0.00007	0.0006	0.00005	0.0007
PEANICO	Гексагональная Цилиндр	да	-	-	0.1266	-	0.1197
		да	0.0620	0.00687	0.1280	0.00736	-
		тран. корр	0.0637	0.00705	0.1281	0.00761	0.1209
PEACO	Гексагональная Цилиндр	нет	-	-	0.1261	-	0.1194
		нет	0.0595	0.00676	0.1274	0.00706	-

В ходе многогруппового расчета определяются, а затем и используются реальные параметры теоремы эквивалентности и выбираются соответствующие константы. Таким образом удается избежать явного моделирования резонансного поглощения гетерогенной ячейки в рамках многогруппового расчета и ускорить его.

Последовательность вычислений можно разбить на два этапа:

- выбор эквивалентной среды;
- расчет эквивалентной системы (подготовка библиотечных констант).

Выбор эквивалентной среды. Как правило, рассматривают две

эквивалентные ячейкой, простые системы: гомогенную среду или изолированный стержень. Из теорем эквивалентности следует, что некоторые величины (резонансный интеграл, групповые сечения, групповой поток) ячейки совпадают с соответствующими величинами эквивалентной среды.

Таблица 4.2.3
Сопоставление резонансных интегралов эквивалентных систем

Радиус топлива, [см]	Эквивалентный радиус замедл. [см]	D	a	Резонансный интеграл [10^{-24} см ²]
0.1	0.13831	0.22187	1.1427	17.4437
0.19	0.27521	0.41124	1.1423	17.4307
0.38	0.66680	0.78233	1.1416	17.4219
0.435	0.87254	0.88316	1.1414	17.4151
0.48	1.36913*	0.96368	1.1412	17.4867
Гомоген. среда		-	-	17.4886

* Практически изолированный стержень

Если в качестве эквивалентной выбирается гомогенная среда, ее состав задается как смесь материала топлива и дополнительного рассеивателя с сечением σ_{ex} . Значение σ_{ex} можно рассчитать на основе рационального приближения Вигнера для вероятности избежания столкновения в стержне:

$$\sigma_{ex} = \frac{a D}{N \bar{I} \left[1 + (a-1)(1-D) \right]},$$

где

N - ядерная плотность поглощающего изотопа (предполагается, что только один изотоп имеет резонансы);

$\bar{I}$ - диаметр топливного блока,

a - фактор Белла [108];

D - фактор Данкоффа-Гинзбурга [109].

ячейкой изолированного стержня нужно определить поток в стержне, идентичном по составу с топливом в ячейке, но с диаметром

$$\bar{I}' = \frac{\bar{I}}{D} \left[1 + (a-1)(1-D) \right].$$

Теоремы эквивалентности выполняются очень точно. Это показано в таблице 4.2.3, где сопоставлены резонансные интегралы PEANICO в области 4.65 эВ ÷ 600 эВ для эквивалентных по теоремам систем (двухзонные ячейки, замедлитель - вода, топливо - $U^{238}O_2$ с плотностью 10.2255 г/см³). Важно отметить, что в этих расчетах факторы а и D были определены с максимально допустимой точностью. В случае гомогенной среды рассеяние с сечением σ_{ex} моделировалось с использованием закона рассеяния на водороде.

Видно, что максимальное отклонение составляет меньше 0.5%. Для решеток ВВЭР ошибка в значение σ_{ex} в 1% приводит к ошибке в резонансном поглощении на U^{238} , составляющей 0.5%.

Теперь остановимся на расчете факторов а и D.

Фактор Белла играет важную роль только тогда, когда в качестве эквивалентной системы выбирается гомогенная среда. Дело в том, что диаметр $\bar{I}'$ чувствителен к величине а намного меньше, чем к σ_{ex} . Такой вывод был сделан на основе расчетов по программам WIMS, NESSEL-4 и CELLPAR.

В программе WIMS величина а рассчитывается для UO_2 по формулам [96]:

$$a = \frac{2,71}{2,34} \frac{b+1}{b+1},$$

$$b = \frac{D}{N\bar{I} \left[5 + 2\sigma_s^{ox} \right]},$$

где σ_s^{ox} - сечение потенциального рассеяния на кислороде.

В программе BETTY-2 факторы Белла были определены путем подгонки. Для отдельных групп были сопоставлены значения резонансных интегралов изолированного стержня и гомогенной среды. Факторы Белла для отдельных изотопов включены в групповую библиотеку BETTY-2 (в зависимости от $N\bar{I}$).

В программе NESSEL-4 величина а считается константой¹⁾

1) Более точно, в NESSEL-4

$$a = 1,16,$$

Для решеток типа ВВЭР ошибка в значении $\sigma_{ex} \approx 2\%$, приводит к ошибке в резонансном поглощении $\approx 1\%$.

В CELLPAR $a=1$, что ведет к ошибке $\approx -5.5\%$. При этом σ_{ex} вычисляется как

$$\sigma_{ex} = \lambda \frac{D}{N\Gamma}.$$

Здесь λ является подгоночным параметром, обеспечивающим совпадение резонансных интегралов с экспериментальными данными Хеллстранда [110] (см. ниже). Реальную ошибку поэтому оценить не удается.

В программах LASER и LEOPARD, где в качестве эквивалентной системы выбирается изолированный стержень, $a=1.10$. При этом ошибка в Γ' (для решеток ВВЭР) составляет всего $\approx -1\%$, а в резонансном поглощении $\approx +0,5\%$. В программе REMUR эквивалентной средой также является изолированный стержень, а фактор a равняется единице (ошибка $\approx +1.5\%$).

Фактор Занкоффа-Гинсбурга рассчитывается в основном двумя способами. В большинстве программ используется метод Зауэра [106]. Исключением является программа WIMS, где он определяется по-другому (с точностью $\approx 3\%$ по работе [96], что для решеток ВВЭР ведет к переоценке резонансного поглощения на $\approx 1,5\%$).

В ЦИФИ, в Будапеште, была разработана программа DANCOLL для точного расчета фактора D [97]. Выяснилось, что в случае двухзонной решетки типа ВВЭР, метод Зауэра дает результаты, которые совпадают с результатами программы DANCOLL. В то же время применимость метода Зауэра для трехзонных ячеек является проблематичной, что связано с двумя недостатками метода:

- приближение узких резонансов для покрытия,
- гомогенизация покрытия и замедлителя по объемным долям.

Это иллюстрируется в таблице 4.2.4. Видно, что метод Зауэра приводит к значительной погрешности в оценке резонансного поглощения. Поэтому можно сделать вывод о пользе применения программы DANCOLL для инженерных расчетов [14].

Расчет эквивалентной системы.

Следующим шагом после того, как эквивалентная ячейке простая система уже выбрана, - являются расчеты для этой среды. Их результаты (в

$$\sigma_{ex} = \frac{1.16D}{N\Gamma \left[1 + (1.10 - 1)(1 - D) \right]}.$$

параметризованном или табулированном виде) включаются в библиотеки многогрупповых констант. При этом обычно делают дальнейшие приближения.

Таблица 4.2.4

Учет покрытия при расчете фактора Данкоффа-Гинзбурга

Решетка	Метод расчета	D	Ошибка в резонансном поглощении [%]
Z1	DANCOLL, промежуточн. резон.	0.52730	-
	DANCOLL, узкие резонансы	0.54664	2.0
	DANCOLL, гомоген.+узкие рез.	0.56565	3.9
	Метод Зауэра	0.57308	4.7
Z2	DANCOLL, промежуточн. резон.	0.70280	-
	DANCOLL, узкие резонансы	0.71665	1.1
	DANCOLL, гомоген.+узкие рез.	0.73261	2.5
	Метод Зауэра	0.73606	2.6

При выборе гомогенной среды в качестве эквивалентной, в рамках ВМК использовались три метода подготовки констант:

1. При проведении расчетов по традиционной библиотеке БНАБ и оценке их результатов следует учитывать, что f -факторы БНАБ вычисляются в приближении узких резонансов для всех материалов топлива. Константы БНАБ используются в NESSEL-4 и CELLPAR. Как показано ниже, приближение узких резонансов дает очень плохие результаты для полного резонансного поглощения в тепловых реакторах. Поэтому в названных программах полный резонансный интеграл U^{238} подправлен с помощью экспериментальных данных Хеллстранда [110]. Вопрос о распределении полного резонансного интеграла по группам решается в этих программах по-разному, но само распределение очень мало влияет на окончательные результаты.

2. В программе WIMS применяется собственная процедура. Замедление на поглотителе учитывается точно, на других изотопах - в приближении промежуточных резонансов. Дополнительный рассеиватель с сечением σ_{ex} - водород. Приближение промежуточных резонансов (при выборе значения $\lambda=0,94$ [96] для кислорода) в случае решеток типа ВВЗР приводит к переоценке резонансного поглощения на $\approx 1\%$.

3. Третий метод использовался при подготовке новой библиотеки типа БНАБ для NESSEL-4 и CELLPAR по программе FEDGROUP [111]. В программе замедление на поглотителе и на других изотопах учитывается в приближении узких резонансов. Эти приближения в сумме для решеток типа ВВЗР приводят к ошибке в резонансном поглощении $\approx -2,5\%$.

Влияние перечисленных приближений на резонансное поглощение в решетке типа ВВЭР показано в таблице 4.2.5 (см. также работу [14]).

Таблица 4.2.5

Влияние приближений при расчете эквивалентной
гомогенной среды на вероятность резонансного поглощения

Точный результат	0.12640	для ячейки
Приближение узких резонансов для добавочного рассеяния	0.12663	для эквив.гом. среды
Приближение промежуточных резонансов для кислорода + первое приближение	0.12646	
Приближение промежуточных резонансов для U^{238} и O + первое приближение	0.12340	
Приближение узких резонансов для U^{238} и кислорода + первое приближение	0.12083	

При выборе изолированного стержня в качестве эквивалентной среды используются два метода:

- первый метод основан на определении полного резонансного интеграла изолированного стержня не из расчетов, а из экспериментальных данных Хеллстранда [110]. Его используют программы LASER, LEOPARD и REMUR. Кроме погрешностей в интерпретации экспериментов, трудности связаны с неопределенностями в значениях резонансных интегралов других изотопов (U^{235} и Pu^{239}). Как было сказано выше, распределение полного резонансного интеграла по группам не вызывает значительных ошибок. Поэтому приближения этого типа обсуждаться не будут;

- второй метод основан на расчетах изолированных стержней программой PEANICO. В этом случае дальнейшие приближения не нужны. Многогрупповая библиотека программы BETTY-2 (для резонансных изотопов) фактически сформирована именно так.

Взаимная экранировка резонансов разных изотопов была проанализирована в работе [21] для гомогенных сред. Выяснилось, что ее надо учитывать для решеток ВВЭР. Экранировка хорошо описывается методом Аскью [22], однако в работе [112] он изложен с ошибкой.

4.3 ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ ДЛЯ ОБЛАСТИ ТЕРМАЛИЗАЦИИ

В этом разделе приведены результаты численных исследований, выполненных в рамках ВМК по изучению эффективности различных инженерных алгоритмов и программ, используемых для вычисления характеристик решеток в области термализации. В раздел 4.3.1 рассматриваются программы типа THERMOS, а затем анализируются быстродействующие программы, основанные на более простых алгоритмах. Все численные результаты получены для систем, описанных в таблице 4.3.13, поэтому в ней расшифровываются обозначения, используемые в других таблицах.

4.3.1 Программы типа THERMOS

Алгоритм программы THERMOS является общеизвестным (см., например, статью [30]), поэтому здесь не описывается. Его основные особенности таковы:

а) В программе решается интегральное уравнение Пайерлса для скалярного потока f_0 . Это допустимо при условии, что рассчитывается бесконечная регулярная топливная решетка без утечки.

б) Элементарная ячейка (которая по предположению а) имеет бесконечную высоту) цилиндризуется с сохранением объема замедлителя (и ячейки). Ячейка рассчитывается в одномерной цилиндрической геометрии. На границе ячейки ставится, так называемое, белое граничное условие (т.е. нейтроны, вылетевшие из ячейки, возвращаются обратно с изотропным угловым распределением).

в) Цилиндрическая ячейка делится на цилиндрические кольца. Для расчета вероятностей первых столкновений (с учетом граничного условия) применяются различные методы.

г) Рассеяние предполагается изотропным в лабораторной системе координат. Это предположение в какой-то мере оправдывается влиянием химических связей и тепловым движением ядер, которые уменьшают анизотропию рассеяния. С другой стороны, вследствие относительно гладкой зависимости потока от пространственной переменной внутри ячейки, предполагается, что нейтронный поток близок к изотропному. Для учета анизотропии рассеяния применяются различные поправки.

д) Функции источника тепловых нейтронов вследствие замедления рассчитываются приближенно.

е) Способ разбиения энергетической шкалы на группы, а также методы вычисления групповых констант (способы интегрирования) влияют

на результаты, особенно на скорости реакций плутония, если его нижние резонансы включаются в область термализации.

Подробного анализа приближения а) (т.е. пренебрежения утечкой) проведено не было. Однако, из-за небольшой доли утечки в тепловой области это приближение не представляется опасным, если групповые константы эквивалентной гомогенной среды хорошо аппроксимируются.

В какой-то мере влияние утечки на нейтронный спектр в тепловой области было проанализировано в связи с более простой программой BETTY-2.

Приближение б) (цилиндризация с применением белого граничного условия) многократно обсуждалось в литературе (см., например, статью [98]). Однако сравнительно небольшая толщина слоя замедлителя в решетках типа ВВЭР потребовала проведения некоторых дополнительных исследований.

Сравнительные расчеты были сделаны методом Монте-Карло в ЦИАИ в Россендорфе по программе OMEGA [99]. Результаты представлены в таблице 4.3.1.

Таблица 4.3.1

Результаты расчетов по программе OMEGA

Решетка	Шестигранная ячейка, зеркальное граничное условие		Цилиндрическая ячейка, белое граничное условие	
	η_f	$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$	η_f	$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$
Z1	1.7550±0.0005	1.159	1.7652±0.0003	1.139
Z2	1.7014±0.0004	1.169	1.7018±0.0004	1.164

Видно, что в предельном случае решетки с шагом 11.0 мм приближение б) ведет к недооценке фактора проигрыша на 2% и переоценке η_f на 1%. В то же время для решетки с шагом 12.7 мм ошибка уже невелика. Погрешность цилиндризации надо учитывать при сопоставлении результатов расчетов и экспериментов.

Приближение в) многократно обсуждалось в литературе. Рассматривались различные методы расчета вероятностей первых столкновений. Чтобы убедиться в их качестве, в ЦИФИ в Будапеште были проведены сравнительные расчеты [101].

Были рассчитаны общеизвестные одnogрупповые задачи Thie [34] четырьмя методами:

Хонеком [30], Боналуми-Джонсоном [93], Карлвиком [94],

Мюллер-Линнарцем [95] с разным числом узловых точек как в топливе, так и в замедлителе.

В этот анализ также были включены: метод Кавеноки [35], используемый в быстродействующей программе BETTY-2 [102], специальный метод, примененный в программе LEOPARD [100], и метод, использованный в программе PEACO [18].

Результаты расчетов приведены в таблице 4.3.2.

Таблица 4.3.2

Факторы проигрыша для решеток Тии по разным алгоритмам

Метод	Число точек	Решетка					
		T1	T2	T3	T4	T5	T6
[93]	1+1	1.1533	1.1508	1.1410	1.1410	1.1427	1.1473
[100]		1.1731	1.1718	1.1582	1.1619	1.1712	1.1806
[94]	3+3	1.1603	-	1.1426	-	-	1.1432
[35]		1.1566	1.1508	1.1400	1.1379	1.1370	1.1387
[30]		1.1623	1.1569	1.1465	1.1449	1.1446	1.1467
[18]		1.1566	-	1.1401	-	-	1.1353
[94]	5+5	1.1587	-	1.1411	-	-	1.1395
[35]		1.1576	1.1515	1.1404	1.1383	1.1372	1.1389
[30]		1.1602	1.1542	1.1436	1.1416	1.1507	1.1422
[18]		1.1579	-	1.1404	-	-	1.1365
[94]	12+12	1.1583	1.1519	1.1408	1.1385	1.1374	1.1387
[35]		1.1582	1.1518	1.1407	1.1385	1.1374	1.1394
[30]		1.1590	1.1527	1.1413	1.1391	1.1380	1.1392

Сопоставление результатов показало, что методы [94], [35] и [18] дают самые хорошие результаты. Сходимость расчетов по методу [35] лучше, чем по методу [94]. Метод [30] дает также хорошие результаты, если число узловых точек достаточно велико. Погрешность расчетов методом [93] не слишком велика. Не представляется удовлетворительной точность метода [100].

Приближение г) (т.е. предположение об изотропии рассеяния в лабораторной системе координат) представляется наиболее опасным для программ типа THERMOS. К счастью, в случае решеток типа ВВЭР это приближение, по-видимому, менее важно из-за малости размера замедлителя.

Во всех программах типа THERMOS приближение г) корректируется с

помощью, так называемой, "неполной транспортной поправки" в замедлителе, и вместо $\Sigma_{S_0}^{gg}$ используется $\Sigma_{S_0}^{gg} - \mu \Sigma_{S_1}^{gg}$. Когда значение этой величины отрицательно, принимается $\Sigma_{S_0}^{gg} = 0$.

Для проверки значимости этой поправки в ЦИФИ, (г. Будапешт) были проведены расчеты по программам THERMOS и ANICELL [113]. Результаты расчетов представлены в таблице 4.3.3. Видно, что транспортная поправка хорошо учитывает эффекты анизотропии для решеток типа ВВЗР.

Дополнительные расчеты были проведены по программе BETTY-2 методом "неполной транспортной поправки" и методом, предложенным Бенуа (см. ниже).

В приближении д) можно выделить два фактора: выбор верхней границы тепловой области E_{th} и приближение для функции источника замедляющихся нейтронов.

Очевидно, что чем больше значение E_{th} , тем менее важны приближения в описании источника. Значение E_{th} ограничивается тем, что самый низкий резонанс изотопа ^{238}U (при энергии ~6,68 эВ) нецелесообразно учитывать в тепловой области. Резонанс же изотопа ^{240}Pu (при энергии ~1,056 эВ) может учитываться либо в тепловой, либо в надтепловой области.

Выбор E_{th} в интервале

$$1.5 \text{ эВ} \leq E_{th} \leq 4 \text{ эВ}$$

приемлем как для плутониевых, так и для выгоревших решеток.

Таблица 4.3.3

Точный и приближенный учет анизотропии рассеяния

Решетка	Величина	THERMOS изотр. расс.	ANICELL изотр. расс.	THERMOS тр. порп.	ANICELL аниз. расс
Z1	ηf	1.766	1.767	1.766	1.767
	ϕ_m/ϕ_f	1.103	1.104	1.103	1.102
	$\bar{V}$	2.077	2.065	2.077	2.069
Z2	ηf	1.715	1.715	1.715	1.715
	ϕ_m/ϕ_f	1.134	1.136	1.131	1.132
	$\bar{V}$	1.720	1.714	1.721	1.716
Z3	ηf	1.630	1.630	1.631	1.631
	ϕ_m/ϕ_f	1.170	1.173	1.164	1.168
	$\bar{V}$	1.507	1.504	1.508	1.505

При

$$0.4 \text{ эВ} \leq E_{th} \leq 0.625 \text{ эВ}$$

становится важной интерференция термализационных и резонансных эффектов. В этом случае влияние аппроксимаций в описании источника нейтронов замедления существенно даже для урановых решеток.

Влияние различных приближений в описании источника на параметры решетки было проанализировано на ЗЭВ "Шкода" (г. Пльзень) при $E_{th}=0.625$ эВ и $E_{th}=1$ эВ, а в ЦИФИ (г. Будапешт) при $E_{th}=0.625$ эВ и $E_{th}=1.84$ эВ.

Были изучены три приближения.

Во всех моделях источник замедления нейтронов (при рассеянии на любых ядрах, за исключением водорода) рассчитывался по формуле:

$$S_k(V) = \begin{cases} \frac{N_k \sigma_{s_o}^k V}{1 - \alpha_k} \left[\frac{1}{(V^*)^2} - \frac{\alpha_k}{V^2} \right] & \left(\alpha_k V^* \leq V \leq V^* \right), \\ 0 & \left(0 \leq V \leq \alpha_k V^* \right) \end{cases},$$

где N_k - ядерная плотность изотопа k ,

$\sigma_{s_o}^k$ - сечение изотропного рассеяния изотопа k при E^* , $\alpha_k = \left(\frac{A_k - 1}{A_k + 1} \right)^2$,

A_k - массовое число ядра k ,

V^* - скорость, соответствующая E_{th} .

Это приближение соответствует модели, где рассеяние нейтронов выше E_{th} происходит на свободных покоящихся ядрах. Традиционно для ВМК источник замедления на ядрах водорода описывается той же моделью, т.е.

$$S_H(V) = \frac{N_H \sigma_s^H V}{V^{*2}}.$$

В модели, предложенной Леманом [33], $S_H(V)$ рассчитывается с учетом теплового движения и химических связей ядер по асимптотической формуле для свободного газа с эффективной температурой T_{eff} . Параметры газа соответствуют предельному случаю модели Нелкина:

$$S_H(V) = \frac{N_H \sigma_s^H V}{V^{*2}} \operatorname{erf} \left[\sqrt{T/T_{eff}} V \right],$$

Здесь T температура замедлителя и

$$T_{eff} = \lambda_0 T + \sum_{i=1}^3 \lambda_i \omega_i \left[\frac{1}{\exp(\omega_i/T) - 1} + \frac{1}{2} \right] \quad (T \text{ в единицах эВ})$$

В модели Нелкина:

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= 0.0556 & \omega_1 &= 0.060 \text{ эВ} \\ \lambda_1 &= 0.4310 & \omega_2 &= 0.205 \text{ эВ} \\ \lambda_2 &= 0.1711 & \omega_3 &= 0.480 \text{ эВ} \\ \lambda_3 &= 0.3423 \end{aligned}$$

В третьей модели $S_H(V)$ рассчитывался в предположении, что источник описывается матричными элементами матрицы рассеяния из самой верхней группы:

$$S_H(V) = N_H \sigma_{SH} \left[V^* \rightarrow V \right],$$

а сама матрица рассчитывалась по модели, использованной в расчете THERMOS.

Сравнительные расчеты были проведены как для однородных сред, так и для решеток. Результаты приведены в табл.4.3.4. Второй метод является наиболее точным. Интегральные величины (такие, как η_f) обычно нечувствительны к выбору функции источника, но модель 1 ("бильярдных шаров") недооценивает $\bar{V}$ (и, таким образом, переоценивает $\bar{\sigma}$ для изотопов с сечением $1/V$) максимум на 1%. Третий метод имеет противоположный эффект (максимально на 2.5%), и его применение не рекомендуется.

Таблица 4.3.4

Сравнение различных моделей источника

Решетка	Модель источника	$\bar{V}$	n	f
Г1	/1/	1.1714	-	-
	/2/	1.1726	-	-
	/3/	1.1736	-	-
Г2	/1/	1.5066	-	-
	/2/	1.5172	-	-
	/3/	1.5270	-	-
Г3	/1/	1.8104	-	-
	/2/	1.8293	-	-
	/3/	1.8473	-	-
S1	/1/	1.963	1.9356	0.8970
	/2/	1.979	1.9353	0.8970
	/3/	2.029	1.9345	0.8967
S2	/1/	1.296	1.9473	0.6811
	/2/	1.300	1.9472	0.6812
	/3/	1.300	1.9471	0.6811

Последнее приближение е) связано с выбором многогрупповой структуры в тепловой области. Используемые обычно групповые разбиения являются достаточно стандартными и детальными. Поэтому проблема их выбора не исследовалась для случаев, когда число групп достаточно велико. Поэтому в работе[29] изучалась только 35-групповая структура LASER. С этой целью уравнение термализации решалось для разных однородных сред для модели свободного газа. В этом случае легко получить точное решение. Были проведены 35-групповые расчеты с использованием точечных сечений. Выяснилось, что ширину групп ΔV_i следует рассматривать как весовой фактор интегрирования.

Более точно:

- 1) 35-групповой расчет нейтронного спектра не чувствителен к выбору ΔV_i .
- 2) Скорости реакции R^x интегрируются обычно по формуле

$$R^x = \sum_i \phi_i \sigma_i^x \Delta V_i,$$

где ΔV_i выбирается как

$$\Delta V_i = \begin{cases} 2V_i & i=1 \\ 2 \left[V_i - \sum_{j=1}^{i-1} \Delta V_j \right] & i \geq 2 \end{cases}$$

Однако, в случае использования точечных сечений, значение скорости реакции поглощения для Pu^{240} значительно отличается от точного результата (4%, см. таблицу 4.3.5). Это отклонение не очень важно в случае урановых решеток, но при расчете выгорания оно кажется очень опасным. В отчете [29] предложен новый выбор значений ΔV_i для интегрирования скоростей реакций, который (в присутствии плутониевых изотопов) улучшает результаты (см. таблицу 4.3.5).

Надо отметить, что при применении многогрупповых констант, роль обсуждаемой проблемы уменьшается, хотя точность расчета скорости реакций на Pu^{240} остается проблематичной.

В заключение проведенного анализа есть основания констатировать, что программы типа THERMOS можно применять для расчета распределения теплового нейтронного потока внутри элементарных ячеек регулярных топливных решеток.

Таблица 4.3.5

Влияние метода интегрирования на интегральные величины

С Р Е Д А	$\bar{V}$			$10^2 \sigma_a^9$			$10^2 \sigma_a^0$		
	Метод *			Метод *			Метод *		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
Г1	1.4589	1.4580	1.4579	-	-	-	-	-	-
Г2	1.5702	1.5642	1.5723	6.2943	6.2728	6.2749	3.101	2.9465	3.0997
Г3	1.4659	1.4604	1.4687	6.5341	6.5119	6.5125	1.580	1.5238	1.5738
Г4	1.5753	1.5704	1.5782	6.3298	6.2992	6.3064	1.962	1.8827	1.9527

* (1) - точное решение

(2) - классический метод

(3) - метод [29].

Таблица 4.3.6

Суммарная неточность разных величин

Решетка		Z1			Z2			Z3		
Приближение ↓		$\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_f$	$\bar{V}$	ηf	$\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_f$	$\bar{V}$	ηf	$\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_f$	$\bar{V}$	ηf
Цилиндризация		-1.8%	-0.3	.1%	-0.4%	0	0	0	0	0
Расчет	[94]	0	0	0	0	0	0	0	0	0
ядра	[30]	.1%	0	0	0.6%	0	0	0.3%	0	0
пере-	[93]	-.5%	-0.1%	0	-0.5%	0	0.1%	-0.7%	0.1%	0.2%
носа	[95]	*	*	*	*	*	*	*	*	*
Источн.	T_{eff}	-	-	-	-	-	-	-	-	-
из зам.	бил. шар.	0.1%	-0.8%	0	0.1%	-0.6%	0	0.1%	0.5%	0
Суммарно	[30]	-0.5%	~-1.2%	.1%	0.3%	-0.6%	0	0.4%	0.5%	0
бил. шар, цилиндризация										

4.3.2 Быстродействующие инженерные программы

В быстродействующих программах используются некоторые общие предположения:

а) Эффекты термализации учитываются только для основного замедлителя (в случае решеток ВВЭР-для воды), причем такими эффектами пренебрегается для остальных изотопов (например, для кислорода в топливе и т.д.).

б) Предполагается, что источник нейтронов существует только в замедлителе в согласии с предположением а). Там он является постоянным по пространству и изотропным в лабораторной системе координат. Предполагается, что факторы проигрыша можно рассчитывать отдельно для каждой группы перед общим расчетом спектра.

в) Вместо интегрального уравнения термализации решается дифференциальное уравнение второго порядка, причем специфика матрицы рассеяния для воды и источник замедляющихся нейтронов описываются вспомогательными функциями.

Вследствие предположений а) и б) элементарная ячейка гомогенизируется с помощью заранее рассчитанных факторов проигрыша, а нейтронный спектр рассчитывается для этой эквивалентной среды.

Приближенные дифференциальные уравнения в разных программах такого типа отличаются друг от друга. В программе LEOPARD применяется модель Вигнера-Вилкинса [103] в BETTY-2 - "вторичная модель" Кадилака [31], а в УНИРАСОС - упрощенная модель Лалетина [32]. Различия между этими моделями частично известны из литературы (например, [104]), частично проанализированы в работе [105]. Эти различия заключаются в следующем.

В качестве основной, рассматривалась модель Кадилака. Эта модель определяет связь между плотностью замедления $q(E)$ и нейтронным спектром $\phi(E)$ формулой:

$$\frac{d\phi(E)/M(E)}{dE} = j(E)q(E) - \frac{d}{dE} k(E) \frac{dq(E)}{dE}, \quad (4.3.1)$$

где $M(E) = \frac{E}{T^2} \exp(-E/T)$ - максвелловское распределение,

$$q(E) = \int_0^E dE' \int_E^\infty dE'' \Sigma_s(E'' E') \phi(E'') dE'' - \int_E^\infty dE' \int_0^E dE'' \Sigma_s(E'' E') \phi(E'')$$

а $j(E)$ и $k(E)$ - функции, характеризующие приближенную модель термализации.

Уравнение (4.3.1) решается совместно с уравнением баланса

$$\Sigma_a(E)\phi(E) = -\frac{dq(E)}{dE}, \quad (4.3.2)$$

где $\Sigma_a(E)$ - макроскопическое сечение поглощения.

В BETTY-2 применяется основная концепция Кадилака: функции $j(E)$ и $k(E)$ подогнаны по результатам расчетов THERMOS, и их табулированные значения для разных материалов и температур хранятся в библиотеке многогрупповых констант (см. главу 2).

Модели термализации, применяемые в других программах, являются частными случаями модели Кадилака.

- Традиционная модель обобщенного тяжелого свободного газа получается при выборе

$$j(E) = \left[\xi \Sigma_s E T M(E) f(E) \right]^{-1},$$

$$k(E) = 0$$

где Σ_s и $\xi \Sigma_s$ - сечения рассеяния и замедления над тепловой областью. Функцию $f(E)$ следует выбрать надлежащим образом.

При выборе

$$f(E) = 1$$

получаем модель тяжелого свободного газа.

Эти модели не применяются в программах ВМК.

- В программе УНИРАСОС функции $J(E)$ и $k(E)$ выбираются как

$$j(E) = \left[\xi \sum_s \text{ETM}(E) \right]^{-1},$$

$$k(E) = \gamma \left[\xi \sum_s M(E) \right]^{-1},$$

где γ является параметром, подогнанным к результатам расчетов THERMOS.

В предельных случаях $\gamma=0$ и $\gamma=1$ уравнения сводятся к модели тяжелого свободного газа и упрощенной модели Лалетина, соответственно.

- В программе LEOPARD применяется модель Вигнера-Вилкинса. Эта модель основана на вырожденном ядре рассеяния, когда модель Кадилака является точной, а функции $j(E)$ и $k(E)$ можно рассчитать по формулам

$$j(E) = \left[\sum_s \text{ETM}(E) f(E) \right]^{-1},$$

$$k(E) = \left[\sum_s M(E) g(E) \right]^{-1},$$

где

$$f(E)^{-1} = \sum_s \left[\frac{1}{E_s(E)} - E \frac{d}{dE} \frac{1}{\sum_s(E)} \right]$$

и

$$g(E)^{-1} = \frac{\sum_s(E)}{\sum_s}.$$

(Эта модель относится к водородному газу и поэтому $\xi=1$.)

Нефизические варианты выбора:

$$f(E) \equiv 1 \quad \text{и} \quad g(E) \equiv 0$$

или

$$f(E) \equiv 1 \quad \text{и} \quad g(E) \equiv 1/\gamma$$

соответствуют моделям тяжелого свободного газа и программы УНИРАСОС соответственно. Эти модели ни в коем случае не эквивалентны. При постоянном сечении рассеяния

$$\sum_s(E) \equiv \sum_s$$

приходим к упрощенной модели Лалетина.

Из опыта расчетов модель Вигнера-Вилкинса представляется также вполне применимой для анализа термализации. Этот факт объясняется компенсацией ошибок. Применение этой модели не требует предварительной работы для подготовки библиотек, так как $\sum_s(E)$ можно непосредственно рассчитать в рамках модели.

В результате проведенного анализа можно сделать заключение, что в принципе, наилучшие результаты из перечисленных быстрых программ

должна давать программа BETTY-2. Сопоставление результатов расчетов по этим быстродействующим программам между собой и с расчетами THERMOS представлены в разделе 4.3.3.

4.3.3 Анализ приближений, применяемых в быстродействующих программах термализации

Общие приближения в быстродействующих программах термализации и разные приближенные модели термализации коротко описаны выше. Анализ этих приближений был проведен в ЦИФИ (г. Будапешт) [29]. Ниже изложены наиболее важные выводы этого анализа.

Первая проблема - численный метод интегрирования дифференциальных уравнений. Она изучалась только для программы BETTY-2 [29]. Были проведены расчеты, аналогичные проведенным при изучении программы THERMOS, и достигнута точность, практически идентичная для 35-группового расчета по THERMOS.

Таблица 4.3.7

Сравнение разных приближенных моделей рассеяния

Среда	$\bar{V}$				$10^2 \sigma_a^g$			
	/1/	/2/	/3/	/4/	/1/	/2/	/3/	/4/
Г1	1.1736	1.1741	1.1659	1.1732	-	-	-	-
Г2	1.5270	1.5263	1.4602	1.5177	-	-	-	-
Г3	1.8473	1.8438	1.7358	1.8194	-	-	-	-
Г4	1.6669	1.6638	1.5715	1.6426	6.3029	6.4022	6.2799	6.3421
Г5	1.5371	1.5351	1.4674	1.5257	6.5576	6.6550	6.5189	6.5939
Г6	1.6761	1.6707	1.5768	1.6485	6.3288	6.4393	6.3152	6.3792

Среда	$10^2 \sigma_a^0$			
	/1/	/2/	/3/	/4/
Г1	-	-	-	-
Г2	-	-	-	-
Г3	-	-	-	-
Г4	3.2278	3.2770	3.0968	3.0744
Г5	1.6279	1.6119	1.5725	1.5450
Г6	2.0470	2.0297	1.9519	1.9359

/1/ THERMOS \Нелкин\
 /2/ Кадилак
 /3/ Вигнер-Вилкинс
 /4/ Лалетин

Быстродействие изученных программ частично связано с применением приближенного уравнения термализации. Проверка этих приближений была проведена с помощью сравнительных расчетов по программе BETTY-2 (где были также реализованы модели Лалетина и Вигнера-Вилкинса, хотя всегда использовался численный метод программы BETTY-2) и THERMOS. Библиотеки констант были идентичны, а модель Нелкина в программе THERMOS согласована с подгонкой функций $j(E)$ и $k(E)$ в программе BETTY-2. Расчеты проводились для разных гомогенных сред. Результаты представлены в таблице 4.3.7.

Для модели Нелкина можно сделать следующие выводы:

- По модели Кадилака в случае поглощения $1/V$ результаты совпадают с результатами по модели Нелкина, но в присутствии плутониевых изотопов их средние сечения получаются с погрешностью $\approx 1,5\%$, причем поглощение $1/V$ остается точным до $0,1 - 0,3\%$.
- В случае модели Вигнера-Вилкинса при массовом числе 1 поглощение $1/V$ сильно отклоняется от модели Нелкина ($\approx -6,8\%$), а сечения плутониевых

изотопов получаются с точностью 1-4%.

- Результаты по модели Лалетина лежат между моделями Кадилака и Вигнера-Вилкинса, но, вероятно, оптимальный выбор параметра γ мог бы улучшить результаты.

Таблица 4.3.8

Эффект, вызванный пренебрежением термализацией в топливе

Решетка	Термализация в топливе	ηf	$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$	$\bar{\phi}_c / \bar{\phi}_f$
S1	да	1.7360	1.2066	1.1026
	нет	1.7355	1.2079	1.1037
S2	да	1.3264	1.5006	1.1410
	нет	1.3257	1.5012	1.1414
P1	да	1.4698	1.3000	1.1607
	нет	1.4733	1.3005	1.1611
P2	да	1.2272	1.4768	1.1538
	нет	1.2271	1.4773	1.1542

Предположение а) (раздел 4.3.2) можно изучать на основе таких расчетов THERMOS, где термализация учитывается только для воды, и где источник в уравнении термализации существует только в замедлителе. Такие расчеты были проведены для разных решеток. Результаты приведены в таблице 4.3.8.

Видно, что пренебрежение термализацией в топливе не влияет на факторы проигрыша и ηf урановых решеток, но в случае узкой решетки с плутонием эффект в ηf достигает 0,25%.

Влияние предположения б) (раздел 4.3.2) оказалось также незначительным. Сравнительные расчеты были проведены с помощью программы BETTY-2 и ее усовершенствованной версии, которая позволяет изменение источника замедления внутри ячейки. Результаты приведены в таблице 4.3.9 и, как можно видеть, они практически точно совпадают друг с другом.

Таблица 4.3.9

Эффект пространственной независимости источника термализации

Решетка	Z1			Z2		
Программа	ϕ_m/ϕ_f	$\bar{V}$	ηf	ϕ_m/ϕ_f	$\bar{V}$	ηf
BETTY-2	1.1019	2.1220	1.7651	1.1329	1.7463	1.7140
Усов. вариант BETTY2	1.1019	2.1215	1.7651	1.1330	1.7459	1.7140

Решетка	Z3		
Программа	ϕ_m/ϕ_f	$\bar{V}$	ηf
BETTY-2	1.1703	1.5220	1.6287
Усов. вариант BETTY2	1.1703	1.5218	1.6289

Для расчета ядра переноса в изученных программах применяются следующие методы:

- в программе BETTY-2: метод Кавеноки [35]
- в программе УНИРАСОС: метод Боналюми-Джонсона [93]
- в программе LEOPARD: модифицированный метод Амуял-Бенуа [100].

Таблица 4.3.10

Сравнение результатов расчетов решеток по программам

THERMOS и BETTY-2

Решетка	Программа	Трансп. поправка	ηf	$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$	σ_a^5	σ_a^8	σ_a^9	σ_a^0
S1	T	нет	1.7351	1.2135	286.75	1.2670	-	-
	T	да	1.7355	1.2079	286.77	1.2670	-	-
	C	нет	1.7352	1.2102	283.54	1.2560	-	-
	C	да	1.7354	1.2044	283.41	1.2554	-	-
	C	B*	1.7363	1.1965	283.02	1.2539	-	-
S2	T	нет	1.3120	1.5527	437.09	1.8385	-	-
	T	да	1.3257	1.5012	437.01	1.8399	-	-
	C	нет	1.3069	1.5526	429.66	1.8133	-	-
	C	да	1.3211	1.4954	429.52	1.8127	-	-
	C	B	1.3247	1.4850	429.33	1.8120	-	-
P1	T	нет	1.4723	1.3118	350.72	1.5216	824.0	499.3
	T	да	1.4733	1.3005	350.45	1.5208	824.4	499.4
	C	нет	1.4720	1.3086	346.88	1.5077	822.1	496.8
	C	да	1.4723	1.2970	346.36	1.5056	822.9	498.6
	C	B	1.4703	1.2832	344.94	1.5001	824.2	506.6
P2	T	нет	1.2144	1.5296	464.33	1.9454	890.9	332.1
	T	да	1.2271	1.4773	464.08	1.9441	892.0	331.5
	C	нет	1.2116	1.5266	456.04	1.9156	880.8	323.6
	C	да	1.2239	1.4706	454.71	1.9105	880.3	329.7
	C	B	1.2271	1.4532	453.93	1.9074	884.5	334.2

* По формуле Бенуа.

Эти методы уже сравнивались в таблице 4.3.2. Метод [35] является весьма точным, а методы [93] и особенно [100] дают немалые неточности. В изученных программах неполная транспортная поправка применяется для учета анизотропии рассеяния (в программе BETTY-2 применим также метод Бенуа [5]). Не совсем тривиально, что применение этой поправки при расчете факторов проигрыша по группам ведет к тем же самым результатам, что и в случае THERMOS. Результаты без поправки и с

поправками для программ BETTY-2 и THERMOS сравнены в таблице 4.3.10.

Видно, что неполная транспортная поправка приводит к одним и тем же самым эффектам в обоих случаях. Формула Бенуа переоценивает эти поправки.

Программа BETTY-2 дала возможность изучения влияния тепловой утечки на нейтронный спектр. В программе рассчитывается коэффициент диффузии по формуле Бенуа [5]:

$$D^g = \frac{1}{3} \frac{\sum_i \sum_j V_i \varphi_i^g \lambda_j^g P_{ij}^g}{\sum_i V_i \varphi_i^g},$$

где V_i - объем подобласти;

φ_i - средний поток в подобласти i в группе g ;

P_{ij} - вероятность первых столкновений;

$\lambda_j = 1/\Sigma_{ij}^g$ - везде, кроме замедлителя, где и $\lambda_i = 1/\Sigma_{trj}^g$.

Дополнительное поглощение DB^2 приблизительно учитывает влияние утечки. Соответствующие результаты приведены в таблице 4.3.11. Видно, что эффект пренебрежимо мал.

Таблица 4.3.11

Влияние утечки на некоторые тепловые характеристики
решеток

Решетка	B^2 [см ⁻²]	ηf	$\bar{\phi} / \bar{\phi}$	$\bar{V}$
P1	0	1.4723	1.2970	1.7244
	0.00631	1.4710	1.2968	1.7294
P2	0	1.2239	1.4706	1.3013
	0.00537	1.2237	1.4702	1.3037

Погрешности разных приближенных расчетов термализации для решеток ZR-6 обобщаются в таблице 4.3.12. Для программы BETTY-2 влияние приближений для источника термализации является значительным, причем другие приближения ведут к пренебрежимым погрешностям. В случае программ LEOPARD и УНИРАСОС модели термализации и расчет вероятностей первых столкновений дают немалые вклады в неточность расчета.

Таблица 4.3.12

Суммарная неточность разных величин

Решетка	Z1			Z2			Z3		
	$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$	$\bar{V}$	η_f	$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$	$\bar{V}$	η_f	$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$	$\bar{V}$	η_f
Источник неточности									
Модель термализации:	0	+1.3%	0	+0.2%	+0.8%	0	+0.6%	+0.5%	0
-Кадилак	0	-0.3%	0	0	-0.2%	0	0	0	0
-Вигнер Вилкинс		-9%			-6%		-0.6%		
-Лалетин		-2%			-1.5%		0		
Нет терм. в топливе	+0.1%	-0.5%	0	+0.1%	-0.2%	0	+0.1%	-0.1%	0
Пост. источник в замедлителе	0	0 0	0	0	0	0	0	0	0

Таблица 4.3.13

Данные гомогенных сред и решеток, использованных
в сопоставлениях в разделе 4.3.3

Гомогенные среды			
Обозначение	$\Sigma_a^{2200} / **$ [см ⁻¹]	N/Pu ²³⁹ / [10 ²⁴ см ⁻³]	N/Pu ²⁴⁰ / [10 ²⁴ см ⁻³]
Г1	0.02	0	0
Г2	0.2	0	0
Г3	0.4	0	0
Г4	0.2	10 ⁻⁴	0
Г5	0.2	0	2.5*10 ⁻⁵
Г6	0.2	10 ⁻⁴	2.5*10 ⁻⁵

/**/ для поглотителя 1/V

Решетки Тии						
Обозначение	топливо			замедлитель		
	г [см]	Σ_t [см ⁻¹]	Σ_s [см ⁻¹]	г [см]	Σ_t [см ⁻¹]	Σ_s [см ⁻¹]
T1	0.381	0.780	0.387	0.859825	1.0618	1.053
T2	—	—	—	—	0.70787	0.702
T3	—	—	—	0.644869	1.0618	1.053
T4	—	—	—	—	0.70787	0.702
T5	—	—	—	—	0.35393	0.351
T6	—	—	—	—	0.070787	0.0702

Таблица 4.3.13 (продолжение)

Обозначение	топливо		оболочка	
	ρ [см]	состав [10^{24} см $^{-3}$]	ρ [см]	состав [10^{24} см $^{-3}$]
Z1	0.38	O^{16} 0.045861 U^{235} 8.2550-4 U^{238} 0.022105	0.45	Zr 0.038679 Nb 3.87-4
Z3	— " —	— " —	— " —	— " —
S1	0.453390	O^{16} 0.044925 U^{235} 0.001305 U^{238} 0.021157	0.4965	Mn 0.001400 Cr 0.013850 Fe 0.051585 Ni 0.007692
P1	0.641350	O^{16} 0.042580 U^{235} 1.4857-4 U^{238} 0.020718 Pu^{239} 3.0405-4 Pu^{240} 9.9571-5 Pu^{241} 1.7287-5 Pu^{242} 2.7965-6	0.7175	Zircalloy 0.043248

Таблица 4.3.13 (продолжение)

Обозначение	замедлитель		решетка	
	ρ [см]	N/H_2O [10^{24} см $^{-3}$]	форма	шаг [см]
Z1	0.57754	0.33357	Гексагональ.	1.10
Z2	0.66680	— " —	— " —	1.27
Z3	0.78756	— " —	— " —	1.50
S1	0.74517	0.033431	Квадрат	1.3208
S2	0.49037	— " —	— " —	2.6416
P1	1.06688	0.033341	Гексагональ.	2.0316
P2	1.7604	— " —	— " —	3.3529

4.4 РАСЧЕТНЫЕ ПРОГРАММЫ – ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМОВ И БИБЛИОТЕК КОНСТАНТ

Настоящий раздел содержит краткое описание программ расчета характеристик топливных решеток, разработанных в странах-участницах ВМК. Указаны институты, где эти программы используются, и даны ссылки на материалы, содержащие наиболее полные описания алгоритмов указанных программ. В раздел не включены сведения об адаптированных программах, разработанных вне ВМК. Ниже даны краткие описания перечисленных в таблице 4.1.2 программ, в которых содержатся следующие сведения:

1. Назначение программы и рассчитываемых с ее помощью геометрий;
2. Групповая структура;
3. Файлы оцененных ядерных данных, использовавшихся при генерации библиотеки констант;
4. Модели расчета резонансного поглощения;
5. Модели расчета теплового спектра;
6. Модели расчета изменения изотопного состава при выгорании;
7. Модели расчета пространственного распределения потоков;
8. Особенности программы.

1. Программа предназначена для расчета выгорания топливной ячейки.
2. Спектр нейтронов рассчитывается в 70-групповом приближении (35 надтепловых и 35 тепловых групп). Верхняя граница тепловой группы - 1.84 эВ.
3. Библиотека микросечений основана на данных библиотеки ENDDF/B-IV.
4. Для расчета блокированных микросечений используется интерполяция таблиц зависимостей сечений от разбавления на основе теоремы эквивалентности с учетом эффекта взаимного перекрывания резонансов. Факторы Гольдштейна определяются для каждой группы с помощью итерационной процедуры, в которой используются табулированные значения резонансных интегралов и групповых потоков. Фактор Белла определяется интерполяцией данных таблицы, в которой он представлен в виде функции от радиуса блока и поправки Данкова. Спектр резонансных нейтронов рассчитывается с помощью матриц рассеяния.
5. Спектр тепловых нейтронов рассчитывается с помощью дифференциальной модели Кадилака [30] с использованием 35-группового представления энергетической зависимости сечений.
6. При расчете выгорания учитывается изменение концентраций 18 актинидов и 164 продуктов деления.
7. Пространственное распределение потоков нейтронов в ячейке рассчитывается с помощью метода P_1 .
8. Особенности программы являются способы расчета факторов Гольдштейна и Белла.

21	0.0784	0.0057	Гольдштейн	1.10
22	0.0043	-	-	1.27
23	0.0015	-	-	1.10
51	0.0007	0.00001	Белл	1.0000
52	0.0007	-	-	2.0010
53	0.0000	0.00001	Белл	2.0010
70	1.7004	-	-	0.3000

1. Программа предназначена для расчета выгорания ячеек, суперячеек и топливных кассет в одномерном приближении. При расчете суперячеек и топливных кассет используется предварительная гомогенизация.

2. Спектр нейтронов рассчитывается в 48-групповом приближении (24 тепловые и 24 надтепловые группы). Граница тепловой группы - 0.465 эВ.

3. Библиотека микросечений получена на основе данных библиотеки ENDF/B-IV.

4. Блокированные сечения рассчитываются с помощью формализма f-факторов и теоремы эквивалентности.

5. Спектр тепловых нейтронов рассчитывается с помощью групповой модели. Матрица рассеяния водорода рассчитана на основе модели Коппеля-Янга.

6. Описание модели расчета выгорания в доступной литературе отсутствует.

7. Пространственное распределение потоков нейтронов рассчитывается методом P_1 в цилиндрической геометрии. Возможно также использование метода поверхностных токов.

8. Особенностью программы является специальная итерационная процедура, используемая при расчете спектра тепловых нейтронов и позволяющая значительно сократить затраты счетного времени.

1. Программа предназначена для расчета выгорания ячеек, суперячеек и топливных кассет в одномерном приближении. При расчете суперячеек и топливных кассет используется предварительная гомогенизация.

2. Спектр нейтронов рассчитывается в 34-групповом приближении (24 надтепловые группы и 10 тепловых групп).

3. Библиотека микросечений в надтепловой области энергий основана на данных БНАБ, библиотека тепловых сечений - на данных ENDFB/IV.

4. Для расчета блокированных сечений используется формализм f -факторов в сочетании с теоремой эквивалентности. Факторы Гольдштейна зависят от номера группы и выбраны подгонкой результатов расчетов к данным измерений Хеллстранда и экспериментов по анализу изотопного состава выгоревшего топлива реактора YANKEE. Спектр резонансных нейтронов рассчитывается с помощью матриц рассеяния.

5. Спектр тепловых нейтронов рассчитывается с помощью групповой модели. Матрицы рассеяния водорода получены на основе модели Коппеля-Янга.

6. При расчете выгорания учитывается изменение концентраций 8 тяжелых ядер, 6 продуктов деления и 9 псевдопродуктов деления.

7. Пространственное распределение потоков нейтронов рассчитывается методом вероятностей первых столкновений в цилиндрической геометрии.

8. Особенностью программы является то, что она может быть использована для константного обеспечения как диффузионных расчетов, так и расчетов в S_n -приближении.

1. Программа предназначена для расчета выгорания топливной ячейки.

2. Спектр надтепловых нейтронов рассчитывается в 14-групповом приближении (2 быстрые и 12 резонансных групп). Микросечения основных нуклидов в двух верхних группах являются функциями нескольких параметров, определяющих детальный спектр нейтронов в решетке. С помощью итерационной процедуры учитывается зависимость спектра деления от энергии при которой произошло деление.

3. Библиотека сечений в области энергий быстрых нейтронов и неразрешенных резонансов основана на данных БНАБ, в области энергий разрешенных резонансов и тепловой области - на данных библиотек LIPAR и KOPT (описание этих библиотек дано в предыдущей главе).

4. Расчет блокированных сечений осуществляется интерполяцией таблиц зависимостей резонансных интегралов от сечения разбавления на основе теоремы эквивалентности с учетом эффекта взаимного перекрыwania резонансов. Табличные значения резонансных интегралов рассчитаны для случая одиночного стержня. Факторы Гольдштейна не зависят от номера группы и получены с помощью специальной обработки результатов реперных расчетов. Спектр резонансных нейтронов рассчитывается в гомогенном приближении на основе методов теории непрерывного замедления [46].

5. Спектр тепловых нейтронов рассчитывается с помощью дифференциальной модели термализации Н.И. Лалетина в 100 энергетических точках.

6. При расчете выгорания учитывается изменение концентраций 19 тяжелых ядер и 95 продуктов деления.

7. Пространственное распределение потоков нейтронов рассчитывается методом P_1 .

8. Основной особенностью программы является высокое быстродействие, которое достигается за счет использования эффективных методов расчета.

1. Программа предназначена для расчета выгорания топливных ячеек и суперячеек. Расчет суперячеек может выполняться в кластерном или цилиндрическом приближении с предварительной гомогенизацией топливных ячеек, окружающих центральную область.

2. Спектр нейтронов рассчитывается в 38- групповом приближении (2 быстрые, 12 резонансных и 24 тепловые группы). Микросечения основных нуклидов в двух верхних группах являются функциями нескольких параметров, определяющих детальный спектр нейтронов в решетке. Имеется 48-групповая версия программы. С помощью итерационной процедуры в программе учитывается зависимость спектра деления от энергии при которой произошло деление.

3. Библиотека сечений в области энергий быстрых нейтронов и неразрешенных резонансов основана на данных БНАБ, в области энергий разрешенных резонансов и тепловой области - на данных библиотек LIPAR и KOPT (описание этих библиотек дано в предыдущей главе).

4. Расчет заблокированных сечений осуществляется интерполяцией таблиц зависимостей резонансных интегралов от сечения разбавления на основе теоремы эквивалентности с учетом эффекта взаимного перекрыwania резонансов. Табличные значения резонансных интегралов рас считаны для случая одиночного стержня. Факторы Гольдштейна не зависят от номера группы и получены с помощью специальной обработки результатов реперных расчетов. Спектр резонансных нейтронов рассчитывается в случае ячейки в гомогенном приближении на основе методов теории непрерывного замедления. В случае суперячейки расчет спектра производится в гетерогенном приближении.

5. Спектр тепловых нейтронов рассчитывается с помощью групповой модели.

6. При расчете выгорания учитывается изменение концентраций 19 тяжелых ядер и 95 продуктов деления.

7. Пространственное распределение потоков нейтронов рассчитывается методом поверхностных псевдоисточников.

8. Программа обеспечивает возможность расчета как стандартного так и расширенного набора функционалов элементарной ячейки, использующихся в диффузионных и усовершенствованных мелкосеточных схемах соответственно.

1. Программа предназначена для расчета выгорания топливных кассет с учетом основных особенностей их конструкции.
2. Групповая структура полностью аналогична используемой в программе УНИРАСОС-2.
3. Библиотека микросечений идентична используемой в программе УНИРАСОС-2 и основана на тех же файлах оцененных ядерных данных.
4. Схема расчета резонансного поглощения аналогична используемой в программе УНИРАСОС-2. Имеются также специальные модули, позволяющие рассчитать заблокированные сечения в стержне с неравномерно распределенными резонансными поглотителями. Алгоритм этих модулей основан на аппроксимации вероятностей первых столкновений в многозонном стержне и использовании соответствующим образом модифицированного аналитического выражения для резонансного интеграла.
5. Схема расчета теплового спектра полностью аналогична используемой в программе УНИРАСОС-2.
6. При расчете выгорания учитывается изменение концентраций 19 тяжелых изотопов, 6 продуктов деления, всех изотопов гадолиния и одного псевдопродукта деления, сечения которого являются функцией параметров состояния (глубина выгорания и т. д.). Существует версия программы с явным учетом 95 продуктов деления. В программе имеется возможность расчета распределения концентраций перечисленных изотопов по сечению топливного стержня.
7. Для расчета пространственного распределения потоков нейтронов в ячейке используется метод вероятностей первых столкновений. Пространственное распределение потоков в топливной кассете с гомогенизированными ячейками рассчитывается в четырехгрупповом диффузионном приближении на гексагональной сетке с шагом, равным шагу решетки ТВЭЛов.
8. Программа обеспечивает возможность подготовки в автоматизированном режиме полного набора функционалов, необходимого для расчетов по крупносеточным нодальным программам.

1. Пакет программ предназначен для полупрецизионных расчетов выгорания отдельных фрагментов активных зон реакторов различных типов. Для реакторов типа ВВЭР пакет обеспечивает возможность расчета выгорания ячеек, суперячеек и топливных кассет в многогрупповом приближении.
2. Спектр нейтронов рассчитывается в 63-групповом приближении (23 надтепловых и 40 тепловых групп). Вобласти резонансных энергий каждая группа разбивается на несколько подгрупп и производится расчет подгрупповых потоков.
3. Библиотека микросечений основана на данных библиотек БНАБ, LIPAR и КОРТ (области энергий разрешенных резонансов и термализации, соответственно).
4. Для расчета скоростей реакций в области энергий резонансных нейтронов используется обобщенный подгрупповой подход. При этом обеспечивается возможность разбиения стержня на несколько физических зон. Наряду с этим в области разрешенных резонансов возможно также использование детальной схемы расчета с несколькими тысячами групп.
5. Тепловой спектр рассчитывается в 40-групповом приближении.
6. При расчете выгорания учитывается изменение концентраций 14 тяжелых ядер, 30 продуктов деления и одного псевдопродукта деления.
7. Для расчета пространственного распределения потоков используется метод вероятностей первых столкновений. Расчет вероятностей первых столкновений может выполняться с помощью модулей, реализующих как различные детерминистские методы, так и метод Монте-Карло.
8. Особенности пакета программ являются модульная структура, возможность расчета резонансного поглощения как в подгрупповом приближении, так и с детальным описанием энергетической зависимости сечений, расчет вероятностей первых столкновений методом Монте-Карло.

4.5 АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ ПРОГРАММ ПО ДАННЫМ СОПОСТАВЛЕНИЯ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ПРЕЦИЗИОННЫХ РАСЧЕТОВ И ИЗМЕРЕНИЯМИ НА КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ.

4.5.1 Результаты сопоставления с данными прецизионных расчетов.

Постановка задачи. Сопоставление результатов расчетов по инженерным спектральным программам с данными прецизионных расчетов является важным этапом верификации инженерных программ. При использовании идентичных ядерных данных анализ результатов такого сопоставления позволяет надежно оценить методическую составляющую погрешности инженерных программ.

В настоящем разделе обсуждаются результаты сопоставления расчетов по описанным в разделе 4.4 программам с проведенными по пакету программ MCU и современным спектральным программам, созданным в США, Канаде, Японии и странах Западной Европы. Рассмотрен широкий набор тестовых вариантов, включающий в себя более 20 решеток. В набор входят решетки со смешанным, и урановым топливом (двуокисным и металлическим) различного обогащения с водо-топливным отношением, варьирующимся в интервале от 0.43 до 2.5. Большая часть обсуждающихся в настоящем разделе результатов представлена в работе [51]. Следует заметить, что имеющиеся различия в константной базе большинства инженерных программ и программы MCU не позволяют дать однозначную интерпретацию всех результатов, тем не менее, анализ результатов расчетов позволяет выявить основные тенденции в поведении погрешностей расчета инженерных программ.

Авторы испытывали большие сложности при написании раздела 4.5. С одной стороны, это объясняется огромным объемом материала, подготовленного в обоснование точности программ в рамках деятельности ВМК. С другой стороны, отсутствует полный набор расчетов рассматриваемой системы тестов по каждой из программ, которые постоянно развиваются и модернизируются. Последнее приводит к быстрому моральному старению результатов. Поэтому следует иметь в виду, что часть из них может относиться к не самым последним версиям программ.

Система тестов, позволяющая оценить точность программ при вариации характеристик топливной решетки в широком интервале, была предложена в работе [47]. Она включает в себя расчет характеристик 12 бесконечных однородных решеток, которые делятся на три группы -

"широкие", "промежуточные" и "тесные" с водо-топливным отношением, равным, соответственно 1.82, 1.00 и 0.5. Водо-топливное отношение "широких" решеток близко к эффективному водо-топливному отношению в реакторе ВВЭР-1000. В каждой группе решеток рассмотрены 4 варианта материального состава топливного стержня - UO_2 , U_m , UO_2+PuO_2 , U_m+Pu_m . Изотопный состав Pu соответствует выгружаемому из реактора ВВЭР-1000, а содержание Pu^{239} и Pu^{241} изменяется от 2.6% (широкая решетка) до 10% (тесная решетка). Параметры решеток приведены в таблице 4.5.1.

Таблица 4.5.1.

Материальные и геометрические характеристики решеток.

Параметр	Х а р а к т е р и с т и к и р е ш е т о к (состав топлива, $V_{зам}/V_{топл}$)											
	" Ш и р о к а я "				Пр о м е ж у т о ч н а я				" Т е с н а я "			
	UO_2	UO_2+PuO_2	U	U+Pu	UO_2	UO_2+PuO_2	U	U+Pu	UO_2	UO_2+PuO_2	U	U+Pu
$R_{топл.}$	0.387				0.387				0.387			
$R_{обол.}$	0.455				0.455				0.455			
$R_{зам.}$	0.693				0.597				0.531			
$V_{зам.}/V_T$	1.82				1.00				0.50			
Обог.	3.9	5.0	2.0	2.6	5.9	7.5	3.0	3.8	7.9	10.0	4.0	5.1
Замедл.	H, $6.68 \cdot 10^{-2}$; O, $3.34 \cdot 10^{-2}$											
Оболочка	Zr, 0.0425											
Топливо												
$U^5 \cdot 10^2$	8.5	-	8.5	-	12.8	-	12.8	-	16.5	-	16.5	-
$U^8 \cdot 10^2$	2.05	1.99	4.09	4.03	2.00	1.92	4.05	3.97	1.97	1.85	4.01	3.89
$Pu^{39} \cdot 10^4$	-	8.5	-	8.5	-	12.8	-	12.8	-	-	-	-
$Pu^{40} \cdot 10^4$	-	2.8	-	2.8	-	4.2	-	4.2	-	5.6	-	5.6
$Pu^{41} \cdot 10^4$	-	2.1	-	2.1	-	3.2	-	3.2	-	5.6	-	5.6
$Pu^{42} \cdot 10^5$	-	7.0	-	7.0	-	11.0	-	11.0	-	14.0	-	14.0
$O \cdot 10^2$	4.26	4.26	-	-	4.26	4.26	-	-	4.26	4.26	-	-

Примечание : все концентрации даны в единицах 10^{-24} см^{-3} , а размеры - в см. Температура топлива, покрытия и замедлителя равна 300 К.

Результаты расчетов коэффициента размножения K_∞ и коэффициента конверсии CR приведены в таблице 4.5.2. Коэффициент конверсии определен как отношение скорости захвата на U^{238} и Pu^{240} к скорости поглощения U^{235} , Pu^{239} и Pu^{241} . Расчеты выполнены по

программам MCU-1.0 (результаты взяты из работы [47]) для урановых ячеек и MCU-2.0 для ячеек с плутонием, а также по программам РАФОРИН, САПФИР, NESSEL-4 и УНИРАСОС-2.¹⁾

Все описываемые в настоящем разделе расчеты по программе MCU выполнены с использованием детального описания энергетической структуры сечений тяжелых изотопов в области разрешенных резонансов.

Из таблицы 4.5.2 видно, что в случае урановых решеток все программы дают относительно близкие значения K_{∞} . Расхождение с результатами расчетов по программе MCU не превышает 0.9%.

Максимальное расхождение в CR достигает 4.7% при расчете тесной решетки с металлическим топливом по программе РАФОРИН. Ее результаты также обнаруживают некоторую тенденцию к занижению K_{∞} при уменьшении водо-топливного отношения, которое сопровождается значительным увеличением обогащения.

Появление значительного количества Pu в топливе и утеснение решетки приводит к увеличению разброса в значениях K_{eff} и CR. Следует подчеркнуть, что расчеты по программам NESSEL-4 и MCU выполнены на основе различных ядерных данных для изотопов урана и плутония в резонансной и тепловой областях энергий. Расчеты же по программам MCU, САПФИР, УНИРАСОС-2 и РАФОРИН выполнены практически на идентичной константной базе.

Приведенные в скобках результаты расчетов по программе NESSEL-4 получены при использовании тех же, что и в MCU, значений резонансных интегралов бесконечного разбавления Pu^{240} . Максимальные отличия значений K_{∞} и CR, полученных по УНИРАСОС-2, РАФОРИН и САПФИР, от результатов расчетов по MCU для решеток со смешанным топливом, составляют 1.1 и 5.5, 0.7 и 2.2, 1.3 и 3.1%, соответственно.

-
- 1) Как это уже отмечалось в предыдущем разделе, алгоритмы программ УНИРАСОС-2 и ТВС с точки зрения расчета элементарной ячейки практически идентичны. Поэтому результаты расчетов по программе ТВС в настоящем разделе не обсуждаются.

Таблица 4.5.2

Результаты расчетов интегральных характеристик решеток

Решетка	Пара метр	MCU		Отклонение от MCU (%)			
		Значе-ние	Стат. ошиб. %	УНИРАСОС-2	РАФОРИН	NESSEL-4	САПФИР
"Широкая" UO_2	K	1.458	0.1	-0.3	-0.3	-0.3	-0.1
	CR	0.317	1.2	-0.1	-0.6	-0.6	-0.6
"Широкая" U	K	1.278	0.2	-0.2	0.0	-0.2	-0.3
	CR	0.560	0.7	-0.9	-1.2	-0.9	0.0
"Промеж. " UO_2	K	1.421	0.3	-0.2	-0.1	-0.6	0.1
	CR	0.370	0.8	-1.4	-1.6	-0.3	-0.8
"Промеж. " U	K	1.241	0.2	-0.6	-0.1	-0.2	-0.6
	CR	0.643	0.6	-0.8	-2.1	-0.8	0.5
"Тесная" UO_2	K	1.301	0.3	-0.9	-0.9	-0.5	-0.2
	CR	0.473	1.1	-0.6	-1.7	0.3	0.0
"Тесная" U	K	1.113	0.4	+0.2	-0.7	0.4	-0.5
	CR	0.844	1.1	-3.1	-4.7	-2.6	-1.1
"Широкая" $UO_2 + PuO_2$	K	1.346	0.1	0.2	-0.5	-2.7(+0.3)	-1.0
	CR	0.448	0.3	-5.5	-1.1	6.0(-3.2)	-0.4
"Широкая" U+Pu	K	1.249	0.1	-0.2	-0.3	-2.5(-0.2)	-1.5
	CR	0.614	1.0	-4.1	-2.1	6.2(-1.5)	0.2
"Промеж. " $UO_2 + PuO_2$	K	1.260	0.1	-0.2	-0.7	-2.3(-0.7)	-0.8
	CR	0.580	1.0	-2.9	-0.1	3.8(-0.1)	-3.1
"Промеж. " U+Pu	K	1.159	0.1	-0.6	-0.5	-3.2(-1.2)	-1.3
	CR	0.805	1.0	-1.9	-0.9	6.5(+1.8)	-1.1
"Тесная" $UO_2 + PuO_2$	K	1.259	0.1	-1.1	-0.3	-2.3	-0.8
	CR	0.644	1.0	+0.8	-0.2	3.9	+0.9
"Тесная" U+Pu	K	1.131	0.2	-1.0	0.6	-2.6	-0.9
	CR	0.954	0.8	+1.2	-2.2	6.4	+1.0

Данные таблицы 4.5.3 дополняет таблицу 4.5.2. В ней сопоставляются одnogрупповые скорости захвата и деления на отдельных нуклидах.

Таблица 4.5.3

Результаты расчета скоростей реакции.

Т и п	Изо- топ	Программа /результаты расчета									
		РАФОРИН		УНИРАСОС-2		САФФИР		NESSEL-4		MCU	
		R_c	R_f	R_c	R_f	R_c	R_f	R_c	R_f	R_c	R_f
1	²³⁵ U	0.117	0.569	0.119	0.570	0.118	0.572	0.120	0.569	0.117	0.568
	²³⁸ U	0.217	0.022	0.217	0.023	0.226	0.023	0.217	0.024	0.218	0.023
	¹⁶ O	0.003	-	0.003	-	0.001	-	0.000	-	-	-
2	²³⁸ U	0.164	0.022	0.164	0.022	0.163	0.023	0.163	0.022	0.164	0.022
	²³⁹ Pu	0.168	0.334	0.177	0.338	0.170	0.335	0.163	0.320	0.165	0.339
	²⁴⁰ Pu	0.123	0.002	0.114	0.002	0.125	0.002	0.132	0.002	0.125	0.002
	²⁴¹ Pu	0.037	0.104	0.037	0.105	0.036	0.103	0.034	0.104	0.037	0.103
	²⁴² Pu	0.012	0.000	0.012	0.0003	0.012	-	0.020	0.000	0.012	0.000
	¹⁶ O	0.003	-	0.003	-	0.001	-	-	-	-	-
3	²³⁵ U	0.136	0.545	0.138	0.546	0.136	0.546	0.135	0.533	0.135	0.544
	²³⁸ U	0.248	0.031	0.249	0.031	0.252	0.032	0.244	0.032	0.252	0.032
	¹⁶ O	0.003	-	0.003	-	-	-	-	-	-	-

Примечание:

Тип решетки: 1- Широкая UO_2 4- Промежуточная $UO_2 + PuO_2$ 2- Широкая $UO_2 + PuO_2$ 5- Тесная UO_2 3- Промежуточная UO_2 6- Тесная $UO_2 + PuO_2$ R_c - скорость захвата; R_f - скорость деления.

Т и п	Изо- топ	Программа/результаты расчета									
		РАФОРИН		УНИРАСОС-2		САПФИР		NESSEL-4		MCU	
		R _c	R _f	R _c	R _f	R _c	R _f	R _c	R _f	R _c	R _f
4	²³⁸ U	0.201	0.031	0.202	0.030	0.202	0.032	0.195	0.031	0.202	0.030
	²³⁹ Pu	0.153	0.291	0.162	0.294	0.155	0.294	0.146	0.273	0.153	0.298
	²⁴⁰ Pu	0.137	0.004	0.135	0.004	0.140	0.004	0.143	0.004	0.138	0.004
	²⁴¹ Pu	0.035	0.105	0.036	0.106	0.034	0.103	0.031	0.104	0.035	0.101
	²⁴² Pu	0.019	0.001	0.019	0.001	0.018	0.001	0.034	0.000	0.018	0.000
	¹⁶ O	0.003	0.000	0.003	-	-	-	-	-	-	-
	0	0.003	0.000	0.003	-	-	-	-	-	-	-
5	²³⁵ U	0.152	0.481	0.152	0.481	0.151	0.484	0.147	0.462	0.150	0.483
	²³⁸ U	0.294	0.042	0.298	0.042	0.300	0.043	0.284	0.042	0.299	0.043
	¹⁶ O	0.003	-	0.003	-	0.002	-	-	-	-	-
	0	0.003	-	0.003	-	0.002	-	-	-	-	-
6	²³⁸ U	0.234	0.041	0.234	0.039	0.242	0.040	0.230	0.040	0.242	0.040
	²³⁹ Pu	0.136	0.268	0.139	0.268	0.139	0.271	0.128	0.245	0.138	0.273
	²⁴⁰ Pu	0.116	0.008	0.126	0.008	0.119	0.008	0.119	0.007	0.116	0.008
	²⁴¹ Pu	0.035	0.114	0.035	0.113	0.024	0.111	0.030	0.112	0.034	0.110
	²⁴² Pu	0.022	0.001	0.021	0.001	0.020	0.001	0.040	0.001	0.020	0.001
	¹⁶ O	0.003	-	0.003	-	-	-	-	-	-	-
	0	0.003	-	0.003	-	-	-	-	-	-	-

Все скорости реакций нормированы на полное поглощение в ячейке. Числа реакций, отмеченные как 0.00, следует считать меньшими, чем $5 \cdot 10^{-4}$, а прочерки - отсутствием регистрации указанной реакции¹⁾.

Из таблицы 4.5.3, в частности, видно, что для урановых решеток различия в значениях K_{∞} и CR, полученных по программам MCU, УНИРАСОС-2 и РАФОРИН, объясняются относительно небольшими различиями в скоростях реакций на ядрах ^{235}U и ^{238}U . Эти различия, как правило, не превышают статистической погрешности их расчета по MCU. Скорости реакций для NESSEL-4 отличаются от полученных по MCU заметно больше.

1) Статистическая погрешность расчета по программе MCU составляет около 1%.

Наблюдается систематическое увеличение расхождения в величинах R_f^{235} и R_c^{238} при уменьшении водо-топливного отношения в ячейке.

Эти расхождения частично объясняются различиями ядерных данных в библиотеках программ в тепловой и резонансной областях энергий. Аналогичное систематическое расхождение в R_c^{238} наблюдается при расчете по программе САПФИР, которое, однако, не согласуется с расхождениями в величине CR.

В решетках со смешанным топливом погрешность расчета K_∞ и CR по УНИРАСОС-2 объясняется, как это следует из таблицы 4.5.2, погрешностями расчета R_c^{239} и R_c^{240} . В тесной решетке, кроме того, наблюдается некоторое увеличение погрешности для R_c^{238} . Погрешность вычислений R_c^{240} по УНИРАСОС-2 в определенной степени связана с групповой структурой библиотеки БНАБ, в которой граница 23 и 24 групп делит нижний резонанс Pu^{240} на две части. Используемое в УНИРАСОС-2 приближение эффективного резонанса, расположенного в середине группы, приводит к погрешности при расчете скоростей поглощения в этих группах.

Отмеченный недостаток довольно простым способом устранен в программе РАФОРИН. Следствием этого, как видно из таблиц, является значительное уточнение расчета CR и K_∞ . Из таблицы 4.5.2 также видно, что переход от дифференциальной (УНИРАСОС-2) модели термализации к групповой (РАФОРИН) приводит к уточнению расчета скоростей реакций на Pu^{239} .

Уже отмечалось, что различие результатов по программам NESSEL-4 и MCU для решеток со смешанным топливом во многом связано с различиями в исходных ядерных данных. Существенный вклад в погрешность вносит также неучитываемый в NESSEL-4 эффект резонансной блокировки сечений Pu^{242} , который играет особо важную роль в тесных и промежуточных решетках.

Ячейки ZR-6. В таблице 4.5.4 приведены результаты расчетов двух решеток ZR-6 обогащением 1.6 и 3.6% и шагом 1.27 см.¹⁾ Расчеты выполнены для комнатной температуры при нулевой концентрации бора в теплоносителе. Материальные и геометрические характеристики решетки приведены в работе [48].

Из таблицы видно, что отклонение значений K_∞ , полученных по УНИРАСОС-2 и NESSEL-4, от вычисленных по MCU, в обоих случаях не

1)

превышает статистической погрешности расчета. Несколько большие отклонения (до 0.04% для решетки 12.7/1.6/0.0) дают САПФИР и РАФОРИН.

Таблица 4.5.4
Результаты расчетов характеристик решеток ZR-6.

Программа	Решетка	K_{∞}	$\Sigma_a^{fast} \cdot 10^3$	$\Sigma_f^{fast} \cdot 10^3$	$\Sigma_R^{fast} \cdot 10^2$	$\nu \Sigma_f^{th} \cdot 10$	$\Sigma_a^{th} \cdot 10^2$
М С U	12.7/ 1.6/0.0	1.200 (0.002)	8.833	4.943	-	1.069	7.420
УНИРАСОС-2		1.201	8.808	4.937	2.333	1.074	7.442
САПФИР		1.197	-	-	-	-	-
РАФОРИН		1.198	8.808	-	2.333	1.066	7.426
NESSEL-4		1.200	-	-	-	-	-
М С U	12.7/ 3.6/0.0	1.417 (0.003)	1.041	7.877	2.209	2.043	1.185
УНИРАСОС-2		1.418	1.051	7.982	2.211	2.071	1.197
САПФИР		1.413	-	-	-	-	-
РАФОРИН		1.419	1.041	7.924	2.217	2.041	1.186
NESSEL-4		1.415	-	-	-	-	-

Примечание : граница между быстрой и тепловой группами- 0.625 эВ.

Сравнение одnogрупповых макросечений ячейки, рассчитанных по программам УНИРАСОС-2, РАФОРИН и МСУ, показывает, что они находятся в хорошем согласии. Используемая в программе РАФОРИН групповая модель термализации обеспечивает несколько лучшее согласие тепловых сечений, по сравнению с дифференциальной моделью УНИРАСОС-2.¹⁾

Температурный эффект. Таблица 4.5.5 демонстрирует результаты расчетов коэффициента размножения топливной решетки реактора ВВЭР-1000 обогащением 3.6% при различных температурах топлива и замедлителя. Характеристики этой решетки близки к характеристикам рассмотренной выше решетки ZR-6 обогащением 3.6%.

¹⁾ Групповая структура программ NESSEL-4 и САПФИР не позволяет произвести свертку сечений в две группы с $E_{gr} = 0.625$ эВ. Поэтому сечения, рассчитанные по этим программам в таблице отсутствуют.

Таблица 4.5.5

Температурная зависимость коэффициента размножения
для решетки ZR-6 1.27/3.6/0.0.

T_f (K)	T_c (K)	T_m (K)	Наименование программы / K_∞			
			MCU	САПФИР	УНИРАСОС-2	РАФОРИН
300	300	300	1.409+ 0.001	1.403	1.410	1.404
550	550	550	1.396+ 0.001	1.391	1.395	1.391
1000	550	550	1.384+ 0.001	1.378	1.381	1.378

Расчеты выполнены для трех температур топлива - 300, 550 и 1000K при постоянной плотности замедлителя. Относительно низкая (менее 0.1%) статистическая погрешность определения K_∞ по MCU позволяет в этом случае сделать представительную оценку точности расчета температурных эффектов реактивности.

Из таблицы видно, что наилучшее согласие с расчетами по MCU в значениях K_∞ дает УНИРАСОС-2. Результаты, полученные по этой программе при температурах 300 и 550 K, практически совпадают с полученными по MCU. При температуре топлива равной 1000 K она несколько занижает значения K_∞ (на ~0.2%).

Сравнение абсолютных величин температурного эффекта ($\delta k_{300-1000}$) показывает, что результаты программ РАФОРИН, САПФИР и MCU совпадают в пределах статистической погрешности расчета MCU. УНИРАСОС-2 несколько занижает величину температурного эффекта. САПФИР и РАФОРИН систематически занижают K_∞ (на ~0.4%) по отношению к MCU. С практической точки зрения точность расчета эффекта Допплера по всем трем программам представляется удовлетворительной.

Международные тестовые задачи NB [49].

Описание задач. В таблице 4.5.6 приведены результаты расчетов решеток NB, предложенных в качестве расчетного benchmark в работе [49]. Параметры решетки NB-1 совпадают с параметрами решетки BAPL-1. Решетка NB-2 имеет смешанное топливо и водо-топливное отношение, типичное для современных PWR. Решетка NB-4 по своим характеристикам близка к решетке PWR с топливом из UO_2 , а NB-5 отличается аномально низким водо-топливным отношением (0.43).

Результаты расчетов по программам MCU, САПФИР, РАФОРИН, УНИРАСОС-2 и NESSEL-4 сравниваются в таблице 4.5.6 с приведенными в работе [49] результатами расчетов методом Монте-Карло и по программам EPRI-CELL (на основе данных ENDF-B/V), а также по CASMO-3 [50].

Анализ результатов. Данные, представленные в таблице 4.5.6 показывают, что значения K_{∞} , рассчитанные по MCU, хорошо согласуются с вычисленными методом Монте-Карло на основе данных ENDF-B/V. Максимальное различие равно 0.3% и достигается в решетке NB-5. Значения ρ^{28} , δ^{25} и CR (за исключением решетки NB-2) также находятся в хорошем согласии. Наблюдается, однако, систематическое занижение δ^{28} (до 7%).

Расхождения значений K_{∞} , полученных по УНИРАСОС-2 и САПФИР и приведенных в работе [49], максимальны в решетке NB-5. Последняя имеет очень низкое водо-топливное отношение, высокий резонансный захват на U^{238} и характерна значительным вкладом надтеплого деления на U^{235} в баланс реактивности. Из таблицы 4.5.6 видно, что перечисленные программы обеспечивают в этом случае хорошее согласие с MCU и данными [49] в ρ^{28} и CR. Различие в величинах ρ^{28} и CR, полученных по этим программам и MCU, не превышает 1%. В то же время, УНИРАСОС-2 и САПФИР занижают на ~2% резонансное деление на U^{235} . Последнее в сочетании с заметной недооценкой δ^{28} , по-видимому, является основной причиной расхождений K_{∞} . Для решеток NB-1, NB-2, NB-4 различия в K_{∞} заметно меньше, чем для NB-5.

Таблица 4.5.6

Результаты расчетов интегральных характеристик решеток NB.

Решетка	Параметр	МЕТОД РАСЧЕТА							
		M-K ENDF-5	EPRI CELL	C A S S M O	УНИ РАС. 2	MCU	САП- ФОР	РАФО РИН	NESSEL 4
NB-1 $V_3/V_T=1.43$	K_∞	1.147	-0.2	-0.2	-0.3	0.0	-0.4	-0.3	-0.5
	ρ^{28}	1.363	-0.2	-1.5	2.1	0.3	1.0	-0.3	2.1
	δ^{25}	0.0803	1.4	2.2	1.6	0.6	0.0	1.1	1.1
	δ^{28}	0.0722	-2.4	1.9	-5.1	-2.6	-1.9	-1.9	0.0
	CR	0.798	-0.3	-1.6	0.0	-0.4	0.5	0.1	0.8
NB-2 $V_3/V_T=2.53$	K_∞	1.175	-0.4	-	0.6	-0.2	0.8	0.1	-0.5
	ρ^{28}	2.612	0.0	-	0.0	1.3	-1.4	1.3	1.9
	δ^{25}	0.151	0.7	-	0.0	-0.7	-0.3	4.6	0.0
	δ^{28}	0.297	0.0	-	-7.4	-7.0	-3.7	1.7	-3.4
	CR	2.148	0.0	-	-1.4	-1.3	-0.8	0.2	0.0
NB-4 $V_3/V_T=1.26$	K_∞	1.342	-0.1	-0.2	0.6	0.1	0.2	0.5	-0.7
	ρ^{28}	2.654	-0.8	0.8	-2.1	-0.4	1.0	-4.4	3.9
	δ^{25}	0.159	-1.3	-0.1	-5.0	-1.7	-2.5	-5.6	-0.6
	δ^{28}	0.062	-0.8	3.0	-4.8	-0.8	-1.6	-1.6	2.3
	CR	0.549	-0.2	-1.3	-2.2	-0.1	0.2	-2.5	1.8
NB-5 $V_3/V_T=0.43$	K_∞	1.146	-0.3	-	-0.9	-0.3	-1.0	0.1	0.0
	ρ^{28}	8.503	0.4	-	0.6	-0.1	0.5	-3.1	1.9
	δ^{25}	0.548	0.4	-	-2.6	-0.3	-2.0	-3.0	-4.7
	δ^{28}	0.133	-0.8	-	-8.0	-5.4	-2.2	-5.5	-1.5
	CR	1.006	0.0	-	-0.3	-0.2	0.8	-2.0	-3.1

Примечание:

Все отклонения даны в процентах относительно результатов расчетов методом Монте-Карло на основе данных библиотеки ENDF-B/V [49].

V_3/V_T - отношение объемов воды и топлива в ячейке.

Результаты расчетов K_∞ по программам РАФОРИН и NESSEL-4 в целом удовлетворительно согласуются с данными статьи [49]. Как следует из таблицы 4.5.6, основной причиной систематического занижения NESSEL-4

значений K_{∞} является переоценка (от ~2 до ~4%) резонансного захвата на U^{238} . Программа РАФОРИН, в отличие от NESSEL-4, занижает значение резонансного захвата на U^{238} , компенсируя в решетке NB-5 недооценку скорости деления этим изотопом. Некоторое занижение этой программой захвата U^{238} при уменьшении водо-топливного отношения отмечалось также и при анализе данных таблицы 4.5.3.

Влияние спектра деления. Необходимо обратить внимание на то, что расчеты решеток NB, а также все другие результаты, которые будут в дальнейшем обсуждаться в этой главе, получены при использовании в программе РАФОРИН спектра деления, рассчитанного на основе данных библиотеки ENDF-B/V. При этом учитывается зависимость спектра деления от состава делящихся изотопов. Все обсуждавшиеся ранее результаты расчетов по РАФОРИН и УНИРАСОС-2 получены с использованием спектра деления из библиотеки БНАБ-78, характерного для деления U^{235} тепловыми нейтронами. Этот же спектр деления использовался во всех версиях MCU, кроме последней.

Сравнение результатов расчетных и измеренных значений δ^{28} (отношения числа делений на U^{238} и U^{235}) показывает, что использование данных БНАБ приводит к систематической значительной (до ~ 8%) недооценке этого параметра. Использование спектра ENDF-B/V уменьшает различие между расчетом и экспериментом на 2-3%. Последнее явилось основной причиной перехода нашего использования. Расчеты показали, что вариация спектра деления слабо влияет на K_{∞} решеток с урановым топливом. В решетках со смешанным топливом изменение K_{∞} может достигать ~0.2-0.3%.

Выводы. Подводя краткий итог обсуждению результатов сопоставления расчетов по программам УНИРАСОС-2, РАФОРИН, САФФИР и NESSEL-4 с прецизионными расчетами, можно сформулировать следующие основные выводы:

- для решеток реактора ВВЭР-1000 различного обогащения перечисленные программы обеспечивают хорошее согласие с результатами расчетов методом Монте-Карло;
- уменьшение водо-топливного отношения приводит к некоторому увеличению погрешностей в определении значений K_{∞} и CR для решеток с урановым топливом;
- погрешности вычислений характеристик решеток со смешанным топливом больше аналогичных погрешностей в случае решеток с урановым топливом. Для их устранения требуется, главным образом, уточнение методик расчета резонансного поглощения и деления изотопами плутония;

- расхождение результатов программы MCU и NESSEL-4 для решеток со смешанным топливом во многом обусловлено различиями в ядерных данных для изотопов Pu.

4.5.2 Результаты решения тестовых модельных задач по выгоранию топливных решеток.

Постановка задачи. Существенным этапом верификации инженерных программ является решение тестовых задач по выгоранию топлива. Анализ результатов таких задач крайне сложен. Это связано с влиянием на них степени детальности расчета изменения изотопного состава тяжелых изотопов и продуктов деления при выгорании, неопределенности ядерных данных для продуктов деления, тонких деталей алгоритмов расчетных программ,¹⁾ практическим отсутствием реперных решений и т. д.

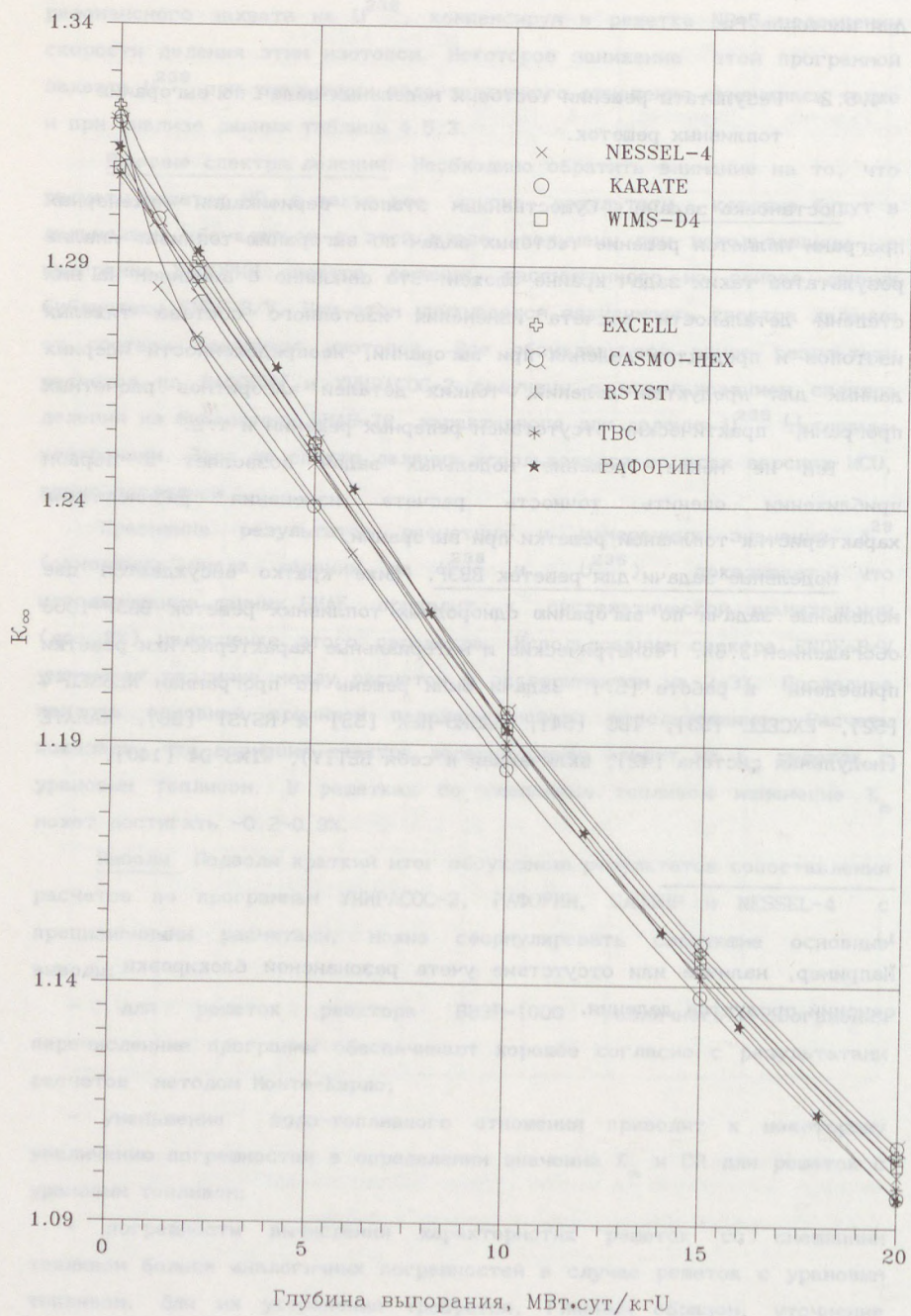
Тем не менее, решение модельных задач позволяет в первом приближении оценить точность расчета изменения размножающих характеристик топливной решетки при выгорании.

Модельные задачи для решеток ВВЭР. Ниже кратко обсуждаются две модельные задачи по выгоранию однородных топливных решеток ВВЭР-1000 обогащением 3.6%. Геометрические и материальные характеристики решетки приведены в работе [57]. Задачи были решены по программам NESSEL-4 [52], EXCELL [53], TBC [54], CASMO-HEX [55] и RSYST [56], KARATE (модульная система [42], включающая в себя BETTY), WIMS-D4 [140].

1) Вспомогательная программа для расчета спектров нейтронов.

Например, наличие или отсутствие учета резонансной блокировки сечений продуктов деления.

Рис. 4.1 Зависимость K_{∞} от глубины выгорания для однородной решетки



Результаты расчетов представлены на рисунках 4.1-4.3.

На рисунке 4.1 изображены результаты расчетов зависимостей $K_{\infty}(W)$. Из данных, изображенных на рисунке видно, что при нулевой и конечной глубинах выгорания разброс K_{∞} составляет около 1 %. Для NESSEL-4, BETTY-2, TBC и РАФОРИН характерно занижение K_{∞} в конечной точке по выгоранию по отношению к данным RSYST и CASMO-3 на ~1%. Это расхождение представляется приемлемым с практической точки зрения (с учетом различия в ядерных данных, использовавшихся при подготовке библиотек микросечений). Из работ [58,59] следует, что аналогичный разброс наблюдается при расчете однородных решеток PWR по современным программам, разработанным в различных лабораториях США.

На рисунках 4.2-4.3 изображены концентрации U^{235} и Pu^{239} как функции от глубины выгорания. Рисунки показывают, что при конечной глубине выгорания разброс концентраций U^{235} и Pu^{239} составляет около 3 и 4% соответственно. Наибольшее значение концентрации Pu^{239} дают программы NESSEL-4 и РАФОРИН. Если результаты, полученные по NESSEL-4, исключить из рассмотрения, разброс уменьшается до ~5%.

Разброс концентраций высших изотопов плутония заметно больше, и достигает, например, в случае Pu^{242} ~15% при конечной глубине выгорания. Рисунок 4.2 показывает, что характер кривой $K_{\infty}(W)$, рассчитанной по программе РАФОРИН, во многом обусловлен более высокой по отношению к другим программам скоростью выгорания U^{235} .

Более подробное сопоставление результатов расчетов тестовой задачи, включающее сравнение эффектов отравления Xe и Sm и температурного эффекта, содержится в работе [60].

Решетки с гадолиниевым поглотителем. Расчет решеток с гадолиниевым выгорающим поглотителем требует существенного развития и последующей верификации спектральных программ.

Основной особенностью гадолиниевых поглотителей является существенно неравномерное выгорание гадолиния по сечению стержня. Это делает особенно важной выверку программ как по данным экспериментов на критических сборках, где, как правило, используются стержни с равномерно распределенным гадолинием, так и по результатам сопоставления решений тестовых модельных задач по выгоранию решеток с гадолинием. Некоторые результаты решения,

Рис. 4.2 Концентрация U^{235} в функции от выгорания для однородной решетки

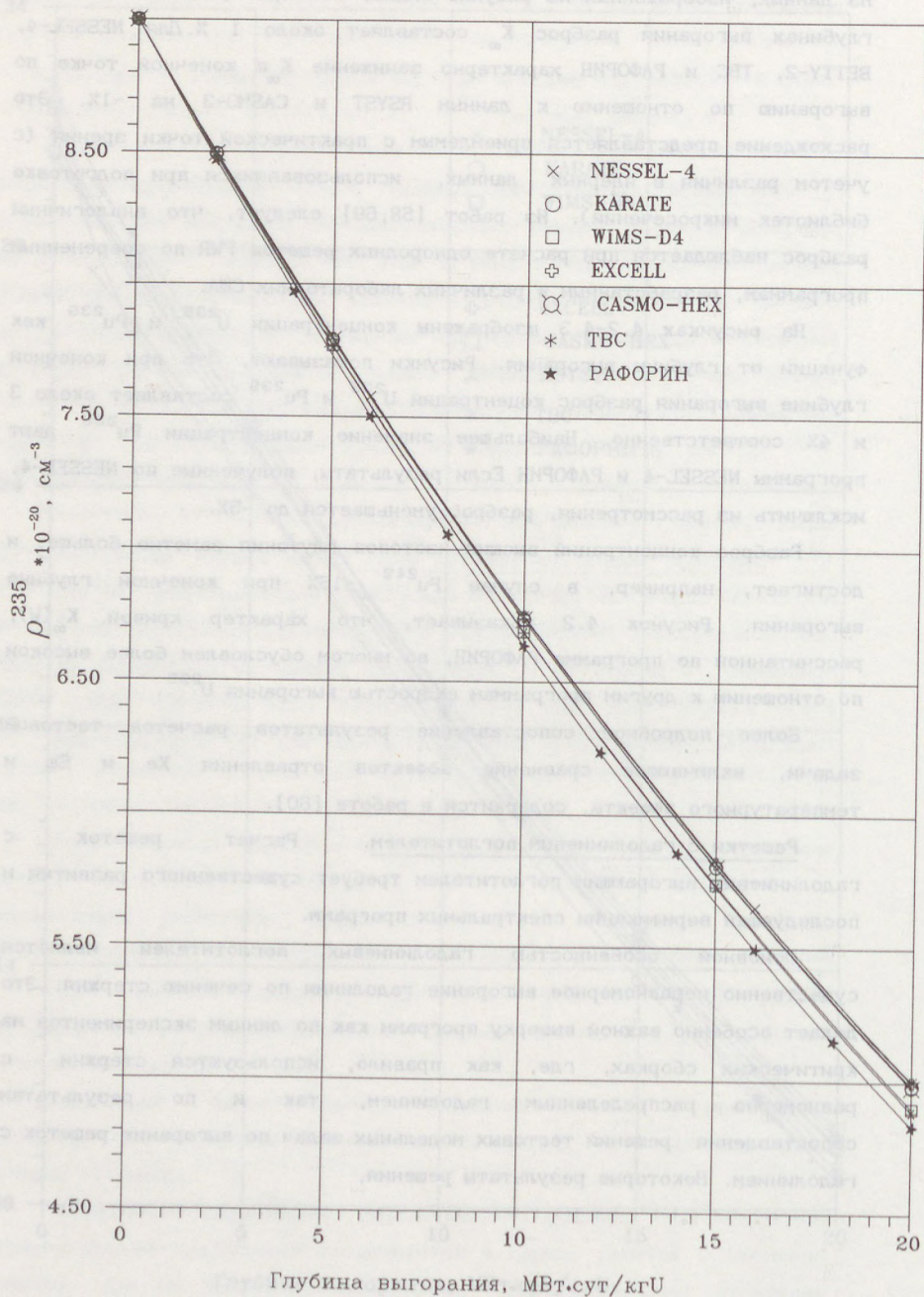


Рис. 4.3 Концентрация Pu^{239} в функции от выгорания для однородной решетки .

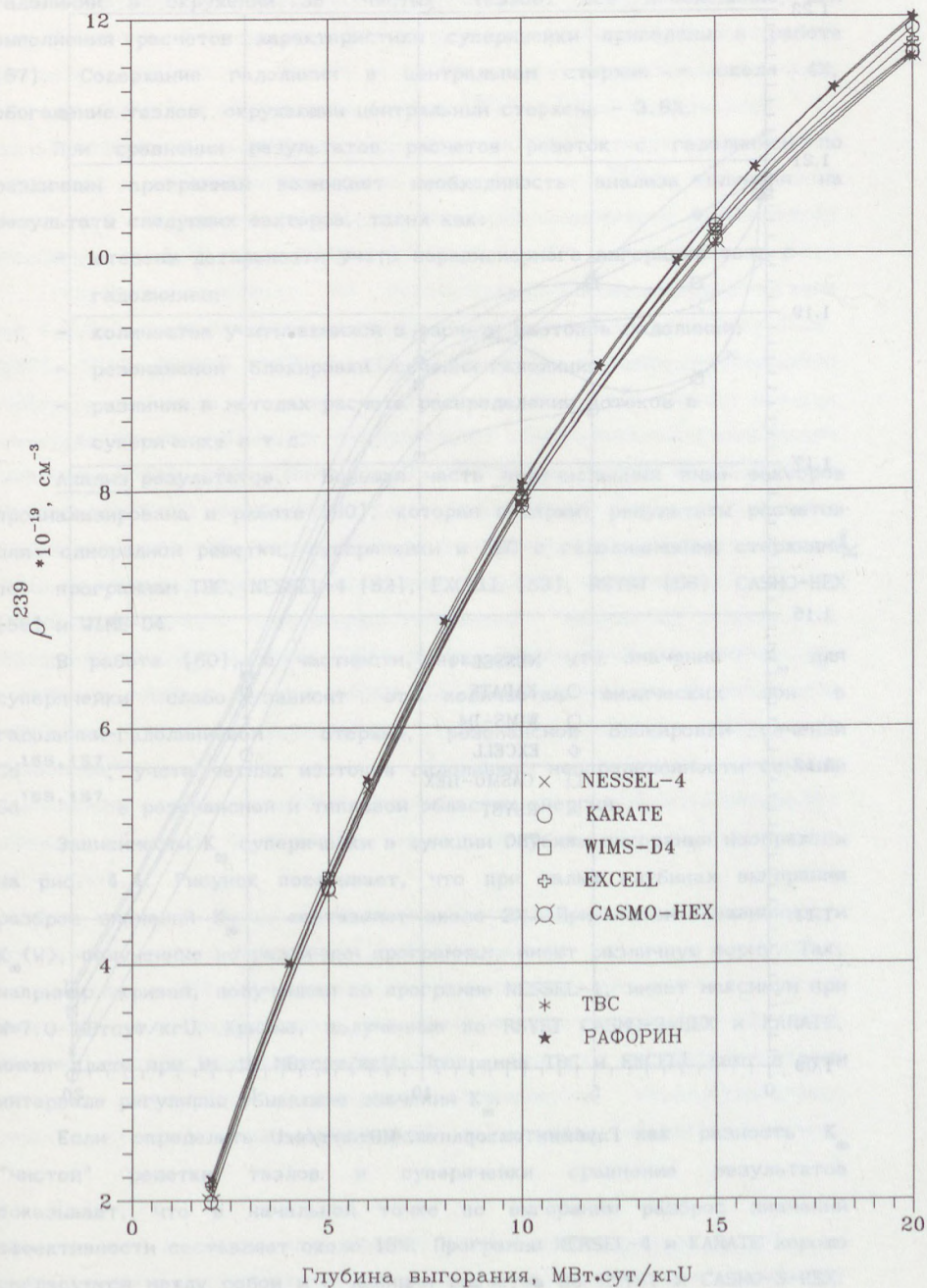
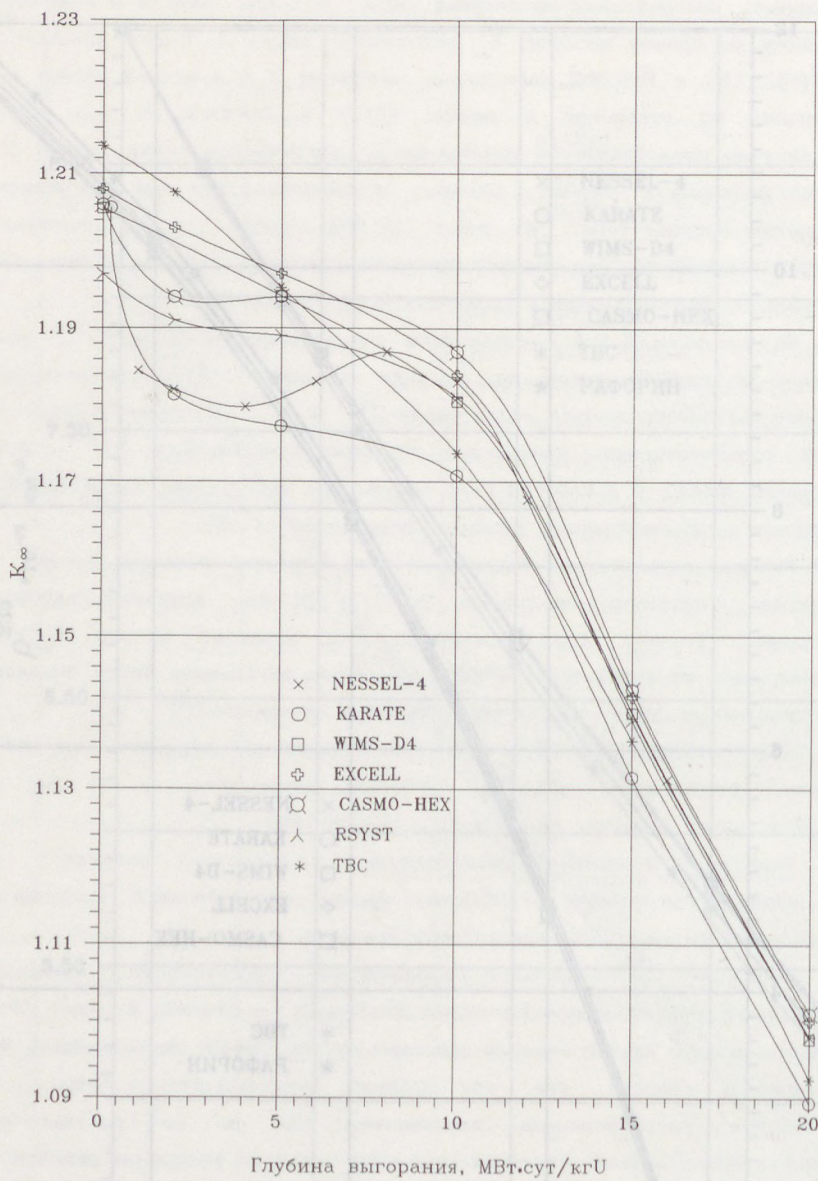


Рис. 4.4 Зависимость K_{∞} от глубины выгорания для случая суперячейки



тестовых задач по выгоранию решеток ВВЭР с гадолинием. Расчеты выполнены для суперячейки, образованной центральным твэл, содержащим гадолиний в окружении 36 "чистых" твэлов. Все необходимые для выполнения расчетов характеристики суперячейки приведены в работе [57]. Содержание гадолиния в центральном стержне - около 4%, обогащение твэлов, окружающий центральный стержень - 3.6%.

При сравнении результатов расчетов решеток с гадолинием по различным программам возникает необходимость анализа влияния на результаты следующих факторов, таких как:

- степени детальности учета неравномерного выгорания твэл с гадолинием;
- количества учитываемых в расчете изотопов гадолиния;
- резонансной блокировки сечений гадолиния;
- различий в методах расчета распределения потоков в суперячейке и т.д.

Анализ результатов. Большая часть перечисленных выше факторов проанализирована в работе [60], которая содержит результаты расчетов для однородной решетки, суперячейки и TBC с гадолиниевыми стержнями по программам TBC, NESSEL-4 [52], EXCELL [53], RSYST [56], CASMO-HEX [55] и WIMS-D4.

В работе [60], в частности, показано, что значения K_{∞} для суперячейки слабо зависят от количества физических зон в гадолиний-гадолиниевом стержне, резонансной блокировки сечений $Gd^{155,157}$, учета четных изотопов гадолиния, неопределенности сечений $Gd^{155,157}$ в резонансной и тепловой областях энергий.

Зависимости K_{∞} суперячейки в функции глубины выгорания изображены на рис. 4.4. Рисунок показывает, что при малых глубинах выгорания разброс значений K_{∞} составляет около 2%. При этом зависимости $K_{\infty}(W)$, полученные по различным программам, имеют различную форму. Так, например, кривая, полученная по программе NESSEL-4, имеет максимум при $W=7.0$ МВтсут/кгU. Кривые, полученные по RSYST CASMO-3-HEX и KARATE, имеют плато при $W < 10$ МВтсут/кгU. Программа TBC и EXCELL дают в этом интервале регулярно убывающие значения K_{∞} .

Если определить эффективность поглотителя, как разность K_{∞} "чистой" решетки твэлов и суперячейки сравнение результатов показывает, что в начальной точке по выгоранию разброс значений эффективности составляет около 15%. Программы NESSEL-4 и KARATE хорошо согласуются между собой и с данными расчетов по RSYST и CASMO-3-HEX. TBC заметно занижает значение эффективности. Сопоставление с данными измерений на критсборках и расчетами по более точным моделям (см. главу 6) показывает, что причиной занижения эффективности является

использование стандартного четырех группового диффузионного приближения для расчета распределения потоков в суперячейке. С ростом выгорания и снижением абсолютного значения эффективности (при $W > 2.0$ МВт сут/кг U) результаты расчетов по ТБС приходят в полное согласие с перечисленными выше программами.

Концентрации Gd^{155} и Gd^{157} сопоставлены на рис. 4.6 и 4.7. Рисунок 4.6 показывает, что NESSEL-4 дает существенно большую скорость спада концентрации Gd^{157} по отношению к другим программам. Последнее, по-видимому, частично объясняет характер изменения $K_{\infty}(W)$ для суперячейки и может быть связано с особенностями расчета теплового спектра в программе NESSEL-4.

Сравнение распределений энерговыделения в суперячейке при нескольких глубинах выгорания (см. работу [60]) показывает, что при нулевой глубине выгорания расхождение в мощности стержня, содержащего гадолиний, составляет более 10%. Мощности твэлов ближайшего окружения различаются не более, чем на 2.8%. Расхождение в мощности периферийных твэлов не превышает 1%. С практической точки зрения такие расхождения мощности можно рассматривать как удовлетворительные. Это объясняется тем, что значительное снижение мощности твэла, содержащего гадолиний, допускает достаточно большую погрешность ее определения. Рассмотренный случай характеризуется сравнительно большим отношением количества твэлов, содержащих гадолиний, к полному количеству твэлов в конфигурации. Приведенные в работе [60] результаты расчета для случая топливной кассеты с существенно меньшим значением указанного отношения показывают, что разброс значений коэффициента размножения лишь немного превышает аналогичный разброс для случая однородной решетки.

Приведенные выше результаты расчетов, а также некоторые оценки, выполненные с помощью программы БИПР-7,¹⁾ позволяют сделать вывод, что точность расчета гадолиниевых решеток по программам ВМК с практической точки зрения может рассматриваться как удовлетворительная. Основные резервы повышения точности связаны с уточнением моделей расчета пространственного распределения потоков в топливной решетке, содержащей "черные" поглотители. Эти вопросы рассматриваются в главе 6.

Тесные решетки. В предыдущем разделе уже отмечалось, что расчеты выгорания тесных решеток со смешанным топливом являются крайне жестким тестом для спектральных программ. Он предъявляет высокие требования к

¹⁾ Трехмерная физическая модель ВВЭР.

точности расчета скоростей реакций в области энергий резонансных и быстрых нейтронов, надежности библиотек констант для продуктов деления и изотопов америция и кюрия.

Результаты решения тестовых задач по выгоранию тесных решеток по программам УНИРАСОС-2, РАФОРИН и САПФИР представлены на рис.4.7-4.9. Более подробно они обсуждаются в статье [61].

Предложенные в работе [62] тестовые задачи включают расчет выгорания и обезвоживания двух однородных топливных решеток со смешанным топливом и водо-топливным отношением равным 0.5 и 1.1. Обогащение по делящимся изотопам Pu равно 8 и 7%, соответственно.

Результаты расчетов по перечисленным выше программам на рис.4.7-4.9 сравниваются с проведенными по программам APOLLO-I, GELS, RSYST, SRAC, KARBUS, WIMS-E, HELIOS.HX, BOXER, CASMO, SPECTRA, VIM [63].

Зависимости $K_{\infty}(W)$ для обеих решеток изображены на рис.4.7, из которого видно, что расчеты по УНИРАСОС-2, РАФОРИН и САПФИР удовлетворительно согласуются с результатами работы [63]. Максимальное отклонение значений K_{∞} , полученных по этим программам, от приведенных в [63] средних значений, не превышает ~1%. Для решетки с $V_3/V_T=0.6$ САПФИР дает заметно меньший по сравнению со средним из работы [63] наклон кривой $K_{\infty}(W)$. УНИРАСОС-2 и РАФОРИН, несколько завышая K_{∞} , хорошо совпадают с данными работы [63] по форме кривой. В целом, для решетки с большим водо-топливным отношением результаты согласуются заметно лучше.

Результаты расчетов $CR(W)$ представлены на рис.4.8. Как и K_{∞} , значения CR лучше согласуются для решетки с большим водо-топливным отношением.

Рис. 4.5 Концентрация Gd^{155} в функции от выгорания для случая суперячейки

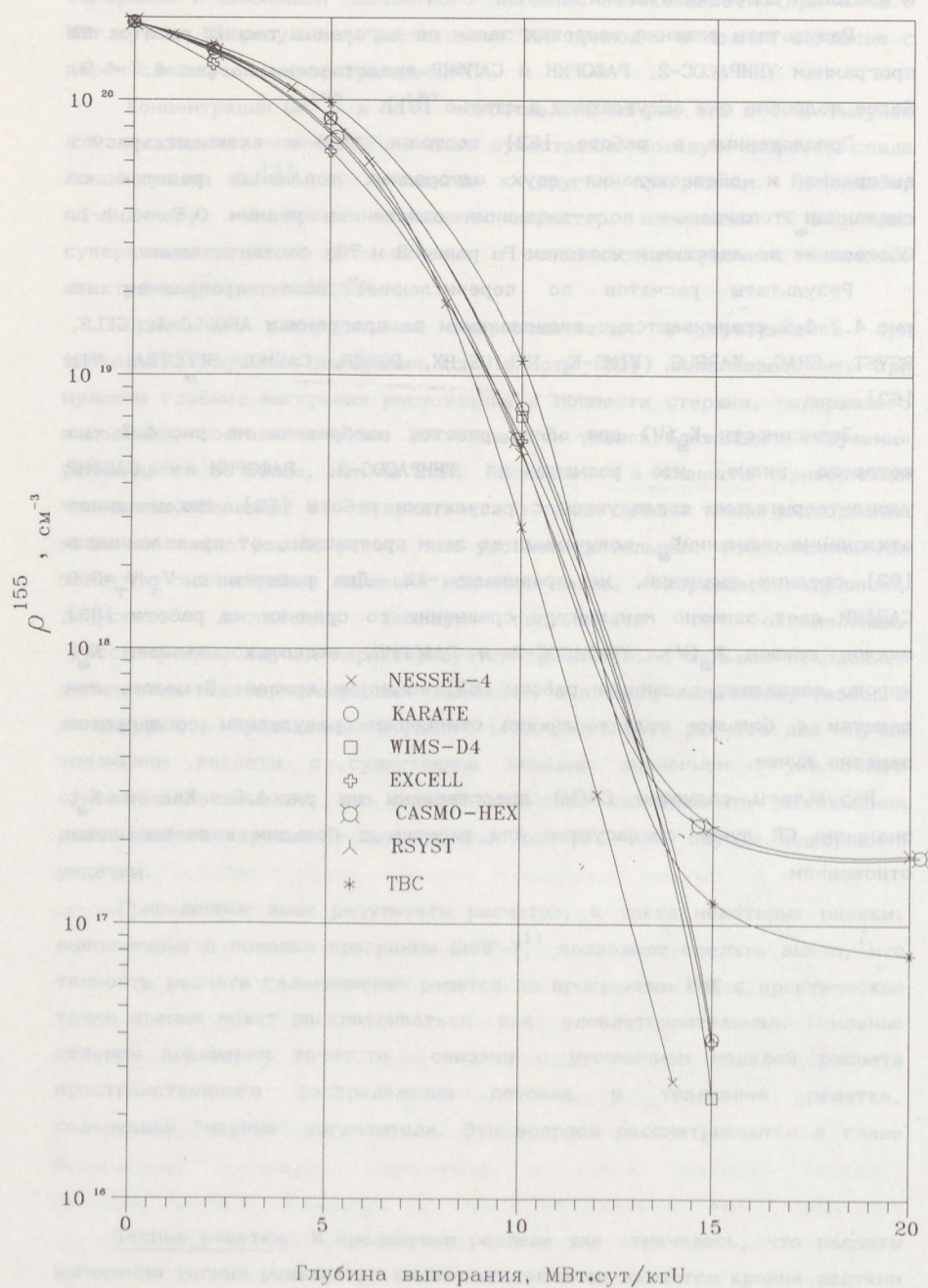


Рис. 4.6 Концентрация Gd^{157} в функции от выгорания для случая суперячейки

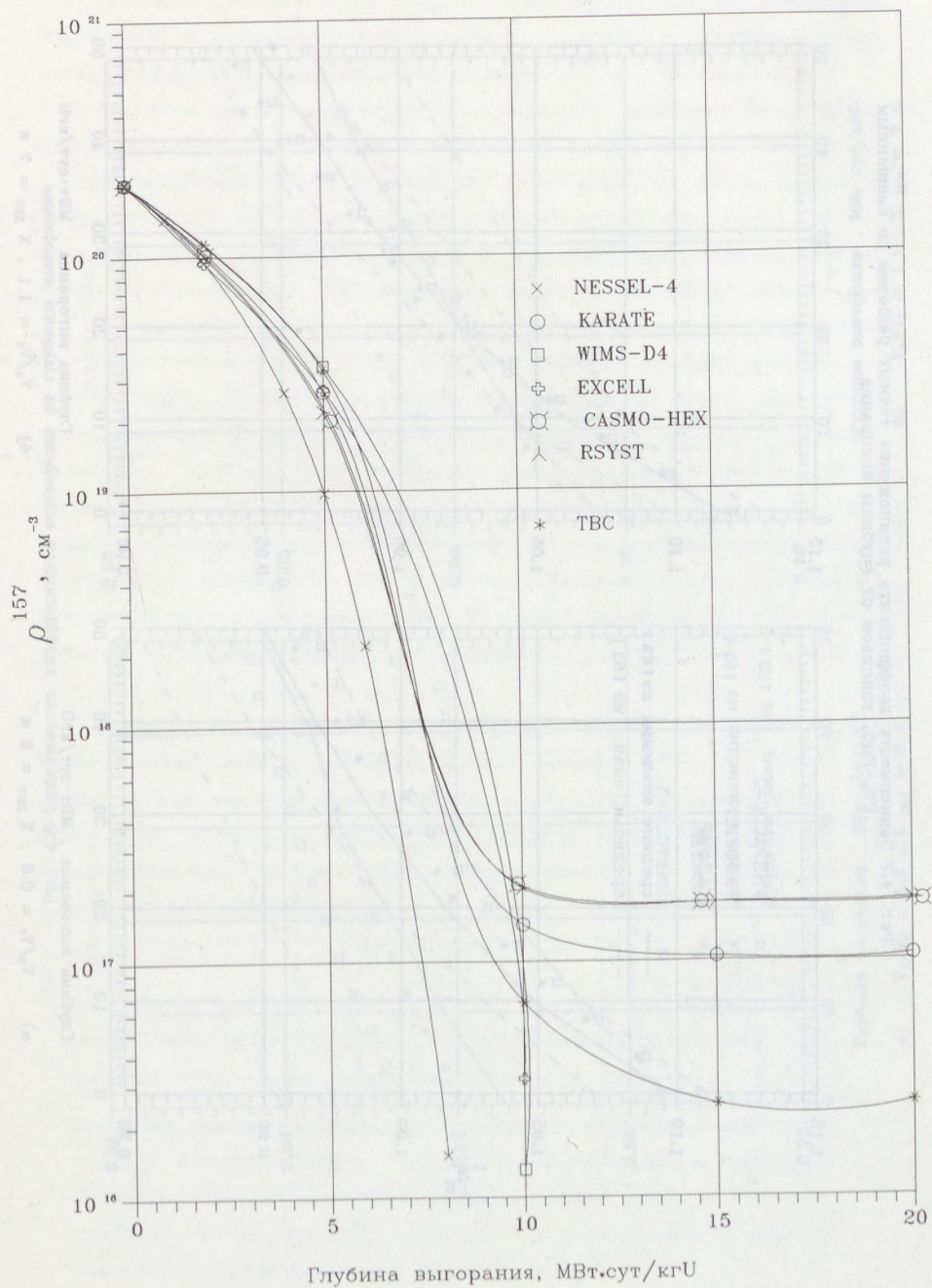


Рис. 4.7 Зависимость коэффициента размножения тесных решеток со смешанным UO_2-PuO_2 топливом от глубины выгорания

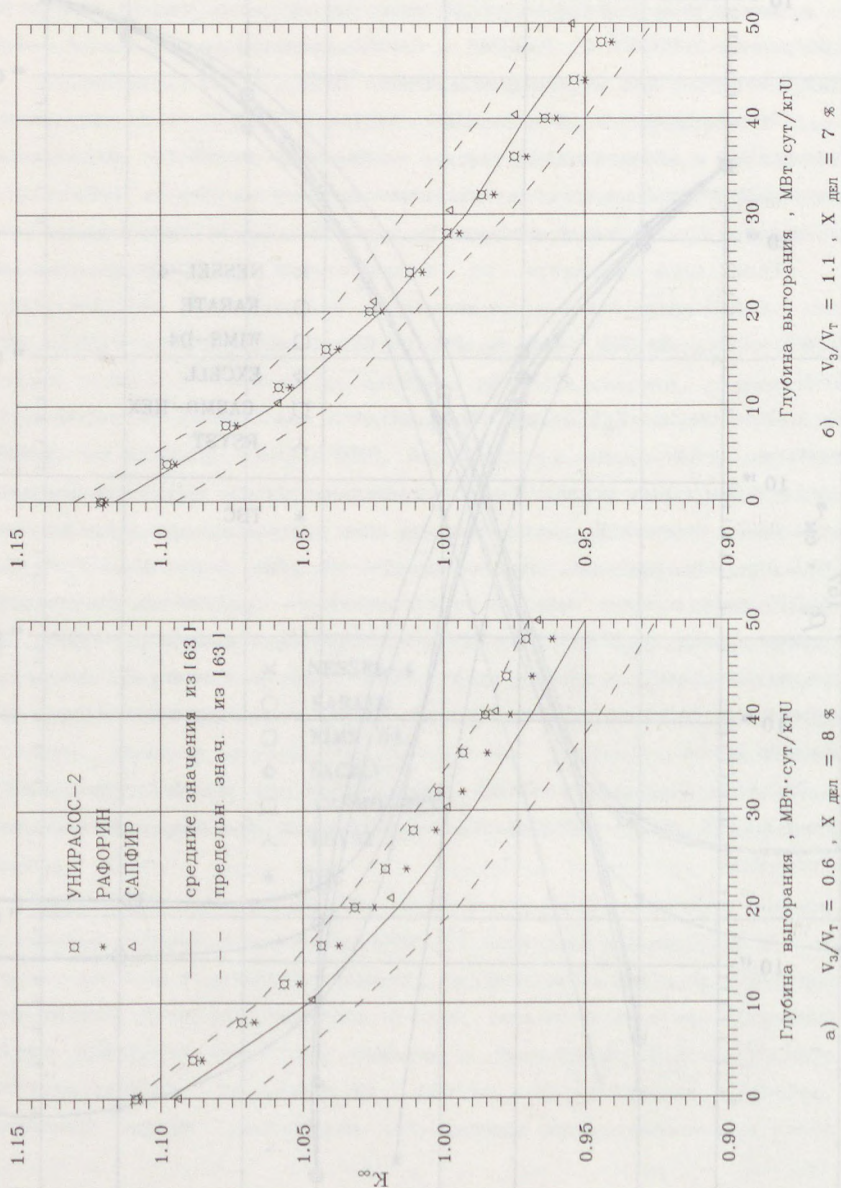


Рис. 4.8 Зависимость коэффициента конверсии от глубины выгорания

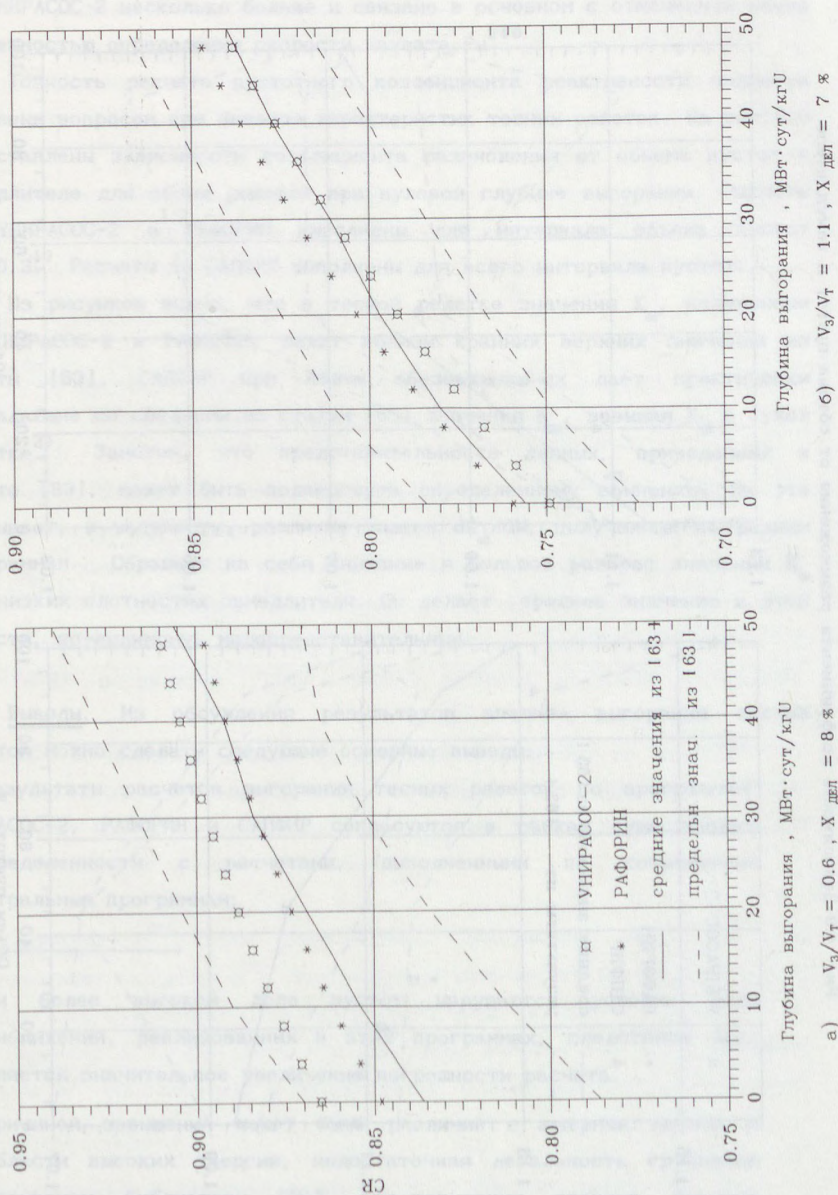
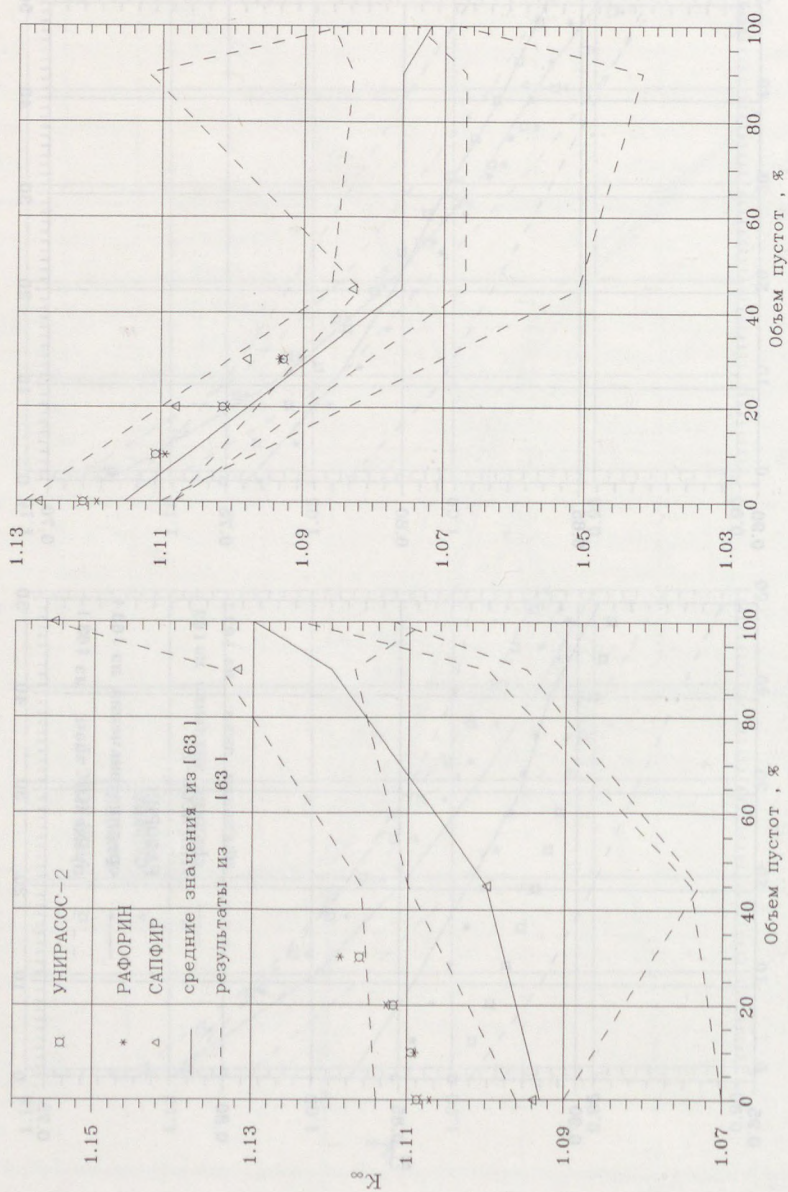


Рис. 4.9 Зависимость коэффициента размножения от объема пустот в замедлителе.



а) $V_3/V_T = 0.6$, $X_{\text{дел}} = 8\%$

б) $V_3/V_T = 1.1$, $X_{\text{дел}} = 7\%$

Расхождение со средним значением из работы [63] для программы РАФОРИН, например, не превышает 0.5%. В тесной решетке соответствующее расхождение составляет около 1.2%. Расхождение результатов, полученных по УНИРАСОС-2 несколько больше и связано в основном с отмеченной ранее погрешностью определения скорости захвата Pu^{240} .

Точность расчета пустотного коэффициента реактивности является ключевым вопросом при анализе характеристик тесных решеток. На рис. 4.9 сопоставлены зависимости коэффициента размножения от объема пустот в замедлителе для обеих решеток при нулевой глубине выгорания. Расчеты по УНИРАСОС-2 и РАФОРИН выполнены для интервала объема пустот $0 < V < 0.3$.¹⁾ Расчеты по САПФИР выполнены для всего интервала пустот.

Из рисунков видно, что в тесной решетке значения K_{∞} , полученные по УНИРАСОС-2 и РАФОРИН, лежат вблизи крайних верхних значений из работы [63]. САПФИР при малых обезвоживаниях дает практически совпадающие со средними из статьи [63] значения K_{∞} , завышая K_{∞} в сухой решетке.²⁾ Заметим, что представительность данных, приведенных в работе [63], может быть подвергнута определенному сомнению. На это указывает, в частности, различие знаков dK_{∞}/dW , полученных по разным программам. Обращает на себя внимание и большой разброс значений K_{∞} при низких плотностях замедлителя. Он делает среднее значение в этой области, по-видимому, малопредставительным.

Выводы. Из обсуждения результатов анализа выгорания тесных решеток можно сделать следующие основные выводы:

- результаты расчетов выгорания тесных решеток по программам УНИРАСОС-2, РАФОРИН и САПФИР согласуются в рамках существующей неопределенности с расчетами, выполненными по современным спектральным программам;

¹⁾ При более высокой доле пустот нарушаются условия ряда приближений, реализованных в этих программах, следствием чего является значительное увеличение погрешности расчета.

²⁾ Причиной завышения может быть различие в ядерных данных в области высоких энергий, недостаточная детальность групповой структуры библиотеки БНАБ для описания спектра быстрых нейтронов в обезвоженных системах, не учитываемый в расчете эффект блокировки резонанса кислорода и т. д.

- наблюдается значительный разброс результатов расчетов эффекта обезвоживания решетки с $V_3/V_T=0.6$, что не позволяет, по-нашему мнению, сделать определенные выводы о точности оценки этого эффекта в решетках со столь низким водо-топливным отношением;
- неопределенность расчета характеристик тесных решеток со смешанным топливом значительно превышает неопределенность определения характеристик топливных решеток современных ВВЭР и PWR;
- повышение точности расчета таких решеток требует серьезных усилий по уточнению используемых в спектральных программах методик и совершенствованию системы их константного обеспечения.

4.5.3 Результаты сопоставления расчетов с данными измерений на сборках TRX, BAPL, BETTIS, WINFRITH, BNL и PROTEUS.

Сборки TRX и BAPL. Сопоставление расчетов с данными измерений на сборках TRX и BAPL, рекомендованных в работе [64] как benchmark, является обязательным этапом верификации спектральных программ. Результаты такого сопоставления представлены в таблицах 4.5.7 и 4.5.8. В них сравниваются результаты, полученные по программам MCU, УНИРАСОС-2, NESSEL-4, РАФОРИН, САФИР и BETTY, а также по RSYST-CG-M, RAHAB-OZMA, CASMO-3 и EPRI-CELL.

Расчеты по программам УНИРАСОС-2, NESSEL-4, РАФОРИН, САФИР и BETTY проведены в стандартном приближении баклинга с учетом анизотропии коэффициента диффузии.

Таблица 4.5.7

Сравнение результатов расчетов с данными измерений на сборке TRX.

С б о р к а	Пара метр	Результат измерения	Отклонение расчетной величины от измеренной (%)								
			RSYST -CG-M	RAHAB -OZMA	NES-4	CASMO 3	SAME -CE	MCU	УНИ- 2	РАФО РИН	BET TY2
TRX 1	K_{eff}	1.000	-0.4	-0.5	0.5	-	-0.4	-0.4	-1.2	-1.1	0.3
	ρ^{28}	1.320(0.021)	2.8	-0.2	5.4	0.4	3.8	1.5	3.9	0.7	-1.5
	δ^{25}	0.099(0.001)	0.5	2.2	1.6	1.0	1.3	-1.6	-1.9	-2.0	-
	δ^{28}	0.095(0.004)	5.8	4.4	4.3	4.5	5.7	1.9	2.0	3.7	2.4
	MCR	0.797(0.008)	0.2	0.4	0.4	-1.8	0.6	0.1	-0.1	-1.0	0.5
TRX 2	K_{eff}	1.000	-0.3	-0.3	0.3	-	-0.8	-0.1	-0.4	-0.9	0.6
	ρ^{28}	0.837(0.016)	0.0	1.2	1.9	-0.4	1.3	-0.4	2.5	0.0	-4.3
	δ^{25}	0.061(0.001)	-1.0	0.7	2.8	0.0	0.3	-3.4	-3.2	-1.0	-
	δ^{28}	0.069(0.004)	3.0	1.0	2.7	2.0	0.0	3.7	-0.9	-3.7	1.3
	MCR	0.647(0.006)	-1.2	-0.8	0.8	-2.0	0.0	-0.9	0.9	-1.0	1.9

Как следует из таблицы 4.5.7, результаты расчетов удовлетворительно согласуются друг с другом. Все программы, за исключением BETTY, занижают значение K_{eff} на величину 0.1-1.1%. BETTY для обеих решеток завышает значение $K_{eff}^{(1)}$.

Параметр ρ^{28} . Для решеток TRX-1 практически все программы переоценивают значение ρ^{28} . Максимальное отличие от эксперимента дают NESSEL-IV (5.4%), SAME-CE (3.8%) и УНИРАСОС-2 (3.9%).

Параметр δ^{28} . Для TRX-1 все программы заметно (до 5.8%) завышают значение δ^{28} по отношению к эксперименту. Однако погрешность измерения

- 1) Относительно полученных значений K_{eff} следует заметить, что, согласно расчетам, выполненным В.В. Тебиным по программам CITATION и САПФИР для решеток TRX-1 и TRX-2 различие между расчетом в приближении баклинга и трехмерным диффузионным расчетом сборки составляет ~0.8%. При этом трехмерный расчет дает большие значения K_{eff} . Аналогичное расхождение для решеток BAPL, примерно, вдвое ниже.

этого параметра (4%) близка к величине расхождения. Результаты расчетов δ^{28} для сборки TRX-2 согласуются заметно лучше и лежат практически в пределах погрешности эксперимента.

Параметр δ^{25} . Точность расчета δ^{25} по различным программам примерно одинакова.

Значения MCR, рассчитанные по всем программам за исключением CASMO-3 и САПФИР, согласуются с измеренными в пределах ошибки измерения. CASMO-3 и САПФИР занижают значение MCR в обеих решетках на 1.8-1.5%.

Решетки BAPL. Результаты для решеток BAPL представлены в таблице 4.5.8. Из таблицы видно, что отклонение значений K_{eff} , полученных по УНИРАСОС-2, САПФИР, NESSEL-4 и BETTY, от 1, не превышает 0.3%. Программа РАФОРИН для всех трех решеток дает значение K_{eff} практически равное 1. При анализе результатов обращает на себя внимание значительное завышение ρ^{28} в решетке BAPL-2 практически всеми программами. Характер зависимости расхождения расчетных и измеренных значений ρ^{28} от водо-топливного отношения приводит к мысли о том, что экспериментальное значение ρ^{28} для этой решетки либо содержит погрешность, либо не соответствует границе кадмиевого обрезания равной 0.625 эВ, принятой в расчетах. Все программы, за исключением САПФИР, дают близкие значения параметра MCR. Результаты САПФИР для всех трех решеток отличаются от полученных по другим программам на ~1.3 -2.0%.

Таблица 4.5.8

Сравнение результатов расчетов
с данными измерений для решеток BAPL *

С б о р к а	П а р а м.	Результат измерения	Отклонение расчетной величины от измеренной (%)									
			RSYS CG-M	RAHA -OZM	CAS- MO-3	EPRI CELL	MCU	УНИП 4	NES 4	РАФО РИН	САП- ФИР	ВЕТ- ТУ-2
BAPL 1	K_{ef}	1.000	0.1	0.1	0.1	0.3	0.2	-0.3	-0.1	0.0	0.0	-0.3
	ρ^{28}	1.390(0.010)	2.1	1.7	-0.7	1.7	1.4	2.2	1.2	-0.1	-1.2	2.6
	δ^{25}	0.084(0.002)	0.1	1.0	0.1	0.0	-0.8	-1.7	-2.4	-1.8	-3.2	-4.1
	δ^{28}	0.078(0.004)	-0.6	-2.4	-0.5	-2.3	-1.2	-5.1	-2.1	-3.3	-7.9	-3.1
	MCR	-	.81	.81	-	-	0.81	0.8	.81	.80	.81	0.82
BAPL 2	K_{ef}	1.000	0.0	0.1	-	0.3	0.3	-0.1	-0.1	0.0	0.0	-0.1
	ρ^{28}	1.120(0.011)	-	4.6	2.8	4.7	2.7	5.0	4.6	2.9	4.2	5.4
	δ^{25}	0.068(0.001)	-	1.6	1.0	0.0	-2.1	-1.0	-1.5	-1.4	2.5	-3.5
	δ^{28}	0.070(0.004)	-	-7.0	-4.6	-6.7	-5.7	-8.5	-6.1	-7.1	-13.	-6.6
	MCR	-	-	.73	-	-	0.73	0.7	0.7	.73	.74	0.75
BAPL 3	K_{ef}	1.000	0.1	0.2	-	0.4	0.6	0.2	0.0	0.1	0.0	0.2
	ρ^{28}	0.906(0.020)	-	0.4	0.0	0.9	-0.6	1.2	1.5	0.3	0.8	1.4
	δ^{25}	0.052(0.001)	-	2.1	1.5	2.5	-1.5	-1.0	-1.1	-0.6	-2.4	-3.5
	δ^{28}	0.057(0.003)	-	-6.3	-3.8	-8.2	-3.6	-7.0	-4.8	-5.2	-11.	-5.2
	MCR	-	-	0.6	-	-	0.66	0.6	0.6	.654	.65	0.67

* - статистическая погрешность расчета по MCU 0.3%.

Выводы. Результаты сопоставления расчетов с данными измерений на сборках TRX и BAPL позволяют сформулировать следующие выводы:

- программы MCU, NESSEL-4, УНИРАСОС-2, и САПФИР (только для решетки TRX-1) систематически занижают значение K_{eff} решеток TRX.
- аналогичная тенденция наблюдается при расчетах по современным программам, использующим данные библиотек ENDF-B/V и JEF-1;
- точности расчета δ^{28} , δ^{25} , ρ^{28} и MCR по программам УНИРАСОС-2, BETTY, САПФИР и NESSEL-4 примерно соответствуют точностям, обеспечиваемым программами, использующими данные ENDF-B/V.

литературе описано довольно большое количество измерений характеристик легководных решеток с двуокисным и металлическим урановым топливом и двуокисным смешанным топливом, выполненных в разные годы в различных лабораториях. В качестве примера можно назвать работы [65-66].

Измерения проводились на решетках с материальными и геометрическими характеристиками, варьирующимися в широких пределах. Их анализ, в принципе, позволяет выявить основные тенденции поведения погрешностей расчета и сделать выводы о точности алгоритмов, используемых в программах. В то же время можно, по-видимому, констатировать, что точность расчета урановых решеток по современным спектральным программам, достигнутая в настоящее время, достаточно высока. Это, с одной стороны, требует и, с другой стороны, обеспечивает возможность анализа и отбраковки некоторых измерений. Описанию результатов такого анализа посвящены работы [67-68].

Рекомендованный первоначально для верификации и взаимного сравнения в рамках ВМК набор измерений включал в себя решетки TRX, BETTIS [66], ИАЗ [69], WINFRITH [66], WAPD [66], BNL [66], CAF и SAXTON [70] (две последние серии измерений выполнены на решетках со смешанным топливом). Следует заметить, что одним из основных соображений при отборе экспериментов было наличие измерений как материального параметра, так и спектральных характеристик (δ^{25} , δ^{28} , ρ^{28} , MCR).

Анализ приведенного выше набора измерений включал:

- сопоставление расчетов по перечисленным выше программам (в том числе по MCU) между собой и с данными измерений (см., например, работы [71,40];
- оценку чувствительности результатов расчетов к разбросу материальных и геометрических характеристик решеток, приведенных в различных публикациях;
- двумерные диффузионные и кинетические расчеты для анализа размеров асимптотической области в сборке [67],

Этот анализ по различным причинам привел к необходимости отбраковки части измерений. Ниже приведены результаты расчетов для 18 решеток BETTIS, WINFRITH и BNL.

Таблица 4.5.9

Результаты расчета K_{eff} для решеток

BETTIS, WINFRITH и BNL.

Решетка	Программа / K_{eff}						
	MCU	NESSEL-4	УНИРАС-2	BETTY	РАФОРИН	MICROBE	САП-ФИР
BETTIS							
3/1	-	0.9959	0.9933	0.9953	0.9969	1.0000	0.999
3/2	-	0.9995	0.9990	1.0011	1.0000	1.0017	1.008
3/2	-	0.9999	1.0009	1.0015	0.9993	1.0012	1.007
3/4	-	0.9984	0.9974	0.9968	0.9993	0.9979	0.998
3/5	-	0.9990	1.0001	0.9985	1.0000	0.9977	1.000
WINFRITH							
4/1	0.998(4)	1.0010	1.0053	1.0028	1.0081	1.0114	0.995
4/2	1.002(4)	1.0029	1.0037	1.0153	1.0060	0.9920	0.996
4/3	1.003(4)	1.0023	1.0008	0.9983	1.0052	1.0180	1.003
BNL							
6/1	-	0.9905	1.0046	0.9930	0.9980	-	0.997
6/2	-	0.9872	1.0008	0.9978	0.9934	-	0.992
6/3	-	0.9869	1.0018	0.9968	0.9926	-	0.997
6/4	-	0.9884	1.0075	1.0015	0.9945	-	1.002
6/5	-	0.9846	1.0093	1.0011	0.9894	-	1.003

Примечание: Нумерация решеток соответствует принятой в работе [71]

Коэффициент критичности. В таблице 4.5.9 приведены результаты расчета K_{eff} для трех перечисленных выше серий измерений по программам NESSEL-4, BETTY, MICROBE, РАФОРИН, САПФИР и УНИРАСОС-2. Как следует из данных таблицы, отклонение K_{eff} от 1 для УНИРАСОС-2, NESSEL-4, РАФОРИН и САПФИР не превышает 1%. BETTY и MICROBE для решеток WINFRITH дают отклонения от 1, достигающие 1.2 и 1.8%, соответственно.

Зависимость от M^2 . Зависимость значений $(K_{eff} - 1)$, полученных по всем программам, от величины произведения $M^2 B^2$, характеризующего утечку из сборки, представлена на рис. 4.10. В качестве M^2 использовано значение, полученное по программе УНИРАСОС-2. Из данных, представленных на рисунке, видно, что ни для одной из программ не наблюдается устойчивой тенденции к переоценке или недооценке K_{eff} при увеличении утечки. При этом разброс значений K_{eff} при больших значениях $M^2 B^2$ в среднем несколько больше, чем при малых.

Рис. 4.10 Зависимость расчетных значений ($K_{\text{н}} - 1$) от $M^2 B^2$ для различных программ

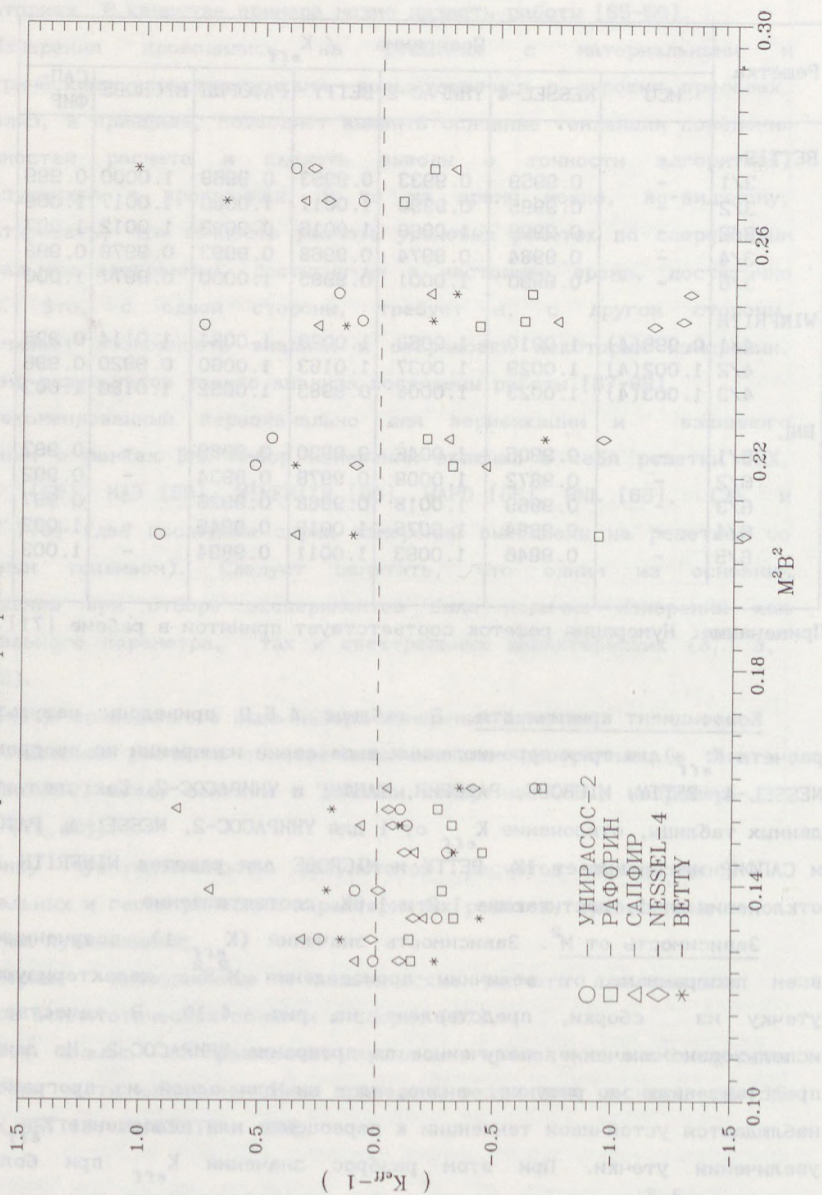


Рис. 4.11 Зависимость расчетных значений $(K_{eff}-1)$ от V_a/V_e для различных программ

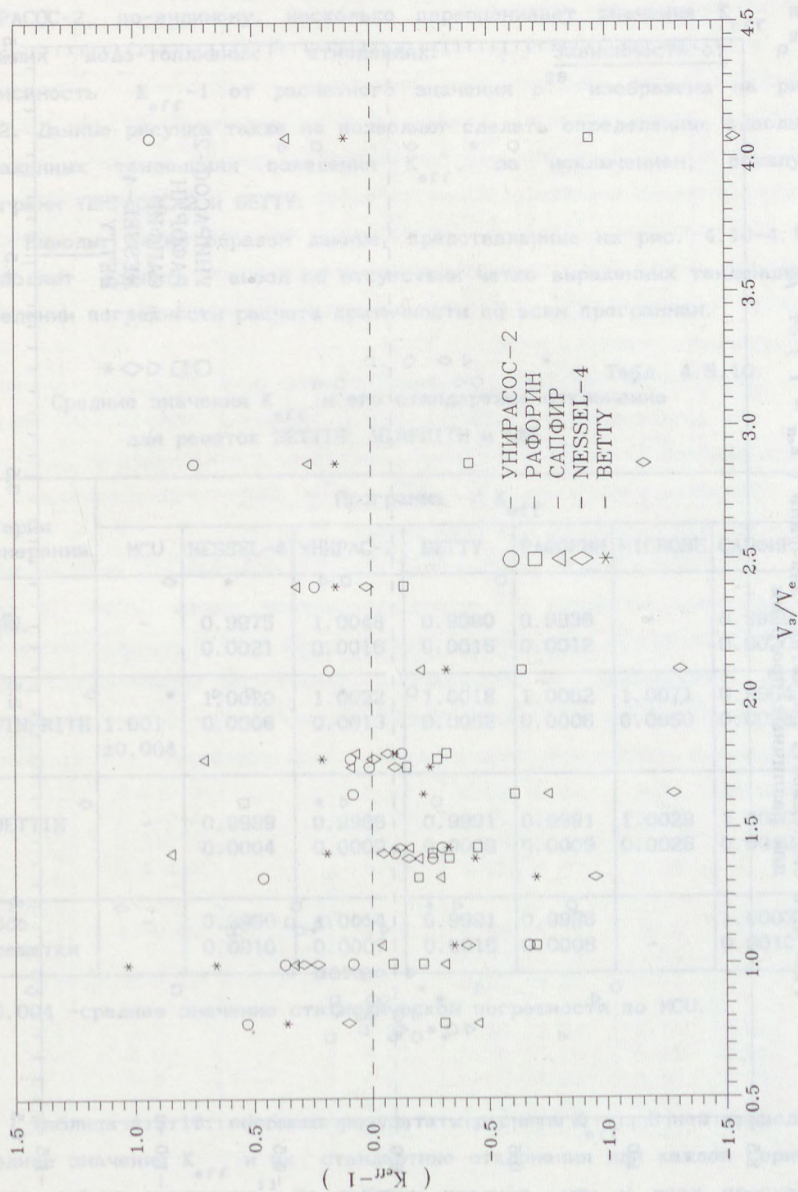
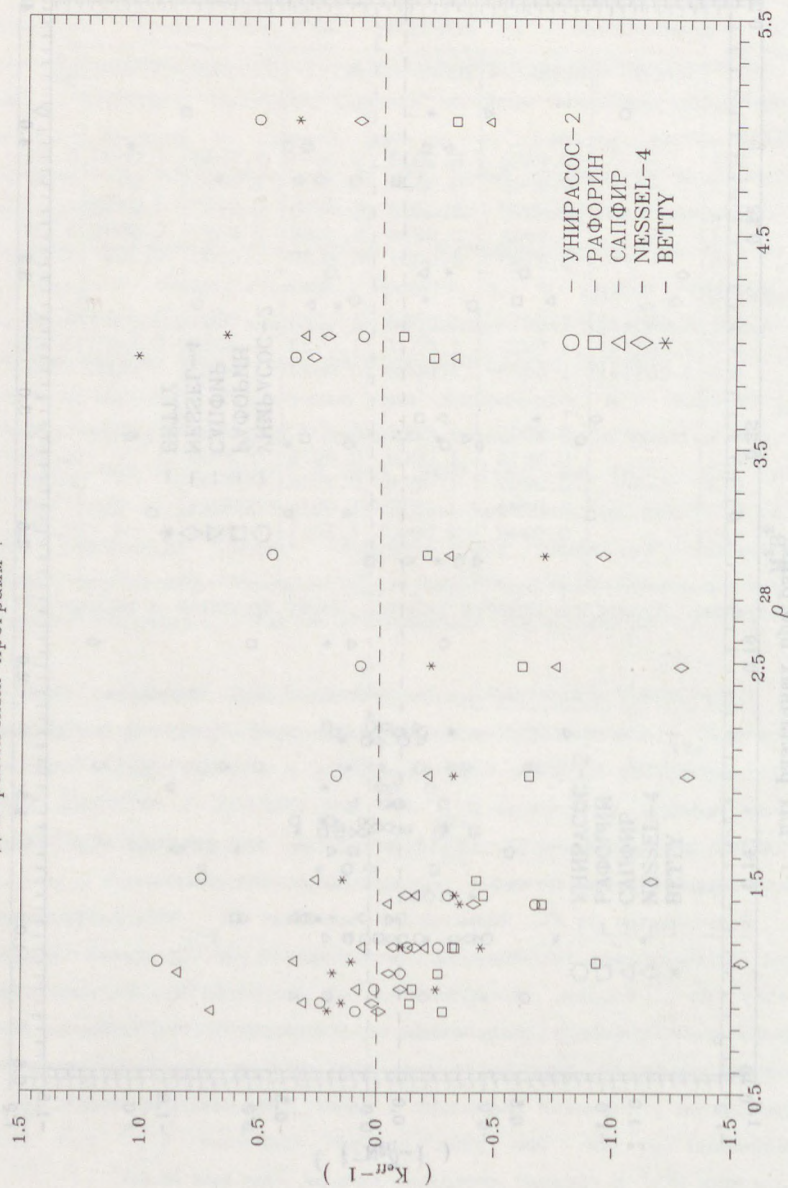


Рис. 4.12 Зависимость расчетных значений $(K_{eff} - 1)$ от ρ^{28} для различных программ



Зависимость от водо-топливного отношения. Значения K_{eff}^{-1} в функции от водо-топливного отношения в ячейке изображены на рис. 4.11. Как и в предыдущем, четко выраженные тенденции в этом случае для всех программ кроме, пожалуй, УНИРАСОС-2, также отсутствуют. Программа УНИРАСОС-2, по-видимому, несколько переоценивает значение K_{eff} при больших водо-топливных отношениях. Зависимость от ρ^{28} . Зависимость K_{eff}^{-1} от расчетного значения ρ^{28} изображена на рис. 4.12. Данные рисунка также не позволяют сделать определенные выводы о выраженных тенденциях поведения K_{eff} , за исключением, пожалуй, программ УНИРАСОС-2 и BETTY.

Выводы. Таким образом данные, представленные на рис. 4.10-4.12, позволяют сделать вывод об отсутствии четко выраженных тенденций в поведении погрешности расчета критичности по всем программам.

Табл. 4.5.10
Средние значения K_{eff} и его стандартное отклонение
для решеток BETTIS, WINFRITH и BNL.

Серия измерений	Программа / K_{eff}						
	MCU	NESSEL-4	УНИРАСОС-2	BETTY	РАФОРИН	MICROBE	САФИР
BNL	-	0.9975 0.0021	1.0048 0.0016	0.9980 0.0015	0.9936 0.0012	-	- 0.9988 0.0020
WINFRITH	* 1.001 ± 0.004	1.0020 0.0006	1.0032 0.0013	1.0018 0.0052	1.0062 0.0006	1.0071 0.0050	0.9964 0.0028
BETTIS	-	0.9989 0.0004	0.9986 0.0009	0.9991 0.0009	0.9991 0.0009	1.0028 0.0025	1.0020 0.0019
Все решетки	-	0.9990 0.0010	1.0014 0.0007	0.9991 0.0015	0.9986 0.0005	-	1.0003 0.0010

* 0.004 -среднее значение статистической погрешности по MCU.

Таблица 4.5.10 обобщает результаты расчета K_{eff} . В ней приведены средние значения K_{eff} и их стандартные отклонения для каждой серии и всего набора измерений.¹⁾ Из таблицы следует, что у всех программ, кроме РАФОРИН, отсутствует тенденция к систематической недооценке или

¹⁾ Результаты расчетов для решеток BAPL-1-3, входящих в серию BETTIS, включены в эту таблицу.

переоценке K_{eff} . РАФОРИН систематически занижает K_{eff} . Результаты этой программы, однако, характеризуются наименьшим стандартным отклонением, что указывает на малый разброс значений K_{eff} и, следовательно, возможность повышения точности расчета коррекций методики или библиотеки констант программы.

Среднее значение K_{eff} , полученное по BETTY, очень близко к 1, но характеризуется максимальным значением стандартного отклонения. Причиной этого является, как видно из таблицы, большой разброс результатов расчетов для решеток WINFRITH. Следует заметить, что эта серия измерений неплохо описывается всеми остальными программами.

Относительно высоким разбросом характеризуются результаты расчетов всех трех серий измерений по программе САПФИР. При этом САПФИР обеспечивает наилучшее среднее значение K_{eff} для всей совокупности решеток, равное 1.0003.

NESSEL-4 и УНИРАСКО-2 отличаются близким к 1 средним значением K_{eff} и относительно низким (кроме решеток BNL), не сильно различающимся по отдельным сериям, стандартным отклонением.

Результаты расчетов ρ^{28} , δ^{28} , δ^{25} и MCR представлены в таблицах 4.5.11-4.5.14, соответственно.

ρ^{28} . При анализе результатов для ρ^{28} обращает на себя внимание значительное завышение ρ^{28} всеми программами, кроме САПФИР (в серии BETTIS). Поскольку критичность решеток серии BETTIS хорошо описывается всеми программами, а резонансный захват на уране 238 играет существенную роль в балансе реактивности трудно предположить, что наблюдаемые отклонения действительно свидетельствуют о погрешностях программ.

Программа	Среднее значение	Стандартное отклонение
BETTIS	1.0003	0.0010
САПФИР	1.0003	0.0010
УНИРАСКО-2	1.0003	0.0010
NESSEL-4	1.0003	0.0010
РАФОРИН	1.0003	0.0010
WINFRITH	1.0003	0.0010
BNL	1.0003	0.0010

Таблица 4.5.11

Результаты расчета ρ^{28} для решеток BETTIS, WINFRITH, BNL

Решетка	Результат измерения	Код/результат расчета					
		MCU	NESSEL-4	УНИР-2	BETTY	РАФОРИН	САПФИ
BETTIS							
3/1	1.19+0.04	-	1.292	1.330	1.360	1.299	1.274
3/2	0.994+0.013	-	1.034	1.057	1.084	1.035	0.983
3/3	0.807+0.014	-	0.844	0.880	0.902	0.866	0.817
3/4	1.040+0.050	-	1.156	1.177	1.205	1.157	-
3/5	0.901+0.020	-	1.029	0.984	1.016	0.970	-
WINFRITH							
4/1	-	5.06(4)	-	5.018	4.037	4.862	-
4/2	-	3.96(3)	-	3.919	1.430	3.809	-
4/3	-	4.03(3)	-	4.018	5.120	3.909	-
BNL							
6/1	2.92+0.09	-	2.997	3.001	3.038	2.951	3.000
6/2	2.41+0.04	-	2.453	2.478	2.527	2.441	2.446
6/3	1.81+0.06	-	1.979	1.969	2.007	1.945	1.938
6/4	1.41+0.02	-	1.499	1.486	1.512	1.476	1.454
6/5	1.04+0.02	-	1.112	1.106	1.119	1.107	1.073

Таблица 4.5.12

Результаты расчета δ^{28} для решеток BETTIS, WINFRITH и BNL.

Решетка	Результат измерения *100	Программа/результат расчета*100					
		MCU	NESSEL-4	УНИР-2	BETTY	РАФОРИН	САПФ
BETTIS							
3/1	-	-	7.38	7.24	7.17	7.38	7.14
3/2	5.9+0.9	-	5.58	6.08	6.00	6.21	5.85
3/3	5.1+0.4	-	4.59	5.30	5.22	5.42	5.07
3/4	6.3+0.3	-	5.57	5.88	5.83	6.00	-
3/5	5.4+0.3	-	4.73	5.08	5.03	5.19	-
WINFRITH							
4/1	8.45+0.09	10.6(1)	8.18	9.99	8.38	10.2	-
4/2	-	9.01(6)	-	8.49	3.78	8.68	-
4/3	10.50+0.18	9.21(6)	9.77	8.66	9.92	8.83	-
BNL							
6/1	6.5	-	6.08	6.60	6.54	6.79	6.51
6/2	5.6	-	5.17	5.74	5.68	5.91	5.63
6/3	4.8	-	4.31	4.85	4.84	5.00	4.73
6/4	3.7	-	3.37	3.95	3.97	4.08	3.82
6/5	3.1	-	2.59	3.20	3.24	3.33	3.08

Одной из возможных причин расхождения расчета и эксперимента может быть несоответствие границ кадмиевого обрезания реальному значению.

Различие в этой величине, по-видимому, частично объясняет расхождения в значениях ρ^{28} , полученных по САПФИР и другим программам.¹⁾

ρ^{28} . Зависимость различия рассчитанных и измеренных значений ρ^{28} от водо-топливного отношения в ячейке представлена на рис. 4.13. Из рисунка вряд ли можно заключить, что имеется тенденция завышения ρ^{28} при уменьшении водо-топливного отношения.

δ^{25} . Расчетные и экспериментальные значения δ^{25} сопоставлены в таблице 4.5.13. Значение этого параметра было измерено только в решетках BETTIS. Известно, что δ^{25} довольно сильно зависит от энергии кадмиевого обрезания, а в этой серии она не соответствовала ни одной из используемых в программах. Поэтому, по-нашему мнению, трудно сделать какие-либо выводы о точности расчета резонансного деления на уране 235. Различие в границах кадмиевого обрезания не позволяет также провести корректное сопоставление расчетов между собой.

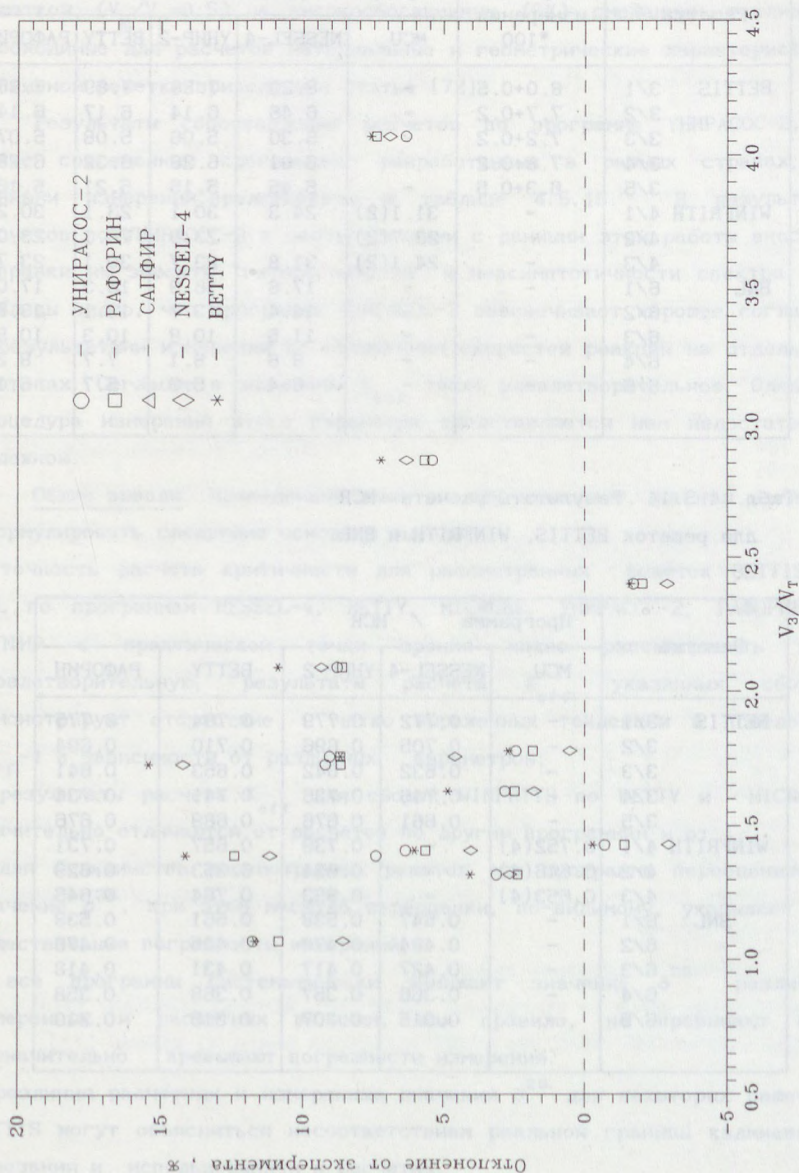
δ^{28} . Результаты для δ^{28} представлены в таблице 4.5.12, которая позволяет сделать заключение, что точность расчета скорости деления урана 238 достаточна с практической точки зрения.

MCR. Значения MCR сопоставлены в таблице 4.5.14, Из которой следует, что результаты расчетов по различным программам для большинства решеток удовлетворительно согласуются друг с другом.

Выше уже отмечалось, что данные, первоначально включенные в исследуемый ВМК набор измерений на решетках со смешанным топливом, потом по разным причинам подверглись критике (неасимптотичность спектра в сборке, влияние на результаты неучитываемой в расчетах двойной гетерогенности и Am^{241} , концентрация которого неизвестна и т. д.). Поэтому в настоящем разделе результаты расчетов не приводим для них.

1) В расчетах по программе САПФИР использовалось переменное значение E_{cd} , соответствующее толщине кадмиевого чехла.

Рис. 4.13 Отклонение расчетного значения ρ^{28} от измеренного в функции от V_3/V_T



Результаты расчета δ^{25} для решеток BETTIS, WINFRITH и BNL

Таблица 4.5.13

Решетка		Результат измерения *100	Программа/результат расчета*100				
			MCU	NESSSEL-4	УНИП-2	BETTY	РАФОРИН
BETTIS	3/1	8.0+0.5	-	8.20	7.86	7.89	7.85
	3/2	7.7+0.2	-	6.46	6.14	6.17	6.14
	3/3	7.2+0.2	-	5.30	5.06	5.08	5.07
	3/4	7.8+0.2	-	6.61	6.28	6.32	6.28
	3/5	6.3+0.5	-	5.45	5.15	5.21	5.16
WINFRITH	4/1	-	31.1(2)	24.3	30.1	23.1	30.2
	4/2	-	23.7(2)	-	23.0	76.1	23.0
	4/3	-	24.1(2)	31.8	23.7	30.1	23.7
BNL	6/1	-	-	17.8	16.9	16.3	17.0
	6/2	-	-	14.4	13.7	13.1	13.8
	6/3	-	-	11.5	10.8	10.3	10.9
	6/4	-	-	8.6	8.1	7.7	8.2
	6/5	-	-	6.4	5.9	5.7	6.1

Табл. 4.5.14 Результаты расчета MCR

для решеток BETTIS, WINFRITH и BNL.

Решетка		Программа / MCR				
		MCU	NESSSEL-4	УНИП-2	BETTY	РАФОРИН
BETTIS	3/1	-	0.772	0.779	0.794	0.775
	3/2	-	0.705	0.696	0.710	0.694
	3/3	-	0.632	0.642	0.653	0.641
	3/4	-	0.746	0.736	0.741	0.734
	3/5	-	0.661	0.676	0.689	0.676
WINFRITH	4/1	0.752(4)	-	0.739	0.657	0.731
	4/2	0.646(4)	-	0.634	0.353	0.629
	4/3	0.653(4)	-	0.653	0.764	0.645
BNL	6/1	-	0.547	0.538	0.561	0.538
	6/2	-	0.484	0.479	0.495	0.479
	6/3	-	0.427	0.417	0.431	0.418
	6/4	-	0.366	0.357	0.368	0.358
	6/5	-	0.315	0.307	0.315	0.310

Сборка PROTEUS [72]. Интересные серии измерений на решетках со смешанным топливом выполнены в последние годы на сборках PROTEUS [72] и ERASME. Опубликованы и доступны для использования результаты измерений только для одной конфигурации сборки PROTEUS с тесной решеткой ($V_m/V_f=0.5$) и высокообогащенным (6%) смешанным топливом. Необходимые для расчетов материальные и геометрические характеристики топливной решетки приведены в статье [72].

Результаты сопоставления расчетов по программе УНИРАСКОС-2, а также современным программам, разработанным в разных странах, с данными измерений, представлены в таблице 4.5.15. В результаты расчетов по УНИРАСКОС-2 в соответствии с данными этой работы внесены поправки на эффекты "гетерогенности" и неасимптотичности спектра. Из таблицы видно, что программа УНИРАСКОС-2 обеспечивает хорошее согласие с результатами измерений по отношениям скоростей реакций на отдельных изотопах. Согласие в значениях K_{inf} также удовлетворительное. Однако, процедура измерения этого параметра представляется нам недостаточно надежной.

Общие выводы. Проведенный выше анализ позволяет, на наш взгляд, сформулировать следующие основные выводы:

- точность расчета критичности для рассмотренных решеток BETTIS и BNL по программам NESSEL-4, BETTY, MICROBE, УНИРАСКОС-2, РАФОРИН и САПФИР с практической точки зрения можно рассматривать как удовлетворительную; результаты расчета K_{eff} указанных сборок демонстрируют отсутствие четко выраженных тенденций в поведении K_{eff} -1 в зависимости от различных параметров;
- результаты расчета K_{eff} для сборок WINFRITH по BETTY и MICROBE значительно отличаются от расчетов по другим программам и от 1;
- для большинства рассмотренных решеток все программы переоценивают значение ρ^{28} , при этом масштаб переоценки, по-видимому, указывает на существование погрешности измерений;
- все программы систематически занижают значение δ^{28} , различия измеренных и расчетных величин, как правило, не превышают или незначительно превышают погрешности измерения;
- различия расчетных и измеренных значений δ^{25} для некоторых решеток BETTIS могут объясняться несоответствием реальной границы кадмиевого обрезания и использованной в расчетах.
- результаты сопоставления расчетов с данными измерений на тесной решетке со смешанным топливом можно рассматривать как обнадеживающие. Статистика таких сопоставлений слишком мала для того, чтобы сделать надежные выводы о точности расчета тесных высокообогащенных решеток.

Таблица 4.5.15

Результаты сопоставления с экспериментами на сборке
PROTEUS (Phase 1, Core 1, x=6%).

П а р а м.	Экспер. значен. Погреш. в (%).	Наименование программы, расчет/эксперимент									
		WIMS -Std	WIMS 81	GRU- CAN	KAR- BUS	SPEC- TRA	EPRI- CPM	SRAC /J2	HELIOS -HX	BOXER	УНИРА COC-2
$\frac{F_5}{F_9}$	0.988 (2.0)	-	-	-	-	-	1.016	1.002	0.964	1.011	1.013
$\frac{C_8}{F_9}$	0.0691 (2.2)	1.002	0.951	1.042	1.005	0.983	0.933	0.967	0.964	1.036	0.997
$\frac{F_8}{F_9}$	0.00987 (2.5)	0.974	0.992	0.979	0.999	0.941	1.003	1.010	0.993	1.113	0.973
$\frac{F_1}{F_9}$	1.780 (4.5)	-	-	-	-	-	1.033	0.953	0.970	0.889	0.974
K_∞	1.045 (1.1)	0.986	1.009	0.995	0.992	1.001	1.012	1.005	0.996	-	1.001
B_z^2	7.2 м^{-2} ± 4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
B_r^2	1.3 $\pm 2. \text{ м}^{-2}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
M^2	$53. \text{ см}^{-2}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	55.0

Примечание:

* - получена расчетом и использовалась в работе [72] для определения K_∞ .

$$K_\infty = 1 + (B_m^2 + B_z^2) * M^2$$

'-' - означает отсутствие данных.

Результаты расчетов по программам WIMS-Std, WIMS-81, GRUCAN, KARBUS, SPECTRA, EPRI-CPM, SRAC/J2, BOXER HELIOS.HX взяты из работы [72].

4.5.4 Результаты сопоставления расчетов с данными измерений на невозмущенных решетках сборки ZR-6.

В разделе обсуждаются результаты сопоставления расчетов с данными измерений на невозмущенных конфигурациях сборки ZR-6. Все расчетные результаты получены в стандартном асимптотическом приближении с использованием приведенных в работах [48] и [78] баклингов. Анализу результатов нульмерных и одномерных диффузионных и кинетических расчетов сборок ZR-6 посвящена работа [79]. Некоторые выводы этой работы которые будут полезны для последующего обсуждения результатов расчетов:

1. Экспериментальная погрешность определения баклинга приводит к неопределенности K_{eff} в 0.1-0.5%. Максимальная неопределенность характерна для решеток обогащением 3.6% и 4.4%.
2. Результаты кинетических расчетов переоценивают значение K_{eff} по отношению к диффузионным на 0.2-2.0% в зависимости от рассматриваемой конфигурации.
3. Наблюдаемые для сборок TRX и BETTIS расхождения K_{eff} , полученные в асимптотическом приближении и при моделировании реальной геометрии, существенно ниже, чем аналогичные расхождения для большей части рассмотренных сборок ZR-6.

Такие выводы приводят к мысли о том, что к результатам обсчета сборок ZR-6 в асимптотическом приближении нужно относиться достаточно осторожно. Вместе с тем точность этого приближения вполне достаточна для анализа данных измерений спектральных индексов и микропараметров.

Результаты расчета K_{eff} по программам NESSEL-4, УНИРАСОС-2, РАФОРИН и САПФИР приведены в таблице 4.5.16, показывающей, что для холодных решеток, рассчитанных по всем программам, значения K_{eff} изменяются в интервале 0.977-1.01.

Таблица 4.5.16

Результаты расчетов K_{eff} однородных топливных сборок ZR-6.

Конфигурации	T	V_m / V_{B_m} [м ⁻²]		K_{eff}					B_m BETTY
				NESSEL 4	УНИРА- СОС-2	РАФО- РИН	САПФИР	BETTY	
12.7/1.6/0.0	20	50.57	1.15	0.9883	0.9874	0.9870	0.9872	0.9893	
12.7/1.6/1.85	20	33.32	1.30	0.9856	0.9873	0.9850			
12.7/3.6/0.0	20	98.26	0.99	1.0076	1.0019	1.0025	0.9927	1.0099	99.57
12.7/3.6/0.0	80	96.55	1.29		0.9907	0.9929		0.9998	97.28
12.7/3.6/0.0	130	90.27	0.91		0.9880	0.9913		1.0011	89.94
12.7/3.6/4.0	20	76.03	0.14	0.9988	0.9956	0.9941			
12.7/3.6/4.0	80	72.07	0.21		0.9975	0.9971			
12.7/3.6/4.0	130	67.63	0.20		0.9936	0.9939			
12.7/3.6/5.8	20	64.95	0.26		0.9996	0.9973		1.0042	64.45
12.7/3.6/5.8	80	61.69	0.20		1.0014	0.9999		1.0062	60.99
12.7/3.6/5.8	130	59.02	0.13		0.9932	0.9925		1.0032	58.26
12.7/3.6/7.2	20	56.54	0.39	1.0039	1.0043	1.0014			
12.7/4.4/0.0	20	112.58	1.65	0.9953	0.9880	0.9886	0.9770	1.0138	108.6
12.7/4.4/0.0	80	105.11	0.75					1.0068	105.1
12.7/4.4/0.0	130	96.61	0.64					1.0105	
12.7/4.4/0.64	20	106.60	1.84	1.0019	0.9953	0.9955		1.0082	
12.7/4.4/7.2	20	69.03	1.06	1.0102	1.0091	1.0064			
15.0/3.6/0.0	20	120.36	0.65		0.9934	0.9939		1.0088	120.7
15.0/3.6/4.0	20	70.25	0.81		1.0103	1.0059		1.0143	69.36
15.0/4.4/0.0	20	136.80	0.64		0.9843	0.9848		0.9993	138.9
15.0/1.6/0.0	20	48.90	0.65		1.0028	1.0003			
11.0/3.6/0.0	20	65.27	0.55	0.9915	0.9873	0.9864	0.9754	0.9999	64.35
11.0/3.6/0.0	80	64.02	0.49		0.9770	0.9774		1.0003	63.15
11.0/3.6/0.0	130	59.76	0.31		0.9726	0.9738		0.9851	58.99
11.0/3.6/0.96	20	62.14	0.62		0.9886	0.9875		0.9925	61.79
11.0/3.6/1.41	20	61.70	0.53	0.9905	0.9861	0.9848			

Примечание: Значения баклинга при расчетах по BETTY несколько отличались от использованных в других программах. Они приведены в последнем столбце таблицы.

Все программы сильно занижают значения K_{eff} для решеток с обогащением 1.6% и 4.4% (без бора в замедлителе). Эти сборки, как уже отмечалось выше, характеризуются максимальной погрешностью баклинга и малым радиусом центральной зоны. Применение для них асимптотического приближения, видимо, недостаточно обосновано. Занижение K_{eff} всеми программами наблюдается также для решетки с шагом 1.1 см.

Сборки с шагом 1.5 см рассчитаны только по программам УНИРАСОС-2 и РАФОРИН, поэтому формулировка каких-то выводов в этом случае не представляется возможной.

Наиболее благополучно выглядят результаты для сборки с обогащением 3.6% и шагом 1.27 см. При нулевой концентрации бора в замедлителе программы УНИРАСОС-2, NESSEL-4 и РАФОРИН дают близкие значения K_{eff} , слабо превышающие 1. САПФИР дает самое низкое значение K_{eff} , равное 0.993.

Влияние борной кислоты в замедлителе на результаты расчета можно оценить на примере решетки 1.27/3.6, для которой программы УНИРАСОС-2 и РАФОРИН дают близкие значения K_{eff} , отличающиеся от 1 не более, чем на 0.4% (при четырех концентрациях бора в замедлителе). При этом отсутствует какая-либо тенденция в поведении K_{eff} в зависимости от концентрации бора. Анализ сборок 1.27/3.6 позволяет также оценить точность расчета температурных эффектов.

Таблица 4.5.16 демонстрирует существенное снижение коэффициента размножения с ростом температуры при нулевой концентрации бора. Однако результаты двумерных мелкосеточных расчетов по программе ПЕРМАК с константами, подготовленными по РАФОРИН, такой тенденции не демонстрируют.¹⁾

При концентрации борной кислоты в замедлителе, равной 4.0 г/кг, как программа РАФОРИН, так и УНИРАСОС-2 занижают значение K_{eff} на 0.3–0.6% при отсутствии тенденции в поведении отклонения K_{eff} от 1. Близкие результаты наблюдаются и при концентрации борной кислоты 7.2 г/кг.

В таблице 4.5.17 приведены расчетные и измеренные значения δ^{28} . Для решетки с обогащением 1.6% результаты всех программ хорошо согласуются между собой и с данными измерений. Для решетки с обогащением 3.6% при нулевой концентрации борной кислоты расчеты практически совпадают с результатом измерения. Однако, появление бора в замедлителе приводит к резкому ухудшению этого согласия. Аналогичная ситуация наблюдается и для решетки обогащением 4.4%, а также с шагом 1.1 см.

К сожалению, расчеты по всем перечисленным в таблице программам основаны на идентичных ядерных данных для области энергий быстрых нейтронов. Это затрудняет формулировку определенных выводов о причинах расхождения.

1) Если при температурах 80 и 130°С используются значения критических высот без поправки на дистанционирующую плиту. Последняя, согласно работе [78], возрастает с 0.1 см при 20°С до ~8 см при 130°С, что кажется несколько странным.

Таблица 4.5.17

Сопоставление расчетных и измеренных значений δ^{28} .

Решетки	Результат измерения		Программа / результат расчета					
			MCU	NESSEL 4	УНИРА- СОС-2	РАФО- РИН	MICROB	
12.7/1.6/0.0	0.0667 ⁺	0.0039	0.061 ⁺	0.006	0.0626	0.0621	0.0620	0.0629
12.7/1.6/1.85	0.0673 ⁺	0.0039	0.062 ⁺	0.006	0.0650	0.0647	0.0648	0.0658
12.7/3.6/0.0	0.0543 ⁺	0.0013	0.054 ⁺	0.002	0.0547	0.0545	0.0543	0.0547
12.7/3.6/4.0	0.0671 ⁺	0.0028			0.0574	0.0574	0.0574	0.0579
12.7/3.6/7.2	0.0671 ⁺	0.0021	0.059 ⁺	0.003	0.0593	0.0596	0.0598	0.0603
12.7/4.4/0.0	0.0557 ⁺	0.0014	0.053 ⁺	0.002	0.0536	0.0534	0.0533	0.0533
12.7/4.4/7.2	0.0656 ⁺	0.0016	0.056 ⁺	0.002	0.0580	0.0574	0.0575	0.0580
11.0/3.6/0.0	0.0853 ⁺	0.0027	0.084 ⁺	0.003	0.0844	0.0841	0.0840	0.0856
11.0/3.6/1.41	0.0819 ⁺	0.0029			0.0851	0.0847	0.0847	0.0865

Различные спектральные индексы $SI(X/Y)$, определенные как отношения активаций двух детекторов в исследуемом спектре и спектре тепловой колонны, приведены в таблицах 4.5.18-21.

Из таблицы 4.5.19 видно, что значения $SI(Mn/Dy)$, рассчитанные по всем программам, кроме УНИРАСОС-2, удовлетворительно согласуются между собой и с данными измерений. Все программы, включая MCU, занижают значение спектрального индекса в замедлителе.

Результаты расчетов по программе УНИРАСОС-2 лежат существенно ниже данных измерений. Последнее связано с неточностью расчета активации Mn в этой программе и никак не с общей погрешностью ее расчетной модели. Результаты расчетов других спектральных индексов подтверждают этот вывод.

Данные расчетов не демонстрируют какой-либо зависимости расхождения с измерениями от концентрации борной кислоты, обогащения и шага решетки, ни для одной из программ.

Спектральные индексы $SI(Pu/U)$ приведены в таблице 4.5.20. В этом случае расхождение результатов расчетов и измерений несколько больше, чем в предыдущем, и достигает ~6% для BETTY-2. Значение спектрального индекса, рассчитанного по этой программе, несколько ниже, по сравнению с полученным по другим. Наилучшее согласие между расчетом и экспериментом обеспечивается программой NESSEL-4. Как уже отмечалось ранее, результаты расчетов по УНИРАСОС-2 в этом случае удовлетворительно согласуются с данными измерений.

Таблица 4.5.18

Сопоставление расчетных и экспериментальных значений SI (Pu/Dy)

Характеристики решетки	№	SI (Pu/Dy)	Программа/результат				
			MCU	NES-4	УНИ-2	BETTY2	РАФОР
12.7/1.6/0.0	1*	1.354 ⁺ 0.02	1.36 ⁺ 0.01	1.399	1.347	1.326	1.361
	2	1.387 ⁺ 0.02	1.34 ⁺ 0.01	1.375	1.317	1.294	1.318
12.7/1.6/1.85	1	1.390 ⁺ 0.02	1.39 ⁺ 0.02	1.425	1.372	1.347	1.387
	2	1.430 ⁺ 0.02	1.36 ⁺ 0.01	1.392	1.341	1.314	1.343
12.7/3.6/0.0	1	1.648 ⁺ 0.02	1.63 ⁺ 0.01	1.676	1.610	1.579	1.632
	2	1.568 ⁺ 0.02	1.55 ⁺ 0.01	1.598	1.529	1.493	1.529
12.7/3.6/4.0	1				1.660		1.684
	2				1.576		1.577
12.7/3.6/7.2	1		1.72 ⁺ 0.01		1.700		1.726
	2		1.63 ⁺ 0.01		1.612		1.616
12.7/4.4/0.0	1	1.716 ⁺ 0.03	1.71 ⁺ 0.02	1.772	1.703		1.724
	2	1.548 ⁺ 0.03	1.61 ⁺ 0.02	1.673	1.599		1.596
12.7/4.4/0.64	1				1.710		1.733
	2				1.606		1.604
12.7/4.4/7.2	1	1.901 ⁺ 0.03	1.80 ⁺ 0.01	1.863	1.791	1.765	1.816
	2	1.686 ⁺ 0.02	1.68 ⁺ 0.01	1.759	1.681	1.646	1.681
11.0/3.6/0.0	1	2.080 ⁺	2.00 ⁺ 0.01	2.061	2.013		2.008
	2				1.906		1.885
11.0/3.6/1.41	1				2.029		2.023
	2				1.919		1.899

* Примечание: 1-детектор расположен в топливном стержне;
2-детектор расположен в замедлителе.

Значения спектрального индекса U/Dy приведены в таблице 4.5.21. Из нее видно, что расчеты по всем программам хорошо согласуются между собой, практически совпадая с результатами измерений.

Коэффициенты проигрыша для детекторов из U^{235} и Pu^{239} даны в таблице 4.5.22. Таблица показывает, что для плутониевого детектора в некоторых случаях наблюдается значительное (до ~8%) расхождение расчета и эксперимента. При этом результаты всех программ, включая MCU, удовлетворительно согласуются друг с другом. Расхождения для уранового детектора в целом несколько меньше. Для обоих типов детекторов отсутствует какая-либо тенденция в поведении расхождения расчета и эксперимента. Единственной выраженной закономерностью является небольшое занижение коэффициента проигрыша для обоих детекторов программой УНИРАСОС-2 по отношению к другим программам.

Таблица 4.5.19

Сопоставление расчетных и измеренных значений
SI(Mn/Dy).

Характеристики решетки	No	Результат измерения	Программа и результат расчета				
			MCU	NES-4	Yни-2	BETTY2	РАФОР
12.7/1.6/0.0	1	1.195 + 0.016	1.17	1.193	1.119	1.196	1.215
	2	1.200 + 0.013	1.16	1.173	1.100	1.174	1.184
12.7/1.6/1.85	1	1.232 + 0.016	1.18	1.206	1.131	1.210	1.230
	2	1.166 + 0.013	1.16	1.185	1.112	1.186	1.198
12.7/3.6/0.0	1	1.363 + 0.047	1.35	1.371	1.283	1.364	1.406
	2	1.394 + 0.039	1.29	1.308	1.224	1.294	1.322
12.7/3.6/7.2	1	1.282 + 0.018	1.22	1.255	1.179	1.253	1.277
	2	1.259 + 0.029	1.20	1.197	1.148	1.209	1.232
12.7/4.4/0.0	1	1.411 + 0.018	1.41	1.442	1.350	1.440	1.482
	2	1.406 + 0.018	1.34	1.357	1.271	1.347	1.372
12.7/4.4/7.2	1	1.533 + 0.021	1.47	1.500	1.412	1.498	1.556
	2	1.406 + 0.019	1.38	1.406	1.323	1.396	1.434

Таблица 4.5.20

Сопоставление расчетных и измеренных значений
SI(Pu/U).

Характеристи решетки		Результат измерения	Программа / резуль				
			MCU	NES4	YНИР2	BETTY2	РАФОР
12.7/1.6/0.0	1	1.298 + 0.014	1.283	1.312	1.287	1.241	1.267
	2	1.279 + 0.014	1.264	1.289	1.265	1.218	1.241
12.7/1.6/1.8	1	1.292 + 0.017	1.299	1.331	1.304	1.245	1.285
	2	1.290 + 0.017	1.283	1.299	1.283	1.232	1.259
12.7/3.6/0.0	1	1.491 + 0.092	1.455	1.483	1.444	1.418	1.438
	2	1.485 + 0.079	1.396	1.420	1.400	1.364	1.385
12.7/3.6/7.2	1	1.569 + 0.028	1.509	1.557	1.494	1.469	1.493
	2	1.456 + 0.025	1.455	1.489	1.451	1.414	1.439
12.7/4.4/0.0	1	1.489 + 0.011	1.500		1.490		1.490
	2	1.371 + 0.012	1.420		1.439		1.428
12.7/4.4/7.2	1	1.596 + 0.021		1.609	1.534	1.529	1.540
	2	1.522 + 0.018		1.528	1.486	1.464	1.478
11.0/3.6/0.0	1	1.703 + 0.017	1.626	1.706	1.608	1.585	1.623
	2	1.659 + 0.016	1.570	1.632	1.574	1.538	1.580
11.0/3.6/1.41	1	1.700 + 0.017		1.713	1.613	1.591	1.629
	2	1.619 + 0.019		1.639	1.579	1.545	1.587

Таблица 4.5.21

Сопоставление расчетных и экспериментальных значений

SI(U/Dy).

Конфигурация	No	Результат измерения	Программа / Расчет				
			MCU	NES-4	УНИ-2	BETTY2	РАФОР
12.7/1.6/0.0	1	1.044 ⁺ 0.014	1.06 ⁺ 0.01	1.067	1.047	1.068	1.075
	2	1.085 ⁺ 0.014	1.06 ⁺ 0.01	1.067	1.041	1.063	1.062
12.7/1.6/1.8	1	1.076 ⁺ 0.018	1.07 ⁺ 0.02	1.071	1.053	1.082	1.080
	2	1.109 ⁺ 0.017	1.06 ⁺ 0.02	1.071	1.045	1.066	1.067
12.7/3.6/0.0	1	1.109 ⁺ 0.011	1.12 ⁺ 0.01	1.130	1.114	1.114	1.134
	2	1.098 ⁺ 0.011	1.11 ⁺ 0.01	1.126	1.092	1.095	1.104
12.7/3.6/4.0	1				1.128		1.146
	2				1.103		1.114
12.7/3.6/7.2	1				1.138		1.156
	2				1.111		1.122
12.7/4.4/0.0	1	1.153 ⁺ 0.016	1.14 ⁺ 0.02	1.140	1.143	1.135	1.157
	2	1.129 ⁺ 0.016	1.13 ⁺ 0.02	1.133	1.111	1.109	1.118
12.7/4.4/.64	1				1.145		1.159
	2				1.113		1.120
12.7/4.4/7.2	1	1.192 ⁺ 0.017	1.17 ⁺ 0.01	1.158	1.167	1.154	1.179
	2	1.108 ⁺ 0.017	1.14 ⁺ 0.01	1.151	1.131	1.124	1.137

Таблица 4.5.22

Сопоставление расчетных и измеренных значений

факторов проигрыша для уранового и плутониевого детекторов.

Решетки	Детек.	Результат измерения	Программа/ результат расчета				
			MCU	NES-4	УНИ-2	BETTY	РАФОР
1.7/1.6/0.0	U-235	1.154 ⁺ 0.01	1.09 ⁺ 0.01	1.116	1.106	1.122	1.123
	Pu-239	1.137 ⁺ 0.01	1.08 ⁺ 0.01	1.093	1.088	1.101	1.110
1.7/1.6/1.85	U-235	1.166 ⁺ 0.02	1.11 ⁺ 0.01	1.115	1.105	1.111	1.121
	Pu-239	1.164 ⁺ 0.01	1.09 ⁺ 0.01	1.092	1.087	1.100	1.098
1.7/3.6/0.0	U-235	1.217 ⁺ 0.01	1.22 ⁺ 0.01	1.206	1.183	1.213	1.211
	Pu-239	1.171 ⁺ 0.00	1.17 ⁺ 0.01	1.154	1.147	1.167	1.166
1.7/3.6/4.0	U-235				1.177		1.204
	Pu-239				1.143		1.161
1.7/3.6/7.2	U-235	1.206 ⁺ 0.02	1.20 ⁺ 0.02	1.199	1.173	1.202	1.199
	Pu-239	1.119 ⁺ 0.03	1.15 ⁺ 0.02	1.147	1.139	1.158	1.156
1.7/4.4/0.0	U-235	1.195 ⁺ 0.01	1.25 ⁺ 0.01	1.238	1.208	1.241	1.241
	Pu-239	1.100 ⁺ 0.01	1.19 ⁺ 0.01	1.176	1.168	1.186	1.189
1.7/4.4/0.64	U-235				1.207		1.240
	Pu-239				1.167		1.188
1.7/4.4/7.2	U-235	1.202 ⁺ 0.02	1.24 ⁺ 0.01	1.230	1.197	1.229	1.228
	Pu-239	1.147 ⁺ 0.01	1.19 ⁺ 0.01	1.168	1.159	1.176	1.179
1.0/3.6/0.0	U-235	1.143 ⁺ 0.01	1.17 ⁺ 0.01	1.170	1.138	1.159	1.170
	Pu-239	1.114 ⁺ 0.01	1.13 ⁺ 0.01	1.119	1.114	1.125	1.139
1.0/3.6/1.41	U-235	1.179 ⁺ 0.01		1.168	1.137	1.158	1.169
	Pu-239	1.123 ⁺ 0.01		1.118	1.113	1.124	1.138

Наиболее важную с практической точки зрения информацию о точности расчета скоростей реакций на U^{235} и U^{238} дает сопоставление расчетных

и измеренных значений ρ^{28} и δ^{25} . Интерпретация результатов измерений ρ^{28} и δ^{25} , как это уже отмечалось в разделе 4.5.3, затруднена неопределенностями, с которыми известны граница кадмиевого обрезания и величина возмущения, вносимого кадмиевым фильтром. Поэтому в работе [48] вместо указанных микропараметров для сопоставления с расчетом рекомендуются спектральные индексы $SI(Np/Dy)$ и $SI(Ce/Dy)$, которые связаны с ρ^{28} и δ^{25} , соответственно, простыми (см. [48]) соотношениями. Результаты расчетов и данные измерений приведены в таблицах 4.5.21^a и 4.5.21^b. Из данных таблицы 4.5.21^a следует, что расчеты по программам NESSEL-4, РАФОРИН и BETTY-2 удовлетворительно согласуются друг с другом. Разброс значений $SI(Np/Dy)$ не превышает ~5%. При сопоставлении результатов расчетов и измерений обращает на себя внимание то, что во всех решетках расхождения расчетных и измеренных значений SI превышают погрешность измерения в 2-3 раза. Максимальные расхождения наблюдаются в решетках обогащением 4.4% и достигают 10%. Следует заметить, что в этих решетках все программы дают одинаковый знак расхождения. Основной причиной отклонения расчетных величин от измеренных, по-видимому, являются погрешности расчета резонансного захвата на U^{238} , которые, как это было показано в предыдущих разделах, обычно не превышают 3%. С этой точки зрения результаты расчетов для решеток обогащением 4.4% кажутся трудно объяснимыми. В заключение заметим, что ограниченный набор измерений рассматриваемого спектрального индекса не позволяет, к сожалению, выявить явные тенденции в поведении погрешностей расчета.

Таблица 4.5.21^a
Сопоставление расчетных и измеренных значений
 $SI(Np/Dy)$.

Характеристики решетки	Результат измерения	Программа / результат расчета		
		NES-4	РАФОР	BETTY-2
12.7/1.6/0.0	2.544 ⁺ 0.040	2.423	2.506	2.521
12.7/3.6/0.0	4.014 ⁺ 0.064	3.785	3.919	4.023
12.7/4.4/0.0	4.331 ⁺ 0.107	4.494	4.488	4.580
12.7/4.4/7.2	5.434 ⁺ 0.134	4.975	5.006	5.058

Значения рассчитанных и измеренных значений $SI(Ce/Dy)$ приведены в таблице 4.5.21^b. Данные таблицы демонстрируют хорошее согласие результатов расчетов и измерений для всех решеток, кроме решетки 1.27/4.4/7.2, в которой значения $SI(Ce/Dy)$ заметно занижаются всеми программами на 4-7%.

Таблица 4.5.21⁶

Сопоставление расчетных и измеренных значений

SI(Ce/Dy).

Характеристики решетки	Результат измерения	Программа / результат расчета		
		NES-4	РАФОР	BETTY-2
12.7/1.6/0.0	1.141 ⁺ 0.022	1.121	1.126	1.113
12.7/3.6/0.0	1.179 ⁺ 0.011	1.168	1.182	1.163
12.7/4.4/0.0	1.164 ⁺ 0.025	1.191	1.204	1.223
12.7/4.4/7.2	1.315 ⁺ 0.028	1.218	1.231	1.251

Подводя краткий итог обсуждению результатов расчетов SI(Ce/Dy) и SI(Np/Dy), можно сделать следующие основные выводы:

- полученные результаты, в основном, согласуются с рассмотренными в предыдущих разделах данными сопоставления с прецизионными расчетами и измерениями;
- в поведении погрешностей расчета отсутствуют явные тенденции;
- все программы заметно занижают оба спектральных индекса в решетке 12.7/4.4/7.2, что не представляется возможным полностью объяснить погрешностями расчетных моделей.

Выводы. Результаты сопоставления с данными измерений на невозмущенных конфигурациях сборки ZR-6 позволяют сформулировать следующие основные выводы:

- существуют общие тенденции поведения K_{eff} по различным программам, которые, скорее всего, связаны с погрешностями используемых в расчетах баклингов и асимптотического приближения;
- точность расчета микропараметров и спектральных индексов представляется достаточной с практической точки зрения;
- более объективную и, что самое главное, практически более важную информацию о точности расчета размножающих характеристик топливных решеток программами-генераторами констант дают результаты двумерных расчетов, которые будут обсуждаться в следующих главах.

4.5.5 Лапласианы и микрораспределения в макроячейках типа X_n и K91

Проведенные эксперименты на критсборке ZR-6 можно разделить на две группы, а именно, на невозмущенные и возмущенные конфигурации. Все результаты измерений для этих решеток, обработанные с помощью программы RFIT [81], приводятся в Сборнике трудов ВМК, в томах I и III.

В качестве возмущений рассматривались характерные для реактора ВВЭР-1000 неоднородности топливных решеток, вызванные поглощающими элементами (пэлами) или водяными полостями, находящимися на месте извлечения твэлов, и кассетной структуры активной зоны. При размещении точечных неоднородностей на месте каждого n -твэла образовывались регулярно возмущенные решетки, состоящие из макроячеек, которые в работах ВМК обозначаются как решетки типа X_n . Исследовались 6 типов пэлов, обозначаемые как $X=A, B, C, D, F, G$. Для водяной полости было принято обозначение E. Технические данные пэлов приведены в таблице 2.2.3 тома I. Решетки с кассетной структурой обозначаются как K_m , где m - число твэлов в имитаторе кассеты.

В этом разделе рассматриваются лапласианы и микрораспределения для возмущенных решеток с макроячейками. Конфигурации, содержащие макроячейки, играют важную роль в сопоставлениях экспериментальных и расчетных значений по двум причинам:

- концепция макроячейки представляется общей основой спектральных расчетов, и поэтому сопоставление результатов в случаях конфигураций, построенных из макроячеек, дает возможность изучения этой концепции в довольно чистых условиях;
- на таких конфигурациях были отдельно изучены основные типы гетерогенности реакторов типа ВВЭР (т.е. пэлы или водяные дырки и кассетная структура).

Макрополя в регулярно возмущенных решетках типа X_n и в решетках с имитацией кассетной структуры активной зоны типа K91 - при одинаковом обогащении топлива имитаторов кассет - в первом приближении можно разложить на произведение двух функций:

- периодической по макроячейкам функции, представляющей собой потвэльное микрополе в макроячейке, и
- функции, представляющей собой макрополе для макроячеек [84,85].

Оцененные экспериментальные лапласианы и макрополя в макроячейках можно непосредственно сопоставлять с результатами асимптотических расчетов макроячейки. Соответствующие результаты расчетов, проведенные по упрощенным методикам по программам NESSEL-4 и

BETTY, приводятся в таблицах 4.5.23-4.5.31. Нумерация ячеек в макроячейках типа X_7 и X_3 показана на рис. 4.5.14.

Результаты позволяют сформулировать следующие выводы:

1. Большинство рассчитанных лапласианов (за исключением данных для решеток K91/0.0 и 12.7/3.6/0.0) находятся в пределах погрешностей эксперимента (см. таблицу 4.5.23). Для BETTY отмечаются более крупные отклонения и максимальное значение здесь достигает $\pm 3.5\%$.

2. Для твэлов в асимптотической области исследованных макроячеек типа X_n и K91 рассчитанные по программам NESSEL-4 и BETTY микрораспределения (см. таблицу 4.5.23-4.5.31), в основном, хорошо согласуются с данными измерений. Только для ячеек вблизи неоднородностей и около края рассмотренных кассет наблюдаются различия между экспериментальными и расчетными значениями, которые кратко описаны ниже:

- в макроячейках типа Е-п эти различия достигают для программы NESSEL-4 1.5%, а для BETTY - 3 %;
- для ячеек вблизи сильных кластеров из B_4C или Eu_2O_3 эти погрешности меньше и не превосходят в обеих программах значений 1%;
- в конфигурациях с кассетной структурой типа K91 для ячеек вблизи водяной щели наблюдается недооценка экспериментальных микрораспределений до 6-7%. Причиной этого является, по-видимому, недооценка смягчения спектра, вызванная соседством водяных областей и пренебрежением эффектом гексагональной структуры этих кассет в спектральных многогрупповых программах.

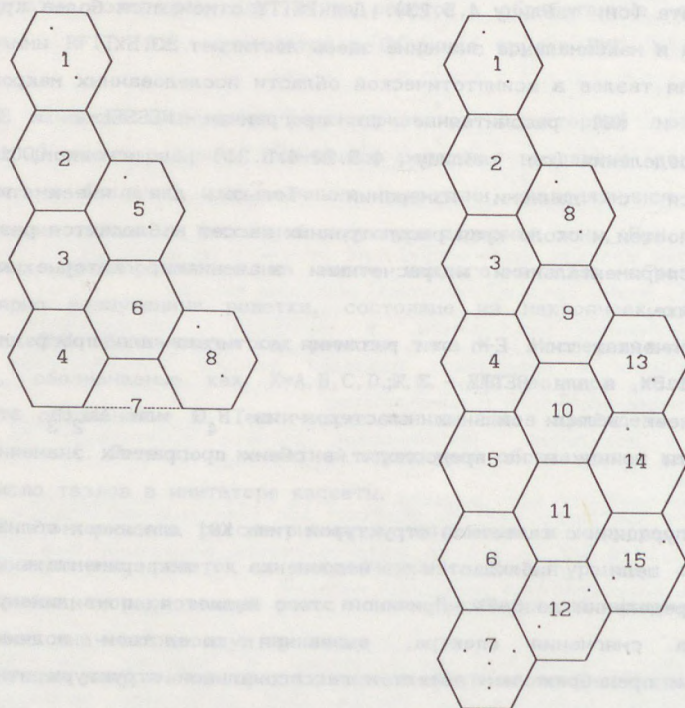


Рис. 4.5.14. Нумерация ячеек в макроячейках X7 и K91

Таблица 4.5.23

Результаты интегральных характеристик
(лапласиан B^2)

Решетка	Эксперимент	NESSEL-4	BETTY
F-7 Cb=1.8	67.91±0.91	68.96	65.22
F-7 Cb=0.0	78.35±0.20	79.59	76.32
D-7	70.93±0.20	70.24	68.91
E-7 Cb=0.0	101.26±0.26	103.57	103.41
E-7 Cb=1.8	89.54±0.32	88.95	90.73
K91/H 0 Cb=0.0	106.13±0.37	110.10	114.30
K91/H 0 Cb=4.0	69.63±0.20	70.78	72.83
C-5	71.32±0.23	71.48	73.14

Таблица 4.5.24

Микрораспределение в макроячейке C5
(энерговыведение)

Позиция	Радиус	Эксперимент	BETTY	NESSEL-4
2	1.27	0.9187±0.0037	0.9401	0.9338
3	2.54	0.9961±0.0045	0.9946	0.9938
4	2.2	0.9880±0.0036	0.9871	0.9867
5	3.36	1.0000±0.0043	1.0000	1.0000

Таблица 4.5.25

Микрораспределение в макроячейке E3
(энерговыведение)

Позиция	Радиус	Эксперимент	BETTY	NESSEL-4
2	1.27	1.0046±0.0039	1.0262	1.0386
3	2.20	1.0000±0.0043	1.0000	1.0000

Таблица 4.5.26

Микрораспределение энерговыделения в
макроячейке (12.7-3.6-0.0)

Позиция	Эксперимент	BETTY	NESSEL-4
2	0.9009±0.0045	0.8924	0.8941
3	0.9773±0.0057	0.9634	0.9734
4	0.9962±0.0068	0.9970	0.9967
5	0.9667±0.0055	0.9610	0.9601
6	0.9951±0.0088	0.9920	0.9910
7	1.0051±0.0070	1.0003	1.0002
8	1.0000±0.0067	1.0000	1.0000

Таблица 4.5.27

Микрораспределение энерговыделения в макроячейке E7
(12.7-3.6-0.0)

Детектор	Энерговыделение	NESSEL-4 FLEX	GRACE SOPHIE
2	1.1149±0.0045	1.1040	1.0893
3	1.0232±0.0050	1.0209	1.0199
4	1.0062±0.0042	1.0025	1.0023
5	1.0339±0.0052	1.0315	1.0308
6	-	1.0064	1.0065
7	1.0150±0.0045	0.9998	0.9998
8	1.0000±0.0051	1.0000	1.0000

Таблица 4.5.28

Микрораспределение энерговыделения в макроячейке E7
(12.7-3.6-1.8)

Детектор	Энерговыделение	NESSEL-4 FLEX	GRACE SOPHIE
2	1.1161±0.0030	1.1014	1.0849
3	1.0317±0.0037	1.0203	1.0189
4	1.0158±0.0043	1.0022	1.0022
5	1.0366±0.0051	1.0292	1.0319
6	1.0256±0.0054	1.0060	1.0060
7	1.0127±0.0030	0.9999	0.9998
8	1.0000±0.0047	1.0000	1.0000

Микрополе в макроячейке 12.7/3.6-K91-4.0

Детектор позиция	ТВЭЛ	NESSEL-4	BETTY
1	1.0000±0.0080	1.0000	1.0000
2	1.0171±0.0077	1.0076	1.0065
3	1.0467±0.0082	1.0322	1.0324
4	1.0965±0.0086	1.0874	1.0934
5	1.2306±0.0094	1.2539	1.2606
6	1.5398±0.0079	1.5985	1.6954
7	-	-	-
8	1.0346±0.0067	1.0246	1.0229
9	1.0804±0.0075	1.0662	1.0660
10	1.1717±0.0080	1.1784	1.1869
11	1.4154±0.0068	1.4592	1.4889
12	-	-	-
13	1.1668±0.0082	1.1584	1.1700
14	1.3866±0.0065	1.3658	1.4077
15	-	-	-
16	-	-	-

Микропараметры в макроячейках. Факторы проигрыша $\delta_{H_2O}^x$, спектральные индексы $SI\left(\frac{x}{y}\right)$ и значения $R\left(\frac{Np}{Dy}\right)$, $R\left(\frac{Ce}{Dy}\right)$ в зависимости от позиции в макроячейке (см. рис. 4.5.14) представлены в таблицах 4.5.30-4.5.31. Обсуждение точности этих измерений по сравнению с результатами расчетов проводится в работах [80-84].

Рассчитанные по разным спектральным программам и MCU значения фактора проигрыша для поглотителя в макроячейке D_7 (таблицы 4.5.31-4.5.33) отличаются от эксперимента до $\pm 20\%$.

Между расчетом и измерениями наблюдаются настолько большие отличия, что представляются правомочными сомнения в надежности экспериментов или обработке данных (поправки на фольги в измерениях).

В случае водяных полостей результаты расчетов по разным программам для фактора проигрыша отличаются друг от друга менее, чем на 3%. Измеренные факторы проигрыша для Pu^{f-239} и U^{f-235} в центральной позиции макроячейки типа E7 очевидно, ошибочны.

Для топливных ячеек в различных позициях макроячеек (позиция 2, 3, 4) совпадение между расчетом и экспериментом по большинству микропараметров можно оценить, как хорошее.

Таблица 4.5.30

Надтепловые параметры $R\left(\begin{smallmatrix} \text{Np} \\ \text{Dy} \end{smallmatrix}\right)$, $R\left(\begin{smallmatrix} \text{Ce} \\ \text{Dy} \end{smallmatrix}\right)$

Позиция	Код	$R\left(\begin{smallmatrix} \text{Np} \\ \text{Dy} \end{smallmatrix}\right)$		$R\left(\begin{smallmatrix} \text{Ce} \\ \text{Dy} \end{smallmatrix}\right)$	
		F7	E7B	F7	E7B
1	Экспер.	4.288±0.087	3.810±0.067	1.079±0.025	1.107±0.018
	BETTY	4.430	3.850	1.184	1.151
	NES4	4.286	3.767	1.184	1.156
2	Экспер.	3.961±0.071	3.931±0.067	1.064±0.018	1.088±0.017
	BETTY	4.172	4.035	1.170	1.161
	NES4	4.058	3.986	1.171	1.168
3	Экспер.	3.999±0.074	4.035±0.068	1.096±0.021	1.146±0.017
	BETTY	4.092	4.098	1.166	1.165
	NES4	3.984	3.997	1.167	1.169
Асимпт	Экспер.	4.014±0.064	-	1.179±0.011	-
	BETTY	4.036	4.138	1.163	1.167
	NES4	3.896	-	1.160	1.165

Таблица 4.5.31

Факторы проигрыша U_{f-235}

Решетка	Код	Позиция		
		0	1	2
D7	Эксперимент	4.59±0.21	1.230±0.013	1.208±0.014
	BETTY	6.908	1.235	1.236
	NES4	7.89	1.182	1.183
	MCU	7.71	1.21	1.20
	CASHE	6.38	1.189	1.190
	THER.	8.105	1.320	1.313
E7	Эксперимент	1.210±0.012	1.236±0.014	1.197±0.016
	BETTY	0.847	1.239	1.237
	NES4	0.929	1.190	1.186
	MCU	0.90	1.21	1.217
	CASHE	0.913	1.193	1.192
	THER.	0.900	1.303	1.306
F7	Эксперимент	4.59±0.15	1.217±0.011	-
	BETTY	4.637	1.235	-
	NES4	4.90		
	MCU	5.0		

Таблица 4.5.32

Факторы проигрыша Pu^f -239

Т и п	Программа	Позиция		
		0	1	2
D7	Эксперимент	4.55±0.18	1.176±0.01	1.160±0.011
	BETTY	8.462	1.156	1.151
	NES4	9.60	1.140	1.143
	MCU	9.52	1.15	1.15
	CASHE	8.03	1.152	1.152
	THER.	10.09	1.158	1.158
E7	Эксперимент	1.285±0.011	1.160±0.012	1.158±0.013
	BETTY	0.863	1.163	1.161
	NES4	0.945	1.149	1.144
	MCU	0.91	1.16	1.168
	CASHE	0.930	1.154	1.153
	THER.	0.921	1.163	1.160
F7	Эксперимент	5.91±0.19	1.175±0.008	-
	BETTY	5.820	1.157	-
	NES4	6.22		
	MCU			

Таблица 4.5.33

SI (Pu^f -239, U^f -235)

Т и п	Программа	Позиция			
		0		1	
		H_2O	H_2O	UO_2	H_2O
D7		1.483±0.069	1.472±0.018	1.471±0.016	1.413±0.015
	BETTY	1.075	1.320	1.421	1.331
	CASMO-HEX	1.11	1.393	1.425	1.380
	NESSEL-4	1.209	1.474	1.503	1.450
	MCU	1.15	1.43	1.48	1.41
	THERMOS	1.092		1.553	
E7		1.255±0.011	1.334±0.013	1.465±0.017	1.374±0.014
	BETTY	1.187	1.209	1.440	1.353
	CASMO-HEX	1.283	1.307	1.389	1.343
	NESSEL-4	1.338	1.360	1.450	1.399
	MCU	1.29	1.31	1.42	1.39
	THERMOS	1.237		1.497	
F7		1.292±0.058	1.666±0.018	1.511±0.012	1.458±0.12
	BETTY	1.142	1.433	1.423	1.334
	CASMO-HEX				1.388
	NESSEL-4	1.179	1.496		
	MCU	1.20			
	THERMOS				

Продолжение таблицы 4.5.33

Тип	Позиция	2	
	Программа	Возмущение	H_2O
D7		1.487±0.015	1.422±0.014
	BETTY	1.428	1.339
	CASMO-HEX	1.421	1.375
	NESSEL-4	1.488	1.434
	MCU	1.466	
	THERMOS	1.553	
E7		1.487±0.019	1.438±0.01
	BETTY	1.436	1.347
	CASMO-HEX	1.409	1.363
	NESSEL-4	1.480	1.428
	MCU		
	THERMOS	1.521	

4.5.6 Результаты сопоставления расчетов с данными измерений изотопного состава выгоревшего топлива реактора YANKEE.

Сопоставление расчетов с данными измерений изотопного состава выгоревшего топлива подводит итог верификации спектральных программ, поскольку несет информацию о точности программы применительно к реальным условиям работы реактора.

Данные измерений изотопного состава выгоревшего топлива, как правило, существенно труднее интерпретировать, чем данные измерений на критических сборках. Это связано с необходимостью иметь представительную информацию о начальном изотопном составе топлива, условиях его эксплуатации в зоне и т.д.

В рамках ВМК производилась обработка измерений на топливе реактора ВВЭР-440, результаты которых опубликованы в работе [73], и ставших классическими измерений на реакторе YANKEE [74].

Измерения изотопного состава выгоревшего топлива ВВЭР-440 были выполнены для проб, расположенных в областях топливной сборки не только асимптотического, но и неасимптотического спектра. Это требует при обработке измерений программ, позволяющих с достаточной степенью детальности моделировать реальную конструкцию ТВС. Измерения для ВВЭР-440, по сравнению с измерениями на топливе реактора YANKEE, имеют меньшую статистику экспериментальных данных.

Измерения, описанные в работе [74], характерны тщательностью отбора проб из области асимптотического спектра, их большим количеством и проведением независимых измерений в нескольких лабораториях.

Подробный анализ обеих серий измерений с помощью программы NESSEL-4 был сделан в работе [75].

При сопоставлении данных расчетов и измерений расчеты обычно выполняются для средних по времени значений характеристик топливной решетки ($T_{\text{уо2}}$, $\gamma_{\text{H}_2\text{O}}$, энергонапряженность и т.д.) в предположении, что учет реальной истории их изменения слабо влияет на окончательный результат. Справедливость такого подхода анализируется в ряде работ Х. Хаинриха (ККАБ, Берлин) и в отчете [76], где рассматриваются проблемы влияния неопределенности температуры топлива на результаты расчетов и точности моделирования нейтронного спектра в топливной сборке, из которой берутся пробы.

Аналогичные описанным в работе [76] расчеты были выполнены в ИАЭ (г. Москва) применительно к измерениям на топливе реактора ВВЭР-440. Они выполнялись по комплексу программ УНИРАСОС-2, БИПР-7 (трехмерная

крупносеточная модель ВВЭР), ПЕРМАК (двумерная мелкосеточная модель ВВЭР). По программам БИПР-7-ПЕРМАК имитировался реальный режим работы топливных загрузок и определялись графики зависимости энергонапряженности, плотности воды и жесткости спектра в твэл в позиции по высоте, соответствующей месту отбора пробы. Полученные характеристики в виде гистограммы вводились в программу УНИРАСОС-2, которая использовалась для расчета изотопного состава данной пробы.

Расчеты показали, что детальный способ моделирования выгорания приводит к вполне заметным изменениям результатов по сравнению с полученными простейшим способом имитации выгорания (расчет изолированной твс при средних параметрах). Так, например, изменение концентрации U^{235} для пробы из "асимптотической" области сборки достигало 2-3%. Наибольшее влияние на результаты расчета оказывает изменение жесткости спектра. Полученный результат согласуется с выводами работы [76]. Это позволяет, по-видимому, сформулировать предварительный вывод о целесообразности достаточно детального моделирования выгорания топлива реактора ВВЭР-440 при интерпретации измерений по анализу изотопного состава.

Процедура обработки измерений [74] представляется более простой, поскольку, по-видимому, позволяет ограничиться использованием асимптотического приближения.

Немаловажным достоинством измерений [74], как уже отмечалось выше, является большое количество исследованных проб, которое позволяет провести статистическую обработку результатов.

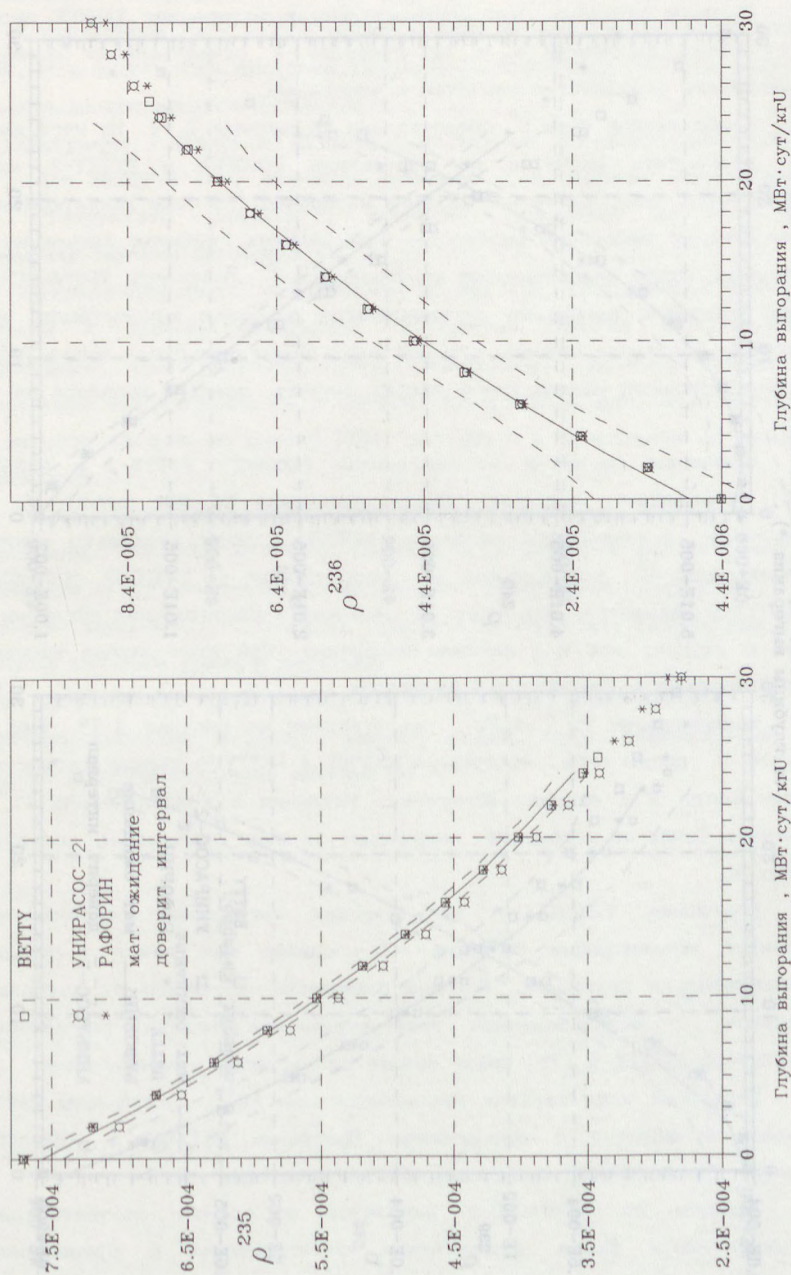
Прежде чем перейти к обсуждению сопоставления расчетов с данными измерений, заметим, что результаты расчетов по NESSEL-4 представлены в работе [76], в основном, в графическом виде, что не позволяет включить их в явном виде в рассмотрение. Поэтому мы вынуждены ограничиться их качественным описанием.

Результаты расчетов по программам УНИРАСОС-2, РАФОРИН и ВЕТТУ-2 и данные измерений изображены на рис. 4.14-4.16. Экспериментальные данные представлены в статистически обработанном виде (математическое ожидание и доверительный интервал). Алгоритм и результаты статистической обработки описаны в работе [77]. Ядерные концентрации изотопов представлены на рисунках в виде функций от глубины выгорания.

Следует заметить, что в некоторых работах, например, в [75], для того, чтобы избежать влияния на результаты сопоставления погрешности определения выгорания, в качестве аргумента предлагается рассматривать специальный параметр τ . Он определяется соотношением:

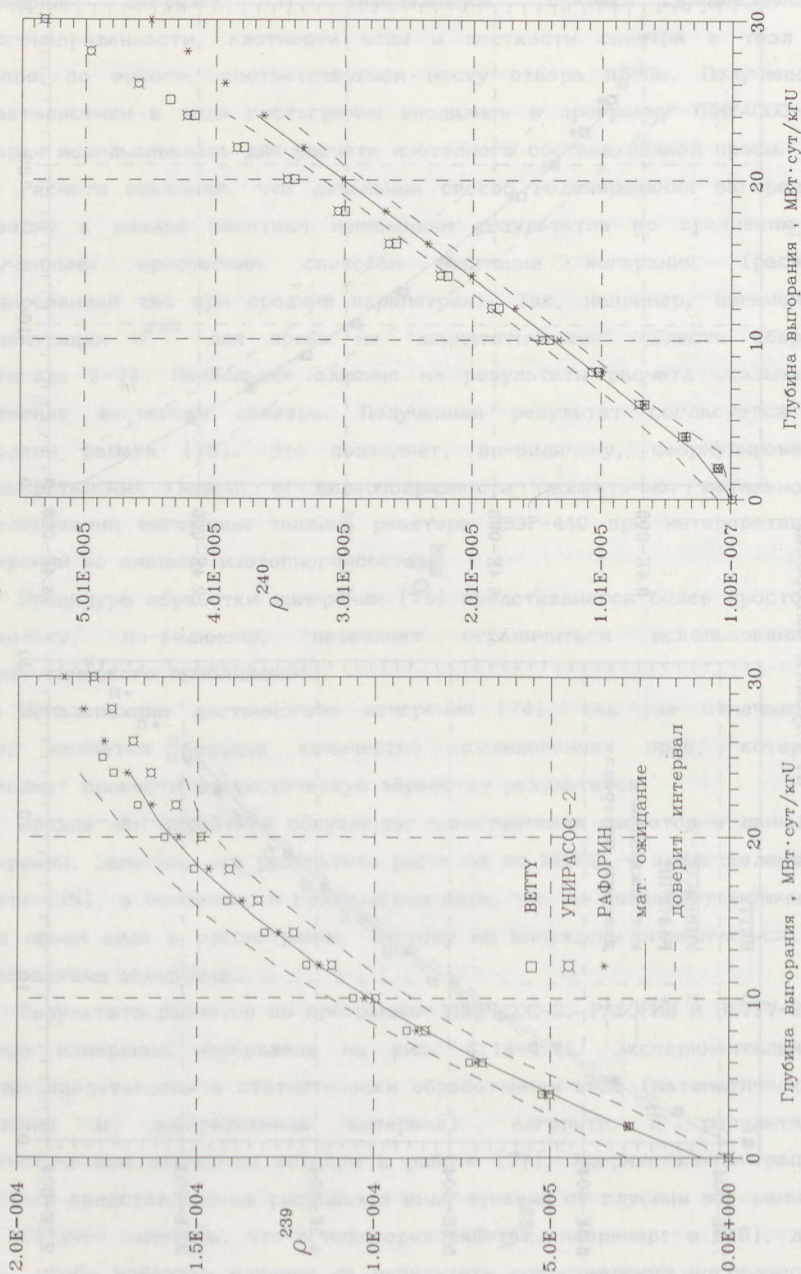
$$\tau = \frac{\ln N^8}{\ln N^5} - \frac{\ln N_0^8}{\ln N_0^5},$$

Рис. 4.14 Зависимость концентраций изотопов U^{235} и U^{236} от глубины выгорания *).



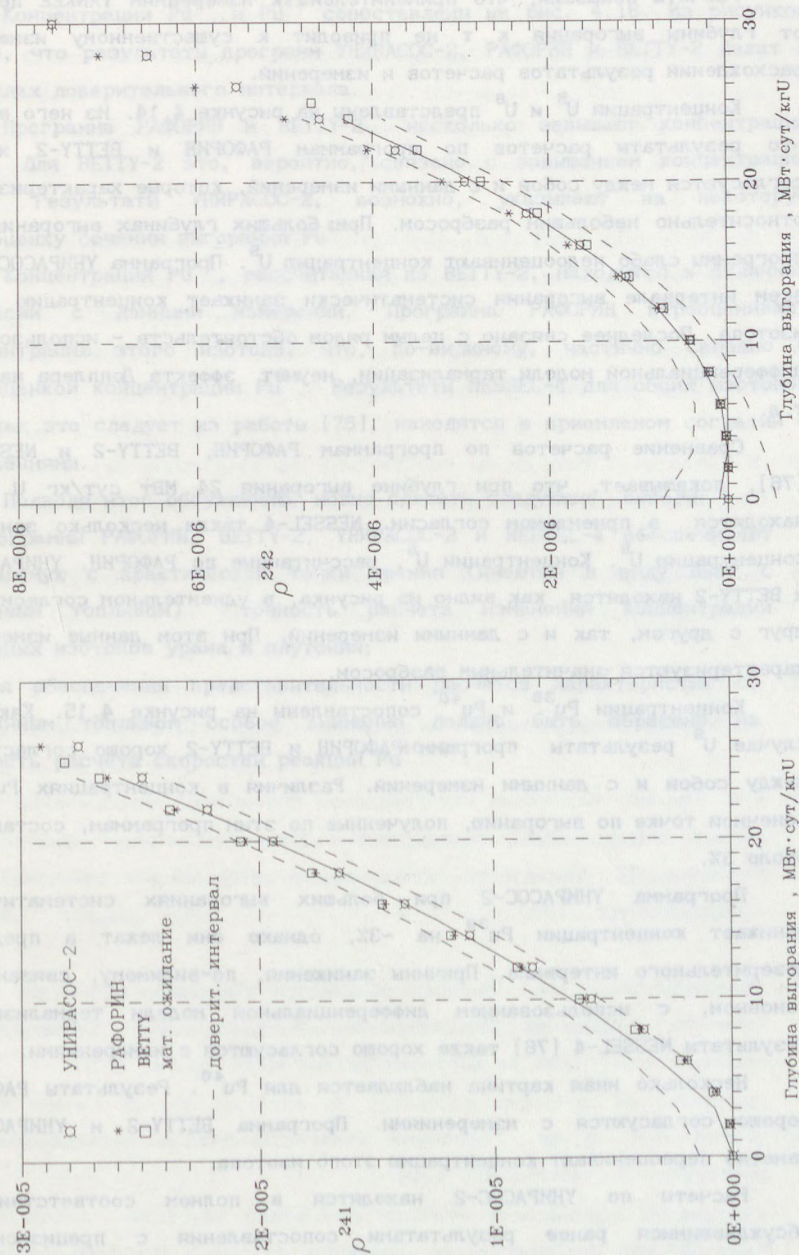
*) концентрации заданы в $\text{яд}/\text{см}^3 \cdot 10^{-24}$

Рис. 4.15 Зависимость концентраций изотопов Pu^{239} и Pu^{240} от глубины выгорания *)



*) концентрации заданы в $\text{яд}/\text{см}^3 \cdot 10^{-24}$

Рис. 4.16 Зависимость концентраций изотопов Pu^{241} и Pu^{242} от глубины выгорания *)



*) концентрации заданы в $\text{яд}/\text{см}^3 \cdot 10^{-24}$

где N^8, N^5, N_0^5, N_0^8 - концентрации U^8 и U^5 в произвольной и начальной точках по времени.

Расчеты показали, что применительно к измерениям YANKEE переход от глубины выгорания к τ не приводит к существенному изменению расхождений результатов расчетов и измерений.

Концентрации U^5 и U^6 представлены на рисунке 4.14. Из него видно, что результаты расчетов по программам РАФОРИН и BETTY-2 хорошо согласуются между собой и с данными измерений, которые характеризуются относительно небольшим разбросом. При больших глубинах выгорания обе программы слабо недооценивают концентрацию U^5 . Программа УНИРАСОС-2 во всем интервале выгорания систематически занижает концентрацию этого изотопа. Последнее связано с целым рядом обстоятельств - использование дифференциальной модели термализации, неучет эффекта Доплера на U^5 и т.д.

Сравнение расчетов по программам РАФОРИН, BETTY-2 и NESSEL-4 [76], показывает, что при глубине выгорания 24 МВт сут/кг U они находятся в приемлемом согласии. NESSEL-4 также несколько занижает концентрацию U^5 . Концентрации U^6 , рассчитанные по РАФОРИН, УНИРАСОС-2 и BETTY-2 находятся, как видно из рисунка, в удивительном согласии как друг с другом, так и с данными измерений. При этом данные измерений характеризуются значительным разбросом.

Концентрации Pu^{39} и Pu^{40} сопоставлены на рисунке 4.15. Как и в случае U^5 результаты программ РАФОРИН и BETTY-2 хорошо согласуются между собой и с данными измерений. Различия в концентрациях Pu^{39} в конечной точке по выгоранию, полученные по этим программам, составляет около 3%.

Программа УНИРАСОС-2 при больших выгораниях систематически занижает концентрации Pu^{39} на ~3%, однако они лежат в пределах доверительного интервала. Причины занижения, по-видимому, связаны, в основном, с использованием дифференциальной модели термализации. Результаты NESSEL-4 [76] также хорошо согласуются с измерениями.

Несколько иная картина наблюдается для Pu^{40} . Результаты РАФОРИН хорошо согласуются с измерениями. Программа BETTY-2 и УНИРАСОС-2 заметно переоценивают концентрацию этого изотопа.

Расчеты по УНИРАСОС-2 находятся в полном соответствии с обсуждавшимися ранее результатами сопоставления с прецизионными расчетами. Напомним, что они указывают на недооценку резонансного захвата Pu^{40} следствием чего является его недовыгорание.

Результаты программы BETTY-2 могут быть связаны с особенностями расчетной модели программы, в которой основной резонанс этого изотопа включается в область термализации. Программа NESSEL-4, как это видно

из данных работы [76], дает удовлетворительное согласие с результатами измерений.

Концентрации Pu^{41} и Pu^{42} сопоставлены на рис. 4.16. Из рисунков видно, что результаты программ УНИРАСОС-2, РАФОРИН и BETTY-2 лежат в пределах доверительного интервала.

Программа РАФОРИН и BETTY-2 несколько завышают концентрацию Pu^{41} . Для BETTY-2 это, вероятно, связано с завышением концентрации Pu^{40} . Результаты УНИРАСОС-2, возможно, указывают на некоторую переоценку сечения выгорания Pu^{41} .

Концентрация Pu^{42} , рассчитанная по BETTY-2, находится в отличном согласии с данными измерений. Программа РАФОРИН переоценивает концентрацию этого изотопа, что, по-видимому, частично связано с переоценкой концентрации Pu^{41} . Результаты NESSEL-4 для обоих изотопов Pu, как это следует из работы [76], находятся в приемлемом согласии с измерениями.

Подводя итог обсуждению, можно сделать следующие выводы:

- программы РАФОРИН, BETTY-2, УНИРАСОС-2 и NESSEL-4 обеспечивают приемлемую с практической точки зрения (имеются в виду ВВЭР с урановым топливом) точность расчета изменения концентраций основных изотопов урана и плутония;
- для обеспечения представительности расчетов характеристик со смешанным топливом особое внимание должно быть обращено на точность расчета скоростей реакций Pu^{40-42} .

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 4.

1. V. Pshenin et al. Analysis of VVER Characteristics with Tight Lattice and MOX Fuel. IAEA 622-I3-TC-700.
2. Л.П. Абагян и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоатомиздат, 1981.
3. H. Bohl, Jr. and A.P. Hemphill. MUFT-5 - A Fast Neutron Spectrum Programme for Philco-2000. WAPD-TM-218, 1961.
4. М. Николаев и др. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М. Энергоатомиздат, 1984.
5. P. Benoist. Theorie du coefficient de diffusion des neutrons dans un reseau comportant des cavites. Report CEA R 2278, 1964.
6. А. Керестури. Материал X-ого симпозиума специалистов ВМК, Ереван, СССР, 1981
7. Я. Гадо, А. Керестури. Многогрупповые кинетические расчеты для ячейки бесконечных топливных решеток. Отчет KFKI-ZR-6-544/1986.
8. В.В. Пшенин. Коррекция малогрупповой библиотеки микросечений по данным интегральных экспериментов на легководных решетках. Материал IX Симпозиума специалистов ВМК по физике ВВЭР, Нойбранденбург, 1980.
9. З. Сатмари и др. Подгонка библиотек групповых констант и точность измерений на сборке. Материал VII Симпозиума специалистов ВМК по вопросам физики ВВЭР. Прага, 1978.
10. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
11. V.V. Tebin. A Generalized Subgroup Approach to Calculating Resonance Absorption of Neutrons in Nuclear Reactors. IAEA Tecdoc-491.
12. BROND-2. ВАНТ. Сер. Ядерные константы Вып.2, 1991.

13. В.В. Тебин, М.С. Юдкевич ВАНТ. Сер. Ядерные константы Вып.2 (29), 1978.
14. А. Керестури. Анализ различных методов расчета резонансного поглощения. Материал X Симпозиума специалистов ВМК по физике ВВЭР. Ереван, 1981.
15. E. Hellstrand Measurements of the Effective Resonance Integral in Uranium Metal and Oxide in Different Geometries. J. Appl. Phys. 28, 1493, 1957.
16. M. Levin. Resonance Integral Calculations for U^{238} Lattices. Nuclear Science and Engineering, 16, 1963, p. 271.
17. В. Тебин и др. ВАНТ Сер. Физ. и техн. ядер. реак. Вып.4, 1985.
18. Y. Ishiguro, H. Takano. PEACO - A Code for Calculation of Group Constants of Resonance Energy Region in the Heterogeneous Systems, JAERI Rep. 1219, 1971.
19. В.В. Пшенин, В.В. Тебин. Материал Симпозиума специалистов ВМК по физике ВВЭР. Варна, 1982.
20. А. Керестури. Инженерная программа CERES для расчета резонансного поглощения. Материал XI Симпозиума специалистов ВМК, Варна, 1982.
21. А. Керестури. Взаимная экранировка резонансов разных изотопов. Материал XI Симпозиума специалистов ВМК, Варна, 1982.
22. J.R. Askew. The calculation of resonance captures in few-group approximation. AEEW-R 489, 1966.
23. И.Е. Рубин. Некоторые результаты расчета резонансной блокировки сечений изотопов гадолиния. Материал совещания ТГ-3 ВМК, Москва, 1989.
24. М.Н. Николаев, М.Н. Хохлов. Система подгрупповых констант. В кн. "Бюллетень информационного центра по ядерным данным", вып. 4, Атомиздат 1967, стр. 392.

25. В. В. Тебин, М. С. Юдкевич. Подгрупповые параметры в области разрешенных резонансов. Препринт ИАЭ-3395/5, Москва, 1981.
26. В. К. Осипов, В. В. Тебин. Расчет спектра замедляющихся нейтронов в ячейках теплового гетерогенного реактора (программа SCOC-RT). Материал X Симпозиума специалистов ВМК, Ереван, 1981.
27. А. Керестури. Распределение резонансного захвата изотопа U^{238} . Материал XVI Симпозиума специалистов ВМК, Москва, 1987.
28. В. К. Сергеев, А. С. Карпов. Расчет спектров нейтронов в резонансной области (программа SLOGR). Вопросы атомной науки и техники, сер. "Физика и техника ядерных реакторов", вып. 4, 1985, стр. 33.
29. А. Керестури. Нумерические методы, применяющиеся для расчета термализации. Материал X Симпозиума специалистов ВМК, Ереван, 1981.
30. H. C. Honeck. Nucl. Sci. Eng. 18, 49, 1964.
31. N. Cadilhac. Methodes theoriques pour l'etude de la thermalization des neutrons dans les milieux absorbents infiniset homogenes. Rapport CEA R 2368, 1963.
32. Н. И. Лалетин Атомная энергия т. 14 с. 458, 1963.
Н. И. Лалетин. В сборнике "Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов", Атомиздат, 1974.
33. М. Леман Отчет KFKI-ZR-6/505/1974
34. J. A. Thie. Nucl. Sci. Eng. 9, 286, 1961.
35. A. Kavenoky. Calcul et utilisation des probabilites de premiere collision des milieux heterogenes a une dimension: les programmes ALCOLL et CORTINA, Note DEA-N-1077, 1969.
36. Н. И. Лалетин. Метод поверхностных псевдоисточников для решения уравнения переноса нейтронов. Препринт ИАЭ-1374, Москва, 1967.

37. N.I. Laletin et al. Surface Harmonics and Surface Pseudosources Methods. Proc. of Int. Conf. on the Physics of Reactors, Marseille, 1990.
38. H. Heinrich. Kernenergie. 24 (1981), 465.
Р. Беккер. Описание метода расчета для ячеек типа Вигнера-Зейца по программе NESSEL-IV. Отчет KFKI-ZR-6-555/1988.
39. В.В. Пшенин и др. Программа РАФОРИН. Назначение, алгоритм и предварительные результаты тестирования. Материал XVIII Симпозиума специалистов ВМК, Прахатице, 1989.
40. В.В. Пшенин и др. УНИРАСКОС-2: алгоритм и результаты тестирования. Материал совещания ТГ-3 ВМК, Москва, 1989.
41. V.V. Pshenin, V.D. Sidorenko et al. Calculation Results for Gadolinium in Fuel Rod Lattices. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in VVERs, Vienna, 1989.
42. J. Gado, A. Kereszturi, I. Trosztel The Program System KARATE. Specialists Meeting on Advanced Calculation Methods for Power Reactors. Cadarache. France. September, 1990.
43. J. Gado. The pin cell burnup code BETTY. Отчет KFKI-1978-35, 1978.
44. К. Залески. Описание программы MICROBE. Материал II тома сборника трудов ВМК.
45. Н.И. Лалетин и др. Комплекс программ WIMS-SU. Вопросы атомной науки техники, сер. "Физика и техника ядерных реакторов", вып. 1, 1990, с. 26.
46. Y. Yamamura, T. Sekija. Wigner Continuous Slowing Down for the Fast Neutron Spectrum. Nucl. Sci. Eng., v. 63, 213 (1971).
47. А.Ф. Бадалов, С.Л. Кононов. Результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик легководных решеток ТВЭЛов с различным водо-топливным отношением. Вопросы атомной науки и техники, Сер. "Физика и техника ядерных реакторов", вып. 3, 1988, с. 24.

48. Сборник трудов ВМК, том I, Экспериментальные исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР, Akademiai Kiado, Budapest, 1984.
49. M.L. Williams et al. Analysis of Thermal Reactor Benchmarks with Design Codes Based on ENDF-B/V data. Nucl. Techn., V.71, 386(1985).
50. M. Edenius, A. Ahlin. CASMO-3: New Features, Benchmarking and Advanced Application. Proc. of Int. Conf., Paris, 1987.
51. R. Becker, V.V. Pshenin, A.P. Lazarenko et al. Results of Spectral Codes Verification using Numerical and Experimental Benchmarks. Kernenergie 33(1990)8.
52. R. Becker. GDR Calculation Results of Gadolinium Fuel-Pin Lattices. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in WWERS.
53. V. Jagannathan. Indian Results of The Benchmark on The Use of Gd as Burnable Poison in WWERS. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in WWERS.
54. V. Pshenin et al. Calculation Results for Gadolinium in Fuel Rod Lattices. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in WWERS.
55. M. Antilla Finnish Results for a VMK Benchmark Problem Concerning Use of Gadolinium in Fuel Rod Lattices. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in WWERS.
56. D. Lutz. Results for Sidorenko Benchmark. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in WWERS.
57. Consultants Report on Proposed Programme for the Co-ordinated Research Programme on Safe Core Management with Burnable Absorbers in WWERS. IAEA-1988.
58. J.R. Fisher. Evaluation of Assembly Cross Section Generator Code Discrepancies. IAEA-TECDOC-567.

59. J.R.Fisher Evaluation of Cross Section Generator Code Differences Assembly Analysis. IAEA-TECDOC-567.
60. V.Pshenin et al. Comparison of Calculations for WWER-1000 Lattices Containing BA Rods with Gadolinium. Material of CRP on Safe Core Management with Burnable Absorbers in WWERs.
61. В.В.Пшенин, А.П.Лазаренко. Результаты решения тестовых модельных задач по выгоранию топлива в тесных решетках со смешанным уран-плутониевым топливом. Вопросы Атомной науки и техники, Сер. "Физика и техника ядерных реакторов", Вып.4, 1988, с.9.
62. Ishiguro Y. et al. Proposal of Benchmarks on Data and Methods to Calculate Reactor Characteristics in High Conversion Light Water Reactors. NEACRP-A-789 (1986).
63. Ishiguro Y. Resonance Absorption and Coolant Void Reactivity Coefficient in Tighter Pitch Lattices. Material of Advisory Group Meeting on Nuclear Data for Calculation of Thermal Reactor Reactivity Coefficients. Vienna, 1987.
64. Thermal Benchmark Compilation, CSEWG Data Testing Subcommittee. June, 1974.
65. Strawbridge L.E., Barry R.F. Nucl. Sci. Engng., 23,1(1965), p.58.
66. E.Bernocehi, R. Martinelly. Light Water Lattice Data. Report NEACRP-U-190, December 1977.
67. Р.Беккер. Отчет Отчет KFKI-ZR-6-554/1988.
68. Э.Е.Юзefович. Отчет KFKI-ZR-6-527/1977
69. Л.В.Комиссаров Препринт ИАЭ-2183(1972).
70. R.C.Liikala, V.O.Uotinen, U.P.Jenqu. Nucl. Techn., 15(1972), p. 272.
71. Р.Беккер. Отчет KFKI-ZR-6-533/1981

72. R. Chawla et al. Reactivity and Reaction Rate Ratio Changes with Moderator Voidage in a Light Water High Converter Reactor Lattice. Nucl. Techn. V.67, 360(1984).
73. А.Г.Зеленков и др. Полный анализ выгоревшего топлива АЭС с ВВЭР-440. Атомная Энергия, т. 51(1981), вып. 1, 53.
74. R. I. Nodvik. Supplementary Report on Evaluation of Mass Spectrometric and Radiochemical Analysis of YANKEE Core I Spent Fuel. WCAP 6086, 1969.
75. Х.Хайнрих. О возможностях проверки программ для расчетов микровыгорания на основании измерений концентрации нуклидов в выгоревшем топливе. Материал XV Симпозиума специалистов ВМК по физике реакторов ВВЭР. Росток, 1986.
76. Р.Беккер Результаты анализа расчетов по модельной задаче YANKEE. Отчет KFKI-ZR-6-537/1983.
77. Э.Шподен, К.Мольцан. Анализ измерений выгорания топлива реактора АЭС. Материал XIX Симпозиума специалистов ВМК по вопросам физики реакторов типа ВВЭР, Шлюфок, 1990.
78. Сборник трудов ВМК, том III, Будапешт, 1991.
79. Р.Беккер. Обсчет критических измерений для невозмущенных решеток по спектральным, диффузионным и кинетическим программам. Отчет KFKI-ZR-6-554/1988.
80. Л.В.Майоров, М.С.Юдкевич. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах, М., Энергоатомиздат, 1988.
81. Z. Szatmary. Data evaluation problems in reactor physics. Theory of program RFIT; Report KFKI-1977-43, 1977.
82. Р.Беккер. Первый анализ расчетов и экспериментов для регулярно-возмущенных решеток типа X-7 (Отчет рабочей группы М), Материал XVI-го симпозиума ВМК, М., СССР, 1987.
83. Р.Беккер. О деятельности рабочей группы М в течение 1986-88

110. годов (Заключительный отчет рабочей группы М), материал XVII-го симпозиума ВМК, Варна, НРБ, 1988 г.
84. Й.Бардош и др. Отчет KFKI-ZR-6-412/1978.
85. Я.Гадо. Упрощенная модель распределения нейтронного потока в решетках Xn и K91. Материал VIII-го симпозиума ВМК, Зегжинек-Ядвизин, ПНР, 1979 г.
86. Р.Беккер. Л.Альмерот. Результаты обсчета невозмущенных решеток критсборок ZR-6. Материалы XIII-го симпозиума ВМК, Румыния, Куртя де Арджеш, 1984 г.
87. В.М.Азова. Обсчет экспериментов на сборке ZR-6. Рабочий материал объединенного заседания III и IV ТГ ВМКБ ПНР, 1984 г.
88. Я.Гадо. К.Альварез. Отчет рабочей группы "В" о переработке результатов измерений ZR-6 в тестовые задачи, Материал XV-го Симпозиума ВМК, Росток, ГДР, 1986 г.
89. Г.Рамиро. Расчет параметров в решетках с неоднородностями X-3 и X-7 по программе WIMS-D4. Материал XVIII-го симпозиума ВМК, СССР, 1989 г.
90. Я.Гадо и др. Интерпретация экспериментов: решетки, регулярно возмущенные с ПЭЛами или водяными дырками. Материалы VI-го симпозиума ВМК, Румыния, Бухарест, 1977 г.
91. V.C.Deniz. The theory of neutron leakage in reactor lattices. CRC -handbook of Nuclear Reactors Calculations. V.2, p.409. CRC Press Inc. 1986.
92. Abagian L.P., Gomin E.A. and Yudkevich M.S. Evaluation of constants of isotopes ^{239}Pu - ^{242}Pu and their Verification Conformly to the Calculations of Thermal Reactors. Presented to 1992 Topical Meeting on Advances in Reactor Physics. Charleston, USA.
93. R.Bonalumi. Energia Nucleare. 8,326,1961.
A.Jonsson. J.of Nucl.Energ. 17,511,1963.

94. I. Carlvik. Nucleonik. 8, 226, 1966.
95. A. Muller, E. Linnatz. Nucleonik. 5, 1963.
96. K. Kowalska. The S-WIMS code for CYBER-72.
IBJ 1509/CYFRONET/PR/A Report, 1975.
97. М. Леман, С. Штех, Й. Вацек. Оценка приближений, используемых в программах для расчета микроячеек. Рабочий материал ВМК, 1977.
98. Z. Weiss, R. Stammler, Nucl. Sci. Eng. 19, 374, 1964.
99. Э. Зайферт. Отчет KFKI-ZR-6/526/1976.
100. R. F. Barry. LEOPARD - a spectrum dependent non-spatial depletion code. WCAP-3269-29 report, 1963.
101. Я. Гадо. Отчет KFKI-ZR-6/542/1985.
102. J. Gado, Z. Szatmary, E. Elwakil. Report KFKI-73-48/1973.
103. E. P. Wigner, J. E. Wilkins, AECD-2275, 1944.
104. M. M. R. Williams. The slowing down and thermalisation of neutrons. North-Holland Publ. Co. 1966.
105. Я. Гадо. Расчет термализации в элементарной ячейке. IX Симпозиум ВМК. 1980.
106. A. Sauer. Nucl. Sci. Eng. 16, 239, 1963.
107. В. В. Тебин. Рабочий материал ВМК. 1980.
108. J. I. Bell. Theory of effective cross sections. LA-2322. 1959.
109. S. M. Dancoff, M. Ginsburg. Surface resonance absorption in a close-packed lattice. CP-2157. 1944.
110. E. Hellstrand. Proc. of the National Topical Meeting of ANS. San Diego. 1966. V. 2, 151.

111. O.P.Tverbakk, J.M.Doderlein. Kjeller report. KR-75. 1985.
112. R.B. Kidman et al. Nucl.Sci.Eng. 48, 189, 1972.
113. A.Devenyi. The code ANICELL. Report KFKI-1985-71, 1985.
114. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юкевич М.С. Пакет программ MCU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып.7. С.27-31.
115. Gomin E.A., Maiorov L.V., Yudkevich M.S. Some Aspects of Monte-Carlo Method Application to Nuclear Reactors Analysis. Prog. in Nucl. Ener. V 24, N 1-3, p. 211, 1991.
116. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В. Программа NEWRAS для расчета дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. Вып.8(21), С. 32-38.
117. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Комплекс TERMAC для расчета групповых сечений нейтронов в области термализации. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып.5(27). С.70-73.
118. Гомин Е.А., Капитонова А.В., Кононов С.Л., Майоров Л.В., Марин С.В., Юкевич М.С. Анализ экспериментов на критических сборках с целью проверки константного обеспечения реакторных расчетов. Доклад на XVI Симпозиуме специалистов ВМК по физике ВВЭР. Москва. Сентябрь 1987.
119. Алексеев Н.И., Брызгалов В.И., Владимирова Т.М., Гомин Е.А., Капитонова А.В., Майоров Л.В., Носовский И.В., Юкевич М.С. Верификация константного обеспечения версии MCU-1 применительно к реакторам с водой в качестве замедлителя. Препринт ИАЭ=5407)5. Москва. 1991.
120. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. Москва, "Наука", 1965.
121. Курчатов И.В. Некоторые вопросы развития атомной энергетики в

122. а). Мостовой В.И. Трмализация нейтронов. Препринт ИАЗ-2018. Москва, 1970.
б) Мостовой В.И. "Атомная энергия", 1978, т.44, вып.1, с.65.
123. Мостовой В.И., Дикарев В.С., Салтыков Ю.С. Изучение спектров нейтронов в системах с водородсодержащим замедлителем. Докл. на коллоквиуме по ядерной физике. Балатон-Эсед, 1960.
124. Мостовой В.И. и др.
а) "Атомная энергия", 1962, т.13, вып.6, с.547.
б) Исследование термализующих свойств воды и некоторых органических соединений с помощью измерения сечений неупругого рассеяния медленных монохроматических нейтронов. Препринт ИАЗ-404. М., 1963.
в) Доклад на 3 Женевской конференции, 1964, Докл. СССР N 367.
д) In Pulsed Neutron Research. V.I.Vienna, IAEA, 1965, p.623.
е) "Атомная энергия", 1971, т.31, вып.5, с.459.
125. Абдуллаев Х.Ш. и др.
а) Neutron Thermalization and Reactor Spectra. V.I.Vienna, IAEA, 1968, v.1, p.233.
б) "Атомная энергия", 1969, т.26, вып., с.538.
126. Еремеев И.П. и др. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. V.I.Vienna, IAEA, 1968, p.343.
127. Ишмаев С.Н. и др. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. V.I.Vienna, IAEA, 1968, v.II, p.193.
128. Ишмаев С.Н. и др. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. V.I.Vienna, IAEA, 1968,
а) Ibid, v.II, p.349.
б) Ibid., p.643.
129. Ишмаев С.Н., Садиков И.П., Чернышов А.А.
Анизотропия спектра нейтронов в воде вблизи поглотителя. Препринт ИАЗ-1216. М., 1966.

130. а) Ишмаев С.Н., Садиков И.П., Чернышов А.А. Термализация нейтронов в H_2O при $318^{\circ}K$ и $77^{\circ}K$. Препринт ИАЗ-1954, М., 1970.
в) Ишмаев С.Н., Садиков И.П., Чернышов А.А. В книге Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. Москва, Атомиздат, 1972, с.337.
131. Майоров Л.В.
а) "Журн.вычисл. мат. и мат. физ.", 1962, т.2, с.635.
в) "Атомная энергия", 1965, т.19, вып.1, с.67.
132. Майоров Л.В., Брызгалов В.И. В кн. Метод Монте-Карло и вычислительной математике и математической физике. Минск, 1970, с.4.
133. Майоров Л.В., Труханов Г.Я. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. V.I.Vienna, IAEA, 1968,, v.1, p.145.
134. Майоров Л.В., Турчин В.Ф., Юкевич М.С. III Женевская конференция, 1964. Докл. СССР N 360.
135. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
136. Марчук Г.И. и др.
а) "Атомная энергия", 1962, т.13, вып.6, с.534.
б) III Женевская конференция, 1964, Докл. СССР, N 365.
137. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1963.
138. Г. Богачев, В.Д. Сидоренко. Сравнение некоторых моделей термализации нейтронов в ячейках реакторов. Материал IV совещания ВМК. Фрунзе, 1975.
139. N.I.Laletin et al. The Anisotropic Scattering Effect in Calculations of the Nuclear Reactor Cells by the Surface Pseudosource Method. Mtg. Advances in Mathematics Computations and Reactor Physics, Pittsburg, USA, 1991, p.20.13-1.

5. МЕЛКОСЕТОЧНЫЕ ДИФфуЗИОННЫЕ ПРОГРАММЫ

Г. Агте, Т. Апостолов, Р. Беккер, В. Лелек, М. Лизоркин¹

5.1 ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Для инженерных расчетов потвэльных распределений полей энерговыделений в реакторах типа ВВЭР применяются так называемые мелкосеточные диффузионные программы, в которых в качестве основного сеточного элемента рассматриваются твэлы с окружающей их водой. Твэлы расположены в узлах треугольной сетки, поэтому расчетная ячейка сетки в плане представляет собой шестигранник с поперечным размером, равным шагу решетки.

Для ВВЭР такие программы обычно используются в сочетании с крупносеточными программами, в которых в качестве основных элементов рассматриваются гомогенизированные (или моделируемые как согласно новым подходам на основе уравнений синтеза, см. главы 6,7) кассеты в целом.

Мелкосеточные программы дополняют их с целью обеспечения возможности потвэльного анализа реактора в процессе кампании, для анализа отдельных состояний реактора и переходных процессов, а также тестирования крупносеточных программ.

Важным применением мелкосеточных программ является также и их использование для подготовки параметров, описывающих кассету в целом, особенно при последующем расчете реактора с помощью современных нодальных методов. Поэтому к точности мелкосеточных программ предъявляются высокие требования.

Мелкосеточные программы традиционно всегда базировались на следующих приближениях.

- а) Ячейки реальной гетерогенной решетки гомогенизируются.
- б) Малогрупповые нейтронно-физические характеристики гомогенизированных ячеек предварительно рассчитываются для каждой разновидности ячеек по спектральным программам (см. главу 4), как правило, в асимптотическом приближении.
- в) Предполагается, что в гомогенизированных ячейках и реакторе в целом распределение потока нейтронов описывается малогрупповым диффузионным уравнением.

¹ Авторы разделов: Г. Агте, Р. Беккер 5.7.2, Т. Апостолов 5.3, В. Лелек 5.3, 5.8, М. Лизоркин 5.2, 5.6, 5.7.1

- г) Число энергетических групп выбирается небольшим - от двух до четырех, причем, как правило, используется только одна группа тепловых нейтронов,
- д) Дифференциальные диффузионные уравнения решаются обычно с помощью простейших конечно-разностных схем, в которых используется сетка с одним расчетным узлом на каждую ячейку.
- е) Как правило, предполагается, что реактор ВВЭР можно приближенно описать как гексагональную решетку, состоящую из одинаковых шестигранников. Действительно в активной зоне ВВЭР твэлы в кассетах образуют гексагональную решетку. Однако нельзя наложить регулярную гексагональную расчетную сетку так, чтобы все узлы сетки попали в центры всех "ячеек". Это происходит из-за того, что зазоры между отдельными кассетами существуют и на границе с отражателем. Поэтому для того, чтобы узлы регулярной сетки попали в центры твэльных ячеек, во многих программах в местах контакта кассет реальная решетка деформируется. Это, в принципе, может вносить дополнительные погрешности.

В описанной постановке задача сводится к решению системы, включающей от сотен до десятков тысяч (в зависимости от размеров активной зоны) уравнений. Они являются конечно-разностным аналогом диффузионного уравнения для набора граничащих друг с другом малых гомогенных шестигранных призм с фиксированными малогрупповыми диффузионными характеристиками.

Для оценки точности мелкосеточных программ необходимо оценить погрешности всех приближений, которые делаются при построении мелкосеточных моделей и разработке соответствующих программ.

Наименее обоснованной из гипотез, используемых для описания неоднородных решеток ВВЭР в традиционном подходе, является допущение о применимости приближения гомогенизации и асимптотических констант, вычисленных для бесконечной однородной решетки. Совершенно очевидно, что спектр нейтронов в ячейках, находящихся в разном окружении, деформируется, а на границах ячеек могут быть важны недиффузионные эффекты.

Метод гомогенизации к моменту начала работ ВМК был обоснован, в основном, для однородных решеток и малых градиентов потока. Его точность могла оказаться совершенно недостаточной, особенно с учетом современных, резко возросших (особенно с точки зрения безопасности) требований к точности расчетов. Поэтому важнейшей задачей ВМК была

проверка приближений (а), (б), (в) и разработка новых методик с учетом их уточнения.

Другой задачей являлась разработка и взаимное тестирование программ, основанных на простейшей конечно-разностной схеме для диффузионного уравнения с одним расчетным узлом на ячейку. При этом значительное внимание уделялось проверке и развитию методов их ускорения. Для тестирования программ был сформулирован и исследован ряд модельных задач решения малогруппового уравнения диффузии нейтронов в кусочно-гомогенной среде с заданными диффузионными константами и геометрией, моделирующей решетки ВВЭР [13,25-30].

В случае, когда шаг расчетной сетки мал по сравнению с длиной диффузии нейтронов, схема (д) обеспечивает удовлетворительную точность традиционно используемого метода конечных разностей. Тем не менее, ряд работ был посвящен специальной, чисто математической проблеме - проверке точности простейшей конечно-разностной модели и попыткам использовать для решения уравнения диффузии более сложные разностные схемы.

Самой важной стадией проверки программ является, как сейчас общепризнанно, их комплексная проверка на основе принятых для этой цели критериев, и устранение причин несоответствия этим критериям. Для этой стадии работы обычно используется термин VALIDATION. Для мелкосеточных программ глобальными критериями их качества могут быть сопоставления с результатами расчетов по прецизионным программам на той же константной базе (как для реальных так и для математических моделей) и с экспериментом. Последний способ менее удобен для проверки мелкосеточных моделей, так как включает в себя константную неопределенность. Тем не менее по историческим причинам именно он использовался в основном в работах ВМК. Эксперименты на сборке ZR-6 с точки зрения глобальной проверки программ дали огромный и весьма качественный материал, поскольку он включал в себя результаты потвальных измерений полей энерговыделения и скоростей реакций нескольких типов.

В результате работ, проведенных специалистами ВМК и другими авторами (см. главы 3,6,7), стало ясно, что простейшие конечно-разностные схемы мелкосеточных программ допускают иную трактовку, чем принятую в исходных посылках (а, в, д). Поэтому можно описать решетки ВВЭР с неплохой точностью и простейшей конечно-разностной моделью при условии специального выбора констант для нее (см. раздел 5.7, главы 2, 6, 7).

В главе дан обзор основных методик и программ мелкосеточных расчетов, развитых или используемых в странах-участниках ВМК, приведены результаты их сравнения между собой и с экспериментальными данными. Описаны модификации традиционного подхода, основанного на простейших теориях гомогенизации и простейшей конечно-разностной схеме для учета эффектов деформации спектра в неоднородных решетках ВВЭР.

5.2 ПРОСТЕЙШИЙ КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЙ АНАЛОГ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ

В малогрупповом диффузионном приближении в области решения с заданными граничными условиями распределение потока нейтронов в каждой энергетической группе и в каждой гомогенизированной ячейке описывается уравнением:

$$\text{div} D^{(k)}(r) \text{grad} \Phi^{(k)}(r) = \left[\Sigma_s^{(k)}(r) + \Sigma_a^{(k)}(r) \right] \Phi^{(k)}(r) + S^{(k)}(r) \quad (5.2.1)$$

Здесь k - индекс номера группы, S^k - источник нейтронов для энергетической группы k :

$$S^k = \frac{\chi_k}{K_{eff}} \sum_{j=1}^{N_g} \nu \Sigma_f^j \Phi^j + \sum_{j=1}^{N_g} \Sigma_{s \rightarrow k}^j \Phi^j, \quad (5.2.2)$$

где N_g - число энергетических групп, χ_k - доля нейтронов деления, попадающих в группу k , $\nu \Sigma_f^j$ - сечение генерации нейтронов, $\Sigma_{s \rightarrow k}^j$ - сечение рассеяния нейтронов из группы j в группу k . K_{eff} - собственное значение квазикритической задачи.

Определенный практический интерес представляют и неоднородные задачи с заданным распределением источников.

На внутренних гранях соседних ячеек уравнения (5.2.1) дополняются условиями непрерывности потоков Φ и токов $-D \nabla \Phi$. На внешних гранях ячеек, совпадающих с внешней границей реактора или макроячейки (совокупности нескольких ячеек), требуется соблюдение краевых условий вида:

$$\nabla_n \Phi + \beta \Phi = 0,$$

где $\nabla_n \Phi$ означает производную в направлении нормали к поверхности.

Для расчетов однородных по высоте активных зон, каковыми являются сборки ZR-6, достаточно решать двумерную задачу в плане с учетом высотной растечки посредством задания значения аксиального баклинга. Обычно, расчеты сборок проводятся с достаточно далеким заходом в боковой отражатель. Поэтому граничные условия не имеют существенного

значения. Для определенности, как правило, принимают условие обращения потока нейтронов в ноль ($\beta=\infty$) на внешней границе рассчитываемой области.

Обычно предполагается, что область решения наложением "правильной" гексагональной сетки может быть разбита на гексагональные подобласти (ячейки), в каждой из которых диффузионные свойства среды постоянны (гомогенные или сгомогенизированные ячейки), а размеры ячеек позволяют пренебречь кривизной поля внутри них. Тогда уравнение (5.2.1) (с учетом условий сшивки потоков и токов на границах ячеек) для двумерного (плоскость XY) случая сводится к системе алгебраических уравнений вида:

$$\frac{4}{3h^2} \sum_{i=1}^6 \frac{D_0^k D_i^k}{D_0^k + D_i^k} (\Phi_0^k - \Phi_i^k) + (\Sigma_{a0}^k + \Sigma_{s0}^k + D_{z0}^k B_z^2) \Phi_0^k = S_0^k \quad (5.2.3)$$

или в матричной форме:

$$A\Phi = S \quad (5.2.3a)$$

Индекс 0 означает рассматриваемую ячейку, индекс i - ячейки ближайшего окружения, h - шаг решетки, D_0^k - радиальный коэффициент диффузии, Σ_{a0}^k - сечение поглощения, Σ_{s0}^k - сечение рассеяния в другие группы, D_{z0}^k - аксиальный коэффициент диффузии, B_z^2 - аксиальный баклинг. Член $D_{z0}^k B_z^2$ введен в баланс нейтронов для учета аксиальной утечки.

При расчете реакторов ВВЭР и сборки ZR-6 часто удобно учитывать симметрию системы. Наиболее распространены 30-, 60- и 180-градусные симметрии относительно поворота вокруг оси реактора.

На осях симметрии рассчитываемой области на искомую функцию накладывается условие зеркального отражения путем переноса на край значений потоков из соответствующих симметричных узлов, находящихся внутри расчетной области. На внешней границе расчетной области может быть принято условие обращения тока нейтронов в ноль (также, как и на осях симметрии) или условие обращения потока нейтронов в ноль. Возможно также использование других типов граничных условий путем задания, например, кусочно-непрерывных функций координат β .

Схема Борресена. В ряде программ ВМК для упрощения численной схемы в случае как правильных, так и неправильных гексагональных схем использовалась, так называемая, схема Борресена.

Схема Борресена [9] представляет собой упрощение выражения (5.2.3) на основе использования приближенного соотношения:

$$\frac{D_0^k D_i^k}{D_0^k + D_i^k} \approx \frac{1}{2} \sqrt{D_0^k D_i^k} \quad (5.2.4)$$

Подстановка (5.2.4) в (5.2.3) с последующей заменой переменных:

$$\Phi_1^k = \frac{\Psi_1^k}{\sqrt{D_1^k}} \quad (5.2.5)$$

приводит к системе уравнений вида $B\Psi = S'$, где матрицу B достаточно представить одним ненулевым элементом в каждой строке (в матрице A в (5.2.3а) шесть ненулевых элементов в строке). Это позволяет в программах, реализующих схему Борресена, использовать меньше емкость оперативной памяти и сократить количество арифметических действий на узел во внутренних итерациях.

Особенности балансной схемы в условиях нарушения регулярности сетки в местах сопряжения кассет реактора ВВЭР изложены в работах [1, 5, 10] и в разделе 5.3.

Простейший прием учета нерегулярности решетки сводится к введению, так называемого, коэффициента сжатия. В этом случае ячейка неправильной формы заменяется на шестигранник, согласующийся с выбранной правильной сеткой. При этом его сечения домножаются на поправочный фактор, равный отношению объемов "правильной" и "неправильной" ячеек.

5.3 КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ СЕТОК С НАРУШЕНИЕМ ГЕКСАГОНАЛЬНОСТИ.¹⁾

Коэффициенты уравнения (5.2.1) являются постоянными в области элементарной ячейки. В общем случае для каждой ячейки они могут быть разными. Элементарные ячейки являются регулярными шестигранниками. Регулярность ячеек в реакторах ВВЭР нарушается между кассетами. Тем не менее желательно, чтобы уравнения могли быть применимы и для случаев, когда соединяющая центров ячеек не перпендикулярна к грани ячейки.

Не уменьшая общности вывода уравнений, можно ограничиться одной энергетической группой и групповой индекс не писать.

$$-\text{div} D \text{ grad} \phi + \Sigma \phi = F, \quad (5.3.1)$$

где F - правая часть уравнения (5.2.1).

¹⁾ Текст раздела взят из работы [10]. (Прим. ред.).

Интегрируя по элементарной ячейке с применением формулы Грина, получаем:

$$-\int_{\Gamma(R_0)} D_0 \frac{\partial \phi}{\partial n} d\Gamma + \iint_{R_0} \Sigma(x, y) dx dy = \iint_{F_0} F(x, y) dx dy. \quad (5.3.2)$$

Двойные интегралы представим в виде:

$$\begin{aligned} \iint_{R_0} \Sigma(x, y) \phi(x, y) dx dy &\approx \Sigma_0 \iint_{R_0} \phi(x, y) dx dy = \\ &= \Sigma_0 \mu(R_0) \left[\frac{1}{\mu(R_0)} \iint_{R_0} \phi(x, y) dx dy \right] = \Sigma_0 \mu(R_0) \phi_0, \end{aligned} \quad (5.3.3)$$

где

Σ_0 - среднее значение $\Sigma(x, y)$, которое постоянно в области R_0 ;

ϕ_0 - среднее значение функции $\phi(x, y)$ в R_0 ;

$\mu(R_0)$ - площадь области R_0 .

Диффузионный член аппроксимируется при помощи средних значений

$$D_0 \frac{\partial \phi}{\partial n} = \alpha_0 \phi_0 + \alpha_1 \phi_1, \quad (5.3.4)$$

и ищутся константы α_0 и α_1 так, чтобы равенство (5.3.4) выполнялось для специального выбора $\phi(x, y)$, который удовлетворяет условиям непрерывности. Из условий непрерывности при $x=a$ имеем:

$$\phi(x, y) = \begin{cases} \delta_1 + \delta_2 \frac{x-a}{D_0} & \text{для } x \leq a \\ \delta_1 + \delta_2 \frac{x-a}{D_1} & \text{для } x \geq a, \end{cases} \quad (5.3.5)$$

где a - расстояние от начала координат до грани R_{01} (между ячейками R_0 и R_1).

С учетом того, что (5.3.4) должно выполняться для любых δ_1 и δ_2 , для α получаем:

$$\begin{aligned} \alpha_0 + \alpha_1 &= 0, \\ \alpha_1 &= \frac{1}{\frac{\beta_{01}}{D_0} + \frac{\beta_{10}}{D_1}}, \end{aligned} \quad (5.3.6)$$

$$\beta_{01} = -\frac{1}{\mu(R_0)} \iint (x-a) dx dy, \quad (5.3.7)$$

$$\beta_{10} = \frac{1}{\mu(R_0)} \iint (x-a) dx dy.$$

Величины β_{01} , β_{10} не зависят от выбора координат в области R_0 и R . Они выражаются формулами, сходными с формулами для координат центра тяжести области с постоянной плотностью. Это сильно упрощает расчет коэффициентов β в сложных областях.

С учетом (5.3.4) и (5.3.6) диффузионное уравнение принимает следующий вид:

$$\sum_{i=1}^I l_{oi} \frac{1}{\frac{\beta_{oi}}{D_o} + \frac{\beta_{io}}{D_i}} [\phi_o - \phi_i] + \mu(R_0) \Sigma_o \phi_o = \mu(R_0) F_o, \quad (5.3.8)$$

где: I - число соседей многогранника R_0 ;

R_0 - центральная сеточная область;

$R_1, \dots, R_i$ - соседние области;

l_{oi} - длина грани между ячейками R_0 и R_i ;

β_{oi} - расстояние от центра тяжести области R_0 до грани с соседом R_i ;

$$F = \frac{1}{\mu(R_0)} \iint_{R_0} F(x, y) dx dy - \text{источник.}$$

Для регулярной решетки уравнения (5.3.8) сводятся к общеизвестной формуле (5.2.3).

Для специального случая сетки, соответствующей рис.5.1, приведем некоторые выражения для величин R_{ij} и l_{ij} (остальные получаются из соображений симметрии).

$$l_{32} = l_{12} = h_s; \quad l_{43} = l_{24} = l_{40} = \frac{R_0}{\sqrt{3}}; \quad l_{ij} = R_{ji};$$

$$\beta_{24} = [2h_o + h_n]/4; \quad \beta_{34} = [3h_o + 2h_n]/6; \quad \beta_{32} = [3h_o + h_n]/6;$$

$$\beta_{04} = h_o/2; \quad v_o = v_4 = h_o^2 \frac{\sqrt{3}}{2}; \quad v_1 = v_2 = h_o^2 \frac{2\sqrt{3}}{2} + h_o \left[h_3 \frac{h_o}{\sqrt{3}} \right];$$

$$v_3 = \left[h_s^2 + 4h_s - \frac{h_o}{\sqrt{3}} + \frac{h_o^2}{3} \right] \frac{\sqrt{3}}{4}$$

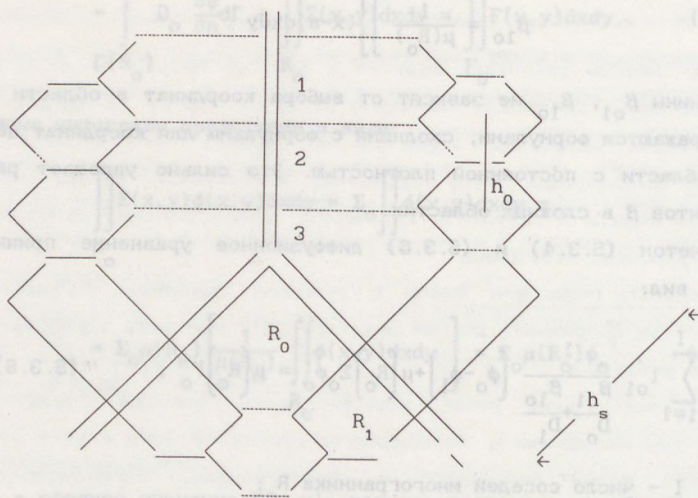


Рис. 5.1 Нерегулярные сеточные ячейки

h_o - шаг регулярной гексагональной сетки внутри кассеты,
 h_s - сдвиг кассет.

Используя выражение (5.3.8), можно записать (5.2.1) в окончательной форме:

$$\sum_{i=1}^I \frac{l_{oi}}{\frac{\beta_{oi}}{D_{o,g}} + \frac{\beta_{io}}{D_{i,g}}} \left(\phi_{o,g} - \phi_{i,g} \right) + v_o \sum_{o,g} \phi_{o,g} =$$

$$(5.3.10)$$

$$= v_o \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_{o,l,g} \phi_{o,g} + \frac{1}{K_{\text{эфф}}} \chi_{o,g} \sum_{l=1}^N \left[\nu \Sigma_f \right]_{o,g} \phi_{o,g},$$

где: $g=1,2,\dots,N$ групповой индекс; i, o - координатные индексы (центральная точка условно имеет номер 0).

Известно, что регулярность решетки твэлов в кассетах нарушается на границах между кассетами.

В зависимости от типа реактора граничные сеточные ячейки или растянуты или, наоборот, сжаты. Для серийного реактора ВВЭР-1000 шестигранник вырождается в ромб, а в углу кассеты - в треугольник. Точный учет этого эффекта требует существенных изменений в диффузионных программах, что особенно трудно для больших программ расчета реактора. Поэтому желательно проанализировать величину этого эффекта и привести уравнения к стандартному виду для регулярной решетки.

Пробные расчеты модельной задачи с уменьшенными кассетами (на грани кассеты пять точек) показали, что изменения в $K_{\text{эф}}$ могут быть довольно заметными.

Можно составить упрощенные уравнения, учитывающие эффект, путем введения коэффициента сжатия, т.е.:

$$\tilde{\Sigma}_i = \Sigma_i \frac{V_i}{V_\beta}; \quad \tilde{D}_i = D_i \frac{V_\beta}{V_i}, \quad (5.3.11)$$

где: V_i - объем i -той сеточной ячейки;

V_β - объем регулярной сеточной ячейки.

Константы с волной здесь и в следующих формулах используются как эффективные, а поправки вводятся для всех групп одинаково.

Не всегда удовлетворительное качество результатов [16] привело к необходимости составления нескольких эффективных схем с различными формулами для коэффициентов диффузии неоднородных ячеек. При получении формул стремились:

- а) использовать для коэффициента диффузии только геометрическую поправку, независимую от свойств данной ячейки и ее соседей;
- б) по возможности сохранить соотношения баланса

$$\oint_{(V)} D \frac{\partial \phi}{\partial n} ds = \tilde{D} \oint_{(V_s)} \frac{\partial \phi}{\partial n} ds,$$

где (V) - внешняя граница ячейки;

(V_s) - внешняя граница эквивалентной регулярной ячейки.

Следующая возможность - усреднение коэффициента диффузии по периметру ячейки.

Из условия сохранения токов получаем:

$$\tilde{D} = D \frac{V_s}{V}, \quad (5.3.12)$$

где V - действительный периметр ячейки;

V_s - периметр регулярной ячейки.

Результаты расчетов с применением формулы (5.3.2) привели лишь к небольшому уточнению. Поэтому была рассмотрена возможность использования других приближений.

В уравнении (5.3.10) член, связывающий потоки соседних ячеек, можно записать в следующем виде:

$$\frac{\frac{l_{oi}}{\beta_{oi}} + \frac{l_{io}}{\beta_{io}}}{D_o} \left(\phi_o - \phi_1 \right) = \frac{l_s}{\frac{\beta_s}{D_o} \frac{\beta_{oi}}{\beta_s} \frac{l_s}{l_{oi}} + \frac{\beta_s}{D_i} \frac{\beta_{io}}{\beta_s} \frac{l_s}{l_{oi}}} \Delta \phi. \quad (5.3.13)$$

Тогда естественно предложить формулу:

$$\tilde{D} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_s}{\beta_{oi}} \frac{l_{oi}}{l_s} D_o \quad (5.3.14)$$

или применить весовой множитель (длина стороны)

$$\tilde{D}_o = \frac{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_s}{\beta_{oi}} \frac{l_{oi}}{l_s} l_{oi}}{\sum_{i=1}^6 l_{oi}} D_o \quad (5.3.15)$$

Можно усреднить и обратное значение D:

$$\frac{6}{\tilde{D}_o} = \frac{1}{D_o} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{oi}}{\beta_s} \frac{l_s}{l_{oi}} \quad (5.3.16)$$

Применение весового множителя для ячейки устраняет трудности в окрестности $l_{oi}=0$:

$$\frac{1}{\tilde{D}_o} = \frac{1}{D_o} \frac{\sum_i \frac{\beta_{oi}}{\beta_s} \frac{l_s}{l_{oi}} l_{oi}}{\sum_i l_{oi}} \quad (5.3.17)$$

Изложенные приемы реализованы в ряде программ ВМК (см. раздел 5.6).

5.4 ИТЕРАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ

В разработанных в странах ВМК программах для решения системы уравнений вида (5.3.2)-(5.3.4) применяется двухцикличный итерационный метод, состоящий из внутренних итераций групповых потоков нейтронов и внешних итераций источника деления и эффективного коэффициента размножения K_{eff} . Для рассматриваемого класса задач, где количество уравнений достигает тысяч и десятков тысяч, важнейшим является обеспечение быстрой сходимости итерационного процесса, поскольку времена счета таких задач (с учетом возможностей вычислительной техники) существенно ограничивают возможности применения мелкосеточных программ. Поэтому наряду с корректностью реализованной в программах физической модели, важное место занимают методы ускорения сходимости итерационного процесса.

Для ускорения процесса сходимости внутренних итераций в большинстве программ ВМК применяется метод верхней релаксации [10]. Кроме того в ряде программ (или их версий) используются методы факторизации АГА и EVA [11], Чебышевские методы [12] [47], метод Люстерника и метод Шелдона с чебышевскими параметрами.

Для ускорения внешних итераций на практике применяются различные модификации метода Чебышева [12], [47].

Для описания итерационных методов решения перейдем к символической форме записи уравнений диффузии с треугольной матрицей замедления:

$$A_g \phi_g = \sum_{l=1}^{q-1} B_{lg} \phi_l + \frac{1}{K_{eff}} S_g(\phi), \quad (5.4.1)$$

где

$$S_g(\phi) = \sum_{l=1}^N C_{gl} \phi_l \quad (5.4.2)$$

$q=1, 2, \dots, N$.

Матрицы описывают следующие эффекты:

A_g - диффузия и поглощение в группе g ;

B_{lg} - замедление из l -ой в g -ю группу;

C_{gl} - деление.

Выберем в качестве начального приближения вектор $\phi^{(0)}$. Внешние итерации будем осуществлять по схеме:

$$A_g \phi_g^{n+1/2} = \sum_{l=1}^{q-1} B_{lg} \phi_l^{n+1/2} + S_g(\phi^n) \quad (5.4.3)$$

$$\phi_g^{n+1} = \gamma_{n+1} \left[\phi_g^{n+1/2} - \beta_{n+1} \phi_g^n \right] \quad (5.4.4)$$

или

$$S_g(\phi^{n+1}) = \gamma_{n+1} \left[S_g(\phi^{n+1/2}) - \beta_n S_g(\phi^n) \right] \quad (5.4.5)$$

$g=1, 2, \dots, N$; $n=0, 1, \dots$,

где β_n - ускоряющие сходимость параметры;

γ_{n+1} - некоторые нормирующие множители.

В каждой группе для реализации метода (5.4.3)-(5.4.5) необходимо находить решение уравнений

$$A_g \phi_g = b_g, \quad g=1, 2, \dots, N, \quad (5.4.6)$$

с известными в силу треугольности матриц B_g правыми частями b_g .

Итерации (5.4.3)-(5.4.5) назовем внешними, итерации по нахождению решений уравнений (5.4.6) - внутренними.

Более подробно опишем только методы, которые реализованы в программах стран-участниц ВМК. Связь внешних итераций с приближенными решениями систем (5.4.6), полученными внутренними итерациями, задается требованиями точности. Для каждой внешней итерации количество внутренних итераций может:

- а) определяться заданной точностью решения уравнений (5.4.6);
- б) определяться условием, чтобы норма начальной ошибки уменьшалась в процессе итераций в заданное число раз;
- в) быть фиксированным.

В случаях б), в) предполагается, что начальные приближения во внутренних итерациях выбираются сходящимися к решению исходной задачи.

На основе предложений работы [17] точность внешних итераций определяется по формуле

$$\varepsilon_g^{(n)} = \alpha_g \left\| S_g \left(\phi^{n+1} - \phi^n \right) \right\|,$$

где множители α_g зависят от скорости сходимости внешних итераций и определяются теоретическими оценками или численным экспериментом.

а) Внутренние итерации

Порядок системы решаемых уравнений (5.4.6) составляет несколько десятков тысяч. Поэтому на практике были реализованы только итерационные методы их решения. С учетом специфики задачи (переменные коэффициенты, гексагональные сетки, нестандартные области) были применены удобные для реализации итерационные методы. Одним из основных методов такого типа является метод верхней релаксации (SOR)

$$\phi^{k+1} = \phi^k + \omega \left[D^{-1} \left(L\phi^{k+1} + U\phi^k + b \right) - \phi^k \right], \quad (5.4.7)$$

где при заданной нумерации узлов сетки

$$A = D - U - L$$

L - нижняя треугольная матрица;

U - верхняя треугольная матрица;

D - диагональная матрица;

ω - ускоряющий параметр.

Групповой индекс g и индекс внешних итераций n в формуле (5.4.7) мы опускаем. Оператором перехода в методе (5.4.7) будет матрица $R(\omega) = (D - \omega L)^{-1} \left[(1 - \omega)D + \omega U \right]$.

Выбор ускоряющего параметра ω зависит от свойств матрицы A . Для квадратной и кубической сетки A - двухциклическая матрица и оптимальное ω определяется точно

$$\omega_{\text{опт}} = 2 \left[1 + \sqrt{1 - \rho(R(1))} \right], \quad (5.4.8)$$

где $\rho(R(1))$ - спектральный радиус матрицы $R(1)$.

Однако для гексагональной сетки и семиточечной сеточной схемы матрица A примитивна. В этом случае ω , вычисленное по формуле (5.4.8), не является оптимальным, но итерационный процесс при этом значении ω ускоряется. В программах ВМК обычно использовалось значение ω из (5.4.8). Альтернативно также вводилось некоторое понятие скорости сходимости и ω в процессе решения (5.4.6) менялось при внешних и внутренних итерациях так, чтобы достигалась оптимальная скорость.

Например, $\rho(R(1))$ можно оценить на первой внешней итерации. Если первые внутренние в каждой группе итерации проводить методом Гаусса-Зейделя (по формулам (5.4.7) с $\omega=1$), тогда

$$\rho(R(1)) = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{\|\phi^k - \phi^{k-1}\|}{\|\phi^{k-1} - \phi^{k-2}\|}. \quad (5.4.9)$$

Точность расчета ρ по (5.4.9) небольшая, но достаточная для определения ω .

Были реализованы и более сложные алгоритмы, такие как методы неполной факторизации AGA и EVA [2,11,40], обобщения метода верхней релаксации, релаксации по линиям (SLOR), чебышевские методы (двухчленные и трехчленные) [47], метод переменных направлений с переменными параметрами [47, 48], метод Шелдона с чебышевским ускорением (SSOR + чебышевское ускорение).

Остановимся подробнее на последнем методе, так как:

а) этот метод при очень большом числе неизвестных в уравнениях (5.4.6) и оптимальных значениях параметров имеет гораздо лучшую асимптотику скорости сходимости итераций по сравнению с методом SOR;

б) блоки программ, реализующих SOR, с помощью простой перенумерации выборки неизвестных (естественной и обратной), очень легко можно преобразовать в соответствующие блоки программ рассматриваемого метода.

Итак, модификацию метода Шелдона с чебышевскими параметрами запишем в следующем виде. Приближение ϕ^{k+1} находим по ϕ^k по формулам:

$$\phi^{k+1/3} = \phi^k + \omega \left[D^{-1} \left[L\phi^{k+1/3} + U\phi^k + b \right] - \phi^k \right], \quad (5.4.10)$$

$$\phi^{k+2/3} = \phi^{k+1/3} + \omega \left[D^{-1} \left[L\phi^{k+1/3} + U\phi^{k+2/3} + b \right] - \phi^{k+1/3} \right], \quad (5.4.11)$$

$$\phi^{k+1} = \phi^k + \alpha_{k+1} \left[\phi^{k+2/3} - \phi^k \right], \quad (5.4.12)$$

$$\alpha_{k+1} = 1 / \left[1 - q \sin^2 \frac{\omega_k \pi}{2} \right], \quad (5.4.13)$$

$$k=0, 1, 2, \dots,$$

где ω и q - параметры (индекс группы опущен):

$0 \leq q \leq 1$, $1 < \omega < 2$; $\omega_k \in [0, 1]$ - члены бесконечной Т-последовательности [47].

Члены этой последовательности таковы, что числа $\cos \omega_k \pi$, $k=1, 2, \dots, 3^r$, $r=0, 1, \dots$, являются корнями многочлена Чебышева 1-го рода $T_{3^r}(x)$, взятыми в специальном порядке, обеспечивающем устойчивость итераций.

Уравнения (5.4.10) соответствуют формулам метода SOR, когда неизвестные перебираются в естественном порядке. Уравнения (5.4.11) соответствуют формулам метода SOR, когда неизвестные перебираются в обратном порядке (что легко программно реализуется). Уравнения (5.4.12), (5.4.13) - простые уравнения для поправки с чебышевскими параметрами.

Метод требует хранения в памяти ЭВМ двух массивов неизвестных. Цена одной итерации в методе (5.4.10)-(5.4.13) приблизительно, вдвое больше цены одной итерации метода SOR. Оптимальные значения параметров ω , q в каждой группе определяются численным экспериментом при решении характерных задач. Отметим еще одно важное свойство метода (5.4.10)-(5.4.12): матрица перехода метода (5.4.10), (5.4.11) является симметричной, положительно определенной матрицей. Это оказывает благоприятное влияние на сходимость внешних итераций.

Для дальнейшего ускорения итераций можно использовать идею КР-метода [47]. Пусть ϕ - точное, а $\tilde{\phi}$ - приближенное решения (5.4.6). Обозначим $\omega = \phi - \tilde{\phi}$ ошибку приближенного решения. Тогда ошибка ω удовлетворяет системе уравнений

$$A_g \omega = r, \quad (5.4.14)$$

где невязка $r = A_g \tilde{\phi} - b_g$. Заменим уравнение для ошибки более простым уравнением:

$$B \eta = r, \quad (5.4.15)$$

в котором матрица B "близка" к матрице A , но значительно проще ее. Тогда $\eta \approx \omega$ и, следовательно, за новое приближение можно взять функцию, определенную по формулам:

$$\phi \approx \tilde{\phi} + \gamma \eta, \quad (5.4.16)$$

где параметр γ или равен единице, или меняется от итерации к итерации.

В качестве матрицы B можно взять матрицу упрощенной (модельной) задачи, для которой быстро реализуется и хорошо сходится тот или иной

итерационный метод. Например, это может быть матрица сеточных уравнений для более грубой сетки, или матрица, полученная из матрицы A путем усреднения в каждой точке сетки коэффициентов при соседних неизвестных.

Последний прием использован в программе Пермак Y [49]. В ней уравнения (5.4.15) решаются методом (5.4.10)–(5.4.13). Оказалось, что, поскольку уравнения (5.4.15) – модельные уравнения хорошо выбранной упрощенной задачи, то оптимальные параметры ω , q в методе (5.4.10)–(5.4.13), полученные из решения характерной модельной задачи (5.4.15), обеспечили хорошую сходимость итераций во всех решенных вариантах задач для ВВЭР.

б) Внешние итерации

Перепишем уравнение (5.4.1) в виде

$$P\phi = K_{\text{eff}}\phi, \quad (5.4.17)$$

где $P = (A - B)^{-1}S$. Уравнение (5.4.17) есть уравнение для наибольшего собственного значения оператора P . Пусть спектр оператора P , за исключением точки K_{eff} , лежит внутри эллипса с фокусами в точках m , M действительной оси, а точка K_{eff} не принадлежит этому эллипсу. Тогда для определения собственной функции в уравнении (5.4.17) можно рассмотреть два следующих алгоритма, использующих многочлены Чебышева.

1) Метод, использующий лишь одно предыдущее приближение [47]. Он определяется формулами (5.4.3)–(5.4.5), а в операторной записи имеет вид

$$\phi^{n+1} = A_n \left[P\phi^n - \beta_{n+1}\phi^n \right]. \quad (5.4.18)$$

Здесь

$$\beta_{n+1} = \frac{1}{2} \left[M+m - \left[M-m \right] \cos \omega_n \right], \quad (5.4.19)$$

где $\left\{ \omega_n \right\}_1^\infty$ – Т-последовательность.

Поскольку обычно оператор S , а следовательно, и оператор P имеют многомерное ядро, то точка $\lambda=0$ является собственным значением оператора P большой кратности. Кроме того, у разностной аппроксимации оператора P или у оператора, реализующего методом внутренних итераций операцию $P\phi^n$, могут быть малые по модулю комплексные собственные значения. Поэтому итерационный процесс (5.4.18), (5.4.19) целесообразно периодически дополнять итерацией (5.4.18) с $\beta_{n+1}=0$. Обычно предполагают, что спектр P действителен и неотрицателен, т.е.

$$K_{\text{eff}} = \lambda_1 > \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq \dots \geq \lambda_n \geq \dots \geq 0. \quad (5.4.20)$$

Собственным значениям соответствуют собственные функции: $\phi_1, \phi_2, \dots$. В

этом случае $M=\lambda_2$, $m=0$, эллипс вырождается в отрезок $[0, \lambda_2]$, а

$$\beta_{n+1} = \lambda_2 \sin^2 \frac{\omega_k \Pi}{2} = K_{\text{eff}} \sigma \sin^2 \frac{\omega_k \Pi}{2}, \quad (5.4.21)$$

где $\sigma = \lambda_2 / \lambda_1$ - так называемое доминантное отношение. Последовательность $\{\omega_n\}_1^\infty$ в формулах (5.4.19), (5.4.21) обеспечивает устойчивость алгоритма.

2) Метод, использующий два предыдущих приближения.

Сформулируем его при предположениях (5.4.20). Для этого положим

$$\phi^{n+1} = \phi^n \alpha_{n+1} P \phi^n - \beta_{n+1} \left[\phi^n - \phi^{n-1} \right], \quad (5.4.22)$$

где $\alpha_1 = \frac{2}{(2-\sigma)}$, $\beta_1=0$, а:

$$\alpha_k = \frac{4}{\sigma} \frac{T_{k-1} \left[\frac{(2-\sigma)/\sigma}{(2-\sigma)/\sigma} \right]}{T_k \left[\frac{(2-\sigma)/\sigma}{(2-\sigma)/\sigma} \right]}, \quad \beta_k = \frac{T_{k-2} \left[\frac{(2-\sigma)/\sigma}{(2-\sigma)/\sigma} \right]}{T_k \left[\frac{(2-\sigma)/\sigma}{(2-\sigma)/\sigma} \right]}.$$

Метод (5.4.22) требует хранения в памяти компьютера векторов ϕ^n и ϕ^{n-1} .

Для эффективного использования методов (5.4.18)-(5.4.22) нужно иметь хорошие оценки для λ_2 и λ_2/λ_1 . Их трудно получить заранее. Простые и грубые подходы таковы:

- определить λ_1 и λ_2 из геометрических соображений,
- решить предварительно гомогенизованную задачу,
- принять итерации Бауэра для определения двух собственных функций φ_1 , φ_2 и λ_1 , λ_2 из решения соответствующей крупносеточной задачи [24].

Оператор P не является самосопряженным оператором. Для определения λ_1 и λ_2 применим моментный метод, связанный с использованием линейных функционалов. Пусть $l_k(\varphi)$, $k=1$, m - линейно независимая система линейных функционалов, и собственные функции φ_1 , φ_2 не принадлежат их ядрам. Тогда, задав некоторое значение $\bar{\lambda}_2 < \lambda_2$, произведем с этим значением первые итерации по формулам (5.4.18), (5.4.21) при $\lambda_2 = \bar{\lambda}_2$, вычисляя при этом значения $l_k(\phi^{n+1}), \dots, l_k(\phi^{n-m})$. Здесь $k=1, \dots, m$.

Ограничиваясь в разложениях ϕ^k по собственным функциям лишь членами, содержащими функции φ_1 , φ_2 , φ_m , получаем систему моментных уравнений для определения приближенных значений λ_1 , λ_2 :

$$\sum_{i=1}^m B_{ij}^n \lambda_i^k = C_{kj}^n, \quad (5.4.23)$$

где $j=1, \dots, m$; $k=0, 1, \dots, m$.

В системе известны коэффициенты C_{kj}^n . Они вычисляются по значениям

линейных функционалов и параметров β_k . Величины λ_i (где $i=1, m$) – решение системы (5.4.23) – являются корнями некоторого алгебраического уравнения m -ой степени. Определив таким образом достаточно точно значение λ_2 , мы продолжим далее итерационный процесс с этим значением λ_2 , а для определения λ_1 используем ту же моментную систему уравнений (5.4.23). В программе ПЕРМАК-У [23] было взято $m=4$. Расчеты обнаружили, что для некоторых промежуточных итераций (5.4.18)–(5.4.21) некоторые λ_i (решения системы (5.4.23)) становились комплексными или отрицательными. Однако это слабо сказывается на определении искомого главного собственного значения.

5.5 О ПОВЫШЕНИИ ТОЧНОСТИ ТРАДИЦИОННЫХ КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫХ СХЕМ

Как уже указывалось в разделе 5.1, существует несколько причин погрешностей простейших конечно-разностных схем типа (5.2.3).

а) Недостаточная обоснованность применения исходного дифференциального уравнения (5.2.1), т.е. самого метода гомогенизации к неоднородным гетерогенным решеткам типа ВВЗР (см. главы 2, 6 и 7).

б) Не очевидно, что простейшая разностная схема (5.2.3) достаточно точна, если гомогенные ячейки имеют большие размеры по сравнению с длиной диффузии. Эта проблема решения заданного дифференциального уравнения с требуемой степенью точности является чисто математической. Однако при ее решении нельзя забывать, что сами уравнения (5.2.1) являются приближенными. Поэтому бессмысленно использовать разностные схемы, дающие значительно более высокую точность, чем заложена в исходном уравнении.

в) Наконец, совершенно очевидно, что спектр нейтронов даже в одинаковых ячейках, зависит от их окружения. Поэтому закономерен вопрос о возможности учета этого эффекта в рамках уравнения (5.2.1) и его конечно-разностного аналога (5.2.3) при сохранении обычного для ВВЗР четырехгруппового подхода. Эта проблема обсуждается ниже.

Как уже говорилось в главе 3, Боналюми в своей теории гомогенизации предложил аппроксимировать спектр нейтронов в каждой энергетической группе в одинаковых ячейках, находящихся в разном окружении, суперпозицией двух спектров: асимптотического и некоторого переходного.

$$\Phi(r, E) = \varphi_{\infty}(r, E) + a\varphi_t(r, E),$$

где a – некоторый свободный параметр.

В этом приближении средний по объему ячейки и по группе поток связан со средними этих компонент соотношением:

$$\bar{\Phi} = \bar{\varphi}_{\infty} + a\bar{\varphi}_t,$$

где

$$\bar{\varphi}_{\infty} = q / \bar{\Sigma}_{\infty},$$

а q и $\bar{\Sigma}_{\infty}$ - соответственно мощность источников и асимптотическое сечение, для определенности в тепловой группе.

Из аппроксимации Боналюми следует, что среднее сечение любой реакции в группе выражается соотношением:

$$\bar{\Sigma}^{(x)} = \bar{\Sigma}_{\infty}^{(x)} R_x (\bar{\varphi}_{\infty} / \bar{\Phi}), \quad (5.5.1)$$

где

$$R_x (\bar{\varphi}_{\infty} / \bar{\Phi}) = \frac{\bar{\varphi}_{\infty}}{\bar{\Phi}} + (\bar{\Sigma}_t^{(x)} / \bar{\Sigma}_{\infty}^{(x)}) (1 - \frac{\bar{\varphi}_{\infty}}{\bar{\Phi}}). \quad (5.5.2)$$

Таким образом при изменении спектра нейтронов сечение отличается от асимптотического фактором R_x , линейно зависящим от отношения $\bar{\varphi}_{\infty} / \bar{\Phi}$.

Следуя работе [42], назовем величину $\bar{\varphi}_{\infty} / \bar{\Phi}$ спектральным индексом. Для определения параметров зависимости сечений от спектрального индекса в модели Боналюми достаточно решить кроме асимптотической еще одну модельную задачу о потоке нейтронов в ячейке, находящейся в некотором окружении, вычислив при этом величины:

$$\bar{\Sigma}^{(x)} = \bar{\Sigma}_{\infty}^{(x)} \quad \text{и} \quad \frac{\bar{\varphi}_{\infty}}{\bar{\Phi}}.$$

Затем параметр линейной зависимости сечения от спектрального индекса $(\bar{\Sigma}_t^{(x)} / \bar{\Sigma}_{\infty}^{(x)})$ вычисляется очевидным образом из соотношений (5.5.1) и (5.5.2).

М. Леман [41] обобщил алгоритм использования спектрального индекса на случай нелинейной зависимости R от параметра $\frac{\bar{\varphi}_{\infty}}{\bar{\Phi}}$. Он предложил использовать спектральные индексы для учета изменения спектра в ячейках от окружения в традиционных программах. В уравнении (5.2.3) сечения в методе спектрального индекса задаются формулой (5.5.1), а само уравнение становится нелинейным. Сечения в зависимости

от спектральных индексов предварительно табулируются путем решения совокупности модельных задач.

Метод спектрального индекса обычно применяется для корректировки констант только тепловой группы нейтронов, где вместо отношения $\frac{\bar{\varphi}_{\infty}}{\bar{\Phi}}$ для параметризации используется эквивалентная ей величина отношения потоков эпитепловых и тепловых нейтронов. В самом деле

$$\frac{\bar{\varphi}_{\infty}}{\bar{\Phi}} = \frac{\xi \sum_s \bar{\varphi}_{ep1}}{\sum_a \bar{\Phi}}$$

Метод спектрального индекса нашел большое применение в ряде программ стран-участниц ВМК, перечисленных в следующем разделе. Однако он не решает всех проблем увеличения точности мелкосеточных уравнений, которым посвящены главы 6 и 7.

5.6 ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОГРАММ

HEXAB

[1]

- семейство программ для решения различных задач, в том числе для проведения мелкосеточных расчетов потока нейтронов в двумерной и трехмерной геометрии систем с гексагональной решеткой. Задачи решаются для 30-градусного сектора симметрии активной зоны. Программы учитывают нерегулярность расчетной сетки, возникающую при расчетах реальной кассетной структуры.

На внешней границе задаются логарифмические производные потока для каждой группы.

Решается задача об определении эффективного коэффициента размножения K_{eff} и соответствующей ему собственной функции.

Для ускорения внутренних итераций применяется двухпроходный итерационный метод AGA [2,3] в комбинации с двойной процедурой верхней релаксации AGA DSOR [4].

FLEX

[5]

- 2D программа в гексагональной геометрии, решающая уравнение диффузии для определения потоков нейтронов и сопряженной функции в секторе симметрии вращения 30, 60, 120 и 180°. Программа позволяет использовать нерегулярную расчетную сетку на стыках кассет.

На внешних гранях ячеек, совпадающих с внешней границей реактора или макроячейки (совокупности нескольких ячеек), для каждой группы нейтронов кусочно-постоянными функциями задаются краевые условия вида:

$$\nabla_n \Phi + \beta \Phi = 0,$$

где $\nabla_n \Phi$ означает производную в направлении нормали к поверхности.

Имеется возможность расчетов сборок с повышенной точностью по методу спектрального индекса. Область применения: расчеты критсборок с правильной гексагональной решеткой иборок из гексагональных кассет типа ВВЗР с "неправильной" решеткой.

HEXAGA - Трехмерная многогрупповая диффузионная программа [2, 3, 4, 36] HEXAGA-III-120 и 30, разработана на основе двумерной многогрупповой диффузионной программы HEXAGA-III. Она использует равномерную треугольную сетку в плоскости и произвольную сетку плоскостей вдоль аксиального направления. HEXAGA-III определяет дискретное реальное или сопряженное решение многогрупповых стационарных диффузионных уравнений с помощью двухпроходного итерационного метода AGA, комбинированного методом последовательной верхней релаксации. Область решения программы HEXAGA-III-120 - призма, основание которой 120° параллелограмм, а для HEXAGA-III-30 основание призмы - 30° треугольник.

PERMAK - двумерная гексагональная диффузионная программа для [6] расчета потоков нейтронов в реакторе с любой степенью симметрии. В частности она может использоваться в задачах с учетом выгорания и обратных связей.

Нерегулярность расчетной сетки учитывается по методу "коэффициента сжатия" из условия сохранения оптической толщины межкассетного зазора.

Программа позволяет проводить уточненные расчеты либо с использованием модифицированной балансной схемы и нескольких энергетических групп в тепловой области энергий нейтронов, либо по квазиоднородной балансной схеме, учитывающей комбинацию асимптотического и переходного решений в тепловой группе и блокировку потока нейтронов по ячейке (раздел 6.2.3). В этом методе комбинируются алгоритмы учета эффектов изменения спектров тепловых нейтронов и уточнения эффекта грубой сетки в тепловой и надтепловой группе.

Существуют версии программы с разными методами ускорения сходимости итерационных процедур (напр., описанный в разделе 5.4).

v
BRETISLAV - двумерная гексагональная программа для расчета [7] потоков нейтронов и сопряженной функции с учетом нерегулярности шага расчетной сетки. Решаются задачи либо о вычислении K_{eff} , либо критической высоты.

Есть возможность учесть 10 типов различных симметрий.

Нерегулярность решетки может учитываться с помощью 5 различных алгоритмов, тип которых задается пользователем в исходных данных. В двух простейших из них используется модифицированная схема Борресена. Наконец, существует возможность описания нерегулярности по схеме, описанной в разделе 5.3.

Реализована возможность решения задач с коэффициентами, заданными параметрически.

Допускаются граничные условия вида:

$$\nabla_n \Phi^{(k)} + \sum_1 \beta^{(k,l)} \Phi^{(l)} = 0,$$

где k и l - номера групп.

Для ускорения сходимости итерационного процесса на внутренних итерациях применяется метод Гаусса-Зайделя в комбинации с методом верхней релаксации, а на внешних - метод полиномов Чебышева в комбинации с методом Люстерника. В программе используется 4 разных модификации метода Чебышева, которые пользователь может выбрать. Критерии сходимости внешних и внутренних итераций согласованы так, что на каждой внутренней итерации требуется достижение точности, примерно, в 10 раз выше, чем уже достигнута на очередной внешней. Это отношение задается пользователем.

MOBY-DICK - модульная система программ, включающая в себя [8] программу BORORO [47], предназначенную для решения систем малогрупповых диффузионных уравнений, в частности, с мелкой сеткой.

Двумерная программа BORORO [47] модифицирована при включении ее в комплекс MOBI-DICK, позволяющий решать трехмерные прямую и сопряженную задачи. В плане решетка может быть правильной треугольной, гексагональной или квадратной. Для сведения задач с нерегулярной решеткой к задаче с правильной решеткой используются коэффициенты сжатия. При этом коэффициент диффузии не изменяется.

Граничные условия для векторов групповых потоков задаются в виде:

$$\nabla_n \Phi + \beta \Phi = 0,$$

где β - произвольная недиагональная матрица.

Неоднородные граничные условия не допускаются.

В комплексе MOBY-DICK могут определяться: критическая высота, критическая концентрация борной кислоты, критическая глубина погружения органов регулирования.

В программе использована аппроксимация Борресена [9] для дифференциального оператора уравнения диффузии.

Внутренние итерации ускоряются по методу SOR (Successive OverRelaxation), внешние с использованием нескольких модификаций метода Чебышева. Фактор верхней релаксации вычисляется во время первой внешней итерации.

В программе может использоваться метод спектрального индекса для учета эффекта влияния окружения на спектр тепловых нейтронов в ячейке. В этом случае решается нелинейное уравнение диффузии. Поправка на эффект грубой сетки не делается.

В комплекс включена также программа PERMAK, которая используется для потвзельного анализа (прежде всего в процессе выгорания, а также для анализа отдельных состояний и переходных процессов).

SISSY [31] В трехмерной многогрупповой программе SISSY применяется одноканальный формализм синтеза с разрывными системами функции разложения.

Рассчитываемый реактор (активная зона) подразделяется на аксиальные слои или грубые ячейки. Внутри этих слоев материальные константы (свойства) не изменяются в направлении оси z . Для каждого такого слоя с помощью программы MNATA [17] определяется двумерное распределение потока для 30 градусного сектора симметрии плоскости и разреза реактора в рамках диффузионного приближения методом конечных разностей.

При решении системы уравнений синтеза используется степенной метод или метод Виландта. Оценка собственного значения в программе не производится. Необходимое для метода Виландта оцененное значение λ нужно задавать в виде входного значения. В ходе процесса итераций требуется найти решения системы линейных уравнений. Сравнительно небольшое число (несколько сотен) неизвестных позволяет применять прямой метод решения,

метод исключения Гаусса.

FEM-3D

[34]

Программа разработана для решения трехмерного многогруппового уравнения диффузии при помощи метода конечных элементов. Активная зона подразделяется на N призм с треугольным основанием. Программа построена по следующей схеме: ввод входных данных; расчет геометрии и материального распределения; расчет матрицы системы; внешние итерации; программа анализа.

Внешние итерации ускоряются полиномами Чебышева. Линейные системы уравнений решаются методом сопряженных градиентов.

OSKAR

В программе диффузионные уравнения дискретизируются

[35]

9-точечными разностными формулами в гексагональной геометрии. В плоскости используется треугольная сетка. Область решения - 60, 120, 180 или 360 градусной сектор активной зоны. граничные условия для уравнения можно выбрать (с некими ограничениями) произвольно. Для внешних итераций используется комбинированное ускорение Чебышева и Люстерника. Для решения трехмерного одnogруппового уравнения используется специальный алгоритм.

5.7 СОПОСТАВЛЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

5.7.1 Расчеты по простейшей конечно-разностной схеме с традиционными константами.

На рис. 5.2-5.7 приведены результаты сопоставлений расчетов с данными измерений полей энерговыделений для некоторых характерных конфигураций сборки ZR-6 [14]. Представлены расчетные значения эффективного коэффициента размножения и погрешности расчета полей энерговыделений в тридцатиградусном секторе симметрии сборок.

Расчеты проведены по программе PERMAK с использованием традиционных наборов четырехгрупповых макросечений, подготовленных по программе УНИРАСОС. Аналогичные результаты получаются и по другим программам, использующим традиционные константы, в рамках простейшей конечно-разностной схемы.

Из рисунков видно, что погрешность расчета эффективного коэффициента размножения достигает 1% и более, а погрешность расчета поля энерговыделения в областях сгущения пэлов и вблизи отражателя превышает 9%.

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

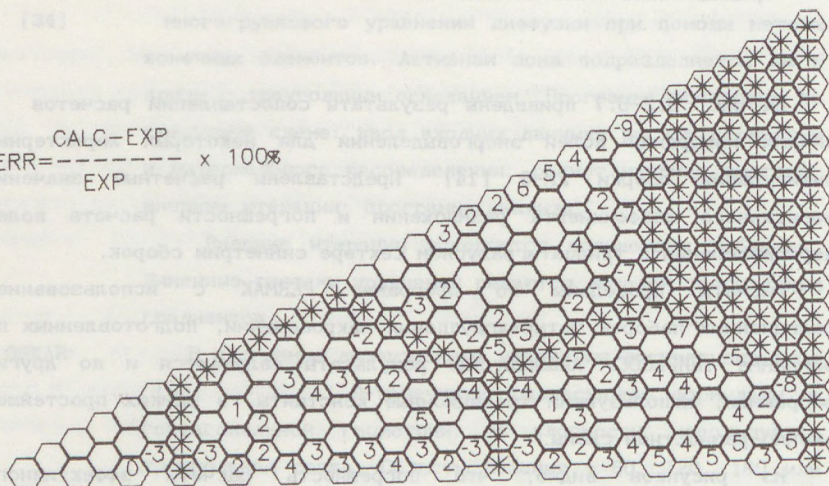


Рис. 5.2 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по
программе ПЕРМАК
КОНФИГУРАЦИЯ 101-101 Кэфф 0.9980

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

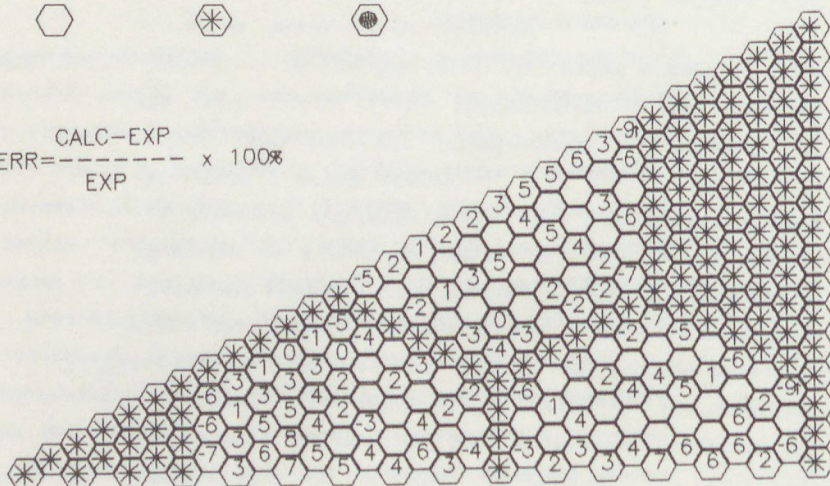


Рис. 5.3 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по
программе ПЕРМАК
КОНФИГУРАЦИЯ 102-102 Кэфф 0.9998

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ

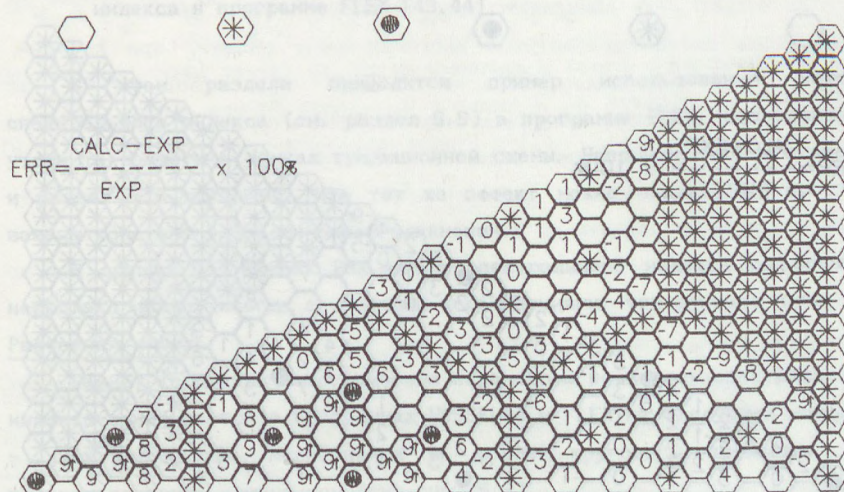


Рис. 5.4 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по
программе ПЕРМАК
КОНФИГУРАЦИЯ 103-103 Кэфф 0.9988

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ

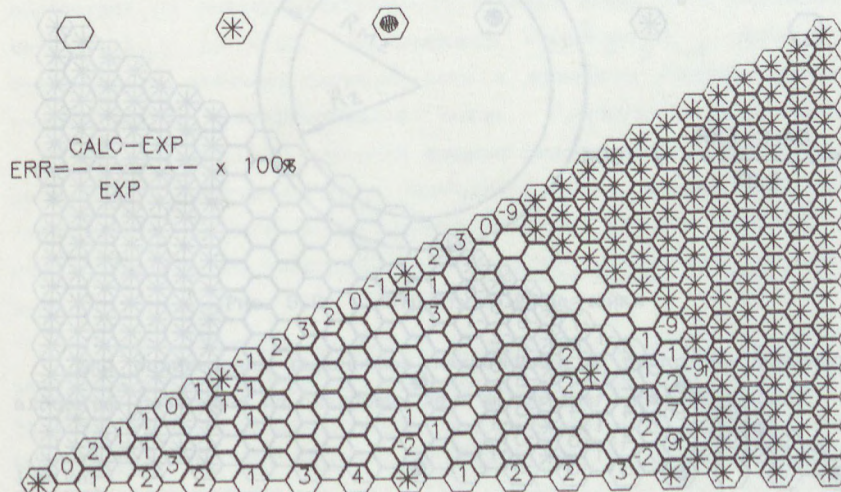


Рис. 5.5 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по
программе ПЕРМАК
КОНФИГУРАЦИЯ Е7 Кэфф 1.0054

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

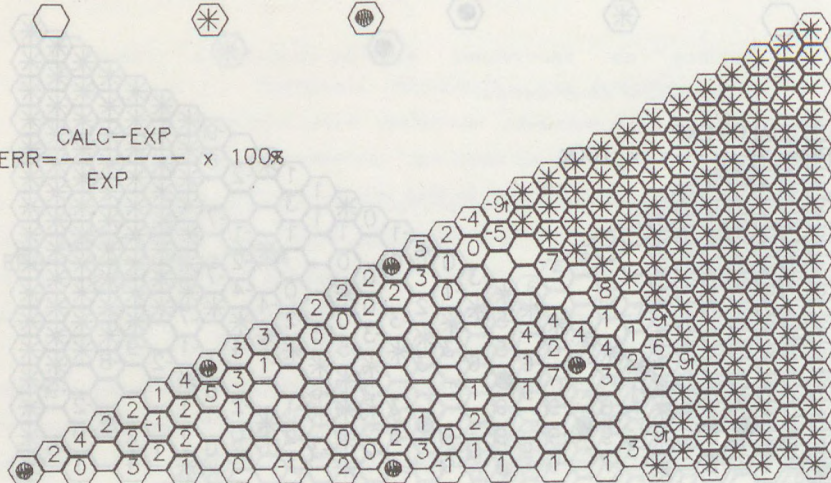


Рис. 5.6 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по
программе ПЕРМАК
КОНФИГУРАЦИЯ Д7 Коэфф 1.0125

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

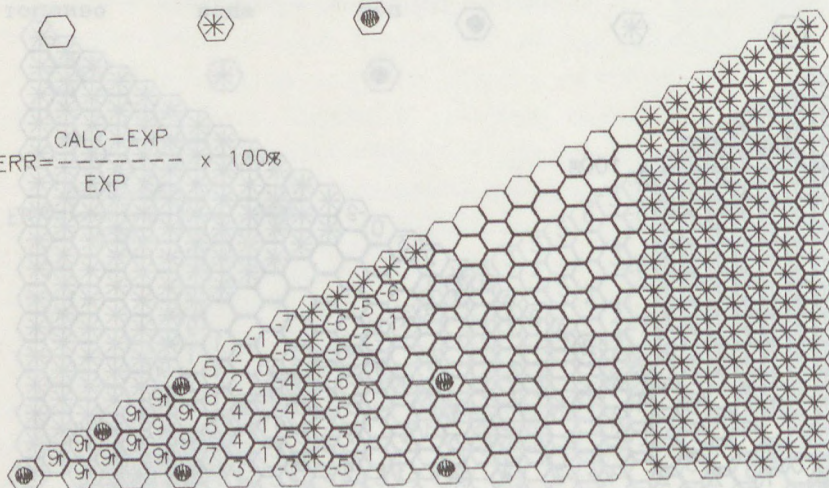


Рис. 5.7 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по
программе ПЕРМАК
КОНФИГУРАЦИЯ 90 Коэфф 1.0073

5.7.2 Коррекция малогрупповых параметров по методу спектрального индекса в программе FLEX [43,44]

В этом разделе приводится пример использования метода спектрального индекса (см. раздел 5.5) в программе FLEX, позволяющего уточнить расчеты в рамках традиционной схемы. Напомним, что в главе 3 и раздел 5.5 показано, что тот же эффект можно ожидать от простой замены констант в традиционном уравнении.

В других программах ВМК метод спектрального индекса реализован несколько иначе, иногда с меньшими ограничениями, чем описано ниже.

Расчетная модель

Расчет коррекции малогрупповых параметров по методу спектрального индекса основывается в программах NESSEL-4 и FLEX на следующей модели:

— рассматривается макроячейка в форме кругового цилиндра, которая состоит из двух зон (см. рис. 5.8).

Первая, внутренняя область макроячейки ($0 < r < R_z$) образована топливными элементами одного типа. Вторая, внешняя область ($R_z < r < R_{Mz}$), трактуется как окружение ячейки. Окружение макроячейки может быть различным как по материальному составу (материал поглотителя или замедлителя), так и по размеру.

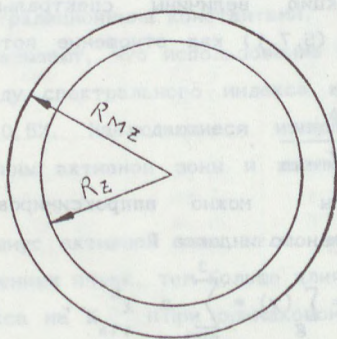


Рис. 5.8 Структура макроячейки

Для определения параметров макроячейки в программе реализован алгоритм, состоящий из следующих двух шагов (шаги гомогенизации):

1-й шаг

Рассматривается гетерогенная по структуре топливная ячейка. Для нее решаются многогрупповые уравнения с краевым условием $\left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_{z=R} = 0$.

Затем производится гомогенизация ячейки.

2-й шаг

На втором шагу выполняется расчет макроячейки с радиусом R_{Mz} . С этой целью снова производится многогрупповой расчет, при котором, однако, для внутренней области (радиус R_z) используются уже рассчитанные на первом шагу гомогенизации многогрупповые константы. На внешней границе макроячейки задается белое краевое условие.

При таком подходе учитывается, что микрогрупповой спектр внутренней зоны изменяется в зависимости от выбора внешней области (уменьшение жесткости спектра топливных ячеек в присутствии воды во внешней зоне или увеличение жесткости нейтронного спектра при наличии материала поглотителя).

С помощью спектра, вычисленного на 2 шагу, получают гомогенизированные малогрупповые параметры для отдельных зон (внутренняя зона и окружение) и для всей макроячейки. Малогрупповые параметры внутренней зоны подвергаются при этом изменениям, связанным с возмущениями в микрогрупповом спектре, связанными с наличием внешней зоны. В зависимости от выбранного окружения происходит приток нейтронов во внутреннюю область или утечка из нее.

Если для заданного типа окружения варьировать его размеры, то можно получить различные наборы малогрупповых констант, которые можно представить как функцию величины спектрального индекса χ , определяемого формулой (5.7.1) как отношение потоков эпитепловых и тепловых нейтронов.

$$\chi = \frac{\phi_{\text{эпи}}}{\phi_{\text{тепл}}} \quad (5.7.1)$$

Малогрупповые константы можно аппроксимировать степенной зависимостью от спектрального индекса R :

$$\sum_g^x = \sum_g^x (\chi) = \sum_{n=0}^3 a_n \chi^n, \quad (5.7.2)$$

где a_n - подгруппочные коэффициенты.

Модель мелкосеточного диффузионного расчета

Принцип коррекции малогрупповых констант по методу спектрального индекса в мелкосеточных расчетах можно пояснить для компоновки, состоящей из топлива и отражателя. Все ячейки при такой компоновке расположены в решетке с обычным шагом и характеризуются некоторыми малогрупповыми константами.

По программе FLEX для подобной активной зоны решалось мелкосеточное диффузионное уравнение (5.7.3) в гексагональной геометрии.

$$\nabla_g \nabla \phi_g - \left(\Sigma_g^r + B_z^2 D_g \right) \phi_g + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{g' \rightarrow g}^s \phi_{g'} + \frac{1}{K_{eff}} \sum_{g'=1}^g \Sigma_{g' \rightarrow g}^f \phi_{g'} + Q_g^a = 0 \quad (5.7.3)$$

Потери вследствие утечек по оси описывались в помощью лапласиана B_z^2 .

Для каждой ячейки решетки в позиции $\vec{L}$ по потокам из уравнения (5.7.1) определялся спектральный индекс $\chi^F(\vec{L})$

$$\chi^F(\vec{L}) = \frac{\sum_{g=1}^3 \phi_g(\vec{L})}{\phi_{th}(\vec{L})} \quad (5.7.4)$$

Получив $\Sigma_g(\chi)$ по уравнению (5.7.2), а $\chi^F(\vec{L})$ — по (5.7.4), с помощью соответствующей корреляции можно найти $\Sigma_g(\vec{L})$. Таким образом для каждой ячейки в позиции $\vec{L}$ в соответствии с индексом $\chi^F(\vec{L})$ могут быть определены соответствующие малогрупповые константы.

Результаты. В таблице 5.5.1 представлены значения K_{eff} , рассчитанные для трех решеток ZR-6 с различными шагами (11.0, 12.7, 19.05 мм). При этом расчеты проводились по традиционному методу (использование асимптотических параметров) и с коррекцией малогрупповых параметров по методу спектрального индекса. Для некоторых конфигураций ниже приводятся результаты, полученные по программе PERMAK с традиционными константами.

Результаты показывают, что использование коррекции малогрупповых параметров по методу спектрального индекса может дать улучшение в расчете K_{eff} до 0,5%. Наблюдающиеся изменения K_{eff} зависят, в основном, от величины активной зоны и жесткости спектра топливных ячеек.

Чем меньше радиус активной зоны, т.е. чем больше относительная составляющая возмущенных ячеек, тем больше влияние коррекции по методу спектрального индекса на K_{eff} . При одинаковом радиусе активной зоны коррекция по методу спектрального индекса тем эффективнее, чем жестче нейтронный спектр.

Влияние коррекции по методу спектрального индекса на точность рассчитанного микрораспределения для трех различных конфигураций активной зоны представлено на рис. 5.9–5.11. Под точностью здесь следует понимать относительное отклонение рассчитанного и измеренного полей энерговыделения. Во всех трех конфигурациях были исследованы топливные элементы типа 12.7/3.6/0.0.

На рис. 5.9 приведены результаты для однородной сборки 154/154 с отражателем. На рис. 5.10 и 5.11 показаны результаты для конфигураций с имитированной структурой кассеты (K91/H₂O). В таких конфигурациях кроме возмущений, вызванных отражателем, имеются также возмущения,

вследствие присутствия оболочки кассеты (H_2O) или центрального водяного зазора.

Если при традиционном методе (AP) для отражателя наблюдаются отклонения до 10% по сравнению с экспериментом, то при использовании коррекции по методу спектрального индекса (SK) они уменьшаются до $\pm 2-3\%$. Рассчитанное микрораспределение поля энерговыведения (с учетом коррекции малоугловых параметров по методу спектрального индекса) почти по всем точкам измерения находится в области погрешностей эксперимента.

Значения K_{eff}

Табл. 5.5.1

Решетка	Конфигурация	$B^2 \cdot 10^4$	Метод	
			SK	AP
12.7-3.6-0.0	154/154	18.21	0.9985	0.9937
R91/ H_2O	101/100	64.62	0.9998	0.9927
	102/102	45.18	1.0004	1.0032
11.0-3.6-0.0	191/191	12.63	1.0015	1.0022
	192/192	10.90	1.0010	1.0014
	193/193	9.77	1.0005	1.0011
	195/195	8.22	0.9997	1.0004
	196/196	7.40	0.9993	1.0001
11.1-3.6-0.0	201/201	59.64	0.9990	1.0051
	204/204	43.89	0.9988	1.0038
	205/205	35.34	1.0008	1.0030
	207/207	14.98	0.9995	0.9998

Примечание: AP - асимптотические расчеты

SK - расчеты по методу спектрального индекса

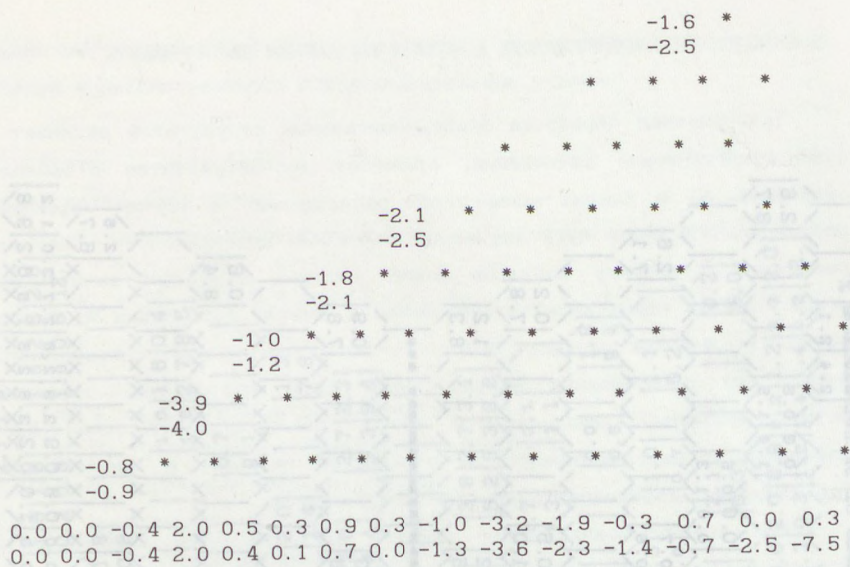


Рис. 5.9 Поля энерговыделения в конфигурации 154/154

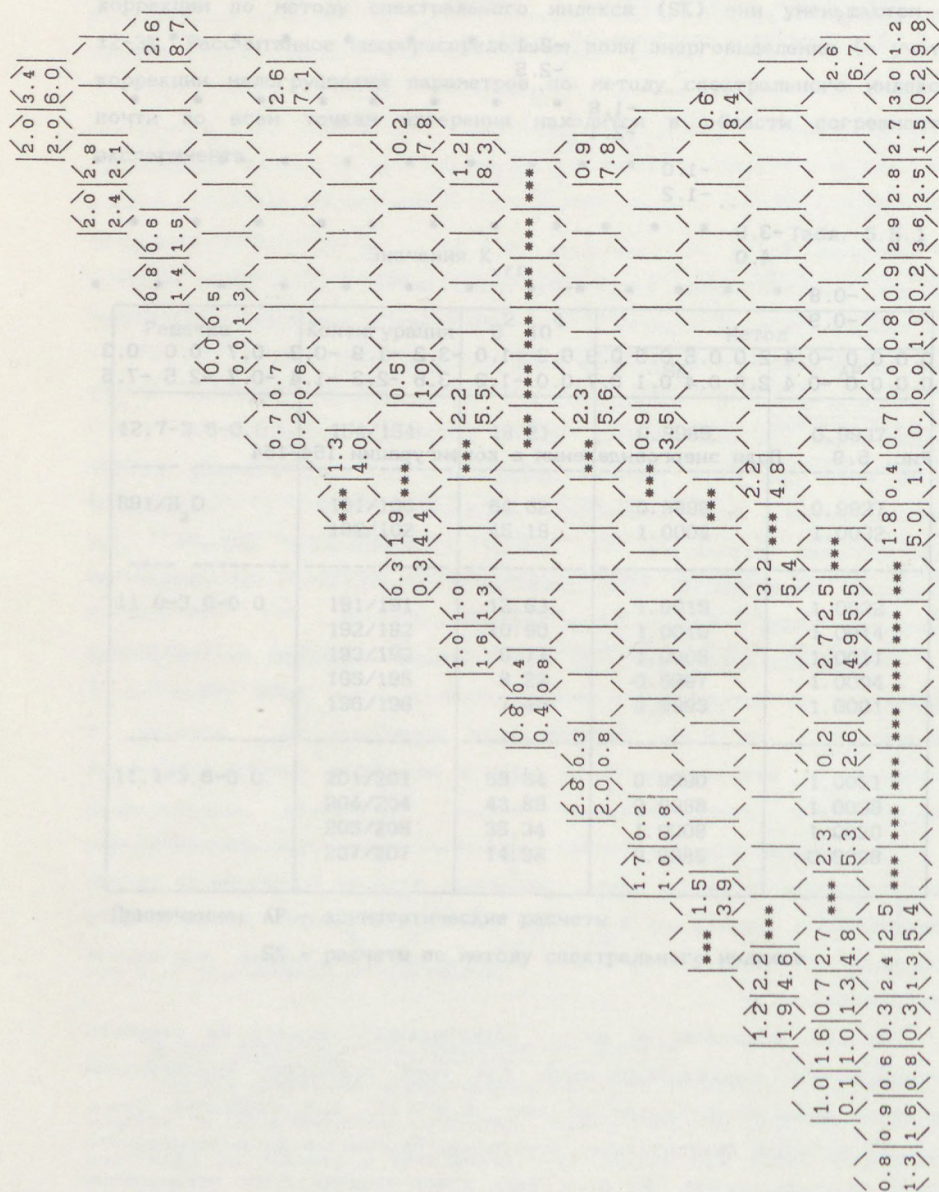


Рис. 5.10 Поля энерговыделения в конфигурации 101/100. Отклонения расчёта от эксперимента в %.

Нижние цифры: асимптотические константы,

Верхние цифры: по методу спектрального индекса. Прописные числа имеют отрицательный знак.

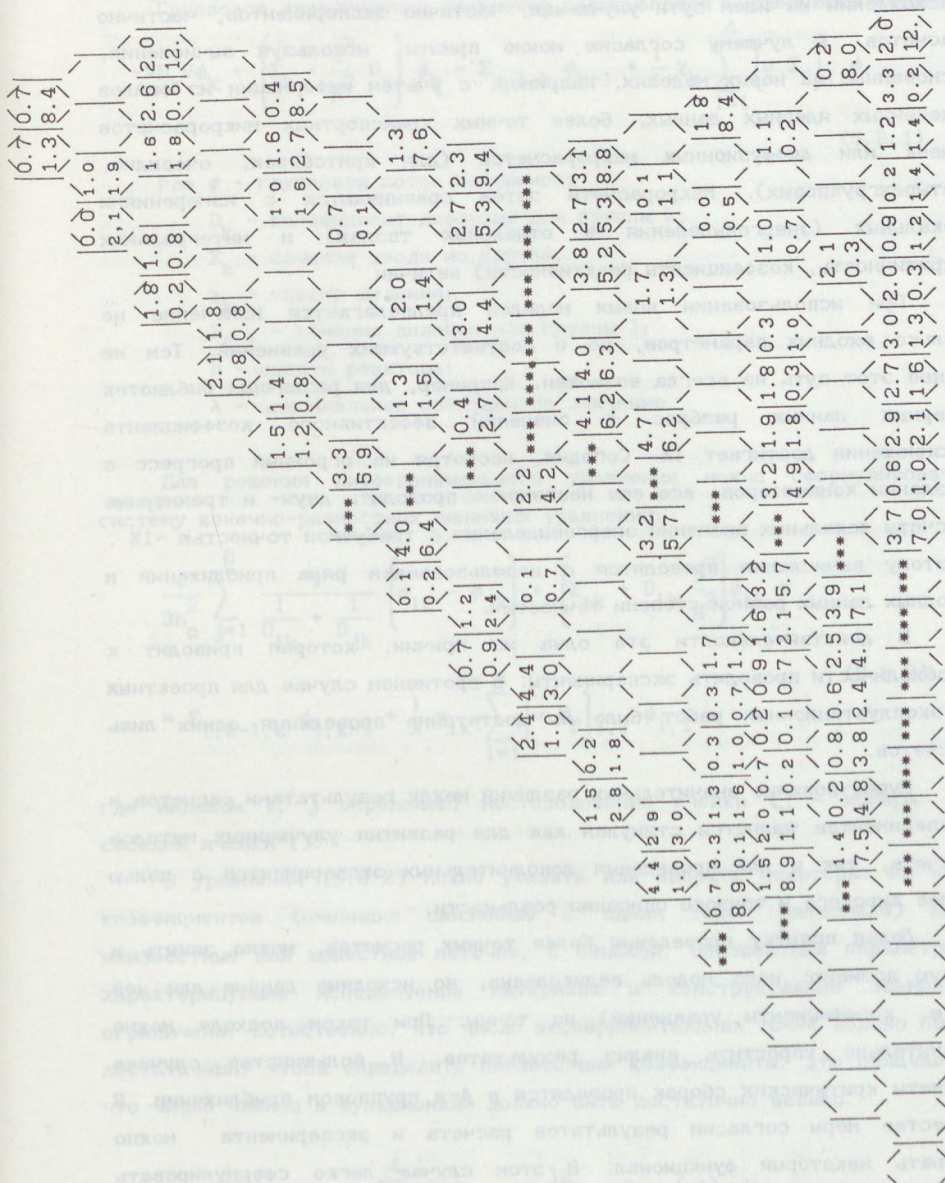


Рис. 5.11 Поля энерговыделения в конфигурации 102/102. Отклонения расчёта от эксперимента в %.

Нижние цифры: асимптотические константы,

Верхние цифры по методу спектрального индекса. Прописные числа имеют отрицательный знак. Нижние цифры: асимптотические константы.

5.8 ПОДГОНКА МАЛОГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА.¹⁾

Традиционная обработка экспериментальных результатов включает в себя теоретические вычисления, сравнение их результатов с данными экспериментов и анализ выявившихся расхождений. В случае серьезных расхождений мы ищем пути улучшения, частично экспериментов, частично расчетов. К лучшему согласию можно прийти, используя вычисления, основанные на новых моделях, например, с учетом информации из файлов оцененных ядерных данных, более точных транспортных микрорасчетов ячеек или диффузионных макрорасчетов (для критсборок, очевидно, четырехгрупповых). Макрорасчеты затем сравниваются с измерениями локальных (энерговыведения в отдельных твэлах) и интегральных (критичность, коэффициенты реактивности) величин.

При использовании новых моделей предполагается изменение не только входных параметров, но и соответствующих уравнений. Тем не менее этот путь не всегда возможен. Например, для различных библиотек ядерных данных разброс в значении эффективного коэффициента размножения достигает 1%. Сегодня, несмотря на огромный прогресс в создании компьютеров, все еще невозможно проводить двух- и трехмерные расчеты локальных значений энерговыведения с требуемой точностью ~1%. Поэтому вычисления проводятся с использованием ряда приближений и входных данных разной степени точности.

В действительности это одна из причин, которая приводит к необходимости проводить эксперименты. В противном случае для проектных и эксплуатационных работ было бы достаточно проведения одних лишь расчетов.

Существование значительных различий между результатами расчетов и экспериментов является стимулом как для развития улучшенных методов расчета, так и для проведения дополнительных экспериментов с целью более широкого и точного описания реальности.

Делая попытку проведения более точных расчетов, можно занять и такую позицию: наша модель великолепна, но исходные данные для нее (т.е. коэффициенты уравнений) не точны. При таком подходе можно значительно упростить анализ результатов. В большинстве случаев расчеты критическихборок проводятся в 4-х групповом приближении. В качестве меры согласия результатов расчета и эксперимента можно выбрать некоторый функционал. В этом случае легко сформулировать несколько усложненную, но точно сформулированную вариационную проблему минимизации функционала с дополнительными условиями (решение системы уравнений в частных производных при заданном собственном значении).

¹⁾ Этот раздел – перевод статьи В. Лелека, выполненный редактором.

Параметры, которые требуется определить - это коэффициенты уравнений, которые и рассматриваются как дополнительные условия.

Кратко проблему можно описать несколькими последовательными шагами.

Групповое диффузионное уравнение записывается в следующей форме:

$$-\nabla D_k \nabla \phi_k + \left[\Sigma_k + \frac{\Pi^2}{H^2} D_k \right] \phi_k = \Sigma_{k-1,k} \phi_{k-1} + \frac{1}{\lambda} \chi_k \sum_{l=1}^4 \left[\nu \Sigma_f \right]_{l,1} \phi_l, \quad (5.8.1)$$

где ϕ - групповой поток нейтронов;

D_k - коэффициент диффузии для группы k ;

Σ_k - сечение увода из группы;

χ_k - спектр деления;

$\Sigma_{f,1}$ - сечение деления для группы 1;

H - высота реактора;

λ - максимальное собственное значение.

Для решения дифференциального уравнения можно сформулировать систему конечно-разностных линейных уравнений:

$$\begin{aligned} & \frac{4}{3h_o^2} \sum_{j=1}^6 \frac{1}{\frac{1}{D_{ik}} + \frac{1}{D_{jk}}} \left(\phi_{ik} - \phi_{jk} \right) + \left[\Sigma_{ik} + D_{ik} \frac{\Pi^2}{H^2} \right] \phi_{ik} = \\ & = \Sigma_{i,k-1,k} \phi_{i,k-1} + \frac{1}{\lambda} \chi_{ik} \sum_{l=1}^4 \left[\nu \Sigma_f \right]_{l,i} \phi_{l,i}, \end{aligned} \quad (5.8.2)$$

где индексы i, j определяют местоположение ячейки (j - номера соседей ячейки i).

В уравнении (5.8.2) можно указать или выбрать некоторые из его коэффициентов (очевидно связанные с одним типом материала) как неизвестные или известные неточно, с ошибкой. Неизвестные параметры, характеризующие используемые материалы и конструктивные элементы ограничены. Естественно, что число экспериментальных точек должно быть достаточным, чтобы определить неизвестные коэффициенты. Это означает, что число членов в функционале должно быть достаточно велико.

$$I = \sum_{\{p\}} \left[A_p^{\text{exp}} - N \sum_{l=1}^4 \Sigma_{f,p,l} \phi_{p,l} \right]^2 / \chi_p^2 + \left[\frac{1}{\lambda} \right] / \chi_\lambda^2 +$$

$$+ \sum_{r,s=1}^k w_{rs} \frac{\left[\frac{x_r - x_{r0}}{x_{r0}} \right] \left[\frac{x_s - x_{s0}}{x_{s0}} \right]}{x_{r0} x_{s0}}, \quad (5.8.3)$$

где

p - число измерений,

N - нормировочный фактор,

λ - собственное значение,

A^{exp} - экспериментальное значение в точке i ,

χ - искусственно заданная погрешность собственного значения,

κ_r - неизвестный параметр,

κ_0 - начальное приближение для κ ,

w_{rs} - корреляционная матрица величин κ_r .

Если принять во внимание измерения реактивности, то функционал (5.8.3) будет иметь более сложную форму и будет содержать функции ценности.

Чтобы минимизировать функционал (5.8.3), было развито два метода: метод неопределенных множителей Лагранжа и метод наименьших квадратов, основанный на прямом вычислении производных потока.

Обобщенный метод Лагранжа приводит к замене I на L :

$$L = I + \int dV \psi^+ \left[R - \frac{1}{\lambda} S \right] \phi + q_\phi \int dV \Sigma_f \phi, \quad (5.8.4)$$

где $\left[R - \frac{1}{\lambda} S \right] \phi$ - запись уравнений (5.8.1) в символьном виде.

Минимизация L приводит к сингулярному уравнению для Ψ^+ , так что Ψ^+ должна быть ортогональна Ψ^+ . Зная Ψ^+ , можно найти частные производные от L по κ_k , которые указывают направление к минимуму I . Большим преимуществом является то, что уравнение решается только для одной функции Ψ^+ , независимо от числа неизвестных. Недостаток - в том, что определяется только направление, а не расстояние до минимума.

Прямое вычисление производных приводит к уравнениям для $\partial \Phi / \partial \kappa$

$$R \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{\lambda} S \frac{\partial \phi}{\partial x} = \left[-\frac{\partial R}{\partial x} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x} S \right] \phi, \quad (5.8.5)$$

которое имеет формально ту же структуру и свойства, что и для Ψ^+ .

Используя выражение (5.8.5) в процессе минимизации (5.8.3), получаются

уравнения для $\Delta \kappa$, которые часто оказываются почти сингулярными

из-за корреляций между неизвестными и малым влиянием неизвестных на результаты.

Перечисленные негативные факторы, а также большая трудоемкость вычисления всех производных, делают метод Лагранжа более предпочтительным.

Оба метода включены в программу EQCOR, которая была создана как развитие программы BRETISLAV.

В качестве экспериментальных данных использовались результаты измерений на сборке ZR-6.

Таблица 5.8.1 демонстрирует улучшение достигнутое по сравнению с первоначальными данными ИАЗ (г. Москва) для урановых стержней обогащением 3.6% с водой и поглощающими стержнями из карбида бора. Улучшение особенно заметно для усложненной конфигурации 90/87, где средняя ошибка уменьшилась в 6 раз.

Относительные изменения в параметрах составили до 30 %.

Таблица 5.8.1

Сравнение расчетных и экспериментальных данных

N	Измеренные величины			Вычисленные величины			Первичные и исправленные данные из: СССР ЧССР								
	L	H	λ	H	λ	K_{eff}	Func	Δ	Δ_{max}	(***)					
78	57.7	70.44	12.74	64.88	7.18	1.0238	1227	3.07%	18.9%	48	31	26	13	7	
				71.37			178	1.30%	6.8%	38	15	6	3	0	
				67.42			631	2.50%	8.2%	57	39	23	11	2	
				72.45			167	1.36%	7.6%	40	19	7	2	0	

60	31.4	44.33	12.93	43.52	12.12	1.0120	570	2.19%	10.7%	41	20	9	6	4	
				44.20			157	1.30%	4.9%	32	13	3	0	0	
				44.57			621	2.61%	7.4%	48	34	20	5	0	
				44.27			135	1.16%	4.3%	31	9	5	0	0	

60	70.9	81.33	10.46	74.99	4.09	1.0172	3127	6.19%	12.9%	54	50	46	40	25	
				85.93			70.9	0.91%	2.3%	25	4	0	0	0	
				76.78			2330	5.45%	10.7%	55	49	45	33	15	
				84.67			85.7	0.98%	2.5%	28	6	0	0	0	

10	25.8	39.08	13.24	38.39	12.55	1.0059	1435	3.27%	10.3%	87	67	47	21	4	
				39.10			182	1.03%	3.9%	42	13	5	0	0	
				39.32			1295	2.86%	7.8%	73	54	45	22	0	
				38.70			126	0.91%	3.4%	40	10	2	0	0	

30	61.5	74.05	12.55	70.28	8.22	1.0127	1456	1.46%	6.4%	18	7	3	1	0	
				72.84			479	1.02%	3.8%	11	4	2	0	0	

Примечание: N - число точек

L - критический уровень

H - критическая высота

 λ - экстраполированная длина Δ - среднее отклонение Δ_{max} - максимальное отклонение(***) - Число отклонений с абсолютным значением
больше, чем:

Чтобы проверить качество подогнанных данных, были рассчитаны другие конфигурации, включая сборки с борной кислотой в замедлителе. Результаты приведены в таблице 5.8.2, которая подтверждает высокое качество полученных параметров.

Таблица 5.8.2

Контрольные расчеты

N	Измеренные величины			Вычисленные величины			Первичные и исправл. данные СССР ЧССР						
	L	H	λ	H	λ	K_{eff}	Func	Δ	Δ_{max}	(***)			
29	67.2	80		73.77	6.57	1.0182	4719	7.51%	19.0%	26	26	24	21
				81.11	13.91	0.9971	1226	3.58%	13.0%	24	17	13	7
				76.63	9.43	1.0094	3094	5.98%	15.9%	28	25	23	16
				84.06	16.86	0.9909	946	3.14%	12.1%	25	17	11	6
127	67.25	81.15	13.9	76.03	8.78	1.0133	26638	8.25%	20.4%	124	118	108	9
				86.15	18.9	0.9892	2023	1.90%	6.7%	83	57	30	5
				76.38	9.13	1.0127	14095	5.16%	16.9%	111	99	85	61
				82.15	14.9	0.9977	2550	2.26%	6.7%	93	64	37	10
65	40.1	53.37	13.2			1.0006	4799	2.61%	9.0%	54	33	25	7
						1.0008	581	1.01%	3.2%	25	12	1	0
131	51.38	63.44	12.8	63.66	12.28	0.9989	1451	3.04%	10.9%	103	72	57	27
				63.61	12.23	0.9992	199	1.20%	4.5%	67	23	6	0

Выводы

В главе 2 расчетами методом Монте-Карло было показано, что даже для простейших конфигураций сборки ZR-6 групповые константы ячеек явным образом зависят от положения ячеек. Поэтому найденные подгонкой константы не могут претендовать на то, что это улучшенные константы реальных ячеек. С другой стороны, в той же главе 2 показано, что, не изменяя формы конечно-разностного уравнения, можно изменить смысл входящих в него параметров. Эти новые параметры могут гораздо слабее зависеть от положения ячейки в сборке, чем традиционные групповые константы. Успех подгонки, видимо, подтверждает эти теоретические выводы, хотя было бы интересно провести количественное сравнение с теорией. Вместе с тем хорошие результаты, полученные методом спектрального индекса (см. раздел 5.7.2), можно считать доказательством успеха такого сравнения.

1. Т. Г. Апостолов, М. А. Манолова, К. Н. Иванов. HEXAB - семейство диффузионных программ для гексагональной геометрии. KFKI-ZR6-562/89.
2. Z. Woznicki. Two-sweep Iterative Methods for Solving Large Linear Systems and Their Application to the Numerical Solution of Multi-group Multi-dimensional Neutron Diffusion Equations. Report 1447/CYF/PM/A, 1973.
3. Т. Апостолов, З. Вознишки. Диффузионная двумерная программа HEXAGA-П для многогрупповых расчетов гексагональных решеток. Атомная энергия, 6(38), стр. 372-374, 1975.
4. Z. Woznicki. HEXAGA-III-120, -30 - Three Dimensional Multi - Group Neutron Diffusion Programs for a Uniform Triangular Mesh With Arbitrary Group Scattering. KFK - 3572, 1983.
5. Г. Агте, Р. Беккер. Физические основы программы FLEX. KFKI-ZR-6-556/1988.
6. М. П. Лизоркин, И. Л. Киреева, В. В. Сапрыкин. Программа ПЕРМАК. Описание алгоритма и инструкция по пользованию. Отчет библиотеки программ ВМК, НРБ, София, 1985.
7. В. Лелек. Сеточная программа BRETISLAV для расчета реактора гексагональной геометрии. KFKI-ZR6-547/1986.
8. В. Крысл, М. Леман, Я. Махачек. Теоретические основы модульной макрокодовой системы MOBY-DICK. KFKI-ZR-6-551, Будапешт, 1987.
9. S. Borresen. Simplified, Coarse-Mesh, Three-Dimensional Diffusion Scheme, Nucl. Sci. Eng., Vol. 44, No 1, 1973.
10. Т. Апостолов, В. Лелек. Проблемы состояния и проверки диффузионных программ. KFKI-ZR-6-561/88.
11. Z. Woznicki. HEXAGA-П-120, -60, -30 Two-dimensional Multi- group Neutron Diffusion Programs for a Uniform Triangular Mesh with Arbitrary Group Scattering. Report KFK-2789, 19797

12. В. И. Лебедев, С. А. Финогенов. Об использовании чебышевских параметров в итерационных методах. ЖВМ, МФ, 1971, т. 11, 2, стр. 425.
13. Diffusion parameters fur Modellaufgaben. Материал заседания Научного Совета ВМК, 1975.
14. Сборник трудов ВМК. Том 1, Будапешт 1984.
15. Т. Апостолов, М. Манолова, П. Петков. ХЕКСАБ-П-30Е малогрупповая двумерная диффузионная программа за шестогонная геометрия. Ядреная энергия, 11, 1980.
16. В. Лелек, И. Ваничек. Коэффициент диффузии в решетках с неравномерным шагом, UJV 5442-R (1980). Доклад на IX симпозиуме ВМК, Нейбранденбург, ГДР, 1980.
17. Т. Апостолов, П. Петков. Отчитане на реалната касетна структура на реакторите от типа ВВЕР в програмата ХЕКСАБ-П-30К, Ядреная энергия, 14, 1981.
18. В. Лелек. Гомогенизация ячеек и кассет при различных окружающих средах, X-ый Симпозиум ВМК, Ереван, СССР, 1981.
19. И. Бабушка, Э. Витасек, М. Прагер. Численные процессы решения дифференциальных уравнений. Мир, М., СССР, 1969.
20. Hageman, Kekkog, Estimating Optimum Overrelaxation Parameters, Math. of Comput., 22 (1968), 60-68.
21. Г. Зикова, В. Лелек. Применение полиномов Чебышева с уточнением доминантного отношения. Сборник докладов XI-ого Симпозиума ВМК, Татранска Ломница, ЧССР, 1983.
22. В. Крысл, М. Леман. BORORO - новый быстрый 2D диффузионный код для потвальных расчетов активной зоны с модификацией конечно-разностной аппроксимации Борресена. VII симпозиум ВМК, Добержковице, ЧССР, 1978.

23. М.П. Лизоркин. Г.И. Курченкова, В.И. Лебедев. Аннотация программы ПЕРМАК-У. Вопросы атомной науки и техники, серия: Физика и техника ядерных реакторов, вып.4, 1988.
24. В.С. Апокорина, А.В. Князев. Аннотация программы БИПР-5М. Вопросы атомной науки и техники, серия: Физика и техника ядерных реакторов, вып.5. М., 1986.
25. В.Лелек. Решение модельных задач в гексагональной геометрии и вопросы интерпретации измерения, Материал симпозиума специалистов ВМК, Фрунзе, 1975.
26. В.Ионов. Расчет модельных задач ВМК для гексагональных программ, Материал IV симпозиума специалистов ВМК, Фрунзе, 1975.
27. Т.Апостолов, П.Петков. Расчеты модельных задач ВМК для диффузионных программ с программой ХЕКСАБ-П-30, Материал VII симпозиума ВМК, Прага, 1978.
28. Т.Апостолов, П.Петков. Расчет модельных задач ВМК для диффузионных программ с учетом реальной кассетной структуры, Материал VII сессии 4-ой тематической группы ВМК, 1979.
29. Ф.Зайдел. Результаты решения модельной задачи Бинца (2) по программе ФЛЕКС, Материал VIII симпозиума ВМК, 1979.
30. З.Вознишки. Интегральные результаты расчетов программы ХЕКСАГА для модельных задач. Информационное сообщение на VIII симпозиуме ВМК, 1979.
31. Р.Кох. Разрывный синтез трехмерных функций распределения нейтронного потока для гексагональной геометрии, Материал V симпозиума специалистов ВМК, Варна, 1976.
32. М.Телбис. Трехмерная программа диффузии SNAP-3D, Материал VI сессии IV-й тематической группы ВМК, Прага, 1978.
33. М. Манолова, Т.Апостолов. ХЕКСАБ-Ш-30 малогрупповая тримерная диффузионная программа за гексаганална геометрия, Ядрена енергия, 17, 1982.

34. В. Май. Программа FEM-3D для решения многомерного уравнения диффузии методом конечных элементов, Материал IX-ого симпозиума специалистов ВМК, Нейбранденбург, ГДР, 1980.
35. К. Гержнер. Первый опыт при решении трехмерного диффузионного уравнения в малогрупповом приближении и гексагональной геометрии с помощью неполной блочечной факторизации, Материал IX симпозиума специалистов ВМК, Нейбранденбург, ГДР, 1980.
36. Z. Woznicki. HEXAGA-III-120, -30 Three Dimensional Multi - Group Neutron Diffusion Programmes for a Uniform Triangular Mesh with Arbitrary Group Scattering, Report KFK-3572 (1983).
37. G. Buckel, K. Kufner and B. Stehle, Benchmark Calculations for a Sodium Cooled Breeder Reactor by Two-and Three-Dimensional Diffusion Methods, Nucl. Sci. Eng., p.75-89, 1977.
38. К. Иванов, М. Манолова, Т. Апостолов, А. С. Серегин, А. Н. Чебесков, В. А. Черный. Тестирование трехмерной малогрупповой диффузионной программы ХЕКСАБ-Ш-30 на модели быстрого энергетического реактора, Семинар специалистов стран-членов СЭВ, Варна. НРБ, 1988.
39. В. Ионов. Программа НИ-7000, Рабочая сессия тематической группы, Берлин, 1974.
40. Т. Апостолов и др. Факторизационные методы решения задачи диффузии нейтронов. Отчет KFKI-ZR6-550/1987
41. М. Леман. Расчет влияния неоднородности решетки на диффузионные константы элементарных ячеек методом спектральных индексов. Материалы VII Симпозиума ВМК (1978), Прага 1979.
42. М. Леман. Новые возможности программы THESEUS. Материалы VI симпозиума ВМК. Бухарест, 1977.
43. Г. Агте, В. Мюллер. Отчет KFKI-ZR-6-557/1988.
44. З. Беккер. Отчет KFKI-ZR-6-565/1989.

45. В. Лелек. Численный метод подгонки линейных уравнений реактора на основе измерений. Отчет KFKI-ZR-6-545/1986.
46. В. Лелек, М. Пецка. Использование измерений на критической сборке для уточнения групповых констант ячеек с топливом и другими материалами. Отчет KFKI-ZR-553/1988.
47. Г. И. Марчук, В. И. Лебедев. Численные методы в теории переноса нейтронов. Атомиздат. М., 1981.
Numerical Methods in the Theory of Neutron Transport. Harwood Academic Publishers. 1986.
48. Л. К. Шишков. Методы решения диффузионных уравнений двумерного ядерного реактора. Атомиздат. М., 1976.

6. НОВЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ ВВЭР¹

М. Лизоркин, М. Макай, А. Новиков, В. Пшенин

6.1 ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как уже говорилось во введении к тому, значительная часть теоретических работ ВМК была посвящена развитию и уточнению новых подходов к решению уравнений реактора. Различные аспекты этой работы отражены в главах 3, 6, 7.

В главе 6 дано описание новых алгоритмов, которые используются при проведении потвэльных расчетов (аналогов мелкосеточным) реакторов типа ВВЭР. Она состоит из двух разделов, представляющих два цикла работ, направленных на развитие усовершенствованных методов расчета реактора ВВЭР, и реализованных в программах.

Первый цикл "Нодальный подход для мелкосеточных расчетов - алгоритм и численная верификация" (раздел 6.2) выполнен в ИАЗ (Москва).

Второй цикл выполнен в ЦИФИ (Будапешт) и описан в разделе 6.3.

В главе два списка литературы. Они находятся в конце разделов 6.2 и 6.3.

Авторы не преследовали цели дать общий обзор новых подходов, разработанных как в рамках ВМК, так и вне его. Основное внимание уделено изложению авторской точки зрения на предмет и описанию конкретных алгоритмов, используемых их группами. Частично этот недостаток компенсируется дополнительными сведениями и ссылками, приведенными в главах 2 и 7, которые, впрочем, также прежде всего отражают точку зрения их авторов. Следует еще раз подчеркнуть, что работы по развитию новых подходов в рамках ВМК проводились при постоянном, часто неформальном, обсуждении результатов разных групп и взаимно дополняли друг друга.

¹ Авторы разделов: А. НОВИКОВ - р. 6.2.1, В. ПШЕНИН - р. 6.2.2,
М. ЛИЗОРКИН - р. 6.2.3, М. МАКАЙ - р. 6.3.

6.2 НОДАЛЬНЫЙ ПОДХОД ДЛЯ МЕЛКОСЕТОЧНЫХ РАСЧЕТОВ - АЛГОРИТМ И ЕГО ЧИСЛЕННАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ

6.2.1 Учет эффектов гетерогенности ячеек и переходных решений в мелкосеточных расчетах¹⁾

Принимая во внимание, что эффекты гетерогенности ячеек и переходных решений проявляются главным образом в тепловой области энергий, предположим в развитие пабот [1],[2], что в каждой ячейке в общем случае неоднородной в плане решетки спектр тепловых нейтронов может быть представлен как

$$F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = F_{as} + F_{aa} + F_{ts} + F_{ta}, \quad (6.2.1)$$

где F_{as} и F_{aa} - асимптотические (a) составляющие спектра: соответственно, симметричная относительно центра ячейки (s) и антисимметричная (a),

F_{ts} и F_{ta} - переходные (t) составляющие спектра: соответственно, симметричная относительно центра ячейки (s) и антисимметричная (a).

Предполагается, что

$$\begin{aligned} F_{as} &= a \Psi_{as} & F_{aa} &= \sum_m b_m \cos(m\varphi + \delta_{am}) \psi_{aam} \\ F_{ts} &= A \Psi_{ts} & F_{ta} &= \sum_m B_m \cos(m\varphi + \delta_{tm}) \psi_{tam}, \end{aligned} \quad (6.2.2)$$

где φ - азимут, отсчитываемый от принятого общим для всех ячеек направления.

δ_{am} и δ_{tm} - начальные сдвиги фаз.

Предполагается также, что функции ψ не зависят от φ и являются устойчивыми характеристиками рассматриваемого типа ячейки (как ψ_{as} и ψ_{aa} , так и ψ_{ts} и ψ_{ta}).

Очевидно, что в общем случае для определения функций Ψ требуется проведение многогрупповых транспортных расчетов неоднородных гетерогенных решеток, включающих все типы рассматриваемых ячеек.

¹⁾ В основу раздела 6.2.1 положено сообщение А.Н.Новикова "Учет переходных решений в мелкосеточных расчетах", представленное на XIV заседании Научного совета ВМК (ЦИФИ, Будапешт, 1983).

Возможные упрощенные способы получения приближенных значений зависящих от Ψ функционалов (см. ниже), обсуждаются в конце раздела.

Для упрощения будем в дальнейшем считать, что рассматриваемая решетка критична и бесконечна по высоте (в общем случае функции Ψ зависят от $K_{\text{эфф}}$ и B_z^2), и что антисимметричные составляющие спектра могут быть представлены только первыми ($m=1$) азимутальными гармониками (влияние членов с $m > 1$ может быть учтено способами, использованными в работах [3-5]).

Воспользуемся условиями сшивки решений на общей для смежных ячеек "о" и "i" грани γ_i ($i = 1 \dots 6$):

$$\begin{aligned}\tilde{\Phi}_0^i &= \tilde{\Phi}_i^{i+3} \\ \tilde{J}_0^i &= \tilde{J}_i^{i+3}\end{aligned}\quad (6.2.3)$$

Здесь $\tilde{H}$ - усредненные по грани i значения H , в частности,

$$\tilde{\Phi}^i = \frac{\sqrt{3}}{h} \int F d\Omega^- d\gamma_i = a\tilde{f}_{as} + b^i \tilde{f}_{aa} + A\tilde{f}_{ts} + B^i \tilde{f}_{ta} \quad (6.2.4)$$

$$\tilde{J}^i = \frac{\sqrt{3}}{h} \int (n_i^-, \Omega^-) F d\Omega^- d\gamma_i = a\tilde{j}_{as} + b^i \tilde{j}_{aa} + A\tilde{j}_{ts} + B^i \tilde{j}_{ta},$$

где h - поперечный размер ячейки.

В выражениях (6.2.4) члены, соответствующие антисимметричным составляющим граничных потоков и токов, представлены в виде произведений, зависящих от номера грани коэффициентов b^i и B^i и скалярных величин $\tilde{f}_{aa}$, $\tilde{j}_{aa}$, $\tilde{f}_{ta}$ и $\tilde{j}_{ta}$.

Это является результатом представления выражения, входящего в определение функций F_{aa} и F_{ta} косинуса, в виде произведения $\cos\left[\frac{\pi}{3}(i-1)+\delta\right]\cos\delta\varphi$, где переменная $\delta\varphi$ в ходе взятия интегралов (6.2.4) по $d\gamma_i$ изменяется в интервале от $-\frac{\pi}{6}$ до $+\frac{\pi}{6}$.

Поэтому для коэффициентов справедливы выражения:

$$\begin{aligned}b^i &= b \cos\left(\frac{\pi}{3}(i-1) + \delta_a\right) = -b^{i+3} \\ B^i &= B \cos\left(\frac{\pi}{3}(i-1) + \delta_t\right) = -B^{i+3},\end{aligned}$$

а независимость величин $\tilde{f}_{aa} \dots \tilde{j}_{ta}$ от номера грани ячейки позволяет ввести понятие скалярных коэффициентов диффузии D_a и D_t (см. ниже).

Следует обратить внимание на то, что коэффициенты b^i могут быть найдены на основе информации о распределении токов надтепловой ($g=G-1$) группы нейтронов, получаемой в ходе решения малогрупповой задачи как

$$b^i = \frac{\tilde{j}_{(G-1)}^i - \frac{1}{6} \sum_i \tilde{j}_{(G-1)}^i}{\tilde{j}_{aa(G-1)}} \quad (6.2.5)$$

Далее будем исходить из выражений (6.2.3) - (6.2.5) и положим, что:

$$\bar{\varphi}_a = \frac{\bar{S}}{\sum_a + \frac{4}{h} \frac{\tilde{j}_{as}}{\bar{f}_{as}}} \quad a = \frac{\bar{\varphi}_a}{\bar{f}_{as}} \quad (6.2.6)$$

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{\omega} \int F \, dE \, d\bar{\Omega} \, d\bar{r} \quad A = \frac{\bar{\Phi} - \bar{\varphi}_a}{\bar{f}_{ts}}$$

Здесь S - плотность источников тепловых нейтронов в ячейке,

$\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} h^2$ - площадь поперечного сечения ячейки,

$\bar{H}$ - среднее по поперечному сечению ячейки значение H .

Тогда можно, исключая неизвестные B^i и B^{i+3} , выразить среднюю плотность тока тепловых нейтронов через грань $\tilde{j}_o^i$ любым из трех представленных ниже способов (используемые обозначения пояснены в (6.2.11)):

$$\begin{aligned} \tilde{j}_o^i &= \frac{2}{h} \frac{D_{t0} D_{t1}}{D_{t0} + D_{t1}} \left[\bar{\Phi}_i \bar{g}_i - \bar{\Phi}_0 \bar{g}_0 + b_1^{i+3} \tilde{f}_{aa1} \left(1 - \frac{D_{a1}}{D_{t1}}\right) - b_0^i \tilde{f}_{aa0} \left(1 - \frac{D_{a0}}{D_{t0}}\right) \right] = \\ &= \frac{2}{h} \frac{\tilde{D}_o^i \tilde{D}_1^{i+3}}{\tilde{D}_o^i + \tilde{D}_1^{i+3}} \left(\bar{\Phi}_i \tilde{\epsilon}_1^{i+3} - \bar{\Phi}_0 \tilde{\epsilon}_0^i \right) = \end{aligned} \quad (6.2.7)$$

$$= \frac{2}{h} \frac{D_{a0} D_{a1}}{D_{a0} + D_{a1}} \left[\bar{\Phi}_i \bar{\epsilon}_i - \bar{\Phi}_0 \bar{\epsilon}_0 + B_1^{i+3} \tilde{f}_{tai} \left(1 - \frac{D_{t1}}{D_{a1}}\right) - B_0^i \tilde{f}_{tao} \left(1 - \frac{D_{t0}}{D_{a0}}\right) \right].$$

Заметим, что необходимые для определения $\tilde{j}_o^i$ третьим способом значения коэффициентов B_o^i и B_1^{i+3} могут быть восстановлены из условия

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}_o^i &= a_0 \tilde{f}_{as0} + b_0^i \tilde{f}_{aa0} + A_0 \tilde{f}_{ts0} + B_0^i \tilde{f}_{tao} = \\ &= a_1 \tilde{f}_{as1} + b_1^{i+3} \tilde{f}_{aa1} + A_1 \tilde{f}_{ts1} + B_1^{i+3} \tilde{f}_{tai}. \end{aligned}$$

Требуемое при этом значение $\tilde{\Phi}_0^1$ может быть выражено, например, как

$$\tilde{\Phi}_0^1 = \frac{1}{\tilde{D}_0^1 + \tilde{D}_1^{1+3}} \left(\tilde{D}_0^1 \bar{\Phi}_0 \tilde{\epsilon}_0^1 + \tilde{D}_1^{1+3} \bar{\Phi}_1 \tilde{\epsilon}_1^{1+3} \right). \quad (6.2.8)$$

Полученные значения плотности токов $\tilde{J}_0^1$ позволяют представить уравнение баланса тепловых нейтронов в нодальной форме

$$\frac{2}{3h} \sum_1 \tilde{J}_0^1 - \sum_{a0} \bar{\varphi}_{a0} - \sum_{t0} \left(\bar{\Phi}_0 - \bar{\varphi}_{a0} \right) + \bar{S}_0 = 0. \quad (6.2.9)$$

При этом усредненные по ячейке скорости реакций любого вида β могут быть определены как

$$\bar{R}^\beta = \bar{\Sigma}_a^\beta \bar{\varphi}_a + \bar{\Sigma}_t^\beta (\bar{\Phi} - \bar{\varphi}_a). \quad (6.2.10)$$

В выражениях (6.2.6) - (6.2.10) использованы следующие обозначения для скаляров:

$$\begin{aligned} D_a &= \frac{h}{2} \frac{\tilde{J}_{aa}}{\tilde{f}_{aa}} & D_t &= \frac{h}{2} \frac{\tilde{J}_{ta}}{\tilde{f}_{ta}} \\ \bar{g} &= g_a \frac{\bar{\varphi}_a}{\bar{\Phi}} + g_t \left(1 - \frac{\bar{\varphi}_a}{\bar{\Phi}} \right) & \bar{\epsilon} &= \epsilon_a \frac{\bar{\varphi}_a}{\bar{\Phi}} + \epsilon_t \left(1 - \frac{\bar{\varphi}_a}{\bar{\Phi}} \right) \\ g_a &= \frac{\tilde{f}_{as}}{\bar{f}_{as}} \left(1 - \frac{\vartheta_a}{D_t} \right) & g_t &= \frac{\tilde{f}_{ts}}{\bar{f}_{ts}} \left(1 - \frac{\vartheta_t}{D_t} \right) \\ \vartheta_a &= \frac{h}{2} \frac{\tilde{J}_{as}}{\tilde{f}_{as}} & \vartheta_t &= \frac{h}{2} \frac{\tilde{J}_{ts}}{\tilde{f}_{ts}} \\ \epsilon_a &= \frac{\tilde{f}_{as}}{\bar{f}_{as}} \left(1 - \frac{\vartheta_a}{D_a} \right) & \epsilon_t &= \frac{\tilde{f}_{ts}}{\bar{f}_{ts}} \left(1 - \frac{\vartheta_t}{D_t} \right) \\ \bar{\Sigma}_a^\beta &= \frac{1}{\omega \bar{f}_{as}} \int \Sigma^\beta \Psi_{as} dE d\bar{\Omega} d\bar{r} & \bar{\Sigma}_t^\beta &= \frac{1}{\omega \bar{f}_{ts}} \int \Sigma^\beta \Psi_{ts} dE d\bar{\Omega} d\bar{r}, \end{aligned}$$

для зависящих от номера грани тензоров: (6.2.11)

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tilde{D}^1} &= \frac{1}{D_a} \frac{\tilde{J}_{aa}^1}{\tilde{J}_{aa}^1 + \tilde{J}_{ta}^1} + \frac{1}{D_t} \frac{\tilde{J}_{ta}^1}{\tilde{J}_{aa}^1 + \tilde{J}_{ta}^1} \\ \tilde{\epsilon}^1 &= \tilde{\epsilon}_a^1 \frac{\bar{\varphi}_a}{\bar{\Phi}} + \tilde{\epsilon}_t^1 \left(1 - \frac{\bar{\varphi}_a}{\bar{\Phi}} \right) \end{aligned}$$

где $\bar{D}_0 = D_{a0} \epsilon_{a0}$

Поскольку для асимптотической области однородной решетки уравнение типа (6.2.13) применимо ко всем группам нейтронов, при проведении расчетов квадрата длины миграции и материального параметра гетерогенных решеток целесообразно пользоваться выражениями

$$\bar{M}^2 = \frac{\sum_g D_{ag} \in_{ag} \bar{\Phi}_g}{\sum_g \bar{\Sigma}_{ag} \bar{\Phi}_g}, \quad \bar{\kappa}^2 = \frac{\sum_g \left(\nu \bar{\Sigma}_{fg} - \bar{\Sigma}_{ag} \right) \bar{\Phi}_g}{\sum_g D_{ag} \in_{ag} \bar{\Phi}_g}. \quad (6.2.14)$$

В заключение следует признать, что изложенный выше подход к уточнению решений в тепловой группе нейтронов может вызывать затруднения для практической реализации как по причине отсутствия программ подготовки требуемых функционалов, так и из-за необходимости внесения существенных изменений в программы, используемые для мелкосеточных расчетов.

В связи с этим важно обратить внимание на наличие широких возможностей для применения различных приближений. Прежде всего это касается возможностей применения стандартных спектральных программ для подготовки приближенных значений всех нужных функционалов. Большинство функционалов для асимптотических составляющих решения (таких как $\sum D$, $\frac{\tilde{f}_s}{\bar{f}}$, $\frac{\tilde{j}_s}{\bar{f}} = \frac{h}{4} \kappa^2 h^2$ и др.) обычно могут быть получены без каких-либо переделок уже используемых программ, например в приближении замкнутых ячеек.

При этом полезно иметь в виду, что в условиях принятого приближения $m=1$ справедливо соотношение

$$\frac{\vartheta_a}{D_a} \approx - \frac{(\kappa h)^2}{8}.$$

Чтобы получить функционалы для переходной составляющей решения, достаточно обеспечить возможность выполнения расчета симметричного распределения тепловых нейтронов в ячейке, окруженной водяным буфером и внешней кольцевой зоной, в которой задан распределенный источник. После получения функционалов для симметричной составляющей переходного решения значение D_t может быть выражено приближенно как

$$D_t \approx \frac{h^2 \sum_t^a}{16} \frac{\alpha}{\alpha - 1},$$

где $\alpha = \left[\frac{\tilde{f}_{ts}}{\bar{f}_{ts}} \right]^2$.

Применение уравнения баланса (6.2.9) в уже используемых мелкосеточных программах наиболее просто реализовать в условиях представления тока (6.2.7) способом 2 с пренебрежением тензорностью величин D и ϵ . При этом может оказаться полезной некоторая корректировка значений D для нетопливных ячеек. При проведении таких корректировок следует учитывать, что для сборок, содержащих ячейки пэлов, целесообразно в группе надтепловых нейтронов использовать уравнение баланса (6.2.12).

6.2.2 Оценка точности модифицированного уравнения баланса на примерах решения тестовых модельных задач в плоской геометрии.

Детальное представление о точности алгоритма, описанного в разделе 6.2.1, обеспечивает сопоставление результатов решений тестовых модельных задач, полученных по прецизионной программе и программе, реализующей указанный алгоритм. В этом случае при условии, что входящие в выражение (6.2.9) функционалы элементарной ячейки рассчитываются с помощью той же прецизионной программы, причины расхождения результатов расчетов интерпретируются практически однозначно. Такая схема тестирования может быть в принципе реализована с помощью программ, использующих метод Монте-Карло. Подобные расчеты, однако, являются весьма трудоемкими. Их результаты подробно обсуждаются в главе 3.

Существенно более простая ситуация имеет место в случае плоской геометрии, когда наличие одномерной кинетической программы обеспечивает построение полностью замкнутой схемы тестирования. Расчеты для случая плоской геометрии позволяют оценить точность практически всех основных приближений, сделанных при выводе уравнения (6.2.9). Их результаты кратко обсуждаются ниже. Более подробно они изложены в работах [7,9].

Для получения реперных решений и расчета функционалов асимптотической и переходной пробных функций элементарных ячеек плоской решетки нами использовалась 61-групповая одномерная кинетическая программа КРАМС [8] (24 тепловые группы), реализующая метод характеристик. Расчеты с использованием алгоритма, описанного в разделе 6.2.1, простейшей конечно-разностной схемы и метода спектрального индекса, проводились с помощью специально написанной

программы MODISN. Они выполнялись в одно-(расчет распределения тепловых нейтронов при заданном из кинетического расчета распределении источников) и четырехгрупповом приближении с поиском $K_{эфф}$. Сочетание расчетов в одно и четырехгрупповом приближении позволяет детально проанализировать погрешности алгоритма разделе 6.2.1 при расчете распределений нейтронов в тепловой группе и оценить роль неучитываемых при его использовании эффектов деформации спектров, гетерогенности ячейки и т.д. в области надтепловых энергий и, следовательно, целесообразность распространения описанного подхода на три верхние группы.

Расчеты, результаты которых обсуждаются в настоящем разделе, проводились для конфигураций, состоящих из плоских размножающих ячеек различного состава - гомогенных (с U^{235} и Pu^{239} в качестве делящегося материала) и гетерогенных. Основные параметры этих ячеек были выбраны близкими к соответствующим характеристикам реальных ячеек ВВЭР.

Для определения функционалов асимптотических пробных функций использовались результаты расчета критической пластины, образованной ячейками заданного состава. Функционалы переходных пробных функций размножающих ячеек вычислялись с использованием результатов решения описанных в предыдущем разделе тестовых модельных задач. Функционалы асимптотических пробных функций для неразмножающих ячеек рассчитывались на основе данных решения модельных задач для конфигураций, в которых несколько ячеек рассматриваемого типа окружались топливными ячейками. Функционалы переходных пробных функций для нетопливных ячеек вычислялись аналогично функционалам размножающих ячеек.

Анализ конфигураций с гомогенными ячейками является жестким тестом для проверки основного приближения алгоритма раздела 6.2.1 об универсальности функционалов переходного решения. Это объясняется тем, что отсутствие характерного для гетерогенных ячеек водяного буфера делает их более чувствительными к особенностям спектра втекающих в ячейку нейтронов и, следовательно, может привести к увеличению погрешности расчета. Последнее иллюстрируется, в частности, данными таблицы 6.2.1, в которой приведены функционалы переходных и асимптотических пробных функций. Из таблицы видно, что гомогенная размножающая ячейка имеет существенно большее, по сравнению с гетерогенной отношение $\Sigma_t^{a,f} / \Sigma_a^{a,f}$, характеризующее эффект возмущения спектра нейтронов вблизи нарушения однородности решетки. Данные таблицы также показывают, что в ячейке с Pu^9 значение указанного отношения существенно меньше, чем в ячейке с U^5 . Это объясняется близостью спектра перетекающих нейтронов к спектру Максвелла и

наличием низкоэнергетического резонанса в сечениях Pu^{239} .

Таблица 6.2.1
Значения функционалов асимптотической и переходной
пробных функций.

Тип функци- онала	Тип ячейки			
	гомог. с U^5	водяная	гомог. с Pu^9	гетер. с U^5
D_a	0.250	0.145	0.225	0.214
Σ_a^a	0.115	$1.95 \cdot 10^{-2}$	0.234	0.113
Θ_a	$-8.57 \cdot 10^{-4}$	$1.69 \cdot 10^{-3}$	$-1.33 \cdot 10^{-3}$	$-3.48 \cdot 10^{-3}$
$\tilde{f}_{as}^- / f_{as}^-$	0.999	1.002	0.998	1.190
Σ_a^f	0.0802	-	0.147	$7.76 \cdot 10^{-2}$
D_t	0.224	0.144	0.224	0.190
$\tilde{f}_{ts}^- / f_{ts}^-$	1.082	1.012	1.120	1.408
Σ_t^a	0.146	$1.98 \cdot 10^{-2}$	0.237	0.127
Θ_t	0.032	$4.03 \cdot 10^{-3}$	$4.55 \cdot 10^{-2}$	$7.17 \cdot 10^{-2}$
Σ_t^f	0.102	-	0.152	$8.65 \cdot 10^{-2}$

Анализ точности алгоритма раздела 6.2.1 основан на рассмотрении нескольких типичных конфигураций - "щель между ТВС", "граница с отражателем", "суперячейка с поглотителем" и т.д.

Примеры сопоставления одnogрупповых (с заданным из кинетического расчета распределением источников тепловых нейтронов) решений для конфигураций, образованных гомогенными ячейками с U^5 в качестве делящегося изотопа, представлены на рис.6.1-2. Из рисунков видно, что использование стандартной конечно-разностной схемы приводит к значительным погрешностям в скоростях реакций поглощения и деления, которые достигают 26 и 8%, соответственно. Как и следовало ожидать, максимальные значения погрешностей наблюдаются вблизи границы раздела областей с различными свойствами. Применение модифицированного уравнения

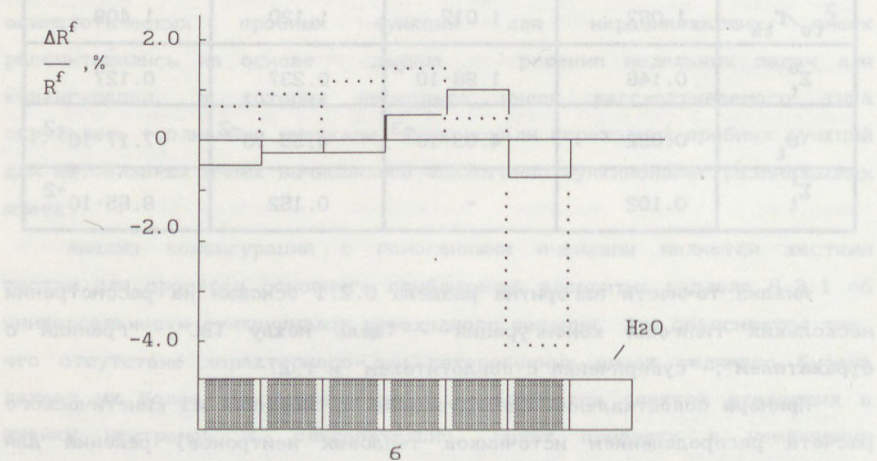
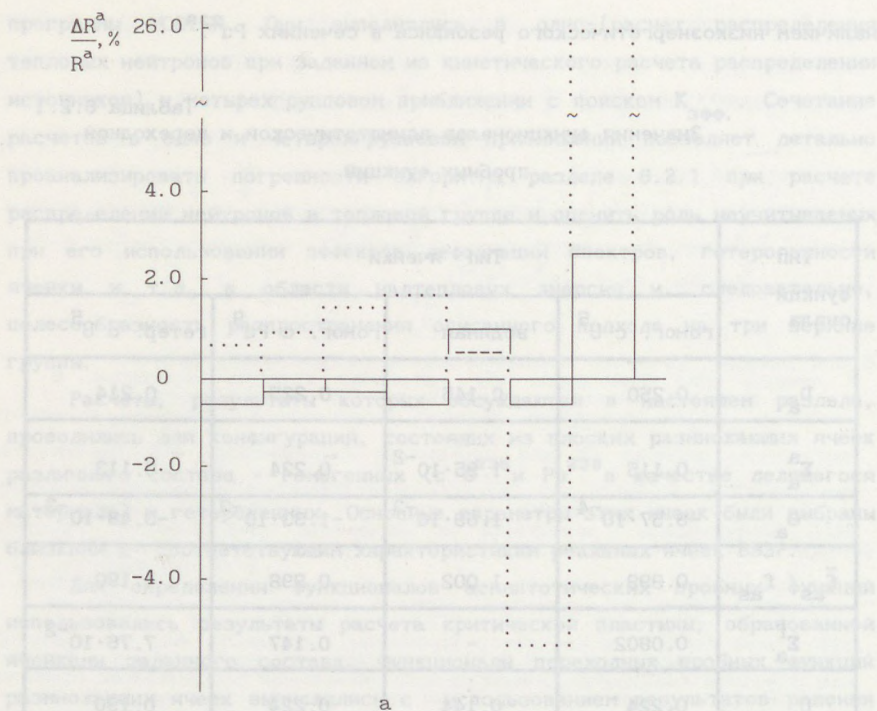


Рис.6.1 Сравнение распределений скоростей поглощения (а) и деления (б) для конфигурации "щель между ТВС", образованной гомогенными ячейками.

(Рассмотренная конфигурация изображена в нижней части рисунка)

... - стандартное конечно-разностное уравнение баланс

— - алгоритм п.6.2.1 $\Delta R/R = (R - R_{tr})/R_{tr} \cdot 100$.

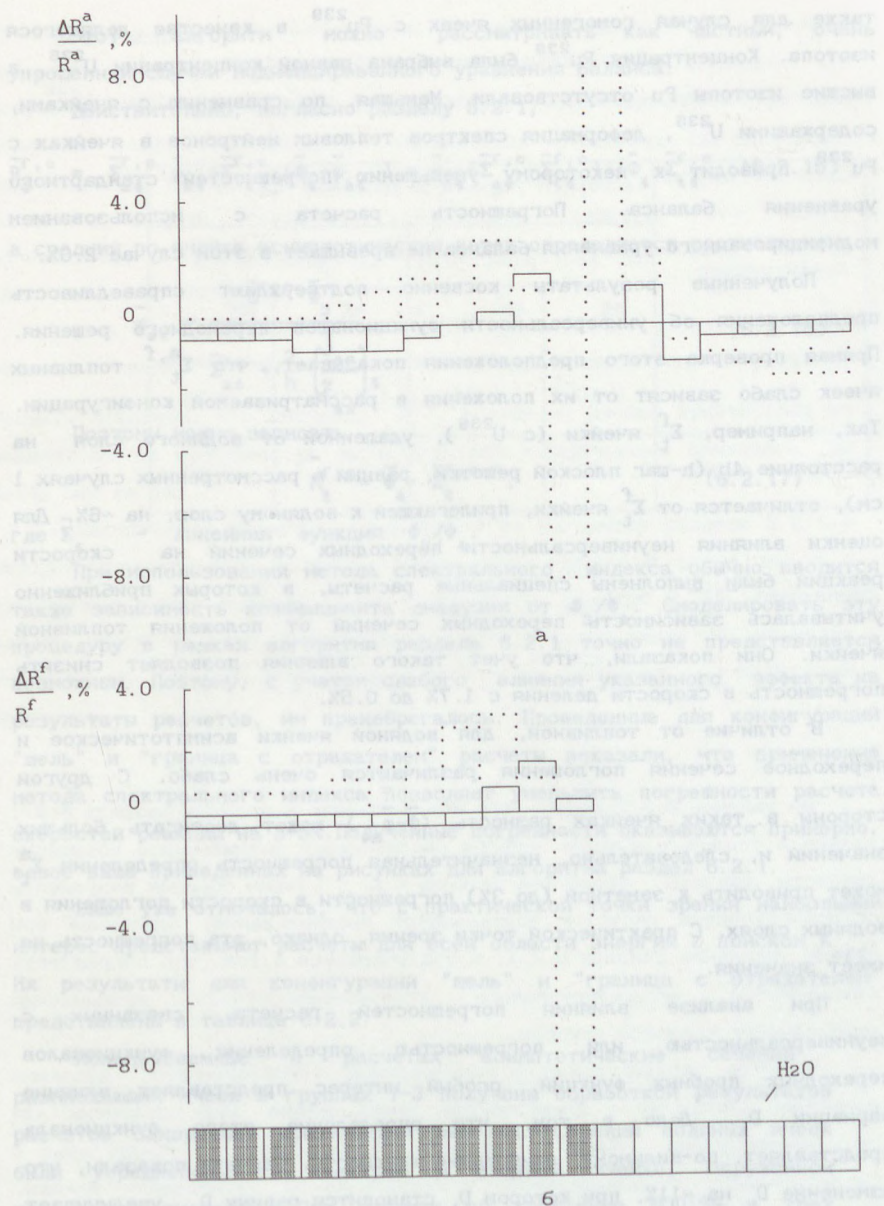


Рис. 6.2 Сравнение распределений скоростей поглощения (а) и деления (б) для конфигурации "граница с отражателем", образованной гомогенными ячейками. Обозначения как на рис. 6.1.

баланса позволяет уменьшить погрешности расчета скоростей реакции до 1.7%.

Расчеты изображенных на рис. 6.1–6.2 конфигураций были выполнены

также для случая гомогенных ячеек с Pu^{239} в качестве делящегося изотопа. Концентрация Pu^{239} была выбрана равной концентрации U^{235} , а высшие изотопы Pu отсутствовали. Меньшая, по сравнению с ячейками, содержащими U^{235} , деформация спектров тепловых нейтронов в ячейках с Pu^{239} приводит к некоторому уменьшению погрешностей стандартного уравнения баланса. Погрешность расчета с использованием модифицированного уравнения баланса не превышает в этом случае 2.0%.

Полученные результаты косвенно подтверждают справедливость предположения об универсальности функционалов переходного решения. Прямая проверка этого предположения показывает, что $\Sigma_t^{a,f}$ топливных ячеек слабо зависят от их положения в рассматриваемой конфигурации. Так, например, Σ_t^f ячейки (с U^{235}), удаленной от водяного слоя на расстояние $4h$ (h -шаг плоской решетки, равный в рассмотренных случаях 1 см), отличается от Σ_t^f ячейки, прилегающей к водяному слою, на ~6%. Для оценки влияния неуниверсальности переходных сечений на скорости реакций были выполнены специальные расчеты, в которых приближенно учитывалась зависимость переходных сечений от положения топливной ячейки. Они показали, что учет такого влияния позволяет снизить погрешность в скорости деления с 1.7% до 0.5%.

В отличие от топливной, для водяной ячейки асимптотическое и переходное сечения поглощения различаются очень слабо. С другой стороны в таких ячейках разность $(\bar{\Phi} - \bar{\Phi}_{a4})$ может достигать больших значений и, следовательно, незначительная погрешность определения Σ_t^a может приводить к заметной (до 3%) погрешности в скорости поглощения в водяных слоях. С практической точки зрения, однако, эта погрешность не имеет значения.

При анализе влияния погрешностей расчета, связанных с неуниверсальностью или погрешностью определения функционалов переходных пробных функций, особый интерес представляет влияние вариации D_t . Дело в том, что определение этого функционала представляет, по-видимому, наибольшие трудности. Расчеты показали, что изменение D_t на ~11%, при котором D_t становится равным D_a , увеличивает погрешности расчета средних потоков и скоростей реакций не более, чем на 0.3%.

В четырехгрупповых инженерных программах с одной тепловой группой для учета эффектов спектральных деформаций иногда используют полуэмпирический метод спектрального индекса (см. главу 5). Использование метода предполагает, в частности, введение зависимостей макросечений в тепловой группе от локального значения отношения $\bar{\Phi}_3/\bar{\Phi}_4$ (индексы 3 и 4 соответствуют тепловой и надтепловой группам).

Этот алгоритм можно рассматривать как частный, очень упрощенный случай модифицированного уравнения баланса.

Действительно, согласно разделу 6.2.1,

$$\bar{R}_4^{f,c} = \bar{\Sigma}_{a4}^{f,c} \cdot \bar{\varphi}_{a4} + \bar{\Sigma}_{t4}^{f,c} \cdot (\bar{\Phi}_4 - \bar{\varphi}_{a4}) = \bar{\varphi}_{a4} \cdot (\bar{\Sigma}_{a4}^{f,c} - \bar{\Sigma}_{t4}^{f,c}) + \bar{\Phi}_4 \cdot \bar{\Sigma}_{t4}^{f,c}, \quad (6.2.15)$$

а средний по ячейке асимптотический поток определяется соотношением

$$\bar{\varphi}_{a4} = \frac{\bar{\Sigma}^{rem} \cdot \bar{\Phi}_3}{\bar{\Sigma}_{a4}^a + \frac{2}{h} \cdot \left[\frac{j_{as}}{f_{as}} \right]_4}. \quad (6.2.16)$$

Поэтому можно записать

$$\bar{R}_4^{f,c} = \bar{\Phi}_4 \cdot \bar{\Sigma}_4^{f,c}, \quad (6.2.17)$$

где $\bar{\Sigma}_4$ — линейная функция $\bar{\Phi}_3/\bar{\Phi}_4$.

При использовании метода спектрального индекса обычно вводится также зависимость коэффициента диффузии от $\bar{\Phi}_3/\bar{\Phi}_4$. Смоделировать эту процедуру в рамках алгоритма раздела 6.2.1 точно не представляется возможным. Поэтому, с учетом слабого влияния указанного эффекта на результаты расчетов, им пренебрегалось. Проведенные для конфигураций "шель" и "граница с отражателем" расчеты показали, что применение метода спектрального индекса позволяет уменьшить погрешности расчета скоростей реакций на 3-5%. Полученные погрешности оказываются примерно, вдвое выше приведенных на рисунках для алгоритма раздел 6.2.1.

Выше уже отмечалось, что с практической точки зрения наибольший интерес представляют расчеты для всей области энергий с поиском K_{eff} . Их результаты для конфигураций "шель" и "граница с отражателем" представлены в таблице 6.2.2.

Использованные в расчетах асимптотические сечения размножающих ячеек в группах 1-3 получены обработкой результатов расчетов однородной критической решетки. Сечения водяных ячеек были усреднены со спектром в водяной ячейке, окруженной топливными ячейками. При расчете по программе MODISN в трех верхних группах использовалось стандартное конечно-разностное уравнение баланса.

Таблица 6.2.2
Результаты четырехгрупповых расчетов

для конфигураций, образованных гомогенными плоскими ячейками с U^{235}

Конфигурация	Алгоритм расчета в тепловой группе			
	Ст. кон.-разн. у.б.		Алгоритм 6.2.9	
	$\Delta K_{эфф.}$	$\delta R_{макс.}^f, \%$	$\Delta K_{эфф.}$	$\delta R_{макс.}^f, \%$
"Щель"	$1.0 \cdot 10^{-2}$	4.59	$3.2 \cdot 10^{-3}$	0.74
"Гран. с отраж."	$2.7 \cdot 10^{-3}$	8.84	$9.0 \cdot 10^{-4}$	1.33

Примечание: $\Delta K_{эфф.} = \frac{MODISN}{K_{эфф.}} - K_{эфф.}$ крамс

$\delta R_{макс.}^f = (R_{MODISN} - R_{крамс}) / R_{крамс} \cdot 100$

Из таблицы 6.2.2 видно, что использование алгоритма раздела 6.2.1 только в тепловой области энергий обеспечивает значительное повышение точности расчета скоростей реакций и $K_{эфф.}$. Таким образом результаты четырехгрупповых расчетов подтверждают предположение, сделанное при выводе уравнений разделе 6.2.1, и заключающееся в том, что погрешность стандартного четырехгруппового конечно-разностного приближения определяется тепловой группой.

Расчеты конфигураций, образованных гетерогенными плоскими ячейками, интересны с практической точки зрения. Они выполнены для трех конфигураций: "щель", "граница с отражателем" и "суперячейка с поглотителем". Рассматривались размножающая и поглощающая ячейки, состоящие из слоев UO_2 и B_4C , соответственно, толщиной 0.61 см, окруженных слоями воды того же размера.

Из таблицы 6.2.1 следует, что значение отношения $\tilde{f}_{ас} / \bar{f}_{ас}$, в определенной степени характеризующее гетерогенность топливной ячейки, составляет 1.19, в то время как для реальной топливной ячейки реактора ВВЭР-1000 с твэлом обогащением 3.6%, оно не превышает 1.1.

Результаты сопоставления расчетов распределений скоростей реакции в тепловой области энергий, соответствующих заданному распределению источников изображены на рис. 6.3- 6.4. Данные рисунков показывают,

что как и в случае гомогенных ячеек, алгоритм раздела 6.2.1 позволяет уменьшить погрешности расчета до $\sim 2.0\%$. Расчеты также показали, что результирующая погрешность конечно-разностного уравнения баланса является следствием частичной компенсации отдельных составляющих. Преобладающий вклад в нее вносит эффект деформации спектров тепловых нейтронов вблизи нарушений однородности решетки. Это можно, по-видимому, рассматривать как некоторое обоснование метода спектрального индекса.

Как и в случае гомогенных ячеек, представляет интерес прямая оценка степени универсальности функционалов переходного решения. Расчеты показали, что значения $\bar{\Sigma}_t^{a,f}$ топливной ячейки практически не зависят от ее положения в рассматриваемой конфигурации изменяясь, не более чем на 1%.

Сопоставление расчетов, проведенных по алгоритму раздела 6.2.1 и методом спектрального индекса, подтвердило сделанный ранее вывод о существенно более высокой точности алгоритма раздела 6.2.1. Следует, однако, заметить, что метод спектрального индекса также обеспечивает значительное снижение погрешностей расчета по сравнению со стандартным расчетом.

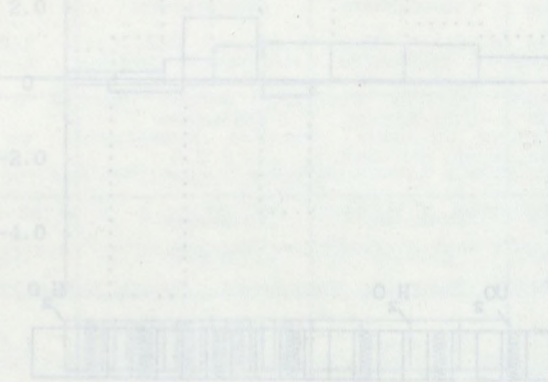


Рис. 8.1. Сравнение результатов расчета сечений (а) и коэффициента размножения (б) для топливной ячейки, расположенной в различных положениях в решетке. Расчеты выполнены по алгоритму раздела 6.2.1 и методом спектрального индекса.

Рис. 8.2. Расчет сечения $\sigma_{\text{св}}^{\text{св}}(\lambda)$ с помощью алгоритма раздела 6.2.1. Это объясняется, с одной стороны, тем, что метод спектрального индекса дает более точные результаты, а с другой — тем, что метод спектрального индекса дает более высокие значения сечения $\sigma_{\text{св}}^{\text{св}}(\lambda)$.

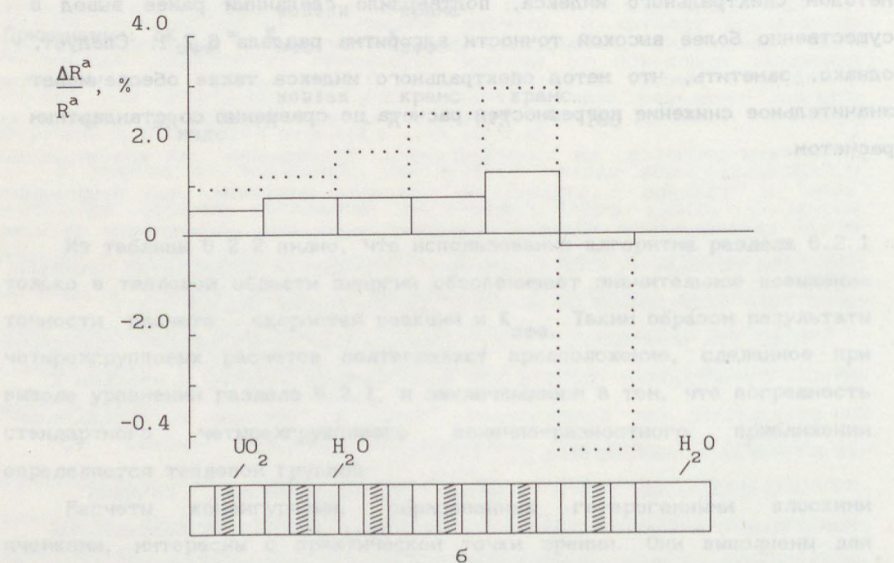
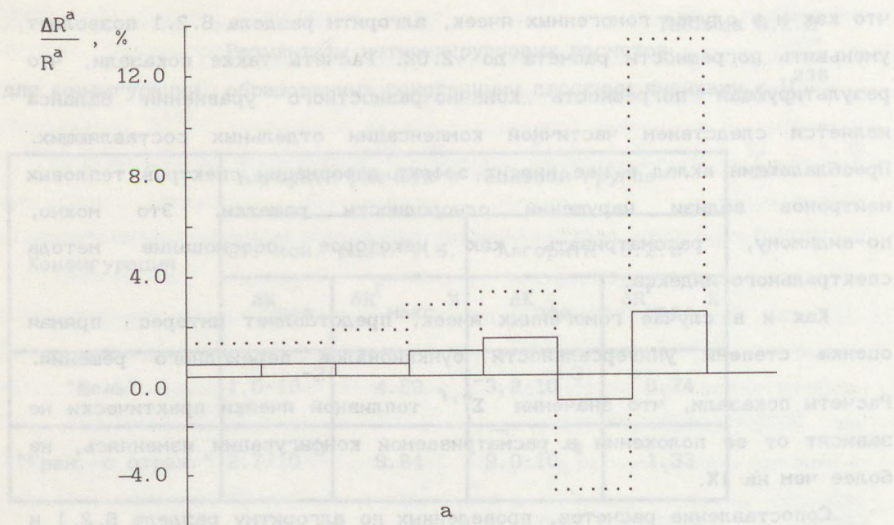


Рис.6.3 Сравнение распределений скоростей реакции поглощения (а) и деления (6) для конфигурации "шель между ТВС", образованной гетерогенными плоскими ячейками. Обозначения как на рис. 6.1.

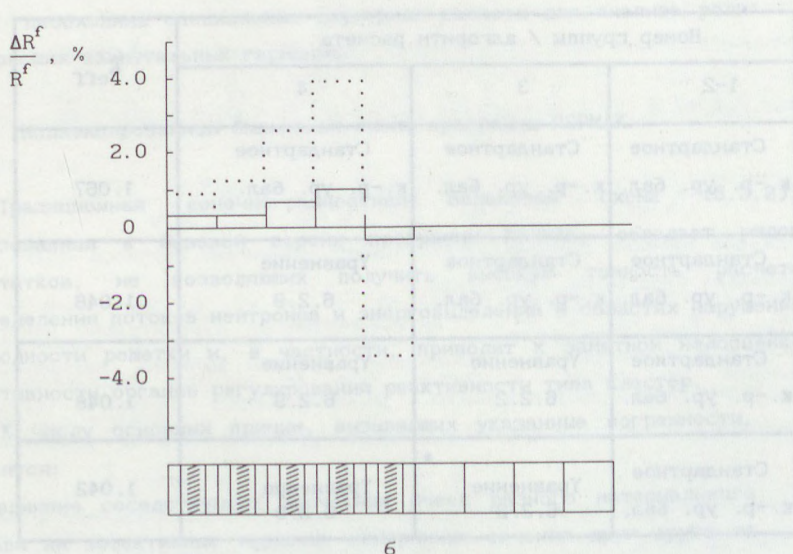
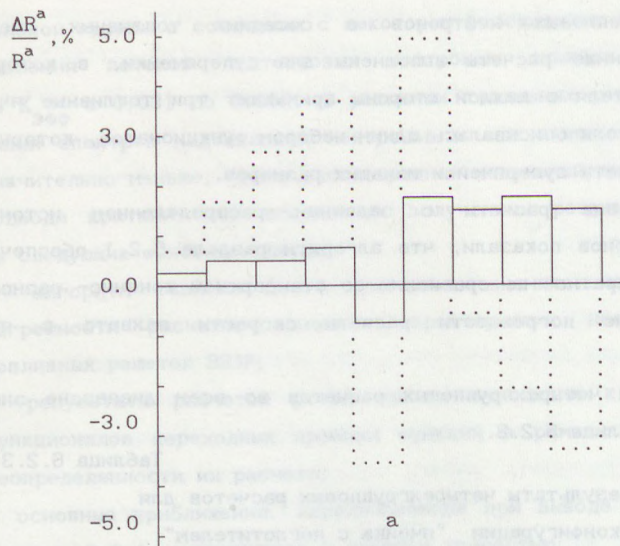


Рис. 6.4 Сравнение распределений скоростей поглощения (а) и деления (б) для конфигурации "граница с отражателем", образованной гетерогенными плоскими ячейками. Обозначения как на рис. 6.1.

Расчет суперячеек с сильным поглотителем является строгим тестом для алгоритма раздела 6.2.1. Это объясняется, с одной стороны, сильной гетерогенностью таких ячеек, и с другой стороны, заметной деформацией

спектров надтепловых нейтронов в соседних топливных ячейках. Обсуждающиеся ниже расчеты выполнены для суперячейки, в которой к ячейке поглотителя с каждой стороны примыкают три топливные ячейки. Ячейка поглотителя описывалась одним набором функционалов, который был получен из расчета суперячейки меньших размеров.

Одногрупповые расчеты с заданным распределением источников тепловых нейтронов показали, что алгоритм разделе 6.2.1 обеспечивает примерно шестикратное по сравнению со стандартной конечно-разностной схемой снижение погрешности расчета скорости захвата в ячейке поглотителя.

Результаты четырехгрупповых расчетов во всем диапазоне энергий приведены в таблице 6.2.3.

Таблица 6.2.3

Результаты четырехгрупповых расчетов для конфигурации "ячейка с поглотителем".

Номер группы / алгоритм расчета			K_{eff}
1-2	3	4	
Стандартное к.-р. ур. бал.	Стандартное к.-р. ур. бал.	Стандартное к.-р. ур. бал.	1.067
Стандартное к.-р. ур. бал.	Стандартное к.-р. ур. бал.	Уравнение 6.2.9	1.046
Стандартное к.-р. ур. бал.	Уравнение 6.2.2	Уравнение 6.2.9	1.048
Стандартное к.-р. ур. бал.	Уравнение 6.2.2 *	Уравнение 6.2.9	1.042

Примечание: * - с учетом деформации спектров в топливных ячейках.

$$K_{эфф.}^{крамс} = 1.036$$

Для первой и второй групп использовалось стандартное уравнение баланса. Расчеты потоков третьей и четвертой групп выполнялись по разным алгоритмам.

Для учета деформации спектра нейтронов в третьей группе в топливных ячейках, окружающих поглотитель, использовались переменные макросечения, полученные из результатов реперного кинетического расчета.

Из таблицы 6.2.3 следует, что применение алгоритма раздела 6.2.1

для тепловой группы в сочетании с некоторым усложнением схемы расчета распределения потоков надтепловых нейтронов снижает погрешность расчета $K_{эфф}$ с 0.031 до 0.006. В реальных топливных решетках эффект деформации спектров надтепловых нейтронов и его влияние на значение $K_{эфф}$ значительно меньше, чем в рассмотренной модельной задаче.

Подводя краткий итог обсуждению полученных результатов, можно сделать следующие основные выводы:

- алгоритм раздела 6.2.1 позволяет значительно снизить погрешности расчетов основных характеристик неоднородных топливных решеток ВВЭР;
- результаты расчетов устойчивы по отношению к вариации функционалов переходных пробных функций в рамках возможной неопределенности их расчета;
- основные приближения, использованные при выводе уравнений раздела 6.2.1, выполняются с хорошей точностью;
- необходимы специальные двумерные расчеты для анализа роли высших азимутальных гармоник.

6.2.3 Модифицированная балансная схема программы ПЕРМАК.

Традиционная конечно-разностная балансная схема (5.3.2), реализованная в базовой версии программы ПЕРМАК, обладает рядом недостатков, не позволяющих получить высокую точность расчета распределения потоков нейтронов и энерговыделений в областях нарушения однородности решетки и, в частности, приводит к заметной недооценке эффективности органов регулирования реактивности типа кластер.

К числу основных причин, вызывающих указанные погрешности, относятся:

- влияние соседствующих расчетных ячеек разного материального состава на эффективные тепловые нейтронные сечения друг друга за счет взаимного проникновения спектров,
- блокировка потока тепловых и эпитепловых нейтронов по ячейке, связанная с малой длиной диффузии относительно размера ячейки и с гетерогенностью ячейки.

Предпринимался ряд попыток уточнить балансную схему (5.3.2), в частности:

- использование 6-тигруппового расчета с тремя группами в тепловой области энергий и с одновременной модификацией балансной схемы, связанной с необходимостью учета того обстоятельства, что шаг сетки становится больше длины диффузии [1]. Такой подход продемонстрировал высокие точности при сопоставлении с

экспериментами на ZR-6 [10].

Однако метод не получил широкого применения. Причины этого таковы: во-первых, он учитывает только спектральный эффект, оставляя в стороне вопрос о влиянии гетерогенности ячеек. Во-вторых, приводит к существенному увеличению времени счета. Учет переходных решений на основе подхода работы [11] позволил добиться существенного уменьшения ошибки в распределении полей энерговыделений при сопоставлении с данными измерений на ZR-6 [12] по сравнению с традиционным расчетом. Этот подход и явился основой модификации программы ПЕРМАК.

Модификация балансной схемы программы ПЕРМАК в тепловой области энергий по аналогии с изложенным в разделе 6.2.1 осуществляется исходя из представления потока тепловых нейтронов в ячейке в виде четырех (но определенных несколько иначе, чем в разделе 6.2.1) составляющих. Предположим, что пространственно-энергетическое распределение потока и тока тепловых нейтронов в произвольной азимутально-симметричной по геометрии и материальному составу шестигранной ячейке с достаточной точностью может быть представлено линейной комбинацией пробных функций

$$\Phi(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) = A_a \varphi_{\omega a}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) + A_s \varphi_{\omega s}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) + B_a \varphi_{\tau a}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) + B_s \varphi_{\tau s}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}), \quad (6.2.18)$$

$$J(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) = A_a j_{\omega a}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) + A_s j_{\omega s}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) + B_a j_{\tau a}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) + B_s j_{\tau s}(\vec{r}, E, \bar{\Omega}),$$

где все пробные функции удовлетворяют уравнению переноса нейтронов и обладают следующими свойствами:

$-\varphi_{\omega a}$ и $\varphi_{\omega s}$ ($j_{\omega a}$ и $j_{\omega s}$) - антисимметричная относительно центра ячейки и симметричная "бесконечные" пробные функции, являющиеся пространственно-энергетическим распределением потока (тока) нейтронов в тепловой группе в ячейке, расположенной в физически

бесконечном, с точки зрения спектральных возмущений, окружении таких же ячеек,

$-\varphi_{\tau a}$ и $\varphi_{\tau s}$ ($j_{\tau a}$ и $j_{\tau s}$) - антисимметричная относительно центра ячейки и симметричная переходные пробные функции, являющиеся решениями пространственно-энергетической задачи в тепловой группе в ячейке от протекающего и втекающего токов (при отсутствии внутреннего источника замедления из верхних энергетических групп),

$-A_a$, A_s , B_a , и B_s - весовые множители.

Основным отличием такого определения пробных функций от определения пробных функций в разделе 6.2.1 является то, что решение от асимптотического симметричного тока отнесено к переходной симметричной пробной функции. В предположении универсальности спектра перетекающего в тепловой области энергий тока оба определения

одинаковым образом опишут поле нейтронов в ячейке.

В результате усреднения уравнения (6.2.18) по энергиям и по граням ячейки среднее значение потока и тока на грани i будет:

$$\tilde{\Phi}^{(1)} = A_a \tilde{\varphi}_{\omega a}^{(1)} + A_s \tilde{\varphi}_{\omega s} + B_a \tilde{\varphi}_{\tau a}^{(1)} + B_s \tilde{\varphi}_{\tau s} = \tilde{\Phi}_{\omega a}^{(1)} + \tilde{\Phi}_{\omega s} + \tilde{\Phi}_{\tau a}^{(1)} + \tilde{\Phi}_{\tau s} \quad (6.2.19)$$

$$\tilde{J}^{(1)} = A_a \tilde{J}_{\omega a}^{(1)} + B_a \tilde{J}_{\tau a}^{(1)} + B_s \tilde{J}_{\tau s} = \tilde{J}_{\omega a}^{(1)} + \tilde{J}_{\tau a}^{(1)} + \tilde{J}_{\tau s}$$

(симметричные составляющие не зависят от номера грани i , средняя по грани "бесконечная" симметричная составляющая тока равна нулю).

Далее предположим, что в характерных для ВВЭР ситуациях условия антисимметрии "бесконечной" и переходной антисимметричных функций таковы, что для каждой из соответствующих пробных функций отношение средних по грани тока к потоку можно принять не зависящим от номера грани.

Введя обозначения

$$D_{\omega} = -\frac{h}{2} \frac{\tilde{J}_{\omega a}}{\tilde{\varphi}_{\omega a}}, \quad D_{\tau} = -\frac{h}{2} \frac{\tilde{J}_{\tau a}}{\tilde{\varphi}_{\tau a}}, \quad \theta = -\frac{h}{2} \frac{\tilde{J}_{\tau s}}{\tilde{\varphi}_{\tau s}}, \quad (6.2.20)$$

$$\varepsilon_{\omega} = \frac{\tilde{\varphi}_{\omega s}}{\tilde{\varphi}_{\omega s}}, \quad \varepsilon_{\tau} = \frac{\tilde{\varphi}_{\tau s}}{\tilde{\varphi}_{\tau s}},$$

где h - шаг ячеек, $\tilde{\varphi}_{\omega s}$ и $\tilde{\varphi}_{\tau s}$ - средние по объему ячейки значения соответственно "бесконечной" и переходной симметричных пробных функций (антисимметричные функции не дают вклада в среднее по объему значение), с учетом

$$\bar{\Phi}_{\omega s} = A_s \bar{\varphi}_{\omega s}, \quad \bar{\Phi}_{\tau s} = B_s \bar{\varphi}_{\tau s}, \quad (6.2.21)$$

на основе уравнения (6.2.19) запишем выражение, связывающее граничный поток и ток со средним по ячейке потоком

$$\tilde{\Phi}^{(1)} - \frac{h}{2} \tilde{J}^{(1)} \left[\frac{\tilde{J}_{\omega a}^{(1)}}{\tilde{\varphi}_{\omega a}} \frac{1}{D_{\omega}} + \frac{\tilde{J}_{\tau a}^{(1)}}{\tilde{\varphi}_{\tau a}} \frac{1}{D_{\tau}} \right] = \bar{\Phi}_{\omega s} \varepsilon_{\omega} + \bar{\Phi}_{\tau s} \varepsilon_{\tau}. \quad (6.2.22)$$

Учитывая вывод работы [6] о небольшом различии D_{ω} и D_{τ} и о слабом влиянии этого различия на результат решения задачи в целом, в алгоритме программы ПЕРМАК принято

$$D = D_{\tau}. \quad (6.2.23)$$

Тогда вместо выражения (6.2.22) получим

$$\tilde{\Phi}^{(1)} - \frac{h}{2D} \tilde{J}^{(1)} = \bar{\Phi} \bar{\epsilon}, \quad (6.2.24)$$

$$\text{где } \bar{\Phi} = \bar{\Phi}_{\infty} + \bar{\Phi}_{\tau s} \quad \text{и} \quad \bar{\epsilon} = \frac{\bar{\Phi}_{\infty}}{\bar{\Phi}} \bar{\epsilon}_{\infty} + \frac{\bar{\Phi}_{\tau s}}{\bar{\Phi}} (\bar{\epsilon}_{\tau} - \theta/D).$$

Рассуждая аналогично для ячейки 1, имеющей общую грань с рассматриваемой ячейкой, и используя условия сшивки потока и тока на общей грани, получим

$$\tilde{J}^{(1)} = \frac{2D}{hD + D^1} \left(\bar{\Phi} \bar{\epsilon} - \bar{\Phi}^1 \bar{\epsilon}^1 \right). \quad (6.2.25)$$

Сшивая решение на всех гранях, запишем уравнение баланса для нейтронов тепловой группы

$$\frac{4}{3h^2} \sum_{i=1}^6 \frac{D}{D + D^i} \left(\bar{\Phi} \bar{\epsilon} - \bar{\Phi}^i \bar{\epsilon}^i \right) + \Sigma^a \bar{\Phi} = S, \quad (6.2.26)$$

где Σ^a и любое другое нейтронное макросечение являются линейной комбинацией сечений Σ_{∞} и Σ_{τ} (полученных в результате усреднения по ячейке микросечения с "бесконечной" и переходной симметричными

пробными функциями), взвешенных с вкладами соответствующих функций $\bar{\Phi}_{\infty}$ и $\bar{\Phi}_{\tau s}$ в средний по ячейке поток нейтронов

$$\Sigma = \frac{\bar{\Phi}_{\infty}}{\bar{\Phi}} \Sigma_{\infty} + \frac{\bar{\Phi}_{\tau s}}{\bar{\Phi}} \Sigma_{\tau} \quad (6.2.27)$$

$\bar{\Phi}_{\infty} = \frac{S}{\Sigma_{\infty}^a}$ и $\bar{\Phi}_{\tau s} = \bar{\Phi} - \bar{\Phi}_{\infty}$ (S - средний по ячейке источник нейтронов для тепловой группы).

Уравнение баланса (6.2.26) вносит дополнительную нелинейность в систему уравнений, решаемую программой ПЕРМАК для тепловой группы, поскольку параметры уравнения (ϵ и Σ) являются функциями решения задачи, и в процессе цикла итераций осуществляется их правка. Однако опыт использования новой версии программы показал, что в силу малой длины релаксации спектральных возмущений задача сходится почти с такой же скоростью, как и линейная, несмотря на значительный локальный масштаб эффекта.

Изложенный алгоритм отличается от описанного в разделе 6.2.1.

Во-первых, там асимптотическая и переходная составляющие симметричного тока учитываются отдельно, а в данном алгоритме используется полный симметричный ток.

Во-вторых, приближение (6.2.23) для коэффициента диффузии в выражении (6.2.22) данного алгоритма в соответствии с работой [9] слабо влияет на результат решения задачи, и позволяет избавиться от тензорности одной из характеристик ячейки (либо D , либо ϵ), которая возникает в уравнении баланса в работе [11], если учитывать различие D_{∞} и D_{τ} .

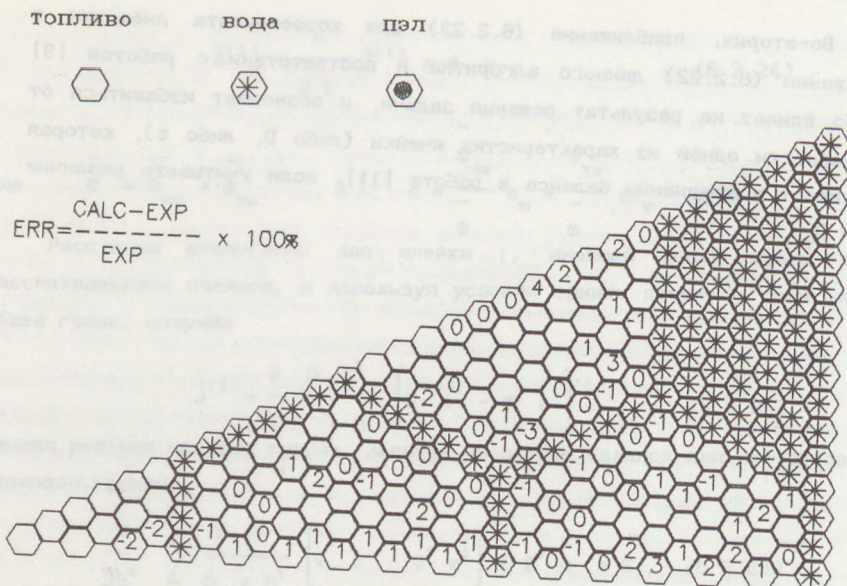


Рис. 6.5 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по нодальной программе ПЕРМАК с функционалами из программы РАФОРИН КОНФИГУРАЦИЯ 101-101 Кэфф 1.0020

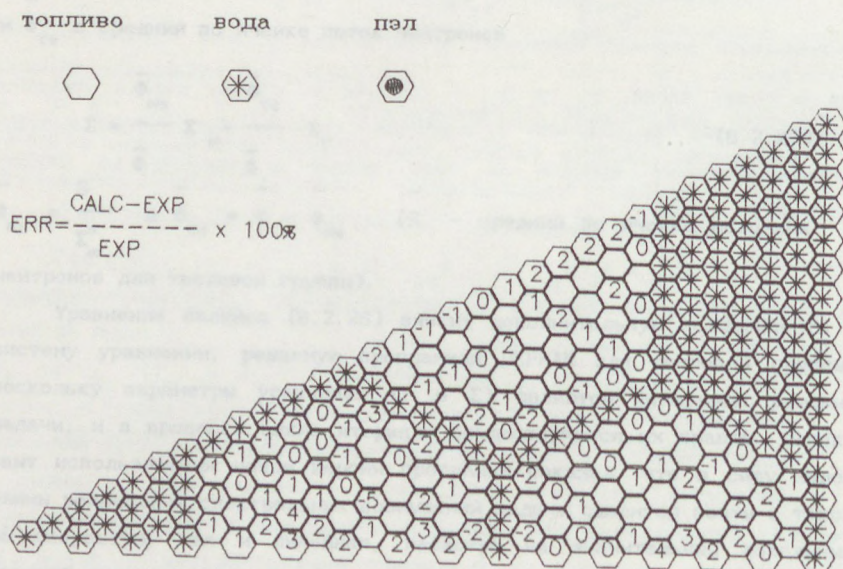


Рис. 6.6 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по нодальной программе ПЕРМАК с функционалами из программы РАФОРИН КОНФИГУРАЦИЯ 102-102 Кэфф 0.9998

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

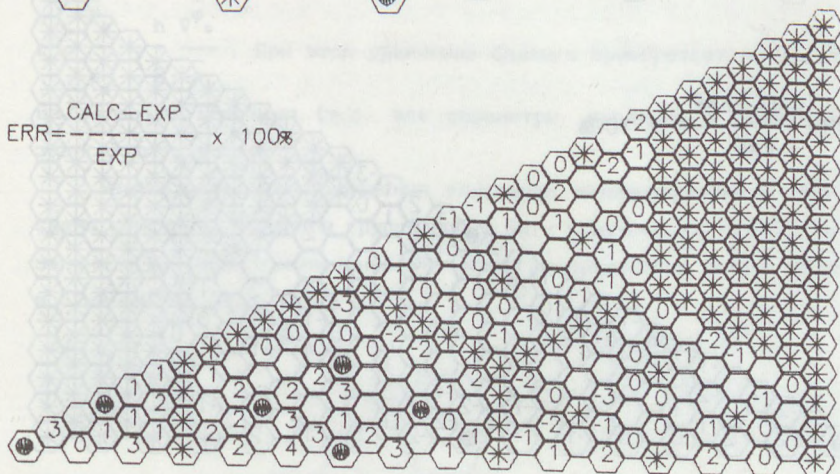


Рис. 6.7 СБОРКА ЗР-6

Погрешность расчета энерговыделений по нодальной программе ПЕРМАК с функционалами из программы РАФОРИН
 КОНФИГУРАЦИЯ 103-103 Кэфф 0.9983

ТОПЛИВО

ВОДА

ПЭЛ



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

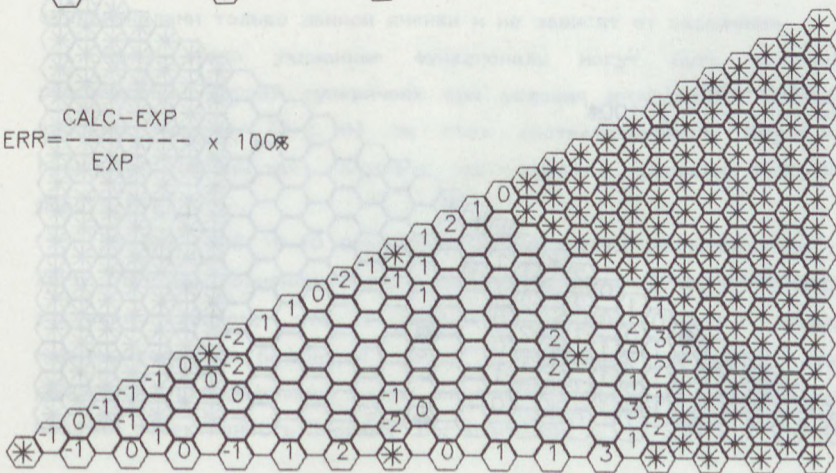


Рис. 6.8 СБОРКА ЗР-6

Погрешность расчета энерговыделений по нодальной программе ПЕРМАК с функционалами из программы РАФОРИН
 КОНФИГУРАЦИЯ E7 Кэфф 0.9979

ТОПЛИВО

вода

пэл



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

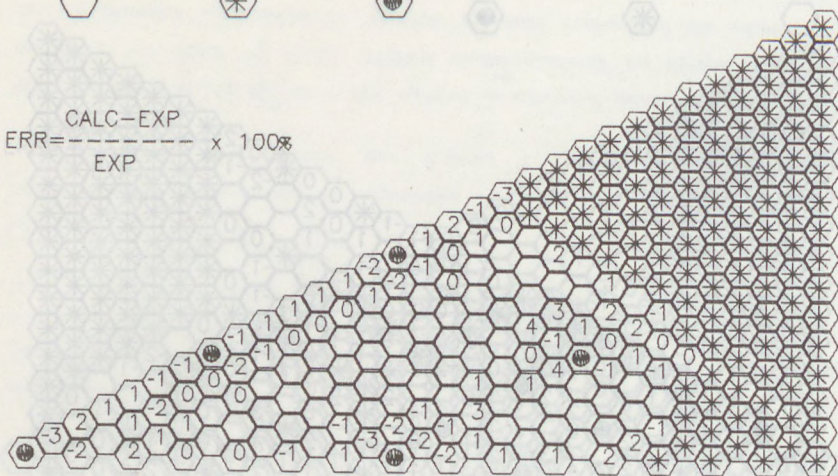


Рис. 6.9 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по нодальной
программе ПЕРМАК с функционалами из программы РАФОРИН
КОНФИГУРАЦИЯ Д7 Коэфф 0.9990

ТОПЛИВО

вода

пэл



$$\text{ERR} = \frac{\text{CALC} - \text{EXP}}{\text{EXP}} \times 100\%$$

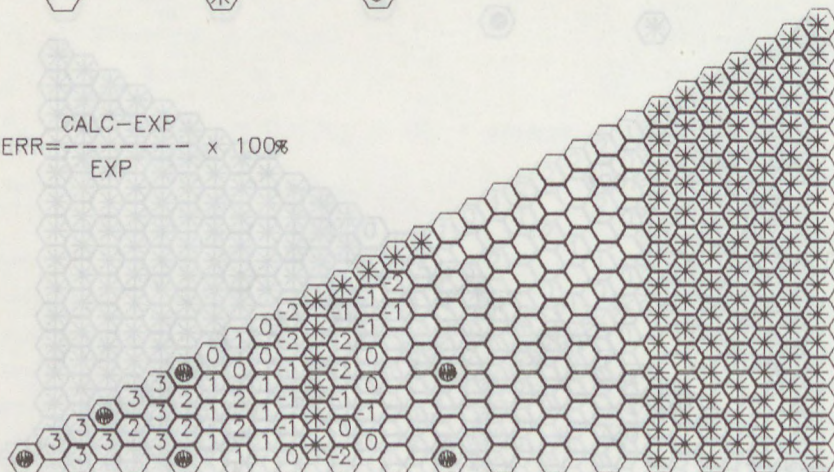


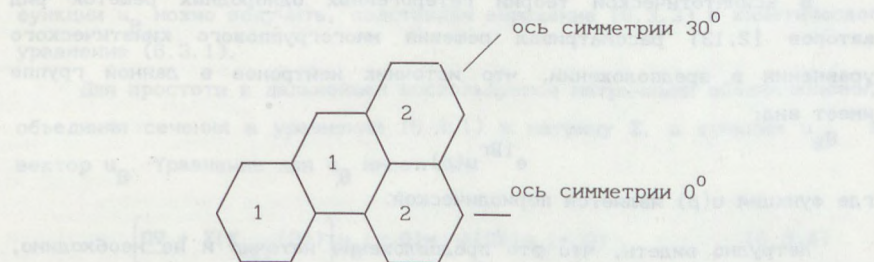
Рис. 6.10 СБОРКА ЗР-6
Погрешность расчета энерговыделений по нодальной
программе ПЕРМАК с функционалами из программы РАФОРИН
КОНФИГУРАЦИЯ 90 Коэфф 0.9977

В надтепловой области энергий уточнение балансной схемы программы ПЕРМАК ограничивается введением учета блокировки потока по ячейке

$$\epsilon = \frac{\tilde{\varphi}_s}{\varphi_s} - \frac{h}{2} \frac{\tilde{\nabla} \tilde{\varphi}_s}{\varphi_s}. \text{ При этом уравнение баланса приобретает вид (6.2.26),}$$

но остается линейным (т.е. все параметры, входящие в уравнение, не зависят от решения).

Необходимые для применения описанной модифицированной балансной схемы константы тепловой группы могут быть получены из точного решения задачи о пространственно-энергетическом распределении потока нейтронов в суперячейке вида:



Причем ячейки типа 2 должны отличаться по свойствам от ячеек типа 1 и обеспечивать ток нейтронов через общие грани ячеек типа 1 и 2. Исходя из средних по ячейкам групповых скоростей реакций, потоков нейтронов и токов на гранях, на основе определений (6.2.24-27), могут быть получены все требуемые функционалы ячейки типа 1, которые в приближении постоянства спектра перетекающих нейтронов являются функционалами только данной ячейки и не зависят от окружения.

Кроме того указанные функционалы могут быть получены из рассмотрения других суперячеек при условии возбуждения в них всех пробных функций (6.2.18) за счет соответствующего использования граничных условий как, например, это сделано в программе РАФОРИН, см. работу [13].

На Рис. 6.5 -6.10 представлены результаты расчетов ряда сборок ZR-6 [15] по модифицированной балансной схеме (РАФОРИН-ПЕРМАК). Из рисунков следует, что в сравнении с рис. 5.2-5.7 применение модифицированной балансной схемы существенно улучшает описание расчетного распределения полей энерговыделения и критичности сборок, включая эффективность "черных" поглотителей.

6.3 НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ БАЛАНСА И МЕТОД ЕГО РЕШЕНИЯ

В этом разделе рассматривается уточненная математическая модель неоднородных решеток на основе решения нелинейного уравнения баланса. Перед изложением этого уравнения рассмотрены обобщенная теория асимптотических решеток и роль симметрии ячеек при выводе и решении уравнения.

6.3.1 Поправки к асимптотической теории

В асимптотической теории гетерогенных однородных решеток ряд авторов [2,13] рассматривал решения многогруппового кинетического уравнения в предположении, что источник нейтронов в данной группе имеет вид:

$$e^{i\mathbf{B}\mathbf{r}} u(\rho),$$

где функция $u(\rho)$ является периодической.

Нетрудно видеть, что это предположение неточно и не необходимо, анализ Румянцева возможно повторить и для многогруппового случая [16,21,29].

Проводимый ниже анализ основывается на соображениях, используемых в квантовой механике и его можно рассматривать как обобщение результатов Румянцева [1,6].

В бесконечной решетке решение кинетического уравнения

$$\begin{aligned} \left[-\Omega \nabla + \Sigma_g(\rho) \right] \Psi_g(\rho, \Omega) = \sum_{g'=1}^G \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_{g',g}(\Omega' \Omega) \Psi_{g'}(\rho, \Omega') + \\ + \frac{\chi_g}{K_{\text{eff}}} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{fg'} \int_{4\pi} \Psi_{g'}(\rho, \Omega) d\Omega \end{aligned} \quad (6.3.1)$$

не изменяется при сдвиге на вектор решетки $\mathbf{d}$, связывающий центры двух ячеек.

Поэтому частное решение уравнения (6.3.1) целесообразно выразить через собственные функции оператора трансляции, имеющие для любой энергетической группы форму:

$$\Psi_{\mathbf{B}}(\rho, \Omega) = e^{i\mathbf{B}\mathbf{r}} u_{\mathbf{B}}(\rho, \Omega). \quad (6.3.2)$$

Функции $\Psi_{\mathbf{B}}$ называются функциями Блоха и являются обобщениями функций F_s и F_{as} работы [16]. Здесь $\mathbf{B}$ - любой действительный вектор.

Кинетическое уравнение не изменяется при преобразованиях симметрии решетки. Поэтому, применяя операторы преобразований симметрии решетки к функциям Блоха, мы получим новые частные решения, то есть, другие функции Блоха. Отсюда следует, что при заданном значении k_{eff} поток в любой энергетической группе можно выразить как линейную комбинацию функций Блоха:

$$\Psi_g(\rho, \Omega) = \sum_B W(B) e^{iBr} u_{gB}(r, \Omega). \quad (6.3.3)$$

В выражении (6.3.3) суммирование проводится по всем векторам, соответствующим данному значению параметра критичности. Уравнение для функции u_B можно получить, подставляя выражение (6.3.3) в кинетическое уравнение (6.3.1).

Для простоты в дальнейшем воспользуемся матричными обозначениями, объединяя сечения в уравнении (6.3.1) в матрицу Σ , а функции u_{gB} в вектор u_B . Уравнение для u_B имеет вид:

$$\left(\Omega \nabla + \Sigma(k_{\text{eff}}(B)) \right) u_B(r, \Omega) = -i(\Omega B) u_B(r, \Omega). \quad (6.3.4)$$

При этом на функции $u_B(r, \Omega)$ накладываются условия периодичности, которые играют роль граничных условий для уравнения (6.3.4). При $B=0$ решение u_0 уравнения (6.3.4) имеет физический смысл потока в бесконечной решетке без утечки. Можно предположить, что функция u_B слабо зависит от параметра B . Поэтому ее можно аппроксимировать первыми членами разложения в ряд Тейлора по B :

$$u_B(r, \Omega) = u_0(r, \Omega) + iBu_1(r, \Omega) + (iB^2) u_2(r, \Omega). \quad (6.3.5)$$

Функция u_1 имеет столько компонент сколько компонент имеет B . Каждая компонента зависит от энергии. Функция u_2 является тензором, в которой, однако, мы пренебрежем недиагональными компонентами. Множество допустимых векторов уравнения (6.3.3) является инвариантным относительно преобразований симметрии решетки [30-32]. Поэтому если ячейка симметрична, то в ряде Тейлора для функции $k_{\text{eff}}(B)$ некоторые члены отсутствуют, и его можно записать в виде:

$$k_{\text{eff}}(B) = K_{\infty} + \sum_i K_{2i} B_i^2 \quad (6.3.6)$$

Подставляя уравнения (6.3.5) и (6.3.6) в (6.3.4) и сравнивая коэффициенты при отдельных степенях вектора B , получим:

$$\left(\Omega \nabla + \Sigma(K_{\infty}) \right) u_0(\rho, \Omega) = 0 \quad (6.3.7a)$$

$$\left[\Omega \nabla + \Sigma(K_\infty) \right] u_{11}(\rho, \Omega) = -\Omega u_0(\rho, \Omega) \quad (6.3.7b)$$

$$\left[\Omega \nabla + \Sigma(K_\infty) \right] u_{2ii}(\rho, \Omega) = -\Omega u_{1i}(\rho, \Omega) + K_{2i} u_0(\rho, \Omega) \quad (6.3.7c)$$

Функция $u_B(r, \Omega)$ и ее компоненты в уравнениях (6.3.7) называются микропотоками. Граничные условия для (6.3.7) сводятся к условиям периодичности решения на гранях ячейки. Кроме того из симметрии ячейки следуют соотношения:

$$\int_{4\pi} d\Omega_n u_0(\xi, \Omega) = 0 \quad (6.3.8a)$$

$$\int_{4\pi} d\Omega_n u_{1i}(\xi, \Omega) = 0 \quad (6.3.8b)$$

$$\int_{4\pi} d\Omega_n u_{2ii}(\xi, \Omega) = 0, \quad (6.3.8c)$$

где ξ - точка на границе, Ω_n - проекция на нормаль к поверхности.

На практике часто рассматривают приближение цилиндрической ячейки. Приведенные выше формулы (6.3.8) применимы и для цилиндрической ячейки.

Теперь с помощью уравнений (6.3.3) и (6.3.5) выражение для потока в решетке можно записать в следующей форме [31]:

$$\Psi_g(\rho, \Omega) = \Phi(r) u_{og}(r, \Omega) + \nabla \Phi(r) u_{1g}(r, \Omega) + \dots, \quad (6.3.9)$$

где макропоток $\Phi(r)$ равен:

$$\Phi(r) = \left[\sum_{B \in R} W(B) e^{iBr} \right] \quad (6.3.10)$$

Асимптотическая теория приводит к следующим результатам. Поток можно выразить линейной комбинацией функций Блоха, имеющих свободный параметр B . Этот параметр определяет утечку из ячейки. Из условия критичности можно определить только амплитуду вектора B . В выражение для потока входят функции Блоха с вектором B , соответствующие данному значению параметра критичности. Периодическая компонента функции Блоха получается из уравнений (6.3.5) и (6.3.7). Амплитуду параметра B и весовую функцию $W(B)$ надо выбрать так, чтобы поток (6.3.9) удовлетворял граничным условиям на границе конечной решетки. Макропоток можно получить из одногруппового уравнения диффузии.

Уравнение (6.3.9) используется при решении широкого круга задач для определения потока нейтронов в данной точке ρ . Первый член в этом выражении имеет смысл макропотока $\phi(\rho)$, умноженного на микропоток $u_0(\rho, \Omega)$. Второй член учитывает влияние перекоса и равен произведению

градиента макропотока на микропоток $\psi_1(r, \Omega)$. Часто можно предполагать, что в макропотоке (см. (6.3.10)) присутствуют с равным весом все векторы $|B|=B$. Тогда макропоток в двумерной решетке описывается функцией вида $J_0(B\rho)$.

При расчете уран-водных реакторов основные неприятности возникают из-за необходимости учета различных неоднородностей решетки. Полученные выше формулы хорошо описывают поток, если спектр нейтронов на грани ячейки является асимптотическим (асимптотическая область). В ячейках, находящихся вблизи различных неоднородностей необходимо вводить те или иные поправки.

Выше предполагалось, что все ячейки решетки были одинаковыми. В дальнейшем будут обсуждены разные подходы к описанию возмущенных решеток, составленных из твэлов и неоднородностей (в том числе, пэлов, краев кассет, водяных дыр). При этом ограничимся случаем, когда ячейки симметричны и имеют одинаковую геометрию - правильный шестиугольник или квадрат.

Устанавливаются два свойства распределений потока в невозмущенной решетке, которыми можно пользоваться и для возмущенных решеток:

- макропоток удовлетворяет двухгрупповому уравнению диффузии,
- микропоток можно найти, решая кинетическое уравнение с учетом предварительно определенных граничных условий, связанных с симметрией решений.

Влияние неоднородностей проявляется в том, что спектр нейтронов на границе ячеек может отличаться от асимптотического. Вблизи неоднородностей малогрупповые константы (сечения), характеризующие ячейку, будут зависеть от ее окружения. Метод, описанный ниже, позволяет преодолеть это осложнение с помощью итерационного определения констант в конечно-разностной схеме.

На основе работ [25, 26, 32] несколько подробнее проанализируем структуру множества R , содержащего векторы B , соответствующие заданному критическому параметру k_{eff} (см. (6.3.10)). Из работы [23] следует, что множество R состоит из двух подмножеств: R_{as} и R_{tr} . В первое входят векторы B с амплитудой $|B|=\mu$, а во второе - $|B|=\nu$ и $\nu>\mu$. Исходя из свойств этих множеств можно показать, что макропоток обладает важным характерным свойством двухгруппового потока. Граничные условия, налагаемые на функции ψ_0 и ψ_1 , для части микропотока являются неприводимыми представлениями группы ячейки. Разлагая входящий ток на границе ячейки в неприводимые представления, можно показать, что соответствующие решения кинетического уравнения являются обобщением компонент ψ_0 и ψ_1 микропотоков. Амплитуды же неприводимых компонент можно получить из системы конечно-разностных уравнений.

Учитывая непрерывность тока и потока на границе ячейки, можно исключить из вышеупомянутой системы несимметричные компоненты [22]. Симметричная же компонента удовлетворяет конечно-разностному уравнению. При этом константы в уравнении определяются не так, как в традиционных подходах, а по-новому. Построим итерационную схему, в рамках которой можно определить все нужные величины [27].

Для простоты рассмотрим одномерную решетку. Ограничимся аппроксимацией параметра критичности квадратичной функцией лапласиана B^2 :

$$K_{eff}(B^2) = K_{\infty} + K_1 B^2 + K_2 B^4. \quad (6.3.11)$$

Множество R в уравнении (6.3.10) состоит из величин B , соответствующих данному значению параметра критичности. При заданном k_{eff} уравнение (6.3.11) имеет два корня ν и μ для B . Эти корни всегда вещественные. Для определенности символом ν будет обозначаться обязательно существующий положительный корень. Второй корень μ - не обязательно положителен. Соответственно множество R можно разделить на две части:

$$R = R_{as} + R_{tr} \quad (6.3.12)$$

так, что

$$B \in R_{as} \text{ если } |B| = \mu. \quad (6.3.13)$$

$$B \in R_{tr}, \text{ если } |B| = \nu. \quad (6.3.14)$$

Поток в ячейках можно представить в форме

$$\Psi_g(r, \Omega) = \Phi_{as}(r) u_B^{as}(r, \Omega) + \Phi_{tr}(r) u_B^{tr}(r, \Omega) \quad (6.3.15)$$

и

$$\nabla^2 \Phi_{as}(r) = \mu^2 \Phi_{as}(r) \quad (6.3.16a)$$

$$\nabla^2 \Phi_{tr}(r) = \nu^2 \Phi_{tr}(r). \quad (6.3.16b)$$

Таким образом макропоток имеет важную особенность. Он состоит из двух слагаемых, являющихся собственными функциями оператора Лапласа. В работах [23, 32] рассматривается расширение множества R на область комплексных векторов. Там показано, что макропоток можно найти, решая двугрупповое уравнение диффузии.

6.3.2 Соображения по симметрии

Отметим некоторые характерные особенности функций u_0 и u_1 . Микропоток u_0 является симметричной функцией относительно центра ячейки. Функция u_{1x} при сдвигах и поворотах системы координат преобразуется как компонента x произвольного вектора, а u_{1y} - как компонента y . Другими словами, они преобразуются как определенные

неприводимые представления. Отсюда можно перейти к следующему обобщению. Разложим граничные условия по неприводимым представлениям [25, 26]. Неприводимые граничные условия показаны на рис.6.11 для шестиугольной ячейки и на рис.6.12 для квадратной решетки.

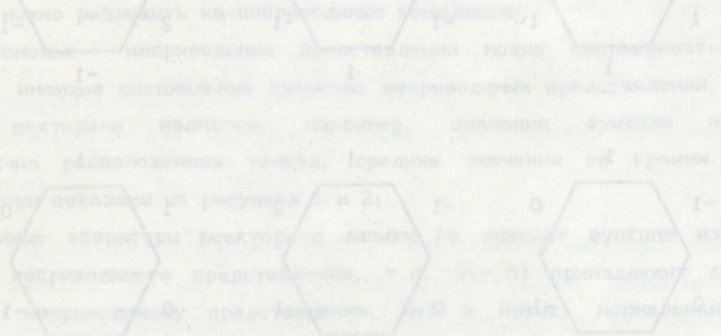
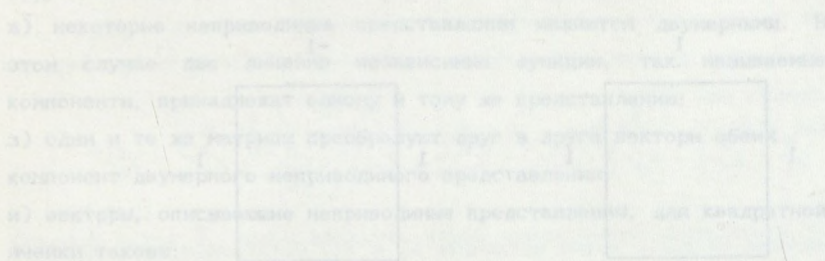


Рис.6.11. Неприводимые граничные условия для шестиугольной ячейки



$$\begin{aligned}
 c_1 &= (1, 1, 1, 1), & c_2 &= (1, -1, 1, -1), \\
 c_3 &= (1, 0, 1, 0), & c_4 &= (1, 0, -1, 0), \\
 c_5 &= (1, 1, 1, -1), & c_6 &= (1, -1, 1, 1), \\
 c_7 &= (2, 1, 1, -1), & c_8 &= (1, 0, 1, 0), \\
 c_9 &= (2, 1, -1, 1), & c_{10} &= (1, 0, -1, 0).
 \end{aligned}$$

Разложим граничные условия по неприводимым представлениям

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4$$

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_1 & \Gamma_2 & \Gamma_3 & \Gamma_4 \end{pmatrix}$$

Рис.6.12. Неприводимые граничные условия для квадратной решетки

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_1 & \Gamma_2 & \Gamma_3 & \Gamma_4 \end{pmatrix}$$

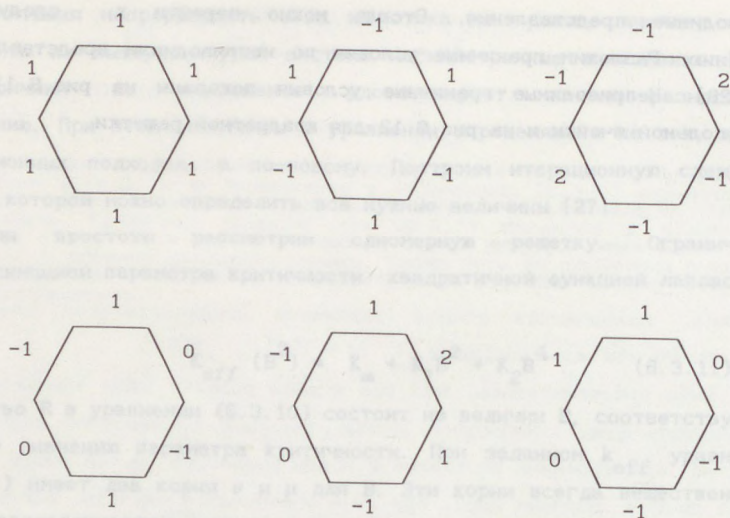


Рис.6.11. Неприводимые граничные условия шестиугольной ячейки

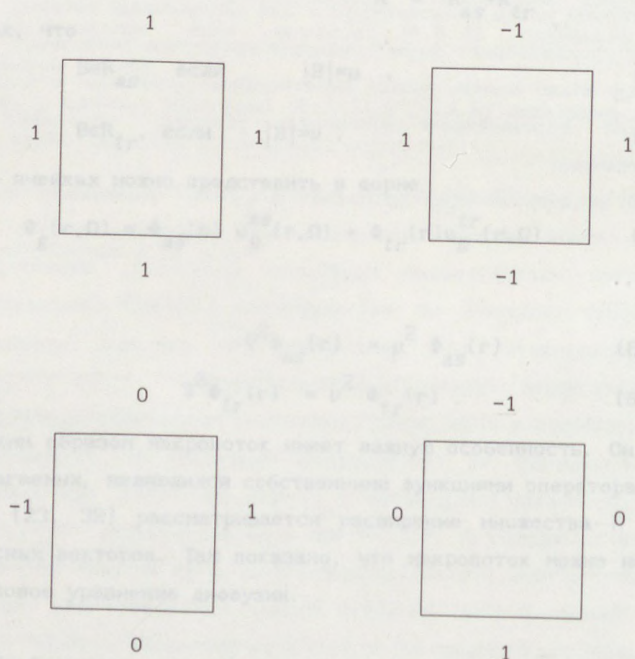


Рис.6.12. Неприводимые граничные условия квадратной ячейки

Можно показать [25,30], что неприводимые представления обладают следующими свойствами:

- а) неприводимое представление — это некоторая характеристика, описывающая, как преобразуется функция в результате преобразований уравнения операторами симметрии ;
- б) неприводимые представления образуют полную систему, т.е. любую функцию можно разложить на неприводимые компоненты;
- в) с помощью неприводимых представлений можно сформировать векторы, имеющие специальные свойства неприводимых представлений. Такими векторами являются, например, значения функции в симметрично расположенных точках, средние значения по граням. Эти векторы показаны на рисунках 1 и 2;
- г) линейные операторы реакторной физики не выводят функцию из данного неприводимого представления, т.е. $\Psi(r, \Omega)$ принадлежит к тому же неприводимому представлению, что и поток, нормальная компонента тока, частные токи и т.п.;
- д) функция, заданная в качестве граничного условия, и решение кинетического уравнения принадлежат к одному и тому же неприводимому представлению;
- ж) некоторые неприводимые представления являются двумерными. В этом случае две линейно независимые функции, так называемые компоненты, принадлежат одному и тому же представлению;
- з) одни и те же матрицы преобразуют друг в друга векторы обеих компонент двумерного неприводимого представления;
- и) векторы, описывающие неприводимые представления, для квадратной ячейки таковы:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= (1, 1, 1, 1); & \varepsilon_2 &= (1, -1, 1, -1); \\ \varepsilon_3 &= (0, 1, 0, -1); & \varepsilon_4 &= (1, 0, -1, 0); \end{aligned}$$

аналогичные векторы для шестигранной ячейки:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= (1, 1, 1, 1, 1, 1); & \varepsilon_2 &= (1, -1, 1, -1, 1, -1); \\ \varepsilon_3 &= (2, -1, -1, 2, -1, -1); & \varepsilon_4 &= (0, 1, -1, 0, 1, -1); \\ \varepsilon_5 &= (2, 1, -1, -2, 1, -1); & \varepsilon_6 &= (0, 1, 1, 0, -1, -1). \end{aligned}$$

Разложим заданные входящие токи на границе ν -ой квадратной ячейки по векторам ε :

$$I^n = X_1^n \varepsilon_1 + X_2^n \varepsilon_2 + X_3^n \varepsilon_3 + X_4^n \varepsilon_4, \quad (6.3.17)$$

где

$$I^n = \begin{bmatrix} I_1^n, I_2^n, I_3^n, I_4^n \end{bmatrix}.$$

Поток в ячейке представляется в виде:

$$\Psi^n(r, \Omega) = \sum_{i=1}^4 X_i^n u_i^n(r, \Omega), \quad (6.3.18)$$

где функции u_i являются решениями кинетического уравнения в n -ой

ячейке при следующем граничном условии: средний входящий ток по граням имеет значения, равные элементам i -того вектора в выражении (6.3.17). Можно показать [30], что частные токи, определенные для функции ψ_i , имеют средние значения на гранях ячейки, пропорциональные i -тому вектору ϵ_i , поэтому выходящий ток можно записать как

$$J^n = X_{1\Gamma_1}^n \epsilon_1 + X_{2\Gamma_2}^n \epsilon_2 + X_{3\Gamma_3}^n \epsilon_3 + X_{3\Gamma_4}^n \epsilon_3. \quad (6.3.19)$$

Неприводимые компоненты X определяют входящие токи на границах:

$$X_k^n = I^n e_k \quad k=1, \dots, 4. \quad (6.3.20)$$

Введем следующие обозначения. Индекс 0 будет указывать на некоторую "центральной" ячейку, а индексы 1, ..., 4 - на ее соседние ячейки. Выходящий из центральной ячейки ток является входящим током соседних ячеек. С помощью уравнения (6.3.18) и (6.3.20) получим следующее выражение для величин X_k :

$$X_k^0 - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 X_{k\Gamma_k}^i = Q_k^0 \quad (6.3.21)$$

Выражение для источника Q выведено в работе [24,26]. Здесь мы приведем его только для Q_1^0 :

$$Q_1^0 = X_{2\Gamma_2}^3 - X_{2\Gamma_2}^1 + X_{3\Gamma_3}^4 - X_{3\Gamma_3}^2 + X_{4\Gamma_4}^1 - X_{4\Gamma_4}^2 + X_{4\Gamma_4}^3 - X_{4\Gamma_4}^4 \quad (6.3.22)$$

Из системы (6.3.21) можно исключить X_2 и X_3 . Оставшиеся компоненты X_1 и X_4 сильно отличаются по величине, так как для любого n имеет место соотношение $X_1^n \gg X_4^n$. Заметим, что для симметричных ячеек любой формы можно теперь получить систему конечно-разностных уравнений, если векторы уравнения (6.3.17) определяются неприводимыми векторами [25,30].

Полученные результаты имеют общий характер: неприводимые компоненты частных токов удовлетворяют конечно-разностной схеме. Вопрос о том, можно ли расцепить компоненты X_1 и X_4 был решен в рамках синтеза (ЦИФИ) [27].

6.3.3 Метод синтеза (ЦИФИ)

Представим токи и потоки на границе ячейки в виде суммы симметричной (индекс 0) и несимметричной (индекс 1) компонент:

$$\Phi_{ki}^g = B_{ko}^g + B_{ki}^g, \quad (6.3.23)$$

$$J_{ki}^{rg} = A_{ko}^{rg} + A_{ki}^{rg} \quad (6.3.24)$$

Вследствие непрерывности токов и потоков на i -той грани k -той ячейки справедливы соотношения:

$$B_{ko}^g + B_{ki}^g = B_{k'o}^g + B_{k'i}^g, \quad (6.3.25)$$

$$A_{ko}^g + A_{ki}^g = -A_{k'o}^g - A_{k'i}^g. \quad (6.3.26)$$

Введем следующие определения новых величин α_{ki}^g и ϵ_{ki}^g :

$$\alpha_{ki}^g = \frac{h}{2} \frac{A_{ki}^g}{B_{ki}^g}, \quad (6.3.27)$$

$$\epsilon_{ki}^g = \frac{\left[B_{ko}^g - \frac{h}{2\alpha_{ki}^g} A_{ko}^g \right]}{\bar{\Phi}_k^g}, \quad (6.3.28)$$

где h - шаг решетки, а $\bar{\Phi}_k^g$ - средний по объему ячейки поток в группе g .

Теперь из условий непрерывности токов и потоков на гранях ячейки легко получить следующее выражение для утечки нейтронов из k -ой ячейки

$$L_k^g = \frac{2}{h} \sum_{i=k}^6 \frac{\alpha_{ki}^g \alpha_{k'i}^g}{\alpha_{ki}^g + \alpha_{k'i}^g} \left[\epsilon_{k'i}^g \bar{\Phi}_k^g - \epsilon_{ki}^g \bar{\Phi}_k^g \right]. \quad (6.3.29)$$

Средний поток $\bar{\Phi}_k^g$ можно выразить через симметричные компоненты потока на поверхности ячейки соотношением вида:

$$\bar{\Phi}_k^g = \sum_{g'=1}^G \Gamma_{(0)k}^{g'g} B_{ko}^g. \quad (6.3.30)$$

Будем считать, что матрица $\Gamma_{(0)k}^{g'g}$ является заданной характеристикой ячейки. Эта гипотеза базируется на следующих рассуждениях. Запишем кинетическое уравнение для ячейки с помощью вероятностей первых столкновений (ВПС). Поток разложим на неприводимые представления (индекс m). Тогда в многогрупповом приближении, пренебрегая для простоты анизотропным рассеянием, имеем

$$\begin{aligned} \Sigma_{ti}^g \Psi_i^{mg} = & \sum_{j=1}^N P_{ij00}^{mg} \left[\Sigma_{sj}^{gg} \Psi_j^{mg} + \sum_{g' \neq g}^{Gm} \Sigma_{sj}^{g'g} \Psi_j^{mg} + \frac{\zeta^m}{k_{eff}} \chi_{Hj}^{gm} \right] + \\ & + \Phi_m^g/4 P_{si00}^{mg} + J_m^{rg}/2 P_{sir0}^{mg} + J_m^{\alpha g}/2 P_{sia0}^{mg}, \end{aligned} \quad (6.3.31)$$

где $m=1,3,5$; $g=1, \dots, G$.

N - число радиальных узловых точек; H_j^m - известное (нормированное на

1) радиальное распределение делений внутри ячейки и

$$\zeta^m = \sum_i \sum_g \nu \Sigma_{fi}^g \Psi_i^{mg} V_i \quad (6.3.32)$$

Мы не приводим здесь формулы для вероятностей P , так как их можно найти в литературе [27]. Для $m=0$ они совпадают с обыкновенными ВПС; для $m=1$ их можно вычислить с помощью программы ANICELL [33].

Решение (6.4.31) в топливных ячейках зависит явным образом от k_{eff} . Можно показать [27], что это зависимость имеет вид

$$\Psi_i^{mg} = \sum_{g'=1}^{Gm} \left[\Psi_i^{mgg'} + \frac{R_i^{mg} \Psi_i^{mgf}}{k_{eff} - R_m^{mf}} \right] F_m^{g'}, \quad (6.3.33)$$

где F_m - m -ая Фурье компонента потока на границе. Первый член дает вклад единичного потока на грани (в группе g') в поток внутри ячейки для группы g . Второй член дает вклад источника (деления) для группы g .

Матрицами типа Γ можно описать скорость любой реакции R_{xg} в ячейке. Тогда соотношения вида

$$\Sigma_{xg} = \frac{R_{xg}}{\Phi} \quad (6.3.34)$$

определяют эффективные сечения для ячеек, которые можно использовать для составления уравнения баланса нейтронов в ячейке.

Это уравнение имеет вид:

$$\frac{2}{2h} L_k^g - \Sigma_{ak}^g \Phi_k^g + \frac{1}{k_{eff}} X_k^g \sum_{g'} \nu \Sigma_{fk}^{g'} \Phi_k^{g'} + \sum_{g'} \Sigma_{sk}^{g'} g \Phi_k^{g'} = 0 \quad (6.3.35)$$

Подчеркнем, что в уравнении (6.3.35) неизвестными величинами считаются значения средних потоков в ячейках с номерами k . Очевидно, что если бы выражение для утечки имело традиционную форму, то средний поток удовлетворял бы традиционному конечно-разностному уравнению. Оказалось, что при разумных предположениях средний поток в ячейке можно найти с хорошей точностью из уравнения (6.3.35) и в неоднородных решетках.

Ячейка описывается матрицами Γ_x , задающими скорость реакции типа x для симметричной ($m=0$) моды, и матрицами Γ_{Jm} , задающими токи на границе в каждой моде m . Из выражения (6.3.34) очевидно, что Γ -матрицы зависят от k_{eff} по закону

$$\Gamma_m = \left[\Gamma_{m1} + \frac{1}{k_{eff} - R_m^{mf}} \Gamma_{m2} \right] \quad (6.3.36)$$

В работе [27] предложена следующая итерационная схема для определения всех величин, характеризующих ячейку в реакторе:

- 1, предварительно определяем матрицы Γ_{1x} и Γ_{2x} для всех реакций и всех типов ячеек;

- 2, разлагаем поток на границе данной ячейки на неприводимые компоненты и определяем константы Σ , α и ϵ ;
- 3, решаем (6.3.36) для среднего потока;
- 4, повторяем процедуру для следующей ячейки и так далее для всех ячеек;
- 5, после завершения процедуры для последней ячейки в зоне k_{eff} оценивается из соотношения баланса;
- 6, процедура 2-5 повторяется до выполнения условий сходимости.

Приближения, использованные в описанном методе, таковы:

- кинетическое уравнение (6.3.31) решается в цилиндрической геометрии;
- в разложении угловой зависимости потока нейтронов на границе достаточно ограничиться членами $P_0(\Omega)$ и $P_1(\Omega)$;
- достаточно ограничиться первыми 6 членами в разложении в ряд Фурье потока как функции положения на границе ячейки;
- ячейки симметричны;
- задано пространственное распределение делений в ячейке.

С помощью описанного выше метода расчет возмущенных решеток происходит в два этапа.

а) Расчет ячейки. Предварительно решается кинетическое уравнение (6.3.31) для $\psi_i^{mgg'}$ в ячейке, при фиксированных граничных условиях (см. рис.6.11). Число энергетических групп равно примерно 70. Решается и другая задача на ψ_i^{mgf} , где источник (деление) задан и поток на границе равен 0. В результате определяются Γ -матрицы с помощью уравнений (6.3.33)-(6.3.36). Число энергетических групп 2-4;

б) Макрорасчет. Как следует из выражения (6.3.33), скорости реакции определяются Γ матрицами и потоками на границе. В одной итерации находятся параметры α , ϵ и Σ_x для уравнения (6.3.35), а средние потоки в ячейках вычисляются с помощью (6.3.35). Таким образом параметры α , ϵ и Σ_x учитывают эффект изменения локального спектра нейтронов на границе данной ячейки, вопреки тому, что материальные свойства ячейки (Γ -матрицы) были определены на предварительной стадии расчета.

6.3.4 Основная поправка на крупный шаг

Ниже покажем, как метод, изложенный в разделе 6.3.3, описывает распределение нейтронов в невозмущенной решетке. Покажем также, что параметры α и ϵ для невозмущенной решетки стремятся к значению традиционного коэффициента диффузии (D) и к единице, соответственно.

Выражение (6.3.27) определяет α как отношение несимметричной компоненты поверхностного тока к несимметричной компоненте

поверхностного потока на i -ой границе ячейки. Эти величины можно выразить через поверхностные потоки и Γ матрицы. Во-первых, поверхностные потоки и компоненты Фурье связаны соотношениями:

$$\phi_{ki}^g = \sum_{m=1}^6 \epsilon_{mi} F_{km}^g, \quad (6.3.37)$$

где $\epsilon_m = (\epsilon_{m1}, \dots, \epsilon_{m6})$ - неприводимые векторы, определенные выражениями (6.3.17), а F_{km}^g - m -ая Фурье-компонента поверхностного потока, k - номер ячейки, i - номер грани. Во-вторых, Фурье-компоненты поверхностного тока можно определить с помощью выражения (6.3.33) как

$$G_{km}^g = \sum_{g'=1}^G \Gamma_{Jkm}^{g'g} F_{km}^{g'},$$

где индекс J матрицы Γ указывает на тип, определяющий ток на границе. Таким образом получаем:

$$\alpha_{ki}^g = \frac{h}{2} \frac{\sum_{m>1} \sum_{g'=1}^G \Gamma_{Jkm}^{g'g} F_{km}^{g'} \epsilon_{mi}}{\sum_{m>1} F_{km}^g c_{mi}}$$

и

$$\epsilon_{ki}^g = \frac{\left[F_{ko}^g - \frac{h}{2\alpha_{ki}^g} \sum_{g'=1}^G \Gamma_{Jk1}^{g'g} F_{k1}^{g'} \right]}{\sum_{g'=1}^G \Gamma_{\phi k}^{g'g} F_{ko}^{g'}}.$$

В конечной невозмущенной решетке, где можно ввести баклинг, имеем

$$F_{k2}^g = F_{k5}^g = F_{k6}^g = 0, \quad k=1, \dots; \quad g=1, \dots, G.$$

Отношение F_{k3}^g (амплитуда Фурье-компоненты по $\cos \alpha$) к F_{k4}^g (амплитуда Фурье-компоненты по $\sin \alpha$) можно считать постоянным.

Поэтому

$$\alpha_{ki}^g = \frac{h}{2} \frac{\sum_{g'=1}^G \Gamma_{Jk4}^{g'g} F_{k4}^{g'}}{F_{k4}^g} = \frac{h}{2} \frac{G_{k4}^g}{F_{k4}^g}.$$

Таким образом α не зависит от индекса грани i , а в однородной решетке и от индекса k . Параметр α равен отношению линейной комбинации

поверхностных токов к линейной комбинации поверхностных потоков следующего вида:

$$\alpha_k^g = \frac{h}{2} \frac{\begin{bmatrix} J_{k2}^g + J_{k3}^g \\ \phi_{k2}^g + \phi_{k3}^g \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} J_{k5}^g + J_{k6}^g \\ \phi_{k5}^g + \phi_{k6}^g \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} J_{k2}^g + J_{k3}^g \\ \phi_{k2}^g + \phi_{k3}^g \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} J_{k5}^g + J_{k6}^g \\ \phi_{k5}^g + \phi_{k6}^g \end{bmatrix}} \quad (6.3.38)$$

Как видно из рис. 6.12, и знаменатель и числитель являются обобщением на шестиугольные ячейки выражения типа

$$\frac{\text{градиент тока}}{\text{градиент потока}}$$

Для плоской геометрии выражение (6.3.38) принимает вид:

$$\alpha_k^g = \frac{h}{2} \frac{J_{k1}^g + J_{kr}^g}{\phi_{k1}^g - \phi_{kr}^g} \quad (6.3.39)$$

и, если h стремится к нулю, то α стремится к D , традиционному коэффициенту диффузии.

Рассмотрим теперь параметр ϵ . Он также не зависит от индекса грани и выражается формулой:

$$\epsilon_k^g = \frac{F_{k1}^g - \frac{h}{2\alpha_k^g} J_{k1}^g}{\bar{\phi}_{kg}} \quad (6.3.40)$$

Если h стремится к нулю, то ϵ стремится к единице.

Из выражения (6.3.40) можно выразить и средний поток:

$$\bar{\phi}_{kg} = \frac{F_{k1}^g - J_{k1}^g h/2 \left(\alpha_k^g\right)^{-1}}{\epsilon_k^g}$$

Итак можно видеть, что в нелинейных итерациях средний по ячейке поток выражается через линейную комбинацию поверхностных потоков и токов. В грубосеточном методе применяются похожие поправки на крупный шаг. Боресен [34] и другие авторы [35] для уточнения схемы вводили дополнительные узловые точки (например, центр ячейки, углы ячейки). В изложенной выше теории дополнительные точки не требуются, а поправки вводятся с помощью Γ -матриц, отражающих физические свойства ячейки.

6.3.5 Учет окружения ячейки

При нелинейных итерациях скорости любой реакции выражаются с помощью Γ -матриц и поверхностных потоков в форме

$$R_x^g = \sum_{g'} \Gamma_x^{g'g} \left(K_{\text{eff}} \right) F_o^{g'}.$$

Очевидно, что лишь мода $m=0$ дает вклад в интегральные по ячейке скорости реакций.

Γ -матрицы определяются заранее, например, программой CYLAN, а в ходе итерации Γ -матрицы могут изменяться только при изменении K_{eff} . Поэтому надежное вычисление Γ -матриц имеет большое значение.

Расчет Γ -матриц происходит в программе CYLAN так, что на границе ячейки предполагается заданным некоторый многогрупповой спектр. "Отклик" на него ячейки позже конденсируется в малое число групп, так как при нынешнем состоянии вычислительных средств (за исключением расчета небольших систем) неизбежен переход к малогрупповой структуре на втором этапе расчета. Это создает несоответствие между расчетными этапами, поскольку расчеты переноса в ячейке нужно проводить в многогрупповой структуре. Необходимо априорно задавать распределение по группам входящего потока внутри каждой макрогруппы (малогрупповой структуры). В принципе эти распределения можно выбирать по разному для разных типов ячеек и разных азимутальных гармоник. Однако отнюдь не ясно, откуда и как их выбирать.

При проведении представленных ниже расчетов был выбран следующий подход. С помощью асимптотической программы BETTY [36] были получены спектры потока и утечки для нескольких топливных ячеек. Из этих спектров выбраны столько, сколько имеется групп в малогрупповой структуре. Затем были получены линейные комбинации спектров этих потоков так, чтобы суммарный поток был равен единице в одной из макрогрупп, и равен нулю в остальных. Из накопленного до сих пор небольшого опыта следует, что наилучшие результаты получаются при использовании совокупности спектров потоков, в которую входят асимптотический спектр топливного элемента, характерного для данной зоны, а также более мягкий и более жесткий спектры, чем этот характерный спектр. Если рассматривается дву-групповая задача, то следует ограничиться лишь более мягким и более жестким спектрами. Следует отметить, что использование спектров утечки для учета высших азимутальных гармоник улучшило результаты. Следует подчеркнуть однако, что окончательный ответ на вопрос о выборе спектров пока давать рано.

6.3.6 Учет недиагональности коэффициентов диффузии

Теорию нелинейных итераций можно изложить в другой модификации. Она основана на предположении, что существует матрица $\underline{\alpha}$, независимая от номера граней ячейки, но зато недиагональная по энергии.

На i -ой границе ячейки ток и поток непрерывны:

$$\phi_i = \phi_{-i}, \quad (6.3.41)$$

$$J_{-i} = J_i, \quad (6.3.42)$$

где, i обозначает соседнюю ячейку.

Представим токи и потоки на гранях в виде суммы средней по грани компоненты (индекс o) и остатка (индекс i). Предположим, что существует матрица $\underline{\alpha}$ такая, что остатки связаны соотношениями

$$G_{-i} = \frac{2}{h} \underline{\alpha} F_i. \quad (6.3.43)$$

Теперь уравнения (6.3.41) и (6.3.42) можно записать так:

$$\phi_i = F_o + F_{-i} \quad (6.3.44)$$

$$J_{-i} = G_o + G_{-i}. \quad (6.3.45)$$

Из уравнений (6.3.43-5) получим следующие выражения для тока и потока:

$$J_i = \frac{2}{h} \left[\underline{\alpha}^{-1} + \underline{\alpha}'^{-1} \right]^{-1} \left\{ \left[F_o' - \frac{h}{2} \underline{\alpha}'^{-1} G_o' \right] - \left[F_o - \frac{h}{2} \underline{\alpha}^{-1} G_o \right] \right\}, \quad (6.3.46)$$

$$\phi_i = \left[\underline{\alpha} + \underline{\alpha}' \right]^{-1} \left\{ \underline{\alpha}' \left[F_o' - \frac{h}{2} \underline{\alpha}'^{-1} G_o' \right] - \underline{\alpha} \left[F_o - \frac{h}{2} \underline{\alpha}^{-1} G_o \right] \right\}. \quad (6.3.47)$$

Чтобы упростить эти выражения, введем матрицу $\underline{\epsilon}$ следующей формулой:

$$\left[F_o' - \frac{h}{2} \underline{\alpha}'^{-1} G_o' \right] = \underline{\epsilon} \bar{\phi} \quad (6.3.48)$$

Видно, что $\underline{\epsilon}$ зависит исключительно от симметричных параметров ячейки, которые можно выразить через Γ матрицы:

$$G_o = \Gamma_{J_o} F_o, \quad (6.3.49)$$

$$\bar{\phi} = \Gamma_{\phi} F_o. \quad (6.3.50)$$

Поэтому $\underline{\epsilon}$ можно записать так:

$$\underline{\epsilon} = \left[\underline{E} - \underline{\alpha}^{-1} \Gamma_{J_o} \right] \Gamma_{\phi}^{-1}, \quad (6.3.51)$$

где $\underline{E}$ - единичная матрица. Баланс нейтронов выражается в форме

$$\frac{F}{V} \sum_{j=1}^6 L_j + R_a = R_f + R_s, \quad (6.3.52)$$

где F , V - поверхность и объем ячейки, соответственно;

L_j - утечка через j -ю границу;

R_a , R_f , R_s - скорости поглощения, деления и замедления, соответственно.

Скорости реакций можно выразить через Γ матрицы формулой:

$$R_x = \Gamma_x F_0. \quad (6.3.53)$$

Чтобы привести выражение (6.3.52) к желательной для нас форме, перепишем выражение для скорости реакции в виде:

$$R_{xg} = \bar{\Sigma}_{xg} \bar{\phi}_g = \left[\frac{\Gamma_x F_0}{\Gamma F_0} \right]_g \bar{\phi}_g, \quad (6.3.54)$$

с помощью которого получим уравнение для среднего потока:

$$\frac{4}{3h^2} \sum_{j=1}^6 \alpha' \left[\alpha' + \alpha \right]^{-1} \alpha \left[\bar{\epsilon}' \bar{\phi}' - \bar{\epsilon} \bar{\phi} \right] + \langle \bar{\Sigma}_a \rangle \bar{\phi} = \chi \frac{Q}{K_{eff}} + \bar{\Sigma}_a \bar{\phi}, \quad (6.3.55)$$

$$Q = \sum_{g'=1}^G \nu \bar{\Sigma}_{fg'} \bar{\phi}_{g'}. \quad (6.3.56)$$

Уравнения (6.3.55-56) замкнуты, из них можно определить средние потоки. Таким образом мы показали, что нелинейная итерация дает аналогичные (6.3.55) уравнения для средних потоков.

6.3.7 Высшие пространственные гармоники

Рассмотрим определение Фурье компонент потоков на границах ячейки. Объединяем величины на гранях ячейки в вектор

$$\underline{\phi}_k^g = \left[\phi_{k1}^g, \dots, \phi_{k6}^g \right].$$

Фурье компонента F_{km}^g определяется уравнением

$$\underline{\phi}_k^g = \sum_{m=1}^G \epsilon_m F_{km}^g.$$

Из-за ортогональности векторов ϵ_m имеем

$$F_{km}^g = \frac{1}{N_m} \underline{\phi}_k^g \epsilon_m,$$

где $N_m = \epsilon_m \epsilon_m$.

372 Поверхностные потоки положительны и примерно равны. Поэтому можно

ожидать, что

$$F_{kl}^g \gg F_{km}^g, \quad m > 1$$

для любого k и g .

Естественно, что отличие зависит от размера ячейки и от ее структуры. На основе численных результатов, полученных по программе HEXAN в работах [20, 26], было предложено считать высшие поверхностные гармоники в качестве возмущения.

Если отбросить высшие гармоники, то величины α и ϵ станут характеристиками ячейки, которые можно определить независимо от граничных условий. Нетрудно видеть, что в уравнениях (6.3.46-47) используется то же самое разложение по векторам ϵ_i , которое входит и в формулу (7.16) следующей главы.

6.3.8 Численные результаты

Расчеты проводились для конфигураций, приведенных в таблице

6.3.1. Чтобы провести расчеты в четырех группах по программе SNARE, было необходимо подготовить Γ матрицы следующих типов ячеек:

- топливная ячейка (12.7/3.6/0.0);
- водяная ячейка;
- ячейка с пэлом типа D.

Альбедные матрицы были рассчитаны программой CYLAN с использованием 70 групп.

Таблица 6.3.1.

Рассчитанные конфигурации

Конфигурация	Описание
47	зона + отражатель
57	D7
58	E7
101	K91 без возмущения

Приводимые ниже результаты получены при помощи расчетов с одинаковыми спектрами для всех трех типов ячеек. Спектры вычислялись следующим образом. Спектр основной азимутальной гармоники имел вес, равный одной четверти. Остаток формировался из спектров остальных гармоник. Обе группы спектров готовились программой BETTY для следующих четырех топливных ячеек:

- (1) Стандартная ячейка (12.7/3.6/0.0);
- (2) та же, но с удвоенной плотностью водорода в замедлителе и

- с вдвое меньшей плотностью ^{238}U в твэле;
- (3) та же, но с удвоенной плотностью ^{238}U в твэле и с вдвое меньшей плотностью водорода в замедлителе;
- (4) та же, но с учетверенной плотностью ^{235}U и с добавлением другого делящегося материала.

Четверка спектров для равномерной гармоник составлялась из спектров потока бесконечной решетки, а четверка спектров для остальных гармоник — из асимптотических спектров утечки.

Полученные по программе SNARE значения k_{eff} приведены в таблице 6.3.2. Полученные распределения энерговыделения были сопоставлены с измерениями [45]. При этом была использована функция No. 21 программы RFIT [37,38].

Таблица 6.3.2.

Значения K_{eff}

Конфигурация	K_{eff}
47	1.0000
57	0.9997
58	0.9993
101	1.0075

Рассчитанные и измеренные поля энерговыделения изображены для каждой конфигурации на рисунках 6.13–6.16. Полученные дроби Стьюдента изображены:

- в зависимости от расстояния твэла от центра зоны (для каждой конфигурации) на рисунках 6.17–6.20;
- в зависимости от расстояния твэла от центра макроячейки X7 или K91, включающей данный твэл (для конфигурации 57, 58 и 101 — на рис. 6.21–6.23). Поведение дробей Стьюдента свидетельствует о том, что расчетами по представленному алгоритму можно хорошо описать поля энерговыделения в этих конфигурациях. Если сравнить представленные дроби Стьюдента с подобными картинками, полученными из сопоставления расчетов в асимптотическом приближении с экспериментами [39], то улучшения станут очевидными.

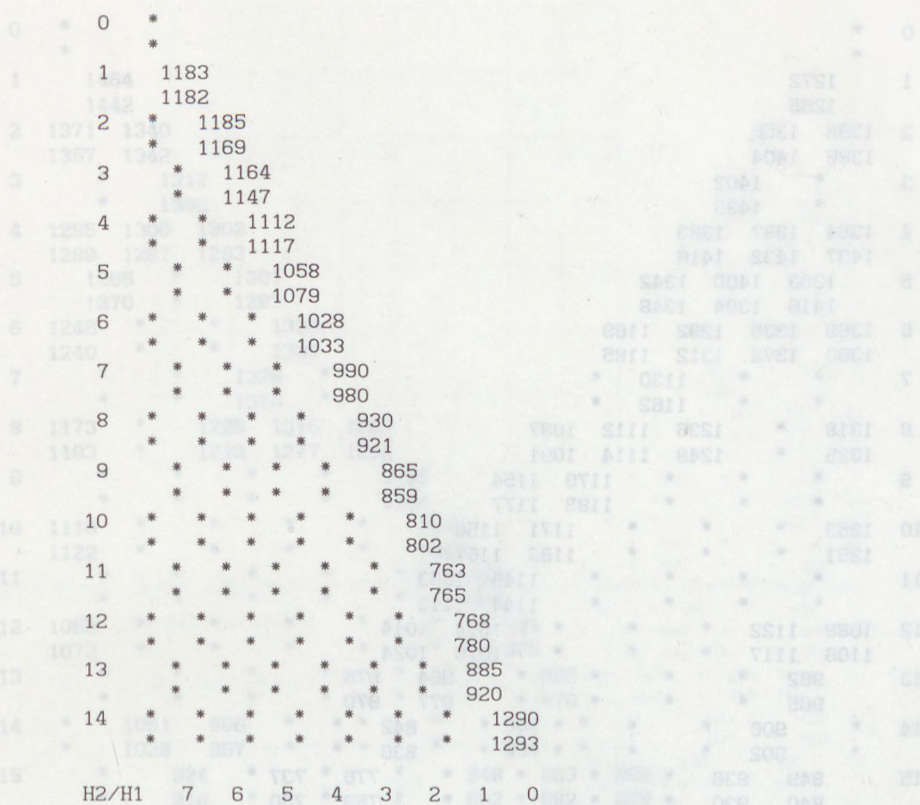


Рис. 6.13. Распределение энерговыведения. Конфигурация 47

$K_{\text{eff}} = 1.0000$ (Верхнее число -измерение; нижнее-
расчет)

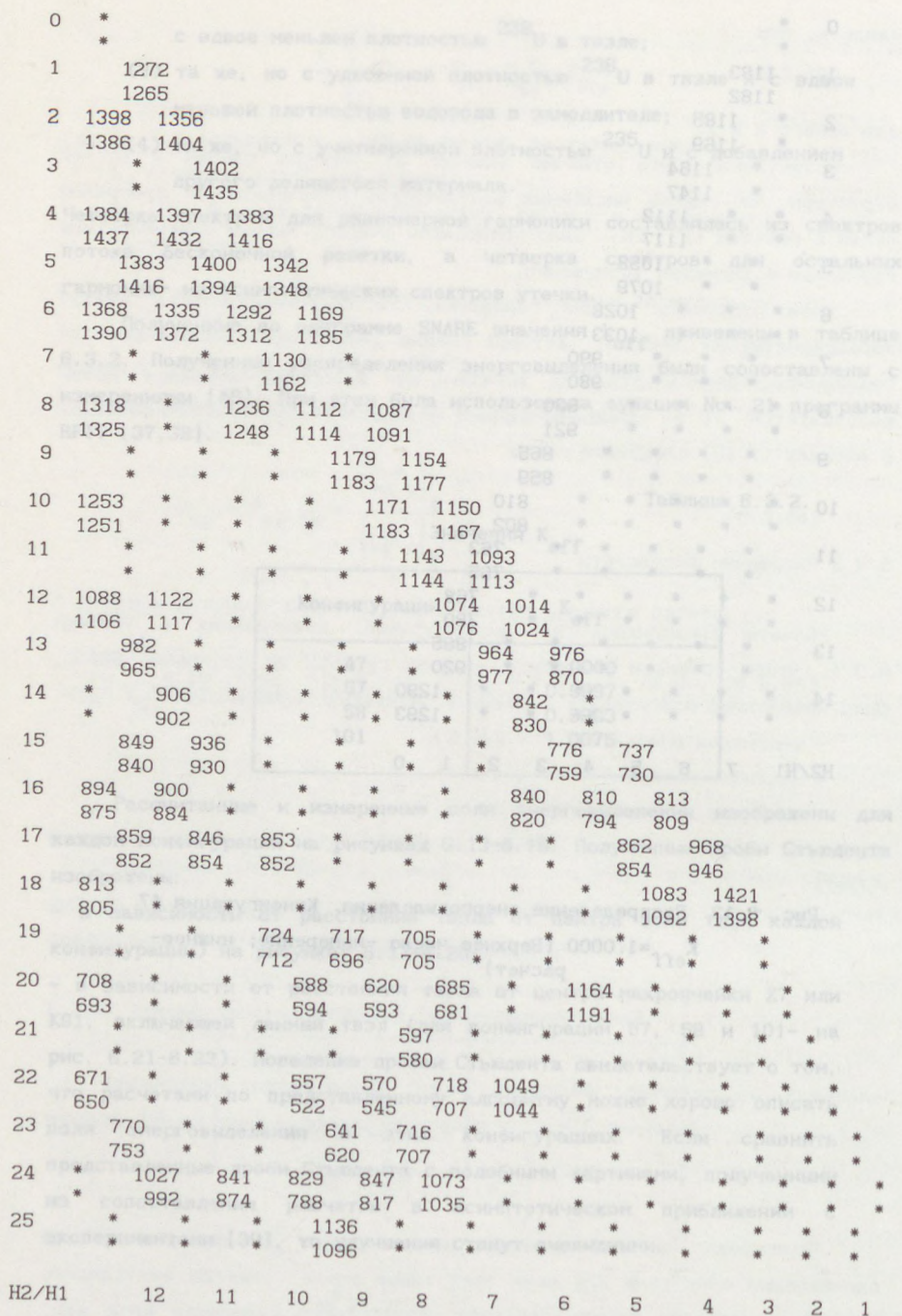


Рис.6.14. Распределение энерговыделения (измеренное и рассчитанное)

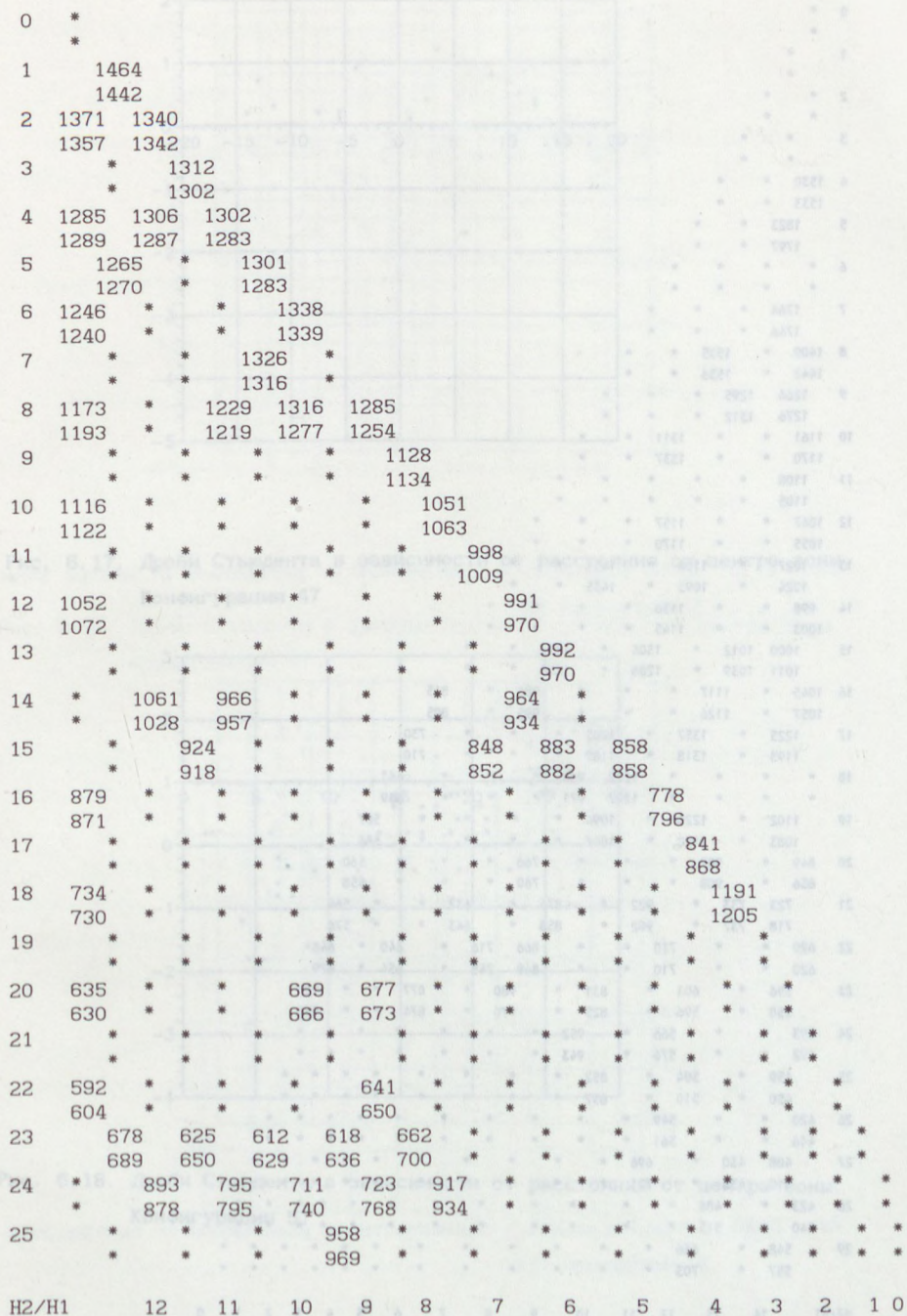


Рис. 6.15. Распределение энерговыделения (измеренное и рассчитанное)

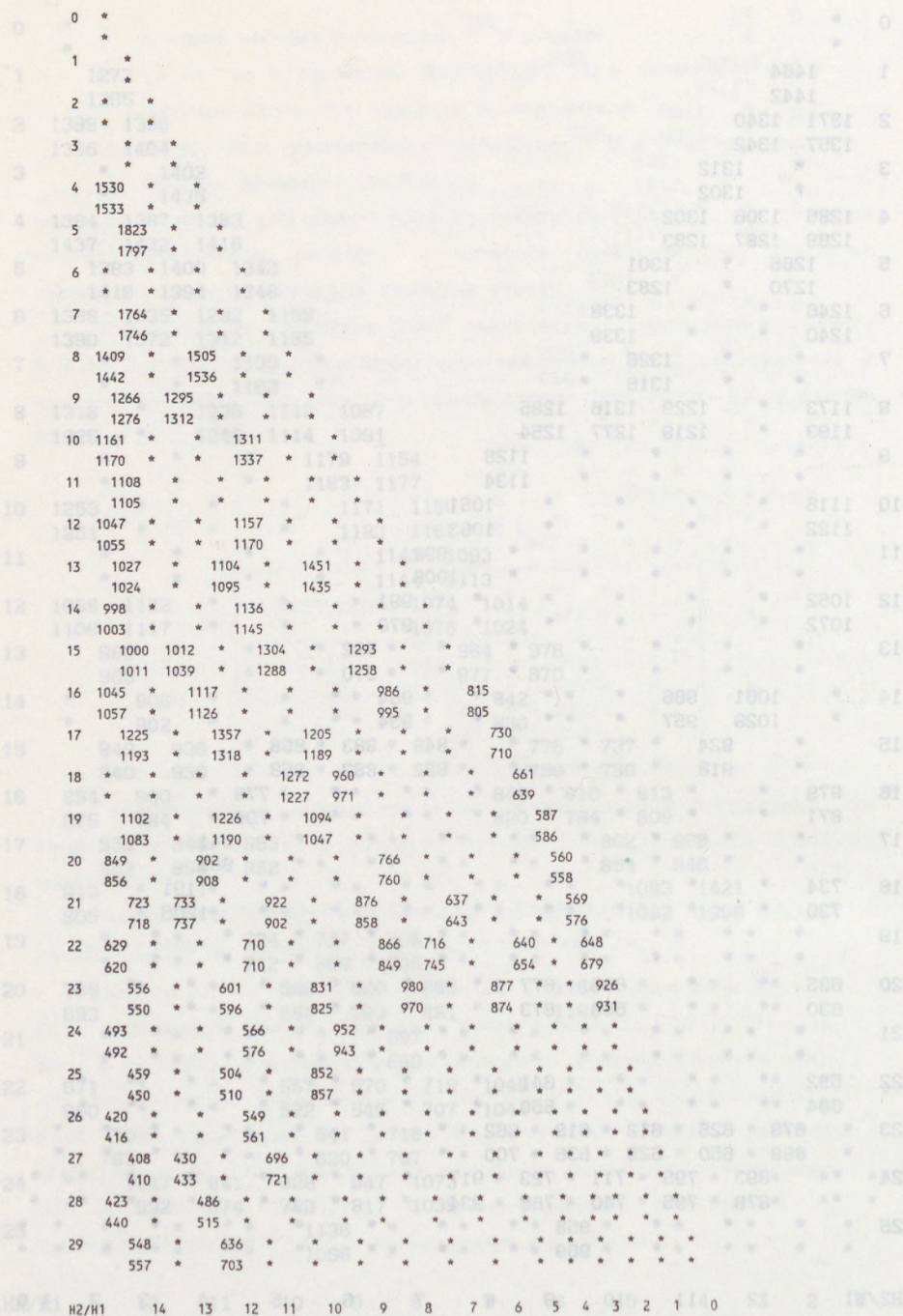


Рис. 6.16. Распределение энерговыделения. Конфигурация 101
 $K_{eff}=1.0075$ (Верхнее число -измерение; нижнее-
 расчет)

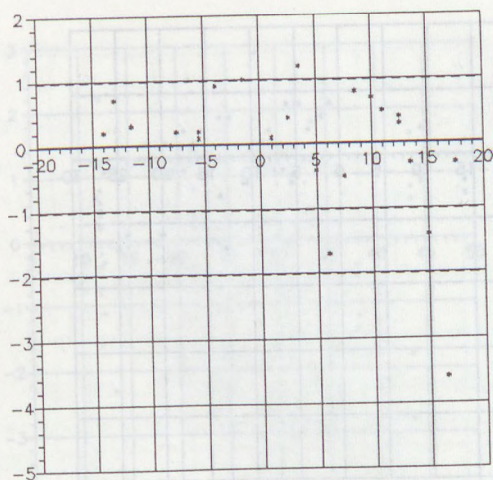


Рис. 6.17. Дробь Стьюдента в зависимости от расстояния от центра зоны.
Конфигурация 47

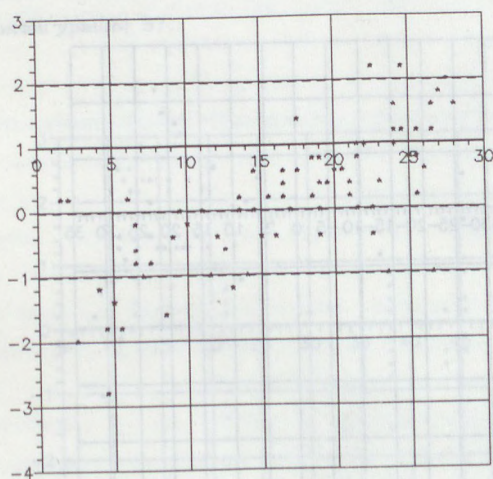


Рис. 6.18. Дробь Стьюдента в зависимости от расстояния от центра зоны.
Конфигурация 57

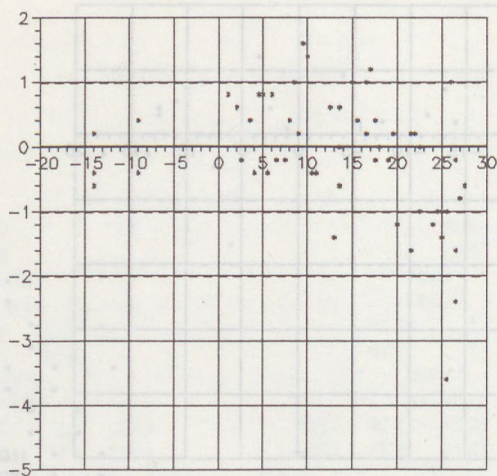


Рис. 6.19. Дроби Стюдента в зависимости от расстояния от центра зоны.
Конфигурация 58

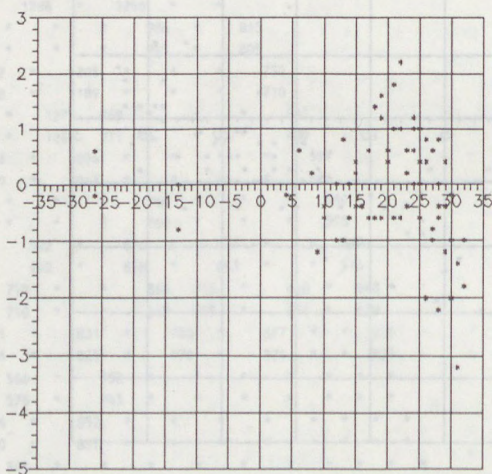


Рис. 6.20. Дроби Стюдента в зависимости от расстояния от центра зоны.
Конфигурация 101

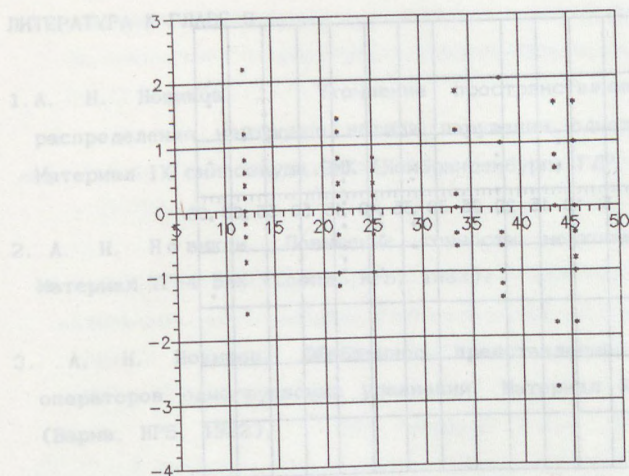


Рис. 6.21. Дроби Стьюдента в зависимости от расстояния от центра зоны.
Конфигурация 57

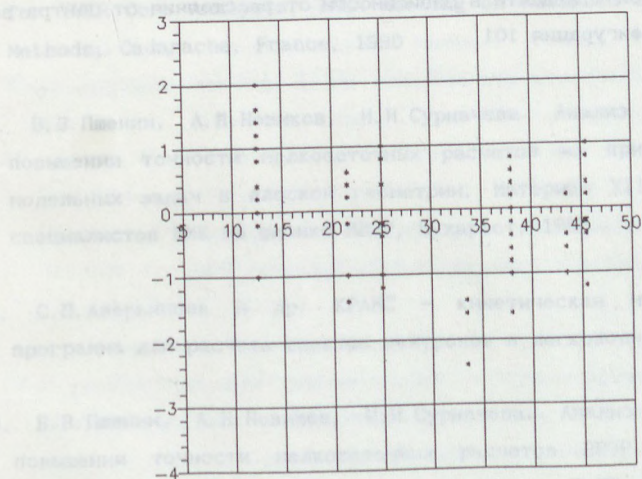


Рис. 6.22. Дроби Стьюдента в зависимости от расстояния от центра зоны.
Конфигурация 58

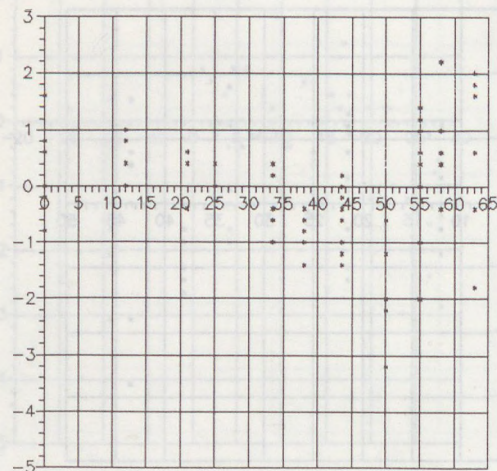


Рис. 6.23. Дроби Стюдента в залежності від відстані до центру зони.
Конфігурація 101

Рис. 6.23. Дроби Стюдента в залежності від відстані до центру зони.
Конфігурація 101

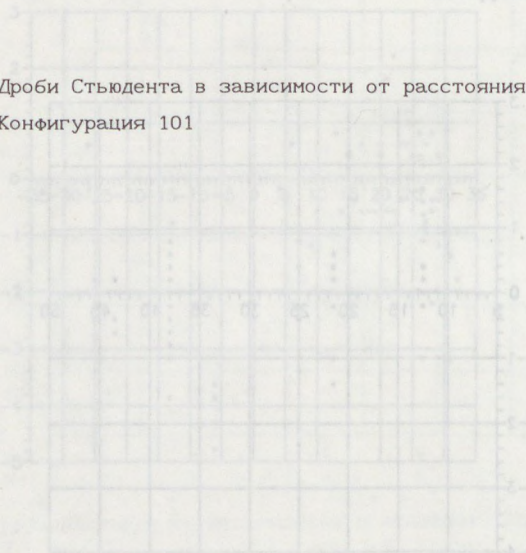


Рис. 6.23. Дроби Стюдента в залежності від відстані до центру зони.
Конфігурація 101

Рис. 6.23. Дроби Стюдента в залежності від відстані до центру зони.
Конфігурація 101

1. А. Н. Новиков. Уточнение пространственно-энергетического распределения нейтронов вблизи нарушений однородности решетки, Материал IX симпозиума ВМК (Нойбранденбург, ГДР, 1980).
2. А. Н. Новиков. Повышение точности мелкосеточных расчетов, Материал ТГ-4 ВМК (София, НРБ, 1982).
3. А. Н. Новиков. Обобщенное представление дифференциальных операторов одnogрупповых уравнений. Материал XI симпозиума ВМК (Варна, НРБ, 1982).
4. А. Н. Новиков. Двухгрупповые редкосеточные задачи с учетом гетерогенности ячеек, Материал ТГ 2-4 ВМК (Берлин, ГДР, 1983).
5. А. Н. Новиков. Подготовка функционалов и решение редкосеточных уравнений, Материал ТГ 2-3-4 ВМК (ЧССР, 1985).
6. M. Lizorkin, V. Pshenin, A. Novikov, A. Lazarenko. Nodal Methods for VVER Core Analysis, IAEA Meeting on Advanced Computational Methods, Cadarache, France, 1990
7. В.В.Пшенин, А.Н.Новиков, И.И.Сурначева. Анализ возможностей повышения точности мелкосеточных расчетов на примере решения модельных задач в плоской геометрии. Материал XIII симпозиума специалистов ВМК по физике ВВЭР, Бухарест, 1984.
8. С.П.Аверьянова и др. КРАМС - кинетическая многогрупповая программа для расчета спектра нейтронов в легководных системах.
9. В.В.Пшенин, А.Н.Новиков, И.И.Сурначева. Анализ возможностей повышения точности мелкосеточных расчетов ВВЭР на примерах решения модельных задач в плоской геометрии. ВАНТ, Сер. Физика и техника ядерных реакторов, вып.4, 1988, с. 13.
10. М.Лизоркин. Уточнение расчетного описания микрополей в программе ПЕРМАК. Материал ТГ-4 ВМК, ЧССР, 1980.
11. А.Н.Нов и ков. Учет переходных решений в мелкосеточных расчетах. Материал XIV заседания Научного Совета ВМК, 1983.

12. М. Лизоркин, В. Пшенин. Уточнение диффузионных расчетов реакторов ВВЭР. Материал ТГ-2-4 ВМК, ПНР, 1984.
13. В. В. Пшенин и др. Программа РАФОРИН. Назначение, алгоритм и предварительные результаты тестирования. Материал XVIII Симпозиума специалистов ВМК, 1989.
14. М. П. Лизоркин, И. Л. Киреева, В. В. Сапрыкин. Программа ПЕРМАК. Описание алгоритма и инструкция по пользованию. Отчет библиотеки программ ВМК, НРБ, София, 1985.
15. Сборник трудов ВМК. Том 1. Будапешт 1984.
16. Румянцев Г. Я. Атомная энергия, 13, N6 (1962); 14, N4 (1963).
17. R. P. Hughes: Nucl. Sci. Eng. 67, 85(1978).
18. Сборник трудов ВМК, том 1, Экспериментальные исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР, Akademiai Kiado, Budapest, 1984.
19. Леман М.: Расчет влияния неоднородности решетки на диффузионные константы элементарных ячеек методом спектральных индексов. Материалы VII-ого симпозиума ВМК, 2, 300, Добжизовице, 1978.
20. Макай М.: Соображения о симметриях в реакторной физике, 1, 193, Материалы 10-ого симпозиума ВМК, Ереван, 1981.
21. В. Д. Сидоренко: Использование асимптотического приближения для получения однорупповых гомогенизированных констант кассет и граничных условий в реакторе с легководным замедлителем, 2, 932, Материалы X симпозиума ВМК, Ереван, 1981.
22. Я. Гадо, А. Девени, А. Керестири, М. Макай: Новый метод расчета неоднородных решеток, 2, 151, Материалы XII симпозиума ВМК, Татранска Ломница, 1983.
23. М. Макай: Соображения о гомогенизации конечной решетки, 2, 203, Материалы XII симпозиума ВМК, Татранска Ломница, 1983.

24. М.Макай: Соображения о симметриях в реакторной физике, Доклад на совместном заседании тематических групп 2, 4 и 8, Пиештяны, 24-30 Мая 1981.
25. Takeda T., Arai K., Komano Y.: Annals of Nuclear Energy, 6, 65 (1979).
26. M.Makai: Symmetries applied to Transport and Diffusion Equations, Proc. Int. Topl. Mtg. on "Advances in Reactor Physics and Core Thermal Hydraulics", 2, 684, Kiamesha Lake (NY), 1982.
27. Л.В.Майоров: О расчете констант диффузионных конечно-разностных уравнений для гетерогенных реакторов, Вопросы атомной науки и техники, серия: Физика и техника ядерных реакторов, вып. 5(34), с.1, 1983.
28. P.Benoist: Theorie du Coefficient de Diffusion dans un Reseau Comportant des Cavites, Raport CEA-R-2278, Saclay, 1964.
29. J.J. van Binnebeck: Nucl. Sci. Eng. 54, 341(1974).
30. A.Devenyi: ANICELL, KFKI- 1984/71.
31. Lukas H., Wehmann U.: A Fast Two - and Three-dimensional OneGroup Coarse-mesh Diffusion Program in Hexagonal Geometry, Proc. Int. Topl. Mtg. on "Advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engenenering Problems", 1, 299, Munchen, 1981.
32. M. Makai: Calculation of Large Symmetric Cores, Atomkernenergie, 41, 113(1982)
33. И.С.Слесарев, Л.Х.Ярославцева: Расчетные схема для исследования энергетических быстрых реакторов с гексагональными тепловыми сборками. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов, вып.4(33), 19(1983).

34. Borresen S.: Experience, Status and Advances Applications of PRESTO, Proc. Int. Topl. Mtg. on "Advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engenenering Problems", 1, 283, Munchen, 1981.
35. А.А.Мараказов: Методика расчета мощностей кассет реакторов ВВЭР в двух-групповом диффузионном приближении. Препринт ИАЭ-27816 М., 1977.
36. Gado J.: The Neutron Spectrum Calculating Modul of the program BETTY, Report KFKI-1977-14, Budapest.
37. Z. Szatmary: Data Evaluation Problems in Reactor Physics, Theory of Program RFIT, KFKI-1977-43, Budapest.
38. З. Сатмари: Систематическое сопоставление результатов расчетов и экспериментов макрораспределения, Материалы 8-ого Симпозиума ВМК, 1, 1/11, Зегжинек-Ядвисин, 1979.
39. К. Алварез: Сопоставление экспериментальных и расчетных полей, KFKI-ZR-6-426/1987.
40. М. Makai: Calculation of symmetric cores, Материалы 8-ого Симпозиума ВМК, Зегжинек-Ядвисин, 1, 215(1979).
41. М. Makai: Symmetries Applied to Reactor Calculations, Nucl. Sci. Eng. 82, 338(1982).
42. М. Makai: Calculation of Large Symmetric Cores, Atomkernenergie, 41, 113(1982).
43. J. Gado et al.: Ann. nucl. Energy 11, 559(1984).
44. М. Makai: Macro- and Microflux, I, Periodic Lattices, Nucl. Sci. Eng. 86, 319(1984).
45. М. Макай: Сопоставления с гомогенизированной схемой расчета, 2, 203, Материалы XII симпозиума ВМК, Татванск-Дювизин, 1983.

7. УТОЧНЕННЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕОДНОРОДНЫХ РЕШЕТОК

Н. Лалетин

7.1 ВВЕДЕНИЕ

Поле нейтронов в реакторе $\phi(\omega)$, вообще говоря, с избыточной для практики точностью описывается следующим уравнением переноса:

$$L\phi(\omega) = \frac{1}{K_{эф}} K\phi(\omega) \quad (7.1)$$

$$L\phi(\omega) \equiv \Omega \nabla \phi(\omega) + \Sigma(r, E) \phi(\omega) - \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' \left[\Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \Omega \Omega') \phi(r, E', \Omega') \right]; \quad (7.2)$$

$$K\phi(\omega) \equiv \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' \left[\nu(E', E) \Sigma_f(r, E') \phi(r, E', \Omega') \right] \cdot \frac{1}{4\pi};$$

$1/K_{эф}$ - собственное число задачи, которое вводится формально для сведения задачи к стационарной, когда свойства рассматриваемого реактора отличаются от свойств критического, $\omega = \{r, E, \Omega\}$.

Обозначения в уравнениях (7.1) и (7.2) обычны для литературы по теории переноса нейтронов (см. например [1]).

Для гомогенного реактора почти всегда приемлемым оказывается использование вместо уравнения (7.1) его простейшей приближенной формы - или диффузионного, или P_1 -приближения. Однако подавляющее большинство существующих реакторов являются гетерогенными, причем сечения взаимодействия (особенно сечения поглощения) нейтронов с разными компонентами сред обычно сильно различаются, и размеры этих компонент, выраженные в длинах свободных пробегов нейтронов, часто бывают порядка единицы. Эти обстоятельства не позволяют сразу заменить уравнение (7.1) его простейшей формой для описания гетерогенного реактора. Вместе с тем получение решения кинетического уравнения в объеме всего реактора - слишком трудоемкое дело с неоправданно требуемой точностью. Учет особенностей реакторных задач позволяет значительно упростить расчет, а именно: решать кинетическое уравнение лишь в пределах нескольких сравнительно небольших областей (характерных ячеек

реактора). Полное же решение в объеме всего реактора ищется с привлечением подходящих приближений. Правильнее процедуру перехода от уравнения (7.1) к более простым уравнениям рассматривать не как способ решения кинетического уравнения, а как процедуру построения математической модели для описания нейтронно-физических процессов в реакторе.

Смысл этого утверждения в том, что нам не важно знать точно и во всех деталях поле нейтронов $\phi(\omega)$. Интерес заключается в нахождении такой системы уравнений для описания нейтронно-физических процессов в реакторе, которая позволяла бы получать:

- а) ограниченное число интересных для практики функционалов от функции $\phi(\omega)$ с приемлемой точностью;
- б) ответ при счете на ЭВМ за приемлемое время.

Более того, найдя нужную нам систему уравнений (построив математическую модель), мы можем для получения более точного описания реактора варьировать в некоторых пределах ее параметры (например, групповые сечения), забыв об их происхождении от микросечений уравнения (7.1).

Тем не менее, для того, чтобы понять допустимость и оценить погрешность принимаемых при построении модели приближений, а также при необходимости наметить ее уточнения, нужно начинать анализ всей процедуры с рассмотрения кинетического уравнения.

Фактически наиболее широко для описания гетерогенных реакторов использовались метод гомогенизации, метод "источников - стоков" и различные варианты альбедного метода.

7.2 МЕТОД ГОМОГЕНИЗАЦИИ

Первоначально метод гомогенизации был предложен для описания достаточно большого реактора (см., например, [2,3]) составленного из одинаковых ячеек. При этом поле нейтронов $\phi(\omega)$ представлялось в виде

$$\phi(\omega) = \Psi(\omega) \varphi_s(\omega) \quad (7.3)$$

где $\Psi(\omega)$ - функция, описывающая сглаженное поле, а $\varphi_s(\omega)$ - нормированное каким-либо образом поле нейтронов в бесконечном реакторе, составленном из рассматриваемых ячеек. В такой постановке задачи для нахождения $\varphi_s(\omega)$ достаточно решить уравнение одной ячейки, используя условие периодичности для формулировки соответствующих

граничных условий для этой ячейки. Если можно считать, что в пределах одной ячейки $\Psi(\omega)$ достаточно хорошо аппроксимируется линейной функцией координат, т.е.

$$\frac{1}{\Psi} \frac{d^2 \Psi}{dx^2} a^2 \ll 1 \quad (7.4)$$

где a — шаг решетки, то для усреднения сечений по объему ячейки достаточно знать функцию $\varphi_s(\omega)$. Функция $\Psi(\omega)$ будет удовлетворять кинетическому уравнению с усредненными сечениями, но так как длины свободных пробегов нейтронов λ , как правило, меньше или, по крайней мере, порядка a , то выполнение условия (7.4) означает и выполнение условия

$$\frac{1}{\Psi} \cdot \frac{d^2 \Psi}{dx^2} \lambda^2 \ll 1.$$

Последнее же условие позволяет заменить кинетическое уравнение для $\Psi(\omega)$ на диффузионное или P_1 -приближение. Вышеприведенные рассуждения удовлетворяли исследователей до тех пор, пока они заботились о корректном усреднении по ячейке лишь наиболее важных сечений — сечения поглощения Σ_a , деления Σ_f , перехода из группы в группу Σ_{gg} .

Когда же встал вопрос о правильном определении эффективного коэффициента диффузии в гомогенизированном реакторе, то оказалось, что представление (7.3) является недостаточным. В ряде работ, выполненных в 50-х и в начале 60-х годов [5-13], было показано, что кроме симметричной относительно центра ячейки функции $\varphi_s(\omega)$, описывающей микроструктуры потока, требуются еще антисимметричные по какой-либо координате функции $\varphi_{as}(\omega)$, которые нужны для получения корректного значения коэффициента диффузии. Подход к задаче, используемые приближения и детальность разработки вопроса в различных работах, из числа упомянутых выше были разными, но общую для них суть дела можно кратко изложить следующим образом:

1) Решение в пределах одной ячейки представлялось в виде

$$\phi_i(r) = \Psi_i \varphi_i(r) + \left[\frac{d\Psi}{dx} \right]_i \varphi_{as}^x(r) + \left[\frac{d\Psi}{dy} \right]_i \varphi_{as}^y(r) \quad (7.5)$$

(для простоты пишем выражение лишь для потока нейтронов в одной группе и для реактора, бесконечного по оси Z , направленной вдоль образующей каналов).

Здесь $\varphi_{as}^x(r)$ и $\varphi_{as}^y(r)$ - функции, антисимметричные соответственно по координатам x и y (x и y - декартовы координаты): Ψ_i , $(d\Psi/dx)_i$, $(d\Psi/dy)_i$ - постоянные, имеющие смысл среднего потока по i -й ячейке и средних градиентов потока соответственно.

2) Из условия баланса нейтронов в i -й ячейке и непрерывности тока и потока на границах с соседними ячейками получались конечно-разностные уравнения, связывающие средние потоки в соседних ячейках. Коэффициенты этих уравнений выражались через интегралы от функций $\varphi_s(r)$ и $\varphi_{as}(r)$.

3) С полученными конечно-разностными уравнениями сопоставлялись дифференциальные, имеющие вид диффузионных уравнений для однородной среды. Этот этап выполнялся в силу того, что дифференциальные уравнения более удобны для анализа и получения решений в "простых" случаях, а также потому, что расчеты на ЭВМ в то время не были так распространены, как сейчас.

Отметим следующие ограничения полученных результатов:

- применимость результатов была обоснована только для описания внутренних областей достаточно протяженных решеток, поскольку по-прежнему требовалось выполнение условия (7.4). В местах же нарушения однородности решетки (ячейки с поглотителями в активной зоне, граница активной зоны с отражателем и т.д.) метод гомогенизации в изложенной форме приводит к заметным неточностям (~10-15 в средних по ячейке потоках);

- достаточно подробный анализ процедуры получения эффективных коэффициентов диффузии был выполнен лишь для однотемпературного уравнения.

7.3 ДРУГИЕ ТРАДИЦИОННЫЕ ПОДХОДЫ

Уравнения метода "источников-стоков" первоначально были сформулированы в работах [14,15]¹¹ в предположении, что реактор представляет собой решетку нитевидных стержней, погруженных в бесконечный замедлитель. Считалось, что диффузию нейтронов повсюду в замедлителе можно описать в P_1 -приближении метода сферических гармоник (многогрупповая диффузионная или диффузионно-возрастная схема). Впоследствии в первоначальную схему вводились различные уточнения.

¹¹ В этих работах описана история создания метода и названы его авторы.

В последних работах [16,17], в которых авторы еще упоминают метод "источников-стоков" как исходную точку своих рассуждений, окончательные уравнения для описания поля нейтронов, на мой взгляд, практически теряют связь с ним. Действительно, в этих уравнениях связь осуществляется между соседними ячейками реактора, а не между всеми стержнями активной зоны, и коэффициенты уравнений выглядят как функционалы, зависящие от пространственно-энергетических распределений в ячейках, а не как характеристики стержней, что имело место для метода "источников-стоков".

В заключение раздела несколько слов еще об одном (менее распространенном) методе решения рассматриваемой задачи - альбедном. В этом методе, так же как и в методе гомогенизации, поле нейтронов в ячейках описывают небольшим числом пробных функций. Отличие состоит в том, что уравнения связи между соседними ячейками получаются из условий непрерывности односторонних токов, а не потоков и токов. Те формы этого метода, которые имеются в опубликованных работах [18], проигрывают уравнениям метода гомогенизации прежде всего потому, что в конечных уравнениях сохраняется большее число неизвестных на ячейку, и используемые пробные функции не упорядочены по степени важности. В результате, например, для двумерной задачи и все пробные функции требуют решения двумерных вспомогательных задач, тогда как в методе гомогенизации наиболее важные симметричные пробные функции получаются в большинстве случаев из решения подходящих одномерных задач. Указанные недостатки могут быть, по-видимому, устранены (упорядочены пробные функции, выделена представительная комбинация неизвестных, а остальные исключены из решаемых уравнений).

Связь между смежными ячейками через односторонние токи осуществляется также в методе поверхностных токов (см. например [18]^с). Аналогичная связь записывается между "нодами" (см., например [18]^б) и в некоторых "нодальных" методах. В том и в другом случае специфическое решение внутри ячеек и "нод" не позволяет, по нашему мнению, рассматривать их просто как варианты альбедного метода. Более подробное описание упомянутых подходов выходит за рамки настоящего изложения.

Результаты, полученные вышеупомянутыми методами, широко используются и сегодня. Как следует из вышеизложенного, наиболее значительные погрешности в расчетных величинах, полученных с

использованием этих методов, следует ожидать в местах нарушений однородности решеток стержней (вблизи отражателя, около и в стержнях управления и т. д.). Около неоднородностей вводятся поправки, но, как видно из сопоставления расчетов и экспериментов, проведенных в частности на ZR-6 [19], традиционные методы, в том числе, применение асимптотической теории, описывают экспериментальные распределения вблизи неоднородностей или границ зоны с ошибкой $\sim 10-15\%$.

В настоящей работе излагаются уточненные методы расчета нейтронного поля, особенно актуальные при исследовании неоднородных решеток. Побудительными мотивами работы, проведенной для разработки усовершенствованных расчетных методов, были следующие:

- в странах-участниках ВМК широко используются асимптотические модели с разнообразными поправками. Физическое основание этих поправок часто неясно;
- анализ экспериментов указал на слабые точки традиционного метода;
- современные конструкции зон ВВЭР требуют более точных расчетов.

В рамках ВМК был проведен целый ряд работ по улучшению расчета гомогенизации кассет [21-24], ячеек, а также и всей процедуры расчета нейтронного поля [25-28]. Ряд результатов опубликован и более широко (не в материалах ВМК) [29-31]. В работе [20], в которой исследовалось определение констант диффузии для пэла, авторы предлагали определять их из конечно-разностного уравнения, используя спектр и скорость реакции из спектрального расчета.

7.4 МЕТОД ПОВЕРХНОСТНЫХ ГАРМОНИК

В ряде работ, выполненных в течение последних лет [25, 29], автором совместно с учениками и сотрудниками развивался подход к расчету стационарного нейтронного поля в ядерных реакторах, позволяющий без существенного усложнения обычной процедуры расчета заметно повысив ее точность.

В этом подходе, отправляясь от точного уравнения переноса нейтронов, анализируется вся процедура расчета нейтронного поля в реакторе, обосновывается разумность принятого разделения этой процедуры на этапы: расчет ячейки + расчет реактора в целом + учет

обратных связей - рассматриваются вопросы модификации уравнений, описывающих связь ячеек в реакторе, и те требования, которые выдвигают эти модифицированные уравнения перед расчетами характеристик отдельных ячеек. Собственно, в этом последовательном анализе и заключается, на наш взгляд, основное значение проделанной работы, хотя чисто с математической точки зрения подход представляет собой некоторый способ построения уточненного конечно-разностного уравнения для расчета нейтронного поля в реакторе, способ, учитывающий специфику реакторных задач.

Упомянутый подход получил в последнее время название метода поверхностных гармоник.

7.4.1 Вариационный принцип

В методе поверхностных гармоник решение ищется в виде суммы функций, каждая из которых точно удовлетворяет уравнению переноса нейтронов внутри ячеек, и вся погрешность сосредоточена на внешней границе рассматриваемой области и на границах между ячейками.

Эта фраза требует следующего пояснения. Конечно, реально при численном решении (а именно так ищутся решения внутри ячеек) абсолютно точно удовлетворить уравнению переноса нельзя, и высказанное выше положение означает лишь, что при выводе уравнений связи между ячейками мы можем пренебречь погрешностью решений внутри ячеек, поскольку, как правило, эти решения ищутся в более высоких приближениях кинетического уравнения, в более подробном групповом представлении и т.д., чем используемые для сшивки решений на границах ячеек. Поэтому, представляя поле нейтронов в виде

$$\phi^N(\omega) = \sum_{i=1}^I \sum_{k=0}^N a_{ik} \psi_{ik}(\omega), \quad (7.6)$$

где ω - совокупность всех переменных, от которых зависит распределение нейтронов, т.е. $\omega = \{r, E, \Omega\}$, I - количество ячеек, на которые разбита вся рассчитываемая область; i - номер ячейки; $\psi_{ik}(\omega)$ - пробные функции, описывающие поле нейтронов в i -ячейке; k - номер пробной функции в i -ячейке; $N+1$ - число пробных функций в каждой ячейке в рассматриваемом приближении; a_{ik} - амплитуда соответствующих пробных функций - будем считать, что $\psi_{ik}(\omega)$ - точно удовлетворяют

уравнению в i -ячейке, то есть, считаем, что $\psi_{ik}(\omega) = \phi_{ik}(\omega) \Theta_i(r)$

$$L\phi_{ik}(\omega) = K\phi_{ik}(\omega) \quad (7.7)$$

Здесь $\Theta_i(r) = \begin{cases} 1, r \in V_i \\ 0, r \notin V_i \end{cases}$; V_i - объем i -ячейки

$$\begin{aligned} L\phi &= \nabla\phi + \sum_t \phi \int \alpha E' \int d\Omega' \Sigma_s(r, E' - E, \Omega\Omega') \phi(r, E', \Omega') \\ K\phi &= \frac{1}{4\pi} \int dE' \int d\Omega' \left[\nu(E', E) \Sigma_f(r, E') \phi(r, E, \Omega') \right] \end{aligned} \quad (7.8)$$

(обозначения в этих операторах обычны).

Пробные функции $\phi_{ik}(\omega)$ с разными k отличаются по условиям на границе ячейки.

Утверждение, что вся погрешность приближения при использовании представления (7.6) сосредоточена на граничных поверхностях, математически может быть выражено, как показано в работе [29], формулой:

$$\delta F_j = \left[\Psi_j^+, \Omega_n [\phi_+^N - \phi_-^N] \right] \quad (7.9)$$

Здесь δF_j - вариация некоторого функционала F_j , обусловленная тем, что выражение (7.6) лишь приближенно удовлетворяет уравнению переноса во всей рассматриваемой области, $\Psi_j^+(\omega)$ - функция ценности, соответствующая функционалу F_j . Круглые скобки обозначают скалярное произведение, то есть, в данном случае, интеграл

$$(f, y) = \int_{\Gamma} dr_s \int_{\{E\}} dE \int_{4\pi} d\Omega f(\omega) y(\omega);$$

n - нормаль к границе ячейки, направленная внутрь нее; $\phi_{\pm}^N(\omega) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \phi(r_s \pm \epsilon n, E, \Omega)$. (На внешней границе рассматриваемой области в выражении (7.9) вместо ϕ_-^N будет стоять $\phi(r_s, E, \Omega)$ - точное значение решения на границе см. [29]).

Если разложить ценности $\Psi_j^+(\omega)$ по полной системе функций $f_{i,k}(\omega)$, зависящих от переменных (i, r_s, E, Ω) , то выражение (7.9) преобразуется к виду

$$\delta F_j = \sum_{i=1}^I \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_{j,ik}^+ \left[f_{i,r_s} \Omega_n [\phi_+^N - \phi_-^N] \right] \equiv \sum_{i=1}^I \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\delta F_j}{\delta \Psi_{j,ik}^+} \Psi_{j,ik}^+ \quad (7.10)$$

Условия обращения в нуль вариационных производных $\frac{\delta F_j}{\delta \Psi_{j,ik}^+} = 0$ дают

уравнения связи решений в соседних ячейках и обеспечивают точные значения тех функционалов (при условии обращения в нуль всех производных), ценности которых разложимы по системе функций $f_{i,k}(\omega)$. В действительности, однако, невозможно решать бесконечную систему уравнений, да и практические соображения делают бессмысленным повышение точности расчета выше некоторой величины. Поэтому требуем обращения в нуль лишь первых, наиболее весомых, вариационных производных $\frac{\delta F_j}{\delta \Psi_{j,ik}^+}$. Добиваемся же обращения их в нуль с помощью

соответствующего выбора параметров, от которых зависит решение ϕ^N (в нашем случае - это амплитуды a_{ik}). Кроме уравнений, связывающих величины a_{ik} для соседних ячеек, получаем отсюда и граничные условия в том случае, когда ячейка i лежит в пограничном слое.

В работах [25,29] в качестве функций $f_{i,k}(\omega)$ брались всевозможные произведения сферических функций $Y_n^m(\omega)$, характеристических функций групповых интервалов $\chi_g(E)$ и функций от координат точек границы ячейки $W_k(r_s)$. Соображения в пользу выбора таких функций и явный вид функций $W_k(r_s)$ содержатся в работе [29], и здесь мы на этом останавливаться не будем.

Обратим внимание на следующие моменты.

Первое: Полученные уравнения не зависят от конкретного вида ценности для того или иного функционала. Так, если в каком-то приближении равны нулю первые $I(N+1)$ вариационные производные $\frac{\delta F_j}{\delta \Psi_{j,ik}^+}$, то в таком приближении будут получаться точные значения всех функционалов, ценности которых представимы в виде

$$\Psi_j^+ = \sum_{i=1}^I \sum_{k=0}^N \Psi_{j,ik}^+ f_{ik}(\omega).$$

Явный вид ценности того или иного функционала будет нужен только в том случае, если в рассматриваемом приближении он точно не получается, и имеется желание оценить его погрешность.

Второе: В исследованных в работах [29] приближениях при описании угловой зависимости $\Psi_j^+(r_s, E, \Omega)$ мы ограничивались (и этого, по-видимому, почти всегда будет достаточно) сферическими

функциями $Y_n^m(\Omega) C_n \leq 1$. В таком случае уравнения

$$\left[f_{ik}(\omega), \Omega_n [\phi_+^N - \phi_-^N] \right] = 0$$

оказываются линейными комбинациями условий сшивок по границам ячеек групповых токов нейтронов и уровней²² нейтронов. При справедливости на границе ячейки диффузионного приближения уровень нейтронов равен потоку нейтронов и, следовательно, все уравнения возникают из условий сшивок токов и потоков на границах ячеек. Дополнительных балансных уравнений внутри ячеек, о которых иногда говорится, не требуется. Такой баланс автоматически выполняется вследствие представления решения в форме (7.6).

Третье: Выбор системы функций $f_{i,k}(\omega)$ накладывает определенные ограничения на граничные условия для пробных функций $\phi_{ik}(\omega)$, но не определяет их однозначно. Имеющейся свободой можно и нужно распорядиться так, чтобы повысить точность нахождения решения в рамках заданного приближения. Каким образом это делать, является в значительной мере вопросом искусства расчетчика, но могут быть сделаны и некоторые общие рекомендации. Речь о них, впрочем, должна идти на этапах обсуждения способов вычисления характеристик ячеек.

В заключение раздела введем некоторые обозначения различных приближений метода поверхностных гармоник. Будем обозначать их так: $(BG; (C_{\perp} + C_{\parallel})S)$, где $B, C_{\perp}$ и $C_{\parallel}$ - числа, обозначающие: B - число энергетических групп, используемое в уравнениях связи решений в ячейках (1G - одnogрупповое приближение, 2G - двугрупповое и т.д.); $C_{\perp}$ и $C_{\parallel}$ - число типов граничных условий отнесенное к одной ячейке и одной группе ("поверхностных гармоник"), используемых для вычисления пробных функций и, соответственно, число пробных функций на ячейку и группу. При этом $C_{\perp}$ - число "азимутальных" гармоник, а $C_{\parallel}$ - число "осевых" гармоник. Ось, она же ось Z , будет направляться параллельно осям твэлов, каналов, кассет и т.д. Не вводится число, связанное с угловыми координатами направления полета нейтронов, поскольку, как уже было отмечено, почти всегда будет использоваться приближение, которое получается при использовании сферических гармоник $n \leq 1$.

Назовем также приближение $(2G; 3S)$ основным приближением метода поверхностных гармоник для двумерных задач и $(2G(3+2)S)$ - основным приближением метода поверхностных гармоник для трехмерных задач. Эти

²² Относительно термина "уровень" говорится в дальнейших разделах.

же приближения будем называть просто основными приближениями, когда из контекста ясно, о каком методе и какой размерности задачи идет речь.

7.4.2 О дальнейших этапах получения уравнений

Не будем подробно излагать всю процедуру получения конечных уравнений метода поверхностных гармоник, отсылая читателя к уже опубликованным статьям. Выделим лишь некоторые ключевые моменты этой процедуры.

Из приравнивания нулю первых вариационных производных (7.10), получаем уравнения [29 e, f]

$$\phi_i^{nkg} = \sum_j \sum_{k'} C_{kk'}^j \phi_j^{nk'g} \quad (7.11)$$

Здесь ϕ_j^{nkg} - поверхностная гармоника "k" порядка для угловых моментов решения ($0 \leq n \leq 1$) для группы g и ячейки j;

$C_{kk'}^j$ - коэффициенты связи различных гармоник в соседних ячейках. Суммирование по j ведется по ячейкам, имеющим общую границу с ячейкой i.

1. Явный вид коэффициентов $C_{kk'}^j$, дан в работах [29e, f].

Заметим, что

$$\phi_i^{okg} = \int_{\Gamma_i} dr_s \int_{4\pi} d\Omega \int_{\{E_g\}} dE (\Omega n) W_k(r_s) \otimes_g (E) \phi_i^N(\omega) = J_i^{kg} - \quad (7.12)$$

- поверхностные гармоники групповых токов нейтронов в ячейке i, а

$$\phi_i^{1kg} = 3 \int_{\Gamma_i} dr_s \int_{4\pi} d\Omega \int_{\{E_g\}} dE (\Omega n) W_k(v_s) \otimes_g (E) \phi_i^N(\omega) = l_i^{kg} - \quad (7.13)$$

- поверхностные моменты групповых уровней нейтронов в этой ячейке.

В формулах (7.12, 13) $\{E_g\}$ обозначает групповой интервал по энергии, Γ_i - границу i-ячейки. Множитель 3 в формуле (7.13) связан с соответствующим выбором нормировки. При этом, поскольку

$3(\Omega n)^2 = P_0(\Omega n) + 2P_2(\Omega n)$, при условии справедливости на границе ячейки диффузионного приближения $l_i^{kg} \cong \phi_i^{kg}$, т.е. переходят в гармоники потоков нейтронов.

Поскольку $\phi_i^N(\omega)$ выражаются через сумму пробных функций, каждая из которых является решением уравнения переноса в ячейке, то существуют связи вида

$$l_i^{kg} = \sum_{g'} S_{gg'}^{ki} J_i^{kg'} \quad (7.14)$$

В силу симметрии ячейки гармоник с разными "к" в формулах (7.14) "не перепутываются" друг с другом. Собирая соответствующие величины J_i^{kg} и l_i^{kg} в энергетические вектора, запишем выражение (7.11) и (7.14) в виде

$$J_i^k = \sum_j \sum_{k'} C_{kk'}^j J_j^{k'} \quad (7.15)$$

$$\hat{S}_k^i J_i^k = \sum_j \sum_{k'} C_{kk'}^j \hat{S}_k^j J_j^{k'}$$

Для матрицы $\hat{S}_k$ с низшими номерами "к" в наших работах [29] применялись индивидуальные обозначения, а именно:

$\hat{S}_0^i = \hat{\varphi}_i$ - матрица для симметричных пробных функций,

$\hat{S}_1^i = \hat{S}_2^i = \hat{\psi}_i$ - матрица для антисимметричных пробных функций

$\hat{S}_3^i = \hat{S}_4^i = \hat{\chi}_i$ (двумерный случай, симметричные ячейки).

При этом первые моменты J_i^k обозначались: $J_i^0 = \delta J_i$ - вектор групповых утечек (притоков) нейтронов для ячейки i;

$J_i^1 = J_i^x$ и $J_i^2 = J_i^y$ - групповые векторы токов протекающих по оси x и y, соответственно и т.д. Как нам представляется (и это было подтверждено пробными расчетами), почти всегда достаточно аккуратно, по точным программам следует считать лишь $\hat{\varphi}$ - матрицу (ответственна за поглощение и рождение в ячейках) и $\hat{\psi}$ - матрицу (характеризует диффузионное сопротивление ячейки). Матрицы же $\hat{S}_k$ с $k \geq 3$ могут быть представлены в виде $\hat{S}_k \cong s_k \hat{S}_1$, где s_k - числа, которые следует получать из решения вспомогательных упрощенных задач (например, для гомогенизированной ячейки в предположении справедливости в ней диффузионного приближения).

В частном случае для зоны с треугольной решеткой стержней уравнения (7.15) с использованием пяти пробных функций на ячейку и группу могут быть записаны в виде:

$$6\delta J_i = \sum_{j=1}^6 J_j^i \quad 6\hat{\varphi}_1 \delta J_i = \sum_{j=1}^6 f_s^i, \quad (7.16)$$

$$3J_i^x = \sum_{j=1}^6 J_j^i \cos \alpha_j \quad \hat{3}\psi_i J_i^x = \sum_{j=1}^6 f_j^i \cos \alpha_j, \quad (7.17)$$

$$3J_i^y = \sum_{j=1}^6 J_j^i \sin \alpha_j \quad \hat{3}\psi_i J_i^y = \sum_{j=1}^6 f_j^i \sin \alpha_j, \quad (7.18)$$

$$3J_i^3 = \sum_{j=1}^6 J_j^i \cos 2\alpha_j \quad \hat{3}S_3 J_i^3 = \sum_{j=1}^6 f_j^i \cos 2\alpha_j, \quad (7.19)$$

$$3J_i^4 = \sum_{j=1}^6 J_j^i \sin 2\alpha_j \quad \hat{3}S_4 J_i^4 = \sum_{j=1}^6 f_j^i \sin 2\alpha_j. \quad (7.20)$$

Здесь α_j - угол между радиус-вектором, проведенным из центра ячейки к середине j -границы, и фиксированным направлением,

$$j_j^i = -(\delta j_i - J_i^x \cos \alpha_j - J_i^y \sin \alpha_j + J_i^3 \cos 2\alpha_j + J_i^4 \sin 2\alpha_j), \quad (7.21)$$

$$f_j^i = \hat{\phi}_i \delta J_i - \hat{\psi}_i (J_i^x \cos \alpha_j + J_i^y \sin 2\alpha_j) + \hat{\xi} (J_i^3 \cos 2\alpha_j + \hat{\xi} J_i^4 \sin 2\alpha_j), \quad (7.22)$$

J_j^i - вектор групповых токов нейтронов через j -грань i -ячейки;

f_j^i - вектор групповых уровней нейтронов на j -границе i -ячейки.

Полезно записать связь между J_j^i и f_j^i , исключив в выражениях (7.21, 7.22) амплитуды J_i^x и J_i^y , и введя величины $\phi_i = (\hat{\phi}_i - \hat{\psi}_i) \delta J_i$. Получим некоторый аналог закона Фика

$$J_j^i = (\hat{\psi}_o + \hat{\psi}_i)^{-1} \left[\phi_i - \phi_o - (X_j^x - X_o^x) \cos 2\alpha_j - (X_j^y - X_o^y) \sin 2\alpha_j \right]. \quad (7.23)$$

Здесь индекс o - номер ячейки, смежной с i -ячейкой и имеющей общую грань (j -грань), $X_i^x = (\hat{\psi}_i - \hat{\xi}_3) J_i^3$; $X_i^y = (\hat{\psi}_i - \hat{\xi}_4) J_i^4$. В силу симметрии ячейки $\hat{S}_3 \equiv \hat{S}_4 \equiv \hat{\xi}$.

С использованием выражения (7.23) уравнения (7.16-7.20) преобразуются к виду.

$$\Lambda_D \phi_o - \hat{\Sigma}_{\Phi, o} \phi_o + \hat{S}_{\Phi} = 0, \quad (7.24)$$

$$\Lambda_D X_o^x - \hat{\Sigma}_{X, o} X_o^x + \hat{S}_X = 0, \quad (7.25)$$

$$\Lambda_D X_o^y - \Sigma_{Y,o} X_o^y + S_y = 0 \quad (7.26)$$

В выражениях (7.24-7.26) использованы следующие обозначения

$$\Lambda_D A_o = \frac{2}{3a^2} \sum_{j=1}^6 \hat{D}_{jo} (A_j - A_o); \quad (7.27)$$

$$\hat{S}_\phi = -\frac{2}{3a^2} \sum_{j=1}^6 \hat{D}_{jo} \left[\left[X_j^x - X_o^x \right] \cos 2\alpha_j + \left[X_j^y - X_o^y \right] \sin 2\alpha_j \right]; \quad (7.28)$$

$$S_y = -\frac{2}{3a^2} \sum_{j=1}^6 \hat{D}_{jo} \left[\left[\phi_j - \phi_o \right] - \left[X_j^x - X_o^x \right] \sin 2\alpha_j \right], \quad (7.29)$$

$$\hat{S}_x = -\frac{2}{3a^2} \sum_{j=1}^6 \hat{D}_{jo} \left[\left[\phi_j - \phi_o \right] - \left[X_j^y - X_o^y \right] \cos 2\alpha_j \right], \quad (7.30)$$

$$\hat{D}_{jo} = \frac{a}{2} \left[\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_o \right]^{-1}, \quad (7.31)$$

$$\hat{\Sigma}_{\phi,i} = \frac{4}{a} \left[\hat{\varphi}_i - \hat{\psi}_i \right]^{-1}; \quad \hat{\Sigma}_{x,i} = \hat{\Sigma}_{y,i} = \frac{2}{a} \left[\hat{\psi}_i - \hat{\xi}_i \right]^{-1}. \quad (7.32)$$

В выражения для S_ϕ (7.28) входят лишь амплитуды дополнительных пробных функций. Если пренебречь ими (т.е., считать $X_j^x = X_j^y = 0$), то из (7.24) получаем конечно-разностное уравнение с одной неизвестной на ячейку и группу

$$\Lambda_D \phi_o - \hat{\Sigma}_{\phi,o} \phi_o = 0 \quad (7.33)$$

Хотя вид этого уравнения таков, что для решения его могут подойти программы традиционного метода гомогенизации (правда, при условии хотя бы приближенной диагонализации матриц $\hat{D}_{jo}$), смысл векторов неизвестных ϕ_i и коэффициентов конечно-разностного уравнения отличен от обычных. В результате и величины различных функционалов получаются другими (более точными), нежели в методе гомогенизации. В следующем разделе обсудим смысл введенных величин. (Изложение в значительной степени следует работе [32]).

7.4.3 Рождение и поглощение нейтронов в ячейке

Рассмотрим слагаемое $\hat{\Sigma}_{\phi,i}^{-1} \phi_i$. Вспомним, что по определению $\phi_i = (\hat{\varphi}_i - \hat{\psi}_i) \delta J_i$, а $\hat{\Sigma}_i = \frac{4}{a} \hat{\psi}_i (\hat{\varphi}_i - \hat{\psi}_i)$. Следовательно,

$$\hat{\Sigma}_{\phi,i}^{-1} \phi_i = \frac{4}{a} \delta J_i = \frac{4a \delta J_i}{a^2} = \frac{P \delta J_i}{S}. \quad (7.34)$$

Величины P и S являются периметром и поперечным сечением ячейки. Для квадратной ячейки периметр $4a$ (a - шаг решетки) и $S=a^2$, а для шестиугольной ячейки $P=4a\sqrt{3}$ и $S=a^2\sqrt{3}$ (a - шаг решетки здесь совпадающий с размером ячейки под ключ) и, следовательно, $\frac{P}{S} = \frac{4}{a}$.

Так как δJ_i - вектор амплитуд симметричных пробных функций, то $P \delta J_{i,g}$, где g - индекс группы, будет равняться полному количеству нейтронов g -группы, втекающих (или вытекающих, если $\delta J_{i,g} < 0$) в ячейку.

Из балансных соотношений ясно, что $\frac{P \delta J_{i,g}}{S} = \frac{\Pi_g^i - B_g^i}{V_i}$, где Π_g^i - полное количество нейтронов "g" группы, поглощенных и ушедших из этой группы в пределах i ячейки, и B_g^i - количество нейтронов "g" группы, пришедших в нее из других групп и образовавшихся за счет деления в этой группе в пределах i ячейки.

С учетом сказанного, из выражения (7.2) заключаем, что

$$\frac{P \delta J_{i,g}}{S} = \frac{\Pi_g^i - B_g^i}{V_i} = \hat{\Sigma}_{\phi,i}^{-1} \phi_i$$

Величины $\hat{\Sigma}_{\phi,i}$ должны, очевидно, быть связаны с эффективными сечениями поглощения $\Sigma_{a,g}^i$, деления $\Sigma_{f,g}^i$ и перехода из группы в группу Σ_{gg}^i для рассматриваемой ячейки. Связь эта, однако, отличается от общепринятой в силу того, что ϕ_i не является вектором средних по ячейке групповых потоков, и в силу того, что мы не предполагаем, что пространственно-энергетическое распределение нейтронов такое же, как и в бесконечной однородной среде, набранной из таких ячеек.

В уравнениях (7.24-7.26) в качестве вектора групповых неизвестных в ячейке i выступает величина $\phi_i = \begin{bmatrix} \hat{\varphi}_i - \hat{\psi}_i \end{bmatrix} \delta J_i$. Преимущества такого выбора вектора будут обсуждены позднее. Сейчас же рассмотрим структуру выражения для ϕ_i .

Введем обозначение $\tilde{\phi}_i = \hat{\varphi}_i \delta J_i$. Заметим, что эта величина по определению равна вектору групповых уровней нейтронов, средних по границам ячейки. Это следует из определения матрицы $\hat{\varphi}_i$, состоящей из граничных групповых уровней для единичных симметрично втекающих токов, определения δJ_i - вектора средних по границам ячейки втекающих токов и из того факта, что вклады всех остальных пробных функций, кроме $\hat{\varphi}_i(\omega)$, при усреднении по границам ячейки будут равны нулю.

Величину ϕ_i запишем теперь в виде

$$\phi_i = \begin{bmatrix} 1 - \hat{\psi}_i \hat{\varphi}_i^{-1} \end{bmatrix} \hat{\varphi}_i \delta J_i = \begin{bmatrix} 1 - \hat{\psi}_i \hat{\varphi}_i^{-1} \end{bmatrix} \tilde{\phi}_i.$$

Множитель $\hat{\psi}_i \hat{\varphi}_i^{-1}$ обозначим следующим образом: $\hat{\psi}_i \hat{\varphi}_i^{-1} = -\frac{a^2 \hat{\kappa}_{o,i}^2}{8}$. Из анализа величин $\hat{\varphi}_i$ и $\hat{\psi}_i = \frac{2}{a} \hat{D}_i^{-1}$, который будет приведен далее, станет понятно, что $\hat{\kappa}_{o,i}^2$ является обобщением известной величины - кривизны (баклинга) потока. Поэтому величина $\phi_i = \left[1 + \frac{\hat{\kappa}_{o,i}^2 a^2}{8} \right] \tilde{\phi}_i$, превышает значение $\tilde{\phi}_i$, если $\hat{\kappa}_{o,i}^2 > 0$ (выпуклое распределение), и становится меньше $\tilde{\phi}_i$, если $\hat{\kappa}_{o,i}^2 < 0$. Заметим, что ϕ_i имеет всегда неотрицательные компоненты.

Действительно, $\tilde{\phi}_i$ по определению - вектор с неотрицательными компонентами. Величина $\frac{\hat{\kappa}_{o,i}^2 a^2}{8}$ положительна для ячеек с коэффициентом размножения $K_{\infty,1}$ (см. далее), большим единицы. Для ячеек без размножения, где $\frac{\hat{\kappa}_{o,i}^2 a^2}{8}$ отрицательна, рассмотрим исходное выражение $\phi_i = \begin{bmatrix} \hat{\varphi}_i - \hat{\psi}_i \end{bmatrix} \delta J_i$. По определению матрицы $\hat{\varphi}_i$ и $\hat{\psi}_i$ их компоненты в рассматриваемом случае положительны, и всегда справедливы неравенства $(\psi_i)_{g,g} \leq (\varphi_i)_{g,g}$. Это очевидно, так как написанные величины представляют собой уровни на границе одной и той же ячейки, но при различных условиях втекания в нее токов. Уровни при антисимметричных

граничных условиях $(\psi_i)_{g,g}$ будут приближаться (оставаясь все время меньшими) к уровням при симметричных граничных условиях $(\psi_i)_{g,g}$ лишь при неограниченном росте "оптической" толщины ячейки.

7.4.5 Обмен нейтронами с соседними ячейками

В уравнении (7.24) слагаемые $\Lambda_D \phi_i + S_\phi$ описывают интенсивность обмена нейтронами рассматриваемой ячейки с соседними ячейками. Основным является слагаемое $\Lambda_D \phi_i$, которое в развернутом виде таково:

$$\Lambda_D \phi_i = \sum_{i=1}^M 2\hat{D}_i \left(\hat{D}_i + \hat{D}_0 \right)^{-1} \hat{D}_0 \frac{\phi_i - \phi_0}{l^2}. \quad (7.35)$$

Здесь M - число граней ячейки, l - длина, которая следующим образом выражается через шаг решетки: $l=a$ для квадратной ячейки и $l=a\sqrt{\frac{3}{a}}$ - для шестигранной ячейки.

Легко установить, что выражение (7.35) является простейшим конечно-разностным аналогом дифференциального оператора $\nabla \nabla \phi(r)$.

Слагаемое S_ϕ описывает вклад в обмен нейтронами, связанный с учетом дополнительных (см. [29]) пробных функций для описания поля нейтронов в ячейке.

Амплитуды X_i дополнительных пробных функций могут быть исключены (выражены через ϕ_i), но это приводит к более сложным конечно-разностным уравнениям, связывающим большее количество ячеек. Так (см. [29]) для квадратных ячеек исключение X_i при дополнительном условии, что $\hat{\psi}_i$ и $\hat{\xi}_i$ не зависят от номера ячейки, приводит к 9-точечному уравнению (вместо 5-точечного (7.33)).

Выражение (7.35) является следствием справедливости (при пренебрежении дополнительными пробными функциями) конечно-разностного аналога закона Фика:

$$j_i = 2\hat{D}_i (\hat{D}_0 + \hat{D}_i)^{-1} \hat{D}_0 \frac{\phi_i - \phi_0}{a}. \quad (7.36)$$

Здесь j_i - средний ток нейтронов через i -грань нулевой ячейки. Именно тот факт, что ток через грань пропорционален разности $(\phi_i - \phi_0)$, и объясняет предпочтительность использования в качестве векторов групповых неизвестных в ячейках величин ϕ_i по сравнению с другими возможными определениями: средними по ячейке потоками F_i или средними по границам ячейки потоками $\tilde{\phi}_i$. Использование таких величин приводило

бы к токам, пропорциональным разностям $\hat{r}_i F_i - \hat{r}_0 F_0$ или $\hat{\beta}_i \phi_i - \hat{\beta}_0 \phi_0$, где $\hat{r}_i$ - матрицы связи ϕ_i и F_i , т.е. $\phi_i = \hat{r}_i F_i$ и $\hat{\beta}_i$ определены равенствами $\hat{\phi}_i = \hat{\beta}_i \phi_i$. Это усложняет уравнения, не давая фактически никаких выгод. В частности, даже для решетки, в которой коэффициент диффузии может считаться постоянным ($\hat{D}_i$ не зависит от i), матрицы $\hat{r}_i$ и $\hat{\beta}_i$ будут зависеть от номера ячейки, если матрица $\hat{\phi}_i$, характеризующая поглощающие и размножающие свойства ячейки, зависит от номера ячейки. Имея в виду вышесказанное, логично назвать величину ϕ_i вектором групповых уровней нейтронов в ячейке i .

7.4.6 Матрица $\hat{\psi}_i$

Матрица $\hat{\psi}_i$ составляется из граничных групповых потоков (при справедливости диффузионного приближения на границе ячейки), возникающих при антисимметрично втекающих единичных групповых токах. Матрица $\hat{\psi}_i$ пропорциональна диффузионному сопротивлению ячейки (см. [32]), так как (для квадратной ячейки)

$$f_i - f_{i+3} = 2\hat{\psi}_i J_i^x \quad (7.37)$$

Здесь f_i и f_{i+3} - векторы средних по граням трех- и одnogрупповых уровней. Из уравнения (7.37) следует, что перепад потока, соответствующий единичному сквозному току, то есть диффузионное сопротивление ячейки, равен $2\hat{\psi}_i$, а диффузионное сопротивление, отнесенное к единице длины, равно $\frac{2\hat{\psi}_i}{a}$. Последнюю величину естественно считать обратной матрице коэффициентов диффузии, то есть:

$$\hat{D}_i^{-1} = \frac{2\hat{\psi}_i}{a} \text{ и } \hat{D}_i = \frac{a}{2} \hat{\psi}_i^{-1}.$$

В подтверждение напомним обратную цепочку преобразований:

$$\begin{aligned} \hat{D}_i \hat{D}_i^{-1} J_i^x &= J_i^x; \quad J_i^x = \hat{D}_i \frac{2\hat{\psi}_i}{a} J_i^x = \hat{D}_i \frac{\psi_i J_i^x + \hat{\psi}_i J_i^x}{a} = \hat{D}_i \frac{f_3 - f_1}{a} \Rightarrow \\ \Rightarrow J_i^x &= \hat{D}_i \frac{f_3 - f_1}{a}. \end{aligned}$$

Следовательно, введенное обозначение превращает связь сквозного тока и перепада уровня на ячейке в разностный аналог закона Фика.

7.4.7 Матрица $\hat{\varphi}_i$

Матрица $\hat{\varphi}_i$ составляется из граничных групповых уровней, соответствующих единичным симметрично втекающим в ячейку токам. В уравнение (7.39) входит обратная матрица $\hat{\varphi}_i^{-1}$. Попробуем получить для нее различные выражения, которые помогут понять смысл компонент этой матрицы.

Прежде всего отметим, что $\hat{\varphi}_i^{-1}$ является обобщением понятия логарифмической производной потока на границе ячейки. Действительно, в

одногрупповом случае и при условии справедливости диффузионного приближения на границе ячейки

$$\phi_i^{-1} = \frac{1}{\Phi_{гр}} = \frac{j_{гр}}{\Phi_{гр}} \cong \frac{D \frac{\partial \Phi}{\partial r} /_{гр}}{\Phi_{гр}} = D \frac{\partial}{\partial r} (\ln \Phi)_{гр}$$

С теми же приближениями $\hat{\phi}_i^{-1}$ может быть выражена через альбедо ячейки

$$\phi_i^{-1} = \frac{j_{гр}}{\Phi_{гр}} \cong \frac{j_i^+ - j_i^-}{(j_i^+ + j_i^-)2} = \frac{1 - \beta_i}{2(1 + \beta_i)}$$

Здесь j_i^+ , j_i^- , β_i , соответственно, втекающий и вытекающий односторонние токи и альбедо ячейки.

Для понимания связей $\hat{\phi}_i^{-1}$, как характеристики свойств ячейки, с обычно используемыми характеристиками типа средних по ячейке групповых сечений, удобно рассмотреть отдельно ячейки без размножения и с размножением. Такие соотношения будут давать также хорошую основу для развития выгодных алгоритмов расчета компонент $\hat{\phi}_i^{-1}$.

Ячейка без размножения

В случае ячейки без размножения введем для $\hat{\phi}_i$ специальное обозначение $\hat{\phi}_i = \hat{v}_i$.

Диагональные члены матрицы $\hat{v}_i$ из балансных соображений могут быть записаны

$$v_{gg} = \frac{P}{S} t_{gg} \frac{1}{\Sigma_{agg}}. \quad (7.38)$$

Здесь t_{gg} - отношение уровня нейтронов на границе к среднему по ячейке потоку нейтронов g-группы, Σ_{agg} - среднее по ячейке сечение поглощения нейтронов (сумма истинного поглощения и увода в другие группы). Соотношение (7.38) получено так: поскольку в группе g в ячейку втекает единичный ток, а в остальных группах ничего не втекает, то общее число нейтронов, попадающих в ячейку, равно P (периметр ячейки). Все эти нейтроны или поглощаются в той же "g" группе или уходят в другие группы. Число таких нейтронов, следовательно, может быть написано в виде $\Sigma_{agg} \bar{\phi}_g S$, где $\bar{\phi}_g$ - средний по ячейке поток нейтронов "g" группы. Так как $v_{gg} = \phi_{гр}^g$ - граничный уровень нейтронов

"g" группы, то $v_{gg} = \frac{\phi_{gp}^g}{\bar{\phi}_g}$. Из равенства $P = \sum_{agg} \bar{\phi}_g S$, получим $\bar{\phi}_g = \frac{P}{\sum_{agg} S}$ и $v_{gg} = \frac{P}{\sum_{agg} S} \frac{P}{S_{agg}}$.

Наддиагональные элементы матрицы $v_{gg'} (g < g')$ в ячейке без размножения будут равны нулю, если "g" группы будут крупными и все тепловые нейтроны объединены в одну группу, то есть, рассеяния с приобретением энергии между "g" группами нет.

Поддиагональные элементы матрицы $v_{gg'} (g > g')$ могут быть записаны следующим образом.

$$v_{gg'} = \frac{P_{p_{gg'}, t_{gg'}}}{S \sum_{agg'}} \quad (7.39)$$

Здесь $p_{gg'}$ - вероятность нейтрону, попавшему в ячейку с энергией "g'" группы, избежать поглощения в процессе замедления до попадания в группу g. Остальные величины определяются аналогично диагональным элементам соответствующих матриц. Само выражение (7.39) получается из балансных соотношений, подобных использованным при получении уравнения (7.38).

Ячейка с размножением

Для ячейки с размножением простое использование соотношений баланса нейтронов в каждой группе оказывается малополезным, так как эти соотношения связывают потоки разных групп.

Более интересным оказывается разделение матрицы $\hat{\phi}_i$ на две компоненты, которые приблизительно можно связать: одну - с "собственными" нейтронами, а другую - с нейтронами, притекающими из соседних ячеек (см. [29g, d]).

Такое разложение имеет вид:

$$\hat{\phi}_i = \frac{K_{\omega i}}{K_{\omega i} - 1} \left[\phi_o^i * P^i \right] + \hat{v}_i. \quad (7.40)$$

Здесь ϕ_o^i - вектор граничных уровней в условно-критической ячейке, $K_{\omega i}$ - коэффициент размножения однородной бесконечной среды, составленной из ячеек "i" сорта, P^i - вектор, компоненты которого выбраны так, чтобы компоненты матрицы $\hat{v}_i$ не обращались в бесконечность при $K_{\omega i} = 1$, и $\left[\phi_o^i * P^i \right]$ - матрица, компоненты которой определяются следующим образом:

$$\left(\varphi_o^i * P^i \right)_{jk} = \varphi_{oj}^i P_k^i.$$

Из выражения (7.40) следует, что $\hat{\varphi}_i$ не определена при $K_{\infty i}=1$, что совершенно естественно, так как это означает, что когда в критической среде имеется внешний источник нейтронов, то поток "собственных" нейтронов обращается в бесконечность. В конечно-разностные уравнения входит, однако, обратная матрица $\hat{\varphi}_i^{-1}$, которая определена при любых значениях $K_{\infty i}$.

Обращение матрицы $\hat{\varphi}_i$ может быть выполнено аналитически и приводит к следующему результату:

$$\hat{\varphi}_i^{-1} = \frac{S}{P} \frac{1}{c_i} \left[k_i \hat{\Sigma}_i - \rho_i \hat{\Sigma}_{ai} \right] \quad (7.41)$$

Здесь $\rho_i = (K_{\infty i} - 1)/K_{\infty i}$, матрица $\hat{\Sigma}_{ai} = \frac{S}{P} \hat{V}_i^{-1}$. Компоненты матрицы $\hat{\Sigma}_i$ включают средние сечения и коэффициенты неравномерности потоков, сосчитанные для условно-критической ячейки. Величины c_i и k_i зависят от отношений соответствующих сечений и коэффициентов неравномерностей для условно-критической ячейки и компоненты матрицы $\hat{\Sigma}_{ai}$.

Формулы для $\hat{\Sigma}_i$, $\hat{\Sigma}_{ai}$, k_i и c_i для двухгруппового приближения приведены в работе [29d].

Заметим, что для случая, когда поток внутри ячейки может быть описан диффузионным уравнением, например, при выполнении вторичной гомогенизации реакторов типа ВВЭР, когда в качестве ячейки выступает кассета реактора, удобнее может быть не разложение $\hat{\varphi}_i$ вида (7.41), а представление вида:

$$\hat{\varphi}_i = \left[\varphi_{\mu}^i * \alpha^i \right] + \left[\varphi_{\nu}^i * \beta_i \right]. \quad (7.42)$$

Здесь φ_{μ} и φ_{ν} - векторы граничных потоков в двухгрупповом приближении, соответствующие собственным функциям, связанным с известными двухгрупповыми собственными значениями $\mu_1^2 \cong \frac{K_{\infty i} - 1}{M^2}$ и $-\nu^2 \cong \frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{\tau_1}$. Векторы α_i и β_i составлены из коэффициентов, определяемых из граничных условий.

В этом разделе кратко повторим основные положения, заложенные в основе метода поверхностных гармоник (МПГ), и затем перечислим главные новые эффекты, описываемые уравнениями МПГ, которые не входили в уравнения традиционного метода гомогенизации. Установим также связи с рядом других подходов.

Основные положения МПГ:

1) Решение ищется в виде суммы пробных функций, каждая из которых удовлетворяет уравнению переноса в отдельной ячейке и определенным условиям на границе своей ячейки. В каждой ячейке берется целый набор пробных функций, то есть

$$\phi(\omega) = \sum_i \sum_k a_{ik} \phi_{ik}(\omega)$$

2) При подстановке в уравнение переноса приближенного выражения $\phi^N(\omega)$ (приближение связано с ограничением в сумме по "k" некоторым числом "N") возникает неувязка, сосредоточенная на границах ячеек.

3) В результате возникает система уравнений, связывающих моменты решений в смежных ячейках

$$\phi_i^{n k} = \sum_j \sum_{k'} C_{kk'}^{ji} \phi_j^{n k'}.$$

4) Поскольку пробные функции удовлетворяют уравнению переноса внутри ячеек, получается связь на границах ячейки отдельных энергетическо-угловых моментов друг с другом. В МПГ используется связь уровней (приближенно потоков) нейтронов с токами

$$I_i^{kg} = \sum_g S_g^{ki} \phi_i^{kg'}$$

5) Затем выполняется преобразование систем уравнений из пунктов 3 и 4 к удобной для решения и анализа системе уравнений. Вводятся новые величины: уровень нейтронов в ячейке, матрицы эффективных сечений поглощения, деления, коэффициентов диффузии нейтронов.

Перечислим далее новые эффекты, учитываемые уравнениями МПГ. При этом следует сказать, что разделение на эффекты, как и всегда, достаточно условно, так как в конкретном расчете возникающие за счет них вклады отнюдь не аддитивны. По пути будем также указывать связь уравнений МПГ с уравнениями, рассматриваемыми в разных работах, посвященных усовершенствованным схемам расчета.

В чистом виде основная поправка "на крупный шаг сетки" может быть выделена в таком приближении, когда рассматривается зона, состоящая из гомогенных ячеек, перенос нейтронов внутри ячеек и связь между ячейками рассматривается в одnogрупповом приближении, и высшими пространственными гармониками пренебрегается. Тогда уравнение (7.24) приобретает вид

$$\frac{2}{3a^2} \sum_{i=1}^6 \frac{2D_i D_k}{(D_i + D_k)} (\phi_i - \phi_k) - \Sigma_{\phi k} \phi_k = 0. \quad (7.43)$$

Учитывая определение входящих в это уравнение величин и сформулированные выше приближения для рассматриваемой задачи, получим,

что $\Sigma_{\phi k} \phi_k = \left[\Sigma_a^k - \frac{\nu \Sigma_f^k}{K_{\text{эфф}}} \right] F_k$, где F_k - средний по ячейке поток нейтронов, $D_i = D_i C_i$, где $D_i = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}^i}$, $C_i = \frac{1}{K_j^i}$, K_j^i - токовый коэффициент неравномерности, то-есть отношение среднего по ячейке "i" тока нейтронов в определенном направлении, к току на границе этой ячейки. Выражение γ_i в соотношении связи $\phi_i = \gamma_i F_i$ в данном случае легко получается, а именно, $\gamma_i = \frac{1}{K_\phi^i} \left[1 + \frac{\beta_i^2 a^2}{8} \right]$, где $\beta_i^2 = \frac{1}{D_i} \left[\Sigma_a^i - \frac{\nu \Sigma_f^i}{K_{\text{эфф}}} \right]$, K_ϕ^i - потоковый коэффициент

неравномерности, то-есть, отношение среднего по ячейке "i" потока нейтронов к среднему по границе ячейки потоку (в данном случае) нейтронов. Для рассматриваемого случая C_i и γ_i приближенно, с точностью до слагаемых порядка $\beta^2 a^2$, имеют вид:

$$\gamma_i \approx 1 + 0,103 \beta^2 a^2, \quad C_i \approx 1 - 0,069 \beta^2 a^2$$

Заметим, что уравнение (7.42), записанное для новых переменных F_i , таково:

$$\frac{2}{3a^2} \sum_{i=1}^6 \frac{2D_i C_i D_k C_k}{D_i C_i + D_k C_k} \left[\gamma_i F_i - \gamma_k F_k \right] - \Sigma_a^k F_k + \frac{\nu \Sigma_f^k}{K_{\text{эфф}}} F_k = 0 \quad (7.44)$$

Это уравнение практически совпадает с уравнением, полученным Аскью и Такеда¹ [33] (если рассматривать двумерные задачи), причем и

¹ Такеда приводит уравнение (44) к виду (7.43) с помощью формальных подстановок и исследует численно выгоды от этого. Численным

численно коэффициенты C_i и Γ_i очень близки к вышенаписанным. В работе [33]:

$$C_i \cong 1 - \frac{2}{27} \beta^2 a^2 \cong 1 - 0,074 \beta^2 a^2 \text{ и } \Gamma_i = \frac{1}{1 - \frac{1}{9} \beta a^2} \cong 1 + 0,11 \beta^2 a^2.$$

Уравнение (7.43) получалось в работе [33] следующим образом: внутри ячеек вводились вспомогательные точки сетки, записывались уравнения связи этих точек с основными точками сетки и затем вспомогательные точки аналитически исключались.

Такую же процедуру проводил А. Мараказов [36] (схема, реализованная в программах БИПР-6 и БИПР-7) с тем отличием, что вспомогательные точки выбирались другими. Уравнение при этом оказалось более сложным, не так видны связи коэффициентов уравнения с привычными, физически явными величинами, но эффект уточнения ("эффект крупной сетки" по терминологии Аскью) должен быть практически тем же самым. По сути тот же эффект учитывался в работах Борисена [37], в которых для связи смежных ячеек использовались уравнения сшивок токов и потоков по граням, причем предполагалось, что средний по ячейке (или "ноде") поток может быть выражен в виде

$$\bar{\phi}_i = b\phi_i + 2c \sum_j \phi_j^i,$$

где $\bar{\phi}_i$ - средний по "ноде" поток, ϕ_i - поток в центре, ϕ_j^i - средний по j -границ в i - "ноде" поток. Коэффициенты b и c подбирались численно при рассмотрении некоторых модельных задач. Этот пункт, по нашему мнению, является существенной слабостью его работ.

Подчеркнем, что рассмотрение задачи в одногрупповом приближении (да еще и после гомогенизации реальной ячейки) не дает полного представления о значимости основной "поправки на крупный шаг". Основные поправки к результатам, получаемым по традиционным уравнениям метода гомогенизации, возникают в местах нарушения однородности решетки и существенно зависят от использованного числа групп. В частности, в двухгрупповом рассмотрении помимо параметра $\beta^2 a^2$ группы "g".

возникают величины $\frac{a^2}{L_g^2}$, где L_g - длина диффузии в b)

исследованиям уравнения (7.43) и некоторых модификаций его посвящены многие работы (см., например, [34, 35]).

7.5.2 Учет окружения ячейки

Чтобы прояснить вопрос, как в МПГ учитывается тот факт, что одинаковые по свойствам ячейки, находящиеся в различных окружениях, ведут себя по-разному, рассмотрим, например, среднее сечение поглощения тепловых нейтронов в ячейке. Возьмем случай, когда обмен нейтронами между ячейками рассматривается в двухгрупповом представлении. Среднее сечение поглощения тепловых нейтронов в МПГ запишется в виде

$$\bar{\Sigma}_{a,g} = \frac{\bar{\Sigma}_a^{22} \bar{\varphi}_{22} \delta J_2 + \bar{\Sigma}_a^{21} \bar{\varphi}_{21} \delta J_1}{\bar{\varphi}_{22} \delta J_2 + \bar{\varphi}_{21} \delta J_1} \quad (i=1,2)$$

Здесь $\bar{\Sigma}_a^{2k}$ и $\bar{\varphi}_{2k}$ - средние по энергии и пространству сечение и поток тепловых нейтронов, соответственно.

Усреднение это проводится по распределениям, полученным в задачах: при $i=1$ решение определяется при граничных условиях симметричного втекания нейтронов в быстрой группе при нулевом токе в тепловой группе; при $i=2$ - втекают нейтроны в тепловой группе и нулевой ток в быстрой группе.

Естественно, так как $\bar{\Sigma}_a^{22} \neq \bar{\Sigma}_a^{21}$, среднее по ячейке сечение $\bar{\Sigma}_a$ меняется в зависимости от отношения $\frac{\delta J_2}{\delta J_1}$, то-есть, зависит от окружения

ячейки. Эту зависимость можно представить и в виде $\bar{\Sigma}_a = f\left(\frac{\bar{F}_2}{\bar{F}_1}\right)$. Именно

так представляется среднее сечение поглощения тепловых нейтронов в работе [38] (метод спектрального индекса). Зависимость там предлагается искать из решения ряда задач для ячейки с разными окружениями и затем использовать ее в традиционных сеточных уравнениях. При этом, как было показано, получаются неплохие результаты при описании тепловой группы вблизи границы активной зоны с отражателем. Отметим, что в работе [38] не учитывается эффект "крупного шага", который важен даже в мелкосеточных расчетах вблизи, в частности, пэлов.

Стоит подчеркнуть, что, хотя элементы матрицы $\hat{\varphi}$ и $\hat{\psi}$ определены так, что явным образом выделяют набор задач для их определения, каждая

из которых связана с граничными токами в одной группе при нулевых токах в других (назовем их базовыми), это вовсе не значит, что в действительных расчетах именно такие задачи и следует брать. В действительности оказывается более удобным выбор задач, каждая из которых является линейной комбинацией базовых.

Например, одни из этих задач следует брать такую, которая соответствует заданию на границе ячейки спектра втекающих (для $\hat{\phi}$) или протекающих (для $\hat{\psi}$) токов нейтронов, устанавливающегося в однородной решетке (асимптотический спектр). Результат решения этих задач все равно удобно представлять в виде матриц $\hat{\phi}, \hat{\psi}, \hat{\Sigma}_{\phi} = (\hat{\phi} - \hat{\psi})^{-1}$ и т.д., но можно пытаться и переписать уравнения, выражая коэффициенты непосредственно через величины, получаемые в этих задачах, таких как $\Sigma_{as}^a, \Sigma_{ts}^a$ и т.д. Именно так поступают авторы работ [27в, 39]. Для того, чтобы продемонстрировать связь этих разных представлений, снова запишем среднее сечение поглощения тепловых нейтронов. Используя представление матрицы $\hat{\phi}$ в виде (7.42), получим

$$\bar{\Sigma}_{a2} = \frac{\bar{\Sigma}_{a,2}^{\mu} \bar{\phi}_{\mu}^{-2} K_{\mu} + \bar{\Sigma}_{a,2}^{\nu} \bar{\phi}_{\nu}^{-2} K_{\nu}}{\bar{\phi}_{\mu}^{-2} K_{\mu} + \bar{\phi}_{\nu}^{-2} K_{\nu}}$$

Здесь $\bar{\Sigma}_{a,2}^{\mu}, \bar{\phi}_{\mu}^{-2}$ - средние сечения и потоки для асимптотического решения, $\bar{\Sigma}_{a,2}^{\nu}, \bar{\phi}_{\nu}^{-2}$ - аналогичные величины для переходного решения (по обозначениям работы [39] $\Sigma_{a,2}^{\mu} = \Sigma_{a,2}^a, \Sigma_{a,2}^{\nu} = \Sigma_{tr}^a$). Коэффициенты K_{μ} и K_{ν} выражаются:

$$K_{\mu} = j_{\nu}^1 \delta J_2 - j_{\nu}^2 \delta J_1, \quad K_{\nu} = j_{\mu}^1 \delta J_2 - j_{\mu}^2 \delta J_1,$$

где j_{μ}^1, j_{μ}^2 - токи на границах в асимптотическом решении в быстрой и тепловой группах, соответственно, j_{ν}^1, j_{ν}^2 - аналогичные выражения для переходного решения.

Использование двух решений (асимптотического и переходного) может быть приемлемым для двухгруппового представления обмена нейтронами между ячейками. Переход к большему числу групп естествен, однако, при использовании величин $\hat{\phi}$ и $\hat{\Sigma}_{\phi}$. К тому же, даже и при двухгрупповом представлении уравнения, использующие указанные величины, более удобны для решения, нежели уравнения, коэффициенты которых выражены через $\Sigma_{as}^a, \Sigma_{tr}^a$ и т.д. (см. [27в, 39]).

Как уже указывалось, в ряде случаев удобно, особенно для гетерогенных ячеек, выделять сечения для "собственных" нейтронов и для

"посторонних" ячеек в соответствии с представлением матрицы $\hat{\phi}$ в виде (7.40). При этом матрица $\hat{\Sigma}_{af}$ записывается в виде [29]

$$\hat{\Sigma}_{af} = k_1 \hat{\Sigma}_0 + \rho k_2 \hat{\Sigma}_a.$$

Здесь $\hat{\Sigma}_0$ - матрица сечений, усредненных по пространственно-энергетическому распределению нейтронов в ячейке с нулевыми токами, $\hat{\Sigma}_a$ - аналогичная матрица для нейтронов, притекающих со стороны в ячейку, $\rho = \frac{K_{\infty} - K_{эфф}}{K_{\infty}}$, K_{∞} - коэффициент размножения в бесконечной среде, состоящей из ячеек рассматриваемого типа, $K_{эфф}$ - эффективный коэффициент размножения (неизвестный до решения задачи во всем реакторе), k_1 и k_2 - функции отношений средних сечений и коэффициентов неравномерностей для "собственных" и "посторонних" нейтронов.

Уравнение (7.33) записано для случая ячеек, не содержащих внешних объемных источников. Не представляет труда (и это было сделано уже в первых работах по МПГ, см. [29а,в]) написать и уравнения с объемными источниками нейтронов.

Аналогичные уравнения исследовались в работе [40], где внимание сконцентрировано на уточнении описания тепловых нейтронов и приток в тепловую область из эпитепловой рассматривался как известный внешний объемный источник. При этом часто возникает опасность потерять некоторые члены уравнений, как произошло, по моему мнению, в работе [40 стр.78].

7.5.3 Недиagonalность матрицы коэффициентов диффузии

В МПГ ток нейтронов через грань смежных ячеек выражается (в основном приближении) так:

$$J_1 = \hat{D}(\phi_1 - \phi_0).$$

Здесь для простоты рассмотрена решетка из ячеек, в которых матрицы коэффициентов диффузии одинаковы. В частности, например, для тока тепловых нейтронов в задаче с двухгрупповым описанием обмена нейтронами напишем

$$J_1^T = D_{TT} \begin{bmatrix} \phi_1^T - \phi_0^T \end{bmatrix} + D_{T6} \begin{bmatrix} \phi_1^6 - \phi_0^6 \end{bmatrix}, \quad (7.45)$$

где индексы "т" и "б" относятся к тепловым и быстрым нейтронам, соответственно. Видим, что ток тепловых нейтронов зависит и от разности уровней быстрых нейтронов. Из анализа выражений D_{dd} , [29д, 32] вытекает, что недиагональные компоненты матрицы коэффициентов

диффузии пропорциональны (при $g > g'$) величинам $\frac{a^2}{Lg}$, то есть, обсуждаемый эффект, как и в пункте 2, связан с конечностью шага решетки "а", но одновременно существенны и различия пространственно-энергетических распределений внутри ячейки нейтронов, пересекающих ее границу в составе разных групп.

Можно, перегруппировав слагаемые, записать ток (7.45) в виде

$$j_i^T = D_{as} \left[\phi_i^{as} - \phi_o^{as} \right] + D_{ts} \left[\phi_i^{tr} - \phi_o^{tr} \right],$$

где "as" и "tr" относятся к асимптотическому и переходному спектрам, соответственно. В таком духе поступают авторы работ [27в, 39], используя при этом другие переменные вместо уровней. Заметим, что, помимо заметного усложнения уравнений, которые при этом решаются, возникает неудобство и при подготовке констант, поскольку $D_{as} \cong D_{tr}$ в отличие от используемых в МПГ величин $D_{тт}$ и $D_{тб}$, для которых почти всегда выполняется

$$D_{тб} \ll D_{тт}$$

Заметим, что в работах [30, 40] обсуждаемый эффект вообще пропал, что связано с тем, что из источников Q не выделяются вклады от антисимметричных слагаемых объемных источников, с которыми и должны были бы быть связаны недиагональные компоненты матрицы коэффициентов диффузии.

Установим также связь матрицы $\hat{D}$ в МПГ с величинами α_{ki}^g , играющими роль коэффициентов диффузии в работе [31]. Используя формулу (7.44) работы [29f], установив соответствие одинаковых величин, обозначенных по разному в МПГ и в [31], отвлекаясь от различия среднего по грани потока нейтронов и соответствующего локального уровня, и оставаясь в пределах основного приближения, то есть, пренебрегая внешними пространственными гармониками, получим:

$$\frac{1}{\alpha_{ki}^g} = \psi_{gg} + \frac{\sum \psi_{gg'} (\delta J_g^{g'} + J_i^{g'})}{\psi_{gg} (\delta J_g^g + J_i^g)}$$

Отсюда видим, что α_{ki}^g , даже в этом приближении не является характеристикой ячейки, поскольку может быть определена лишь после решения задачи целиком (α_{ki}^g зависит от отношений $\frac{\delta J_g^{g'} + J_i^{g'}}{\delta J_g^g + J_i^g}$). Именно поэтому в работе [31] предлагается процесс нелинейных итераций при пересчитывании, в том числе, величин α_{ki}^g на каждой итерации. Поскольку

в МПГ имеется полный набор уравнений, на их основе может быть реализован как аналогичный процесс нелинейных итераций, так и всевозможные виды линейных итераций.

7.5.4 Высшие пространственные гармоники

Еще одно обобщение закона Фика в МПГ связано с учетом пространственных гармоник, более высоких по сравнению с теми, которые учитываются в основном приближении. При учете пяти пространственных гармоник ток нейтронов на грани двух соседних ячеек "j" и "o", как уже выше указывалось, имеет вид (см. формулу (6.23)):

$$j_j = \left[\hat{\psi}_o + \hat{\psi}_j \right]^{-1} \left[\phi_j - \phi_o - \left[X_j^x - X_o^x \right] \cos 2\alpha_j - \left[X_j^y - X_o^y \right] \sin 2\alpha_j \right].$$

Выражение (6.24) эквивалентно следующему:

$$\sum_j j_j - \hat{\Sigma}_\phi \phi_o = 0, \quad (6.46)$$

в котором подчеркнуто, что здесь записан баланс нейтронов в ячейке. Для решения этого уравнения требуются еще соотношения для определения амплитуд высших пространственных гармоник X_1^x и X_1^y . Выше эти соотношения выписаны: это (6.25) и (6.26). Но можно сконструировать для решения (6.46) некоторую процедуру нелинейных итераций, учитывая то, что ток и уровень ($\cong$ поток) нейтронов на грани связаны следующим образом

$$f_j^i = \hat{\phi}_i - \hat{\psi}_j^i \left[\delta J_i + J_j^i \right] - \left[X_j^x \cos 2\alpha_j + X_j^y \sin 2\alpha_j \right]$$

(см. формулу (6.44) работы [29f]).

Отсюда следует

$$\frac{-f_{jg}^i + \tilde{\phi}_{i,g}^i}{\delta J + j} = \psi_{gg} + \frac{\Sigma_{g, \psi_{gg}, (\delta J + j)}^i}{(\delta J + j)_g} + \frac{X_{j,g}^x \cos 2\alpha_j + X_{j,g}^y \sin 2\alpha_j}{(\delta J + j)}. \quad (6.47)$$

Левая часть этого соотношения (если отвлечься от различия потоков и уровней на гранях и установить соотношения между различными обозначениями для одинаковых величин) оказывается равной

$$\frac{\tilde{\phi}_{ig}^i - f_{j,g}^i}{\delta J_{i,g} + J_{i,g}^i} = \frac{1_i}{D_p C_p^i} \equiv \frac{1}{\alpha_{ki}^g} \quad (6.48)$$

Здесь записана величина $D_p C_p^i$, которая фигурирует в работах [27а,с], и α_{ki}^g из работ [28,31]. Уравнения баланса в указанных работах являются

аналогами уравнения (6.24), но поскольку для полного решения задачи этого уравнения недостаточно (величины $D_p C_p^1$ и α_{ki}^g - не являются характеристиками ячеек, так как, как видно из (6.48), они зависят от решения задачи целиком), то в работах [27с, 41] был предложен и реализован [42] процесс нелинейных итераций, осуществляющий пересчет величин C_{pi} , а также и величин Σ_{pi} , связывающих средние потоки нейтронов в ячейках с разностями величин, входящих в обобщенный закон Фика, использующий связь токов и потоков на гранях со средними потоками нейтронов в смежных ячейках.

Обратим внимание на то, что, в отличие от работ [27, 39] и [43] посвященных (по терминологии А.Н.Новикова) "мелкосеточным" уравнениям, в уравнениях по "крупносеточным" уравнениям работ [27а, с, 41] тех же авторов исчезает прямой учет недиагональности матрицы коэффициентов диффузии. Этот учет происходит наравне с учетом эффекта высших пространственных гармоник в процессе нелинейных итераций. Предложенные в работах [28, 31] уравнения и процесс нелинейных итераций фактически (при приведении к одинаковым обозначениям) совпадают² с теми, что рассмотрены в работах [27с, 41].

Возможен, как уже и отмечалось выше, еще другой способ учета высших пространственных гармоник - исключение их явного учета, что приводит к уравнениям, связывающим большое количество ячеек между собой. Для примера приведем уравнение для квадратной решетки, полученное при использовании восьми пробных функций на ячейку и группу. После исключения высших гармоник и некоторых упрощений для задачи, в которой все матрицы $\hat{S}_n$ с $n \geq 1$ не зависят от номера ячейки получается уравнение (уравнение (6.29) работы [29, f]):

$$\tilde{\Lambda} \hat{\phi}_0 + \hat{\kappa}_0^2 \phi_0 = 0, \text{ где} \quad (6.49)$$

$$\tilde{\Lambda} \hat{\phi}_0 = (1+K)^{-1} \left[(1-K) \Lambda_1 \tilde{\phi}_0 + 2K \Lambda_2 (1-\alpha \hat{\chi}_0^2 a^2) \hat{\phi}_0 \right].$$

$$\Lambda_1 \hat{\phi}_0 = \frac{1}{a^2} \sum_{j=1}^4 (\hat{\phi}_j - \hat{\phi}) - \text{конечно-разностный аналог оператора Лапласа на шаблоне "крест"},$$

² В работах [27с, 41] выписаны уравнения для двухгруппового случая, а в [31] - для произвольного числа групп, что, однако представляется не принципиальным.

$\Lambda_2 \phi_0 = \frac{1}{2a^2} \sum_{j=5}^8 (\hat{\phi}_j - \hat{\phi}_0)$ - конечно-разностный аналог оператора Лапласа на шаблоне "повернутый крест",

$$\tilde{\phi}_i = (\hat{\phi}_i - \hat{\psi}) \delta J_i, \quad \tilde{\kappa}_i^2 = -\frac{8}{a^2} \hat{\psi} (\hat{\phi}_i - \hat{\psi})^{-1},$$

$$\hat{\psi} = (1-k)^{-1} (1+k) \hat{\psi}, \quad \alpha = \frac{1}{4} (1-k)^{-1} k,$$

k - выражение (вообще говоря, матрица), зависящее от отношения $\hat{S}_n$ с $n \geq 2$, к $\hat{S}_1^1 \equiv \hat{\psi}$.

При тех приближениях, которые приняты в работе [29f], матрица $\hat{k}$ превращается в число, причем $k \approx 0,205$. В результате

$$\tilde{\Lambda} \tilde{\phi}_0 = 0,659 \Lambda_1 \tilde{\phi}_0 + 0,341 \Lambda_2 (1 - \alpha \tilde{\kappa}_1^2 a^2) \tilde{\phi}_0.$$

Видим, что, если отбросить член $\alpha \tilde{\kappa}_1^2 a^2$ ($\alpha \approx \frac{1}{16}$), это выражение почти равно лучшему приближению оператора Лапласа на девятиточечном шаблоне (см., например, [44]). Существенное различие состоит в том, что в качестве переменной используется уровень нейтронов $\tilde{\phi}_0$, а не значение решения в узле сетки, как в работе [44]. Интересно сравнить уравнение (6.49) с конечно-разностным уравнением, исследованным в работе С.С.Городкова [17]. В работах С.С.Городкова [45] первоначально конечно-разностные уравнения для гетерогенных реакторов получались с помощью преобразований уравнения метода "источников-стоков" (так же поступали в работах [46]). Впоследствии они претерпели значительные изменения и уравнения работы [17] мало походят на первоначальные. Уравнение имеет вид:

$$U_0 = (f+S)^{-1} (\Lambda_{00}^{-1} + f \Lambda_{1,0}^{-1}) \sum_{j=1}^2 \sum_{i=1}^4 d_{ij} (U_0 - U_{ij}). \quad (7.50)$$

Здесь в качестве характеристик ячеек используются матрицы $\hat{\Lambda}_n^3$, которые при анализе их определений сказываются пропорциональными обратным матрицам $\hat{S}_n$ в МПГ, причем

$$\hat{\Lambda}_{0i}^{-1} = -4a \hat{\phi}_i^{-1}, \quad \hat{\Lambda}_{1i}^{-1} = \frac{2}{a} \hat{\psi}_i.$$

В роли неизвестного вектора выступает $U_i = (1 + f \hat{\Lambda}_{1,0}^{-1} \hat{\Lambda}_0) \tilde{\phi}_i$, где $\tilde{\phi}_i$ - средний по граням ячейки поток нейтронов, f , S и d_j - числа, подобранные при некоторой процедуре минимизации, использованной при

³ В этом уравнении $\hat{\Lambda}_{1,0} \approx \hat{\Lambda}_{1,i}$ взято $\hat{\Lambda}_{1,0} = \hat{\Lambda}_{1,i}$ как и предполагается в основном варианте программы НЕМ.

рассмотрении ряда модельных задач. Можно заметить, взяв при этом лучшие значения f , S и d_j из числа приведенных в [17], что вектор U_i очень близок к вектору уровней нейтронов ϕ_i , входящему в уравнение (6.49). Действительно

$$U_i = (1 + f \hat{\Lambda}_{11}^{-1} \hat{\Lambda}_{0i}) \tilde{\phi} = (1 - 0,20128 \ 8 \hat{\psi}_i \hat{\psi}_0^{-1}) \tilde{\phi} = (1 - 1,610124 \ \hat{\psi}_i \hat{\psi}_0^{-1}) \tilde{\phi},$$

$$\text{тогда как } \phi_i \approx \left[1 - \frac{1+k}{1-k} \psi \psi^{-1} \right] \tilde{\phi} = \left[1 - 1,517 \hat{\psi}_i \hat{\psi}_0^{-1} \right] \tilde{\phi}.$$

Значения $\frac{1-k}{1+k} = 0,659$ следует сопоставить с $\frac{d_1}{f+S} = 0,6415$, и $\frac{k}{1+k} = 0,1705$ с $\frac{d_2}{f+S} = 0,1797$. Последняя пара чисел может сопоставляться при условии, если в члене $\Lambda_2(1 + \alpha \hat{\kappa}^2 a^2) \phi_0$ уравнения (6.49) пренебрегается составляющая $\alpha \hat{\kappa}^2 a^2$, что вполне допустимо, во всяком случае в тех задачах, которые рассматривались в работе [17], так как $\alpha \approx 0,0625$.

С.С.Городков считал одну из рассмотренных в [17] задач и с численными коэффициентами, указанными выше в качестве полученных из уравнения (6.49). Получился результат мало отличающийся от того, который вычислен с оптимальным, по его мнению, набором коэффициентов f , S , d_i . К сожалению, это сопоставление не приведено в работе [17].

Сделаю еще краткое замечание, касающееся изложенного в работе [17]. На мой взгляд, неправомерно использование названий ряда результатов, полученных с помощью пятиточечных конечно-разностных уравнений, как результатов, полученных "методом поверхностных величин". Во-первых, то пятиточечное уравнение, которое там исследовалось, и которое действительно, с точностью до обозначений, совпадает с уравнением МПГ в основном приближении, нигде не приписывалось методу поверхностных потоков, в том числе, и в работе [30], на которую ссылается С.С.Городков, то время как именно на основании объединения МПГ и МПП и появилось название МПВ. Во-вторых, МПГ не ограничивается основным приближением. Как выше указывалось, в МПГ возможно и получение девятиточечных конечно-разностных уравнений, причем весьма близкого к рекомендованному в работе [17] вида.

Наконец, стоит еще упомянуть работы Б. П. Кочурова и В. М. Малофеева [46]. В них, по крайней мере, для двумерных задач, получены и исследованы уравнения, которые должны быть очень близкими по

результатам уравнениям С.С.Городкова. Сопоставление их с уравнениями МПГ, однако, более затруднительно в силу большего различия по форме, и я здесь этого не буду делать.

7.5.5 Транспортные поправки на границах ячеек

В МПГ парой величин, которые участвуют в сшивке решений на границах смежных ячеек, является ток нейтронов и уровень нейтронов, а не ток и поток, как обычно. Использование в качестве одной из основных величин уровня нейтронов вытекает из того, что точным соотношением является (см., например, [47, 48])

$$j_i = -\frac{1}{3\Sigma_n} \nabla_j l_{ij}, \quad (6.51)$$

а не закон Фика $j_i = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}} \nabla_i \phi$.

Здесь j_i - i - компонент тока нейтронов;

$$\Sigma_{tr} = \Sigma - \Sigma_{s1}; \quad \Sigma_{s1} = \int (\Omega \Omega') \Sigma_s(\Omega \Omega') d\Omega,$$

$$l_{ij} = 3 \int \Omega_i \Omega_j \psi(\Omega) d\Omega.$$

По повторяющимся индексам в выражении (6.51) предполагается выполнение суммирования. Нетрудно показать, что $l_{ij} = \phi_0 + 2\phi_2$, то есть, комбинация потока ϕ_0 и второго углового момента в разложении по полиномам Лежандра

$$\phi_2 = \int P_2(\Omega) \psi(\Omega) d\Omega,$$

которая возникала еще в работах, посвященных уточненным граничным условиям в методе сферических гармоник [49]. Значимость аналогичного уточнения граничных условий исследовалась в работах по методу поверхностных псевдоисточников, и оно реализовано в соответствующих программах [50]. Поскольку, как следует из выражения (6.51), величина и направление тока нейтронов связаны с производными от компонентов тензора l_{ij} , в работе [48] был предложен для него термин тензора уровня нейтронов, а диагональный элемент этого тензора назван уровнем нейтронов.

Отметим тесную связь уровня нейтронов (локального) с уровнем нейтронов в ячейке и недиагональных элементов тензора уровня с высшими пространственными гармониками в ячейке.

Косвенная оценка порядка величины эффекта учета транспортной поправки на границах ячеек может вытекать из следующего соображения:

если мы используем конечно-разностные уравнения, использующие сшивки токов и потоков нейтронов, то для однородной решетки в пределе малого шага решетки получим диффузионное уравнение для описания поля нейтронов, тогда как при использовании токов и уровней в аналогичной ситуации получим уравнение В-приближения. Известно, что для уран-водных сборок с решеткой, близкой к решетке ВВЭР, уточнение в коэффициенте размножения в B_0 (или B_1) приближении может достигать 0,5-1% по сравнению с диффузионным приближением.

7.5.6 Дополнительные замечания по МПГ

Упомянем еще ряд аспектов МПГ, которые обсуждались в ряде работ, но пока не достигли стадии достаточной законченности.

Первый аспект связан с тем, что в МПГ, также как и работах близких по направленности к нему, требуется особый подход к определению собственного значения. Собственно говоря, коэффициент размножения - величина достаточно формальная и всегда можно ввести примерно такую же удобно интерпретируемую величину, но более подходящую для расчетного алгоритма уравнений МПГ.

Возникает, однако, проблема сравнения расчетов с расчетами, выполняемыми другими методами, в частности, с реперными расчетами в том числе, и по методу Монте-Карло. Тогда желательно сохранить согласованное определение коэффициента размножения $K_{эфф}$. Но в этом случае в уравнениях МПГ коэффициент размножения входит нелинейно, и даже не в явном виде, а через зависимости коэффициентов уравнений от него.

Здесь возникают разные возможности, которые были исследованы в разной степени подробности. Первая состоит в введении нового слоя итераций-итерации по $K_{эфф}$ - в ходе которых пересчитываются коэффициенты уравнений МПГ, то есть, элементы матриц $\hat{\Sigma}_\phi$ и $\hat{D}$. Для быстрого пересчета коэффициентов заранее насчитывается соответствующая библиотека характеристик ячеек и они аппроксимируются полиномами от $K_{эфф}$. Такие расчеты выполнялись в работах Н.И. Лалетина, Н.В. Султанова, В.Ф. Бояринова. Аналогично поступает в своих расчетах и С.С. Городков. Заметим, что похожие итерации существуют и в работах [33-35].

Вторая возможность состоит в том, что при использовании разложения (6.40) матрицы $\hat{\phi}$ (и, соответственно, $\hat{\Sigma}_\phi$) на два слагаемые и при пренебрежении зависимости от $K_{эфф}$ элементов матриц $\hat{D}$ и $\hat{V}$ (и

$\hat{\Sigma}_a$), уравнения МПГ удастся преобразовать так, что $K_{эфф}$ будет входить линейно, и дополнительного слоя итераций, по сравнению с обычными, не требуется. Эта возможность проверялась в расчетах Н.И.Лалетина с Н.В.Шахабасяном и В.В.Свадковского.

И, наконец, третья возможность, по моему мнению, наиболее предпочтительная, но, к сожалению, еще не реализованная и не проверенная, тоже содержит преобразование характеристик ячеек к другому виду, но получающиеся уравнения не только линейно зависят от $K_{эфф}$, но и уравнения МПГ наименьшим образом отличаются (по виду) от уравнений, реализованных в программах, основанных на традиционном методе гомогенизации. При этом, однако, при расчете характеристик ячеек приходится привлекать, хотя и в очень малой степени, пространственно-энергетические функции ценности нейтронов (сопряженные функции) внутри ячеек.

Много усилий было затрачено на поиски наиболее рациональных распределений токов на границах ячеек. Эта проблема возникает из потребности уменьшить по возможности число групп при описании обмена нейтронами между ячейками.

В связи с этим же предлагалось учитывать энергетический ход коэффициента диффузии нейтронов на границе ячейки (см. работу [51]) при расчете характеристик ячеек $\hat{\Sigma}_\phi$ и $\hat{D}$. Полного удовлетворения в этих вопросах пока еще не достигнуто.

Численные результаты так или иначе помогающие пониманию значимости новых эффектов в МПГ и в родственных подходах, содержатся в работах [29а, в, 39, 42, 40, 17, 52].

Все вышеизложенное касалось уточненных реакторных уравнений для двумерных задач. Аналогичные исследования распространены и для трехмерных задач [29i, j], а также рассматривались способы распространения МПГ для уравнений пространственной кинетики (Н.И.Лалетин, В.Ф.Бояринов, Н.В.Султанов). В работах [29i, j] получены трехмерные уравнения в рамках МПГ, кроме того, написана соответствующая программа (А.В.Ельшин), и с ее помощью проведены некоторые численные исследования. На основе трехмерных уравнений МПГ получены, как предельный случай, уравнения для реактора с независимыми от "Z" свойствами (но конечного) и использованы для обработки некоторых экспериментов (Н.И.Лалетин, В.Ф.Бояринов). Упомянем также работы В.А.Чепурнова, в которых в плоскости (x, y) использованы

уравнения МПГ, но зависимость решения от Z представляется в виде соответствующего ряда Фурье.

18. Трехмерные уточненные конечно-разностные реакторные уравнения получались и в работах [27а,с]. При этом, если двумерные уравнения А.Н.Новикова можно сопоставить с уравнениями МПГ, как это выше и сделано, то для трехмерных уравнений это сложнее, так как в [27а,с] вводятся дополнительные приближения (в частности, предположение частичного разделения переменных для пространственных координат).

1. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. Перевод с англ. М., Атомиздат, 1970.
2. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1957.
3. Вейнберг А. Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. Пер. с англ. М., ИЛ, 1961.
4. Галанин А.Д. Теория гетерогенного реактора. М., Атомиздат, 1971.
5. Spinrad B.I. - J.Appl. Phys., 1955, v.26, p.548.
6. Шевелев Я.В. - Атомная энергия, 1957, т.2, с.234.
7. Лалетин Н.И. Труды Второй межд. конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Докл. советских ученых. Т.2 М., Атомиздат, 1959, с.634.
8. Смелов В.В. - Атомная энергия, 1959, т.6, с.546.
9. Benoist P. - J.Nucl. Energy, 1961, part A, v.13, p.97.
10. Leslie D.C. - J.Nucl. Energy, 1962, v.16, p.1.
11. Румянцев Г.Я. - Атомная энергия, 1962, т. 13, N 6, 1963, т. 14, N 4.
12. Григорьев И.С., Новиков В.М. Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. М., Атомиздат, 1968.
13. Sidorenko V.D. Kernenergia, 1969, v.12, p.5.
14. Фейнберг С.М. - В кн.: Материалы Межд. конф. по мирному использованию атомной энергии. т. 5, P/669, Женева, 1955.

15. Галанин А.Д. Там же, 3/1647.
16. Кочуров Б.П. Численные методы в теории гетерогенного реактора. М., Атомиздат, 1980.
17. Городков С.С. Атомная энергия, т.65, 1988.
- 18.а. Aoki K., Shimizu A. - J.Nucl. Sci. Techn., 1969, v.2., p.149.
- б. Pfeiffer W., Shapiro J.L. - Nucl. Sci. Eng., 1969, v.38, p.253.
- в. Майоров Л.В., Труханов Г.Я., Франк-Каменецкий А.Д. Применение альбедного метода к расчету пучка стержней. Препринт ИАЭ-1981, М., 1970. (См. 7 также в кн. "Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов". Под ред. Я.В.Шевелева. М., Атомиздат, 1974).
- г. Барков С.Н. Альбедный метод расчета характеристик гетерогенного реактора. Препринт ИАЭ-2930, М., 1977.
- д. R. Sanchez, N.J.McCormick, Nucl. Eng. v.80, p.481, 1982.
19. Экспериментальные исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР. Сборник трудов ВМК, под ред. З.Сатмари, т.1, 1984, Budapest, Akademia Kiado.
20. Сатмари З., Гадо Я. Расчет малогрупповых констант топливных решеток, содержащих неоднородности. Материалы VI Симпозиума ВМК, Бухарест, 1977, с.154.
21. Лелек В. Гомогенизация кассет с применением сопряженных функций. Материалы V симпозиума ВМК. Том II. Варна, 1976.
22. Ионов В.С., Киреева И.Л. Блок гомогенизации кассет на основе программы НИ-7000, том 1. Материалы V симпозиума ВМК, Варна, 1976.

23. Анджеевски К. К вопросу расчета коэффициента диффузии в неоднородных средах. Материалы VI симпозиума ВМК, Бухарест, 1977, с. 363.
24. Чан Динь Чи, Макаи М. Seshom-программа гомогенизации кассеты ВВЭР, Материалы XII симпозиума ВМК, Татранска Ломница, 1983, т.2, с. 218.
25. а. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Конечно-разностные уравнения гетерогенного реактора, Материалы 5-го симпозиума ВМК, Варна, 1976, том 1.
- в. Лалетин Н.И. Принципы построения конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора, Материалы VI симпозиума ВМК, Бухарест, 1977, с. 616.
26. а. Майоров Л.В. Расчет полей нейтронов в сложных гетерогенных системах, Материалы VI симпозиума ВМК, Бухарест, 1977, с. 626.
- в. Майоров Л.В. Некоторые вопросы теории гомогенизации реакторов ВВЭР, Материалы VII симпозиума ВМК, Добжиховице, 1978, т.1, с. 141.
27. а. Новиков А.Н. Обобщенное представление дифференциальных операторов одnogрупповых уравнений, Материалы XI симпозиума ВМК, Варна, 1982.
- б. Пшенин В.В., Новиков А.Н., Сурначева И.И. Анализ возможностей повышения точности мелкосеточных расчетов на примерах решения модельных задач в плоской геометрии. Материалы XIII симпозиума ВМК, Бухарест, 1984.
- в. Новиков А.Н. Двухгрупповые редкосеточные задачи с учетом гетерогенности ячеек. Материал заседания ПГ2-4 ВМК, Берлин, 1983.
28. Гадо Я., Девини А., Керестури А., Макаи М. Новый метод расчета неоднородных решеток, Материалы XII симпозиума ВМК, Татранска Ломница, 1983, т.2, с. 151.

29. а. Ельшин А.В., Лалетин Н.И. Поперечная диффузия нейтронов в плоской решетке. Препринт ИАЭ-2721, М., 1976.

б. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Уточнение метода гомогенизации гетерогенного реактора, Атомная энергия, 43(4), с.247, 1977.

в. Лалетин Н.И. Принципы построения конечно-разностных аналогового уравнения переноса нейтронов для некоторого класса задач. В сб. Вариационно-разностные методы в математической физике. Под ред. Г.И.Марчука, Новосибирск. с.93, 1978.

г. Лалетин Н.И. Уравнения гетерогенного реактора (Основные принципы построения). Докл. на совещание специалистов МАГАТЭ, 1978. Homogenization Methods in Reactor Physics, Lugano, Switzerland, 13-15 November 1978. Издан МАГАТЭ, Вена, 1980.

д. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора, 1 Квадратная решетка блоков, Препринт ИАЭ-3280/5, М., 1980.

е. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора П. Квадратная, треугольная и двойная решетки блоков, Препринт ИАЭ-3458/5, М., 1981.

ж. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов, вып. 5(18), с.31, 1981.

з. Laletin N.I. Nucl. Sci. Engn. 85. 133 (1983).

и. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. Трехмерный гетерогенный реактор. Препринт ИАЭ-4090/5, М., 1985.

- й. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Система уточненных конечно-разностных уравнений для трехмерного гетерогенного реактора. Атомная энергия, т.60, с.96, 1986.
30. Майоров Л.В. О расчете констант диффузионных конечно-разностных уравнений для гетерогенных реакторов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов, выпуск 5(34), с.1 (1983).
31. Gado J. et al, Ann.nucl. Energy, 11, p.559 (1984).
32. Лалетин Н.И. Анализ физического смысла величин, входящих в уравнения уточненного метода гомогенизации. Материал ВМК, ЧССР, 24-30 мая 1981.
33. Takeda T. et al. Journal of Nuclear Energy, v.6, 65, 1979.
34. Lukas H., Wehmann U. A fast two-and three-dimensional one group coarse-mesh diffusion program in hexagonal geometry. Proc, Int. Topl. Mtg. on Advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engineering Problems, Vol. 1, p.299, Munchen, 1981.
35. Слесарев И.С., Ярославцева Л.Н. Расчетные схемы для исследования энергетических быстрых реакторов с гексагональными топливными сборками. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов, вып. 4(33), с.19, 1983.
36. Мараказов А.А. Методика расчета мощностей кассет реакторов ВВЗР в двухгрупповом диффузионном приближении. Препринт ИАЭ-2781, М., 1977.
- 37.a. Borresen S. Nucl. Sci. Eng. v.44, p.37. 1971.
6. Borresen S. Experience, Status and Advances Applications of PRESTO, Proc. Int. Topl. Mtg. on Advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engineering Problems, v.1, p.283, Munchen, 1981.

38. Леман М. Расчет влияние неоднородность решетки на диффузионные константы элементарных ячеек методом спектральных индексов, VII симпозиум ВМК, Доброжиовице, 1978, т.2, с.300-322.
39. Пшенин В.В., Новиков А.Н., Сурначева И.И. Анализ возможностей повышения точности мелкосеточных расчетов ВВЭР на примерах решения модельных задач в плоской геометрии. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов, вып. 4, с.17, 1988.
40. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. Энергоатомиздат. М., 1988.
41. Новиков А.Н. Подготовка функционалов и решение редкосеточных уравнений. Материал заседания ТГ2-3-4 ВМК, ЧССР, 1985.
- 42.а. Лизоркин М.П. Исследование точности явного учета азимутальных гармоник в аппроксимации дифференциального оператора (одна группа). Материал совещания ТГ2-4 ВМК, Берлин, 1983.
- б. Жолкевич Е.А., Белява Е.Д., Киреева И.Л. Тестирование редкосеточных алгоритмов на примерах решения одnogрупповых модельных задач с гомогенными кассетами. Материал ВМК, 1984.
- в. Лизоркин М.П. Результаты решения модельных задач по программе ПЕРМАК и тестирование алгоритмов с одной точкой на кассету. Материал двусторонней консультации специалистов СССР и ГДР, Берлин, 1985.
43. Новиков А.Н. Повышение точности мелкосеточных расчетов. Рабочий материал ТГ-4 ВМК, София, 1982.
44. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М., Наука, 1966.
- 45.а. Городков С.С. Новый метод расчета гетерогенных реакторов. Препринт ИАЗ-2251, М., 1973.

6. Городков С.С. Двухгрупповой расчет гетерогенного реактора квазиальбедным методом. Препринт ИАЭ-2293 М., 1973.
46. Кочуров Б.П., Малофеев В.М. Атомная энергия, т.42, с.87, 1977.
47. Глестон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. М., Из-во иностранной литературы, 1954.
48. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Атомная энергия, т.59, с.91, 1985.
49. а. Владимиров В.С. Математические задачи односкоростной теории переноса нейтронов. Тр. мат. ин-та им. В.А.Стеклова АН СССР, М., 1961.
в. Румянцев Г.Я. Граничные условия в методе сферических гармоник. Атомная энергия, т.10, вып. 1, с.26, 1961.
50. Лалетин Н.И., Султанов Н.В. Атомная энергия. т.46, с.148, 1979.
51. Лалетин Н.И., Султанов Н.В., Бояринов В.Ф. Исследование некоторых эффектов и уточнений в МПГ, Материал XVI симпозиума ВМК. М., 1987.



900, —



2023

BOOKS
TODAY

1990