

**ФИЗИКА
ЯДЕРНЫХ
РЕАКТОРОВ**

М. Н. ЗИЗИН

**РАСЧЕТ
НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК
РЕАКТОРОВ
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ**

М. Н. ЗИЗИН

РАСЧЕТ
НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК
РЕАКТОРОВ
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1978

Зизин М. Н. Расчет нейтронно-физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1978, 104 с.

Книга предназначена для использования при практических расчетах на ЭВМ характеристик реакторов на быстрых нейтронах. Рассмотрены все этапы физического расчета — от подготовки групповых сечений до вычисления реактивных эффектов. Описаны современные методы и программы расчета групповых сечений с учетом резонансной блокировки. Проведено сравнение различных методов и программ для решения уравнения переноса нейтронов в групповом приближении. Даны практические рекомендации для выбора числа расчетных узлов, количества координатных функций, номера приближения при решении кинетического уравнения, а также рекомендации по выбору точностей различных итерационных процессов. Приведены расчетные формулы для вычисления коэффициента воспроизводства, выгорания топлива и реактивных эффектов. Описаны современные методы организации физических расчетов на ЭВМ.

Книга будет полезна инженерам, занимающимся расчетами реакторов, а также студентам и аспирантам, специализирующимся в этой области.

Рис. 4. Табл. 17. Список литературы 79 наименований.

Серия «Физика ядерных реакторов, № 12.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Глава 1. Приближения к уравнению переноса нейтронов	7
§ 1.1. Уравнение переноса нейтронов и приближения	7
§ 1.2. Основные формы уравнения переноса в групповом приближении	10
Глава 2. Групповые сечения	17
§ 2.1. Учет резонансной самоэкранировки сечений	17
§ 2.2. Виды групповых сечений, их соотношения и особенности использования	22
§ 2.3. Усреднение групповых сечений	31
§ 2.4. Учет анизотропии рассеяния	32
§ 2.5. Программы подготовки групповых сечений	33
Глава 3. Программы для решения групповых уравнений переноса нейтронов	37
§ 3.1. Координатные сетки	37
§ 3.2. Точности итерационных процессов	38
§ 3.3. Программы для одномерной геометрии	42
§ 3.4. Программы для двухмерной геометрии	44
§ 3.5. Программы для трехмерной геометрии	50
Глава 4. Расчет скоростей реакций, коэффициента воспроизводства и изменения изотопного состава	51
§ 4.1. Скорости реакций, тепловыделение, коэффициент нормировки	51
§ 4.2. Коэффициент воспроизводства и его составляющие	52
§ 4.3. Расчет изменения изотопного состава топлива во времени	54
Глава 5. Реактивные эффекты и теория возмущений	58
§ 5.1. Формула теории возмущений первого порядка в многогрупповом диффузионном приближении	58
§ 5.2. Доплеровский коэффициент реактивности	60
§ 5.3. Пустотный и температурный натриевый эффекты реактивности	61
§ 5.4. Температурный и мощностной коэффициенты реактивности	63
§ 5.5. Эффекты, обусловленные изменением геометрических размеров отдельных зон реактора	63
§ 5.6. Расчет эффективности органов СУЗ	66

Глава 6. Эффективная доля запаздывающих нейтронов и время жизни мгновенных нейтронов	67
§ 6.1. Уравнение кинетики и эффективная доля запаздывающих нейтронов	67
§ 6.2. Время жизни мгновенных нейтронов	70
Глава 7. Выбор расчетных параметров	72
§ 7.1. Описание тестовых моделей	73
§ 7.2. Влияние недиффузионности и выбор номера приближения при решении уравнения переноса S_N -методом	75
§ 7.3. Выбор числа расчетных узлов	78
§ 7.4. Выбор точностей итерационных процессов	82
§ 7.5. Автоматический выбор числа координатных функций при решении диффузионного уравнения методом Галеркина	84
§ 7.6. Выбор спектра деления	86
§ 7.7. Влияние поправок в сечении упругого замедления на форму спектра внутри группы	86
§ 7.8. Выбор группового разбиения при проведении мало-групповых расчетов	89
Глава 8. Современные методы организации физического расчета реакторов на ЭВМ	92
Список литературы	96

Предисловие

Настоящая книга посвящена практическим аспектам расчета на ЭВМ нейтронно-физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. Ее цель — в какой-то мере заполнить пробел между серьезными теоретическими монографиями и инструкциями по эксплуатации конкретных программ физического расчета. Здесь рассмотрены все основные этапы нейтронно-физического расчета — от подготовки групповых сечений до вычисления реактивных эффектов.

В гл. 1 приведены основные формы уравнений переноса в P_N - и S_N -приближениях в групповом виде.

Гл. 2 посвящена специфике расчета групповых сечений с учетом резонансной самоэкранировки. Изложение построено на основе опыта эксплуатации 26-групповой библиотеки сечений БНАБ-26. Обсуждаются вопросы учета анизотропии рассеяния и способы введения поправок в сечения упругого замедления на форму спектра внутри группы.

В гл. 3 рассмотрены программы решения уравнения переноса нейтронов в разных геометриях, а также вопросы, связанные с точностями различных итерационных процессов. Для ряда программ приведены их характеристики.

Гл. 4 содержит описание основных формул для расчета коэффициентов воспроизводства, тепловыделения и изменения изотопного состава во времени.

В гл. 5, 6 изложены вопросы расчета реактивных эффектов, времени жизни мгновенных нейтронов и эффективной доли запаздывающих нейтронов. Далее обсуждается выбор параметров математической модели реактора.

Программы реакторных расчетов для рядового пользователя являются по существу «черным ящиком», на входе которого имеется некоторое количество параметров, необходимых для проведения расчета. От этих параметров иногда сильно зависит точность получаемых результатов. В гл. 7 делается попытка помочь рядовому пользователю разобраться в том, как влияют параметры расчета на его результаты и дать некоторые рекомендации по их выбору при расчете реакторов на быстрых нейтронах.

Последняя гл. 8 содержит описание современных методов организации расчета реакторов на ЭВМ. Для примера рассмотрена английская модульная система для расчета реакторов на быстрых нейтронах COSMOS.

Расчет реакторов на быстрых нейтронах излагается в основном для P_N - и S_N -методов. Метод Монте-Карло, который применяется для расчета небольших реакторов и ячеек, сознательно обойден, поскольку в серии «Физика ядерных реакторов» уже вышла книга А. Д. Франк-Каменецкого «Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло» (М., Атомиздат, 1978 г.).

Автор приносит свою искреннюю благодарность М. Н. Николаеву, М. Ф. Троянову, Л. К. Шишкову, с которыми обсуждались затронутые в книге вопросы, а также Л. Н. Кудряшову, З. Я. Осиповой, которым автор глубоко признателен за помощь при проведении ряда расчетов.

ВВЕДЕНИЕ

Нейтронно-физический расчет является необходимой составной частью большинства реакторных расчетов и, кроме того, представляет большой самостоятельный интерес. Цель нейтронно-физического расчета — вычисление таких величин, как эффективный (статический) коэффициент размножения ($K_{эф}$), поток и ценность нейтронов, коэффициент воспроизводства и его составляющие, скорости реакций, тепловыделение, коэффициенты неравномерности, эффекты реактивности, время жизни мгновенных нейтронов и эффективная доля запаздывающих нейтронов. К нейтронно-физическим расчетам относится также вычисление изменения изотопного состава топлива во времени.

Основное внимание всех исследователей всегда привлекал расчет $K_{эф}$ и плотности потока нейтронов, поскольку на него из всех перечисленных задач уходит большая часть машинного времени. Однако на стадии проектно-конструкторских и опытных разработок часто расчет остальных характеристик становится узким местом именно ввиду их «меньшей» важности и, как следствие, меньшего внимания, им уделяемого.

Реакторы на быстрых нейтронах имеют ряд особенностей, которые необходимо учитывать при разработке специализированных программ для их расчета или при эксплуатации универсальных программ, предназначенных для расчета всех типов реакторов. Такими особенностями являются: 1) широкая форма энергетического спектра нейтронов; 2) практическое отсутствие тепловых нейтронов; 3) необходимость учета резонансной структуры сечений; 4) отсутствие рассеяния «вверх» (родившийся нейтрон может только потерять энергию); 5) большая длина пробега основной части нейтронов; 6) отсутствие легчайших ядер (водород и дейтерий).

Широкая форма энергетического спектра нейтронов приводит к необходимости учета энергетической зависимости сечений и потоков. В абсолютном большинстве случаев это делается с помощью группового приближения.

Нейтроны, влияющие на характеристики больших реакторов на быстрых нейтронах, находятся в диапазоне энергий от нескольких электронвольт до 15 Мэв. В этом диапазоне проявля-

ются основные ядерно-физические эффекты, влияющие на взаимодействие нейтронов с веществом. Можно выделить три основных эффекта, которые необходимо учитывать при расчетах сечений для реакторов на быстрых нейтронах: 1) сильная зависимость сечений от энергии нейтронов; 2) их резонансные особенности; 3) анизотропия рассеяния.

Отсутствие тепловых нейтронов позволяет исключить тепловую группу нейтронов из рассмотрения, что значительно облегчает расчет сечений. Однако при этом обязателен учет резонансной структуры сечений, что существенно усложняет процедуру подготовки групповых констант. Отсутствие рассеяния вверх дает возможность использовать треугольную матрицу переходов и исключает дополнительные внутренние итерации при расчете потоков нейтронов, которые проводятся, например, в задачах с термализацией.

Большая длина пробега основной части нейтронов определяет возможность рассмотрения гомогенной модели реакторов без учета отдельных твэлов. Отсутствие легчайших замедлителей облегчает рассмотрение эффектов рассеяния и упрощает расчет.

ГЛАВА 1

ПРИБЛИЖЕНИЯ К УРАВНЕНИЮ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

§ 1.1. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ И ПРИБЛИЖЕНИЯ

Интегро-дифференциальное уравнение Больцмана, описывающее перенос нейтронов в среде с изотропными свойствами при отсутствии внешних источников, для стационарного случая можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Omega \nabla \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) - \sum_A N^A(\mathbf{r}) \int d\Omega' \int [\sigma_{in}^A(\mathbf{r}, E') \times \\ \times W_{in}^A(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) + \sigma_e^A(\mathbf{r}, E') W_e^A(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega)] \times \\ \times \Phi(\mathbf{r}, E', \Omega') dE' = \frac{\chi(\mathbf{r}, E)}{K_{эф}} \int v \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \Phi(\mathbf{r}, E') dE', \quad (1.1) \end{aligned}$$

где $\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ — плотность потока нейтронов (число нейтронов в точке \mathbf{r} с энергией E , пересекающих за единицу времени единичную площадь, нормальную к вектору Ω); $\Sigma_t(\mathbf{r}, E)$ — полное макроскопическое сечение, равное вероятности нейтрону с энергией E претерпеть столкновение с ядром на единичном отрезке своего пути вблизи точки \mathbf{r} ; $N^A(\mathbf{r})$ — ядерная концентрация элемента A в точке \mathbf{r} ; $\sigma_j^A(\mathbf{r}, E')$ — микроскопические сечения неупругого ($j=in$) и упругого ($j=e$) рассеяния при энергии E' вблизи точки \mathbf{r} для элемента A ; $W_j^A(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega)$ — индикатриса неупругого ($j=in$) и упругого ($j=e$) рассеяния для элемента A , нормированная на единицу и равная вероятности нейтрону с энергией E' , движущемуся в направлении Ω' вблизи точки \mathbf{r} , рассеяться на единичном отрезке своего пути и приобрести после рассеяния энергию E и направление движения Ω ; $\chi(\mathbf{r}, E)$ — спектр нейтронов деления в точке \mathbf{r} ($\int \chi(\mathbf{r}, E) dE = 1$); $K_{эф}$ — собственное число, принадлежащее функции $\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega)$; v — среднее число мгновенных и запаздывающих нейтронов, испускаемых при одном делении; $\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$ — макроскопическое сечение деления.

При написании уравнения (1.1) использовано предположение об изотропности в лабораторной системе нейтронов, испускаемых при делении.

На внешней границе реактора s функция $\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ удовлетворяет следующему граничному условию:

$$\Phi(\mathbf{r}_s, E, \Omega) = 0 \quad \text{при} \quad \Omega_s < 0.$$

Здесь \mathbf{r}_s — радиус-вектор точки на границе s ; Ω_s — единичный вектор нормали на границе s .

Полное макроскопическое сечение является суммой сечений всех процессов, происходящих при столкновении нейтрона с ядрами среды:

$$\Sigma_t = \Sigma_c + \Sigma_f + \Sigma_e + \Sigma_{in},$$

где Σ_c , Σ_f , Σ_e , Σ_{in} — макроскопические сечения захвата, деления, упругого и неупругого рассеяния соответственно.

Уравнение (1.1) с учетом непрерывной энергетической зависимости точно решить невозможно, и возникает потребность в приближениях. На рис. 1 представлены основные приближения к уравнению переноса, позволяющие решить его численно.

Для учета анизотропии потока используют P_N - или S_N -приближение. В P_N -приближении потоки раскладывают в ряд по сферическим функциям и ряд обрывают на члене $N+1$. На практике для расчета реакторов на быстрых нейтронах во многих случаях оказывается достаточным использовать P_1 -приближение. В S_N -приближении угловой интервал разбивают на N частей и счет ведут для каждого из N направлений.

Для того чтобы получить плотность потока нейтронов, усредненную по резонансным особенностям, необходимо провести сглаживание нейтронных сечений по резонансам и затем можно перейти к групповому представлению сечений и потоков.

Анизотропию индикатрисы рассеяния учитывают с помощью ее разложения в ряд по полиномам Лежандра. Количество членов в этом ряду определяет номер приближения $M1$ для учета анизотропии рассеяния в сечениях. В большинстве случаев для сечений используют так называемое транспортное приближение, когда считают, что коэффициенты при всех членах разложения по полиномам Лежандра, начиная с $M1=1$, равны коэффициенту при этом члене. В этом случае рассеяние представляют как бы состоящим из двух частей — изотропной и рассеяния вперед. Полученные сечения можно использовать при расчете и в P_N -, и в S_N -приближениях.

Приближение по отношению к энергетической зависимости плотности потоков и сечений состоит в использовании так называемого группового (или многогруппового) приближения, при котором весь энергетический интервал разбивают на группы. При числе групп от 1 до 10 приближение называют малогрупповым, от 10 до 100 — многогрупповым, от 100 и выше — мультигрупповым (числа 10 и 100 являются весьма условными). Предполагают, что в пределах одной группы сечение постоянно и зависит только от состава физической зоны реактора.

В диффузионном приближении предполагают, что неупругое рассеяние изотропно и первая гармоника сечения упругого замедления равна нулю. В этом случае анизотропию рассеяния можно приближенно учитывать при вычислении коэффициента диффузии.

Обоснование перехода от уравнения (1.1) к приближенным многогрупповым формам, используемым в практических расчетах, требует в ряде случаев довольно громоздких выкладок.

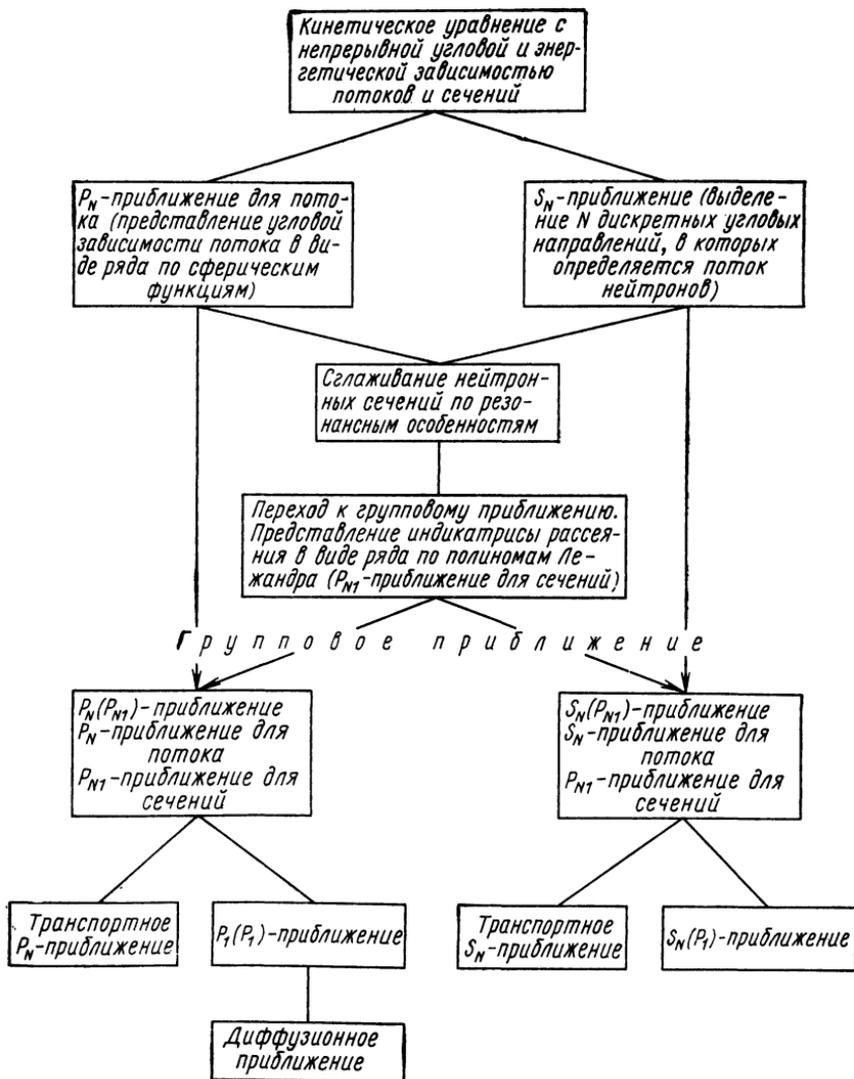


Рис. 1. Приближения к уравнению переноса

Заинтересованный читатель может найти эти выкладки в работах [1—5], а здесь мы сразу перейдем к основным формам уравнений переноса в групповом приближении. Для простоты запишем эти уравнения в плоской геометрии.

§ 1.2. ОСНОВНЫЕ ФОРМЫ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ГРУППОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

P_N -приближение

Общий случай: $P_N(P_N)$ -приближение. Пусть плотности потоков и сечения разложены в ряд по полиномам Лежандра и эти ряды оборваны на $(N+1)$ -м члене. Тогда перенос нейтронов описывается системой из $(N+1)$ G уравнений:

$$(n+1) \frac{d\Phi_{n+1,g}(x)}{dx} + n \frac{d\Phi_{n-1,g}(x)}{dx} + (2n+1) (\Sigma_{in}^g - \Sigma_{pn}^g) \Phi_{n,g}(x) =$$

$$= (2n+1) \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_{sn}^{l \rightarrow g} \Phi_{n,l}(x) + \delta_{0n} \frac{\chi_g}{K_{эф}} Q_f(x), \quad (1.2)$$

$$n = 0, 1, \dots, N; \quad g = 1, 2, \dots, G.$$

Здесь

$$\Sigma_{pn}^g = \Sigma_{sn}^{g \rightarrow g} = \Sigma_{en}^{g \rightarrow g} + \Sigma_{in,n}^{g \rightarrow g}, \quad (1.3)$$

$$\Sigma_{sn}^{l \rightarrow g} = \Sigma_{en}^{l \rightarrow g} + \Sigma_{in,n}^{l \rightarrow g}; \quad \Sigma_{en}^{l \rightarrow g} = \sum_A N^A \sigma_e^{A,l} W_{en}^{A,l \rightarrow g};$$

$$\Sigma_{in,n}^{l \rightarrow g} = \sum_A N^A \sigma_{in}^{A,l} W_{in,n}^{A,l \rightarrow g}; \quad Q_f(x) = \sum_{l=1}^G \Phi_{0,l}(x) \nu \Sigma_f^l;$$

$$\delta_{0n} = \begin{cases} 0 & \text{для } n \neq 0; \\ 1 & \text{для } n = 0; \end{cases}$$

$\Phi_{n,g}(x)$ — n -я гармоника потока нейтронов в группе g :

$$\Phi_{n,g}(x) = 2\pi \int_{-1}^1 \Phi(x, \mu) P_n(\mu) d\mu;$$

μ — косинус угла между вектором Ω и осью x ; $P_n(\mu)$ — полиномы Лежандра; Σ_{in}^g — полное сечение в группе g , усредненное по резонансным особенностям с весом n -й гармоники потока нейтронов; N^A — ядерная концентрация элемента A ; $\sigma_{in}^{A,l}$ — микроскопическое сечение неупругого рассеяния в группе l для элемента A ; $\sigma_e^{A,l}$ — микроскопическое сечение упругого рассеяния на элементе A в группе l (сечения σ_e и σ_{in} учитывают рассеяние, оставляющее нейтрон в группе l или выводящее его за ее пределы); $W_{in,n}^{A,l \rightarrow g}$, $W_{en}^{A,l \rightarrow g}$ — n -я гармоника индикатрисы уп-

ругого (e) и неупругого (in) рассеяния на ядрах элемента A для перехода из группы l в группу g ; Σ_{pn}^g — n -я гармоника сечения рассеяния, оставляющего нейтрон в группе g ; χ_g — доля спектра нейтронов в группе g ; $\nu\Sigma_f^l$ — сечение размножения нейтронов в группе l .

Прежде чем перейти к другим приближениям, введем несколько новых сечений:

Σ_{efd}^g — полное сечение увода нейтронов из группы g за счет всех процессов:

$$\Sigma_{efd}^g = \Sigma_{f0}^g - \Sigma_{p0}^g = \Sigma_c^g + \Sigma_f^g + \sum_A \sum_{g \neq l} N^A (\sigma_{in}^{A,l} W_{in,0}^{A,l \rightarrow g} + \sigma_e^{A,g} W_{e0}^{l \rightarrow g});$$

Σ_{tr1}^g и Σ_{tr2}^g — два вида транспортного сечения, используемых в разных приближениях (Σ_{tr1} — в подправленном транспортном, а Σ_{tr2} — в P_N -приближении):

$$\Sigma_{tr1}^g = \Sigma_{t1}^g - \Sigma_{e1}^g - \Sigma_{in1}^g = \Sigma_{t1}^g - \Sigma_{p1}^g - \Sigma_{3(e)1}^g;$$

$$\Sigma_{tr2}^g = \Sigma_{t1}^g - \Sigma_{p1}^g = \Sigma_{tr1}^g + \Sigma_{3(e)1}^g,$$

где $\Sigma_{3(e)1}^g$ — первая гармоника среднегруппового макроскопического сечения упругого замедления из группы g в группу $g+1$ (без учета водорода):

$$\Sigma_{3(e)1}^g = \Sigma_{e1}^g - \sum_A N^A \sigma_e^{A,g} W_{e1}^{A,g \rightarrow g}.$$

Здесь и далее у сечений, концентраций и χ_g отсутствует индекс зоны; это означает, что они выбираются для той зоны, которой принадлежит точка x .

Если в дальнейшем у сечений отсутствует индекс гармоники, то это значит, что мы имеем дело с сечениями, усредненными по резонансным особенностям с весом нулевой гармоники. Аналогично индекс гармоники будет в дальнейшем опускаться у нулевой гармоники плотности потока Φ_0 в диффузионном уравнении. Нулевая гармоника и поток, проинтегрированный по всем углам, с точностью до используемых приближений совпадают.

Транспортное P_N -приближение. Как уже говорилось выше, транспортное приближение заключается в том, что все коэффициенты в разложении сечений рассеяния по полиномам Лежандра для $n \geq 1$ берутся равными коэффициентам при $n=1$, г. е.

$$W_{j,n}^{A,l \rightarrow g} = \begin{cases} 1 & \text{при } n = 0; \\ \mu_j^{A,l \rightarrow g} & \text{при } n \geq 1; j = e, in. \end{cases}$$

Тогда систему (1.2) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{d\Phi_{1,g}(x)}{dx} + \Sigma_{cfd}^g \Phi_{0,g}(x) = \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi_{0,l}(x) + \frac{\chi_g}{K_{\text{эф}}} Q_f(x);$$

$$(n+1) \frac{d\Phi_{n+1,g}(x)}{dx} + n \frac{d\Phi_{n-1,g}(x)}{dx} + (2n+1) \Sigma_{tr2}^g \Phi_{n,g}(x) =$$

$$= (2n+1) \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \Phi_{n,l}(x), \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

$P_N(P_1)$ -приближение. Запишем теперь систему уравнений (1.2) для случая, когда анизотропия сечений учитывается в P_1 -приближении. Тогда

$$W_{j,n}^{A,l \rightarrow g} = \begin{cases} 1 & \text{для } n = 0; \\ \mu_j^{A,l \rightarrow g} & \text{для } n = 1, \quad j = e, in; \\ 0 & \text{для } n > 1 \end{cases}$$

и система (1.2) переписется в виде

$$\frac{d\Phi_{1,g}(x)}{dx} + \Sigma_{cfd}^g \Phi_{0,g}(x) = \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi_{0,l}(x) + \frac{\chi_g}{K_{\text{эф}}} Q_f(x);$$

$$2 \frac{d\Phi_{2,g}(x)}{dx} + \frac{d\Phi_{0,g}(x)}{dx} + 3 \Sigma_{tr2}^g \Phi_{1,g}(x) = 3 \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \Phi_{1,l}(x);$$

$$(n+1) \frac{d\Phi_{n+1,g}}{dx} + n \frac{d\Phi_{n-1,g}}{dx} + (2n+1) \Sigma_{tr2}^g \Phi_{n,g}(x) = 0,$$

$n = 2, 3, \dots, N.$

P_1 -приближение. Если анизотропия плотности потоков и сечений учитывается в P_1 -приближении, то система (1.2) сведется к следующим уравнениям:

$$\frac{d\Phi_{1,g}(x)}{dx} + \Sigma_{cfd}^g \Phi_{0,g}(x) = \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi_{0,l}(x) + \frac{\chi_g Q_f(x)}{K_{\text{эф}}}; \quad (1.4a)$$

$$\frac{d\Phi_{0,g}(x)}{dx} + 3 \Sigma_{tr2}^g \Phi_{1,g}(x) = 3 \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \Phi_{1,l}. \quad (1.4б)$$

Диффузионное приближение

Положим в уравнении (1.4б) величину $\Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} = 0$, т. е. предположим, что неупругое рассеяние изотропно, так же как и уп-

ругое замедление, приводящее к переходу в соседнюю группу. Тогда (1.4а) и (1.4б) можно свести к одному уравнению

$$-\nabla D^g \nabla \Phi_{0,g}(x) + \Sigma_{cfd}^g \Phi_{0,g}(x) = \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi_{0,l}(x) + \frac{\chi_g Q_f(x)}{K_{эф}},$$

которое является уравнением диффузии и величина D^g в котором определяется как

$$D^g = 1/3 \Sigma_{tr,j}^g,$$

причем при $j=2$ анизотропия рассеяния учитывается в простом транспортном приближении, а при $j=1$ — в подправленном транспортном приближении.

Следует отметить, что в случае изотропии всех переходов (упругих и неупругих) диффузионное и P_1 -приближения становятся абсолютно эквивалентными.

При переходе от P_1 -приближения к диффузионному с учетом анизотропии рассеяния в подправленном транспортном приближении было использовано предположение о равенстве правой части уравнения (1.4б), обусловленной приходом нейтронов из более высоких групп в группу g , аналогичной величине для переходов из группы g в нижележащие группы:

$$\sum_{k=1}^{g-1} \Sigma_s^{k \rightarrow g} \Phi_{1,k} = \Phi_{1,g} \sum_{k=g+1}^G \Sigma_s^{g \rightarrow k}. \quad (1.5)$$

Такое предположение вносит некоторую ошибку в описание распространения нейтронов отдельной группы g , однако в целом интегральные характеристики описываются лучше, чем в простом транспортном приближении.

Диффузионно-возрастное приближение

Когда описывались P_N - и диффузионное приближения, вопрос определения сечения упругого замедления $\Sigma_{s(e)}^g$, входящего в сечение $\Sigma_s^{g-1 \rightarrow g}$ и описывающего переход из одной группы в другую за счет упругого замедления, был молчаливо обойден. Наиболее распространен способ нахождения этого сечения с использованием так называемого возрастного приближения, суть которого состоит в следующем.

Сначала для удобства переходят от переменной E к летаргии $U = \ln(E_0/E)$, где E_0 — константа, обычно равная 10 Мэв . Затем переходят к P_1 -приближению, получая систему из двух уравнений для нулевой Φ_0 и первой Φ_1 гармоник плотности потока. Далее, производят разложение подынтегральных функций $\Sigma_s^g \Phi_{0,g}$ и $\Sigma_{e1}^g \Phi_{1,g}$ в ряд Тейлора по U и ограничиваются для $\Sigma_s^g \Phi_{0,g}$ двумя членами, а для $\Sigma_{e1}^g \Phi_{1,g}$ — одним. Взяв интегралы

по лётаргии, переходят к диффузионному уравнению, в котором сечение упругого замедления (в групповом приближении) определяется выражением

$$\Sigma_{3(e)}^g = \sum_A N^A \xi_g^A \sigma_e^{A,g} / \Delta U_g,$$

где ξ_g^A — среднее приращение лётаргии при упругом рассеянии на ядрах элемента A в группе g ; ΔU_g — интервал лётаргии в группе g .

S_N -приближение

Общий случай: $S_N(P_{N1})$ -приближение. Групповое уравнение переноса для решения его S_N -методом с учетом анизотропии рассеяния в P_{N1} -приближении в плоской геометрии можно записать в виде [1]:

$$\begin{aligned} & \mu \frac{d\Phi_g(x, \mu)}{dx} + \Sigma_t^g \Phi_g(x, \mu) = \\ & = \frac{1}{4\pi} \left[\sum_{n=0}^{N1} (2n+1) P_n(\mu) \sum_{l=1}^g \Sigma_{sn}^{*l-g} \Phi_{n,l}(x) + \frac{\chi_g}{K_{\text{эф}}} Q_f(x) \right]. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь μ — косинус угла между осью x и направлением движения нейтрона ($-1 \leq \mu \leq 1$); $\Phi_g(x, \mu)$ — плотность потока нейтронов группы g через единицу площади на единицу телесного угла в направлении μ вблизи точки x :

$$\left. \begin{aligned} \Phi_g(x, \mu) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N1} (2n+1) P_n(\mu) \Phi_{n,g}(x); \\ \Phi_{n,g}(x) &= 2\pi \int_{-1}^1 P_n(\mu) \Phi_g(x, \mu) d\mu; \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

Σ_t^g — полное сечение, усредненное по плотности потока нейтронов;

$$\Sigma_{sn}^{*l-g} = \Sigma_{sn}^{l-g} + (\Sigma_t^l - \Sigma_{tn}^l) \delta_{gl}.$$

Уравнение (1.6) можно получить также в другом виде, если учесть угловую зависимость полного сечения [6]:

$$\begin{aligned} & \mu \frac{d\Phi_g(x, \mu)}{dx} + \Sigma_{\infty}^g \Phi_g(x, \mu) = \\ & = \frac{1}{4\pi} \left[\sum_{n=0}^{N1} (2n+1) P_n(\mu) \sum_{l=1}^g \tilde{\Sigma}_{sn}^{l-g} \Phi_{n,l}(x) + \frac{\chi_g}{K_{\text{эф}}} Q_f(x) \right], \end{aligned} \quad (1.8)$$

где

$$\Sigma_{\infty}^g = \lim_{n \rightarrow \infty} \Sigma_{in}^g; \quad \tilde{\Sigma}_{sn}^{l \rightarrow g} = \Sigma_{sn}^{l \rightarrow g} - (\Sigma_{in}^l - \Sigma_{\infty}^l) \delta_{gl}.$$

Для большинства практических расчетов $\Sigma_{\infty}^g \approx \Sigma_{f1}^g$. (При $n=0$ и 1 уравнения (1.6) и (1.8) формально совпадают, однако для более высоких порядков анизотропии рассеяния расчеты с помощью (1.6) и (1.8) могут привести к разным результатам, хотя примеры такого сравнения нам не известны.

$S_N(P_0)$ -приближение. Ограничиваясь в правой части уравнения (1.6) одним членом, получаем уравнение переноса в $S_N(P_0)$ -приближении:

$$\begin{aligned} & \mu \frac{d\Phi_g(x, \mu)}{dx} + \Sigma_t^g \Phi_g(x, \mu) = \\ & = \frac{1}{4\pi} \left[\sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi_l(x) + \Sigma_p^g \Phi_g(x) + \frac{\chi_g}{K_{\text{эф}}} Q_f(x) \right]. \end{aligned} \quad (1.9)$$

$S_N(P_1)$ -приближение. Ограничиваясь в правой части уравнения (1.6) двумя первыми членами, запишем его как

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\Phi_g(x, \mu)}{dx} + \Sigma_t^g \Phi_g(x, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \sum_{l=1}^g (\Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi_l(x) + 3\mu [\Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} + \right. \\ \left. + (\Sigma_t^l - \Sigma_{t1}^l) \delta_{gl}] \Phi_{1,l}(x)) + \frac{\chi_g}{K_{\text{эф}}} Q_f(x) \right\}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

В таком виде уравнение (1.10) реализовано, например, в программе DIOR1 [7], где, однако, член с сечением $(\Sigma_t^g - \Sigma_{t1}^g)$ в явном виде не выделен и его нужно прибавлять к величине $\Sigma_{s1}^{g \rightarrow g}$ (см. также [8]).

Если теперь избавиться в уравнении (1.10) от $\Phi_{1,l}(x)$, используя выражение (1.7) с $N1=1$, то его можно привести к виду

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\Phi_g(x, \mu)}{dx} + \Sigma_{t1}^g \Phi_g(x, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left[\sum_{l=1}^g (\Sigma_s^{l \rightarrow g} - \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} + (\Sigma_t^l - \right. \\ \left. - \Sigma_{t1}^l) \delta_{gl}) \Phi_l(x) \right] + \sum_{l=1}^g \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \Phi_l(x, \mu) + \frac{\chi_g}{4\pi K_{\text{эф}}} Q_f(x). \end{aligned}$$

От этого уравнения уже легко перейти к транспортному S_N -приближению.

Транспортное S_N -приближение. Предполагая, что рассеяние внутри данной группы нейтронов из более высоких энергетических групп примерно уравнивается рассеянием нейтронов из группы (см., например, [1, с. 190]):

$$\sum_{l=1}^g \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \Phi_l(x, \mu) \approx \Phi_g(x, \mu) \sum_{l=g}^G \Sigma_{s1}^{g \rightarrow l}, \quad (1.11)$$

легко перейти к подправленному транспортному приближению:

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\Phi_g(x, \mu)}{dx} + \Sigma_{tr}^g \Phi_g(x, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \sum_{l=1}^g [\Sigma_s^{l \rightarrow g} - \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} - \right. \\ \left. - (\Sigma_t^l - \Sigma_{t1}^l) \delta_{gl}] \Phi_l(x) + \frac{\chi_g}{K_{эф}} Q_f(x) \right\}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

где

$$\Sigma_{tr}^g = \Sigma_{t1}^g - \sum_{l=g}^G \Sigma_{s1}^{g \rightarrow l}.$$

Если в правой части уравнения (1.12) использовать соотношение

$$\sum_{l=1}^g \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \Phi_l(x) \approx \Phi_g(x) \sum_{l=g}^G \Sigma_{s1}^{g \rightarrow l} \quad (1.13)$$

и ввести сечение

$${}^{tr}\Sigma_p^g = \Sigma_{t1}^g - \sum_{l=g}^G \Sigma_{s1}^{g \rightarrow l} - \Sigma_t^g - \Sigma_s^{g \rightarrow g} = \Sigma_{tr}^g - \Sigma_{cfd}^g,$$

то уравнение (1.12) сведется к виду

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\Phi_g(x, \mu)}{dx} + \Sigma_{tr}^g \Phi_g(x, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left[\sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \Phi_l(x) + \right. \\ \left. + {}^{tr}\Sigma_p^g \Phi_g(x) + \frac{\chi_g}{K_{эф}} Q_f(x) \right]. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Уравнение (1.14) формально совпадает с уравнением переноса в $S_N(P_0)$ -приближении (1.9) с заменой Σ_{tr}^g на Σ_{tr}^g и Σ_p^g на ${}^{tr}\Sigma_p^g$. Его наиболее часто применяют при расчетах реакторов на быстрых нейтронах S_N -методом.

Отметим, что одновременное использование приближенных равенств (1.11) и (1.13) эквивалентно употреблению равенства (1.5). Соотношения (1.11) и (1.13) справедливы только для упругого рассеяния. Однако анизотропией неупругого рассеяния в большинстве расчетов можно пренебречь, и в этом случае говорят об использовании транспортного приближения с изотропными переходами, подправленного для упругого рассеяния и простого для неупругого рассеяния [9].

ГЛАВА 2

ГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ

Многогрупповые методы расчета реакторов на быстрых нейтронах требуют наличия библиотек групповых сечений, покрывающих практически всю энергетическую область от нескольких электронвольт до 15 Мэв. В Советском Союзе работы по составлению групповых констант для реакторов на быстрых нейтронах проводились в Физико-энергетическом институте (г. Обнинск) под руководством И. И. Бондаренко и М. Н. Николаева. Созданная там 26-групповая система констант БНАБ-26 [9] является в настоящее время основной библиотекой сечений, с которой ведется большинство расчетов реакторов на быстрых нейтронах. Эта система констант периодически совершенствуется [10, 11] и пополняется сечениями новых нуклидов [12—14].

Формат библиотеки констант БНАБ-26 и ряд ее данных широко используются для расчета реакторов за рубежом. Основное достоинство этой системы констант — возможность достаточно корректного учета резонансных эффектов с помощью предварительно рассчитанных коэффициентов самоэкранировки сечений. Дальнейшим развитием методов учета этих эффектов явился предложенный М. Н. Николаевым метод подгрупп [15—18]. Кратко рассмотрим эти методы учета резонансной самоэкранировки (в описаниях систем констант типа БНАБ-26 [9] термин «блокировка» равнозначен термину «самоэкранировка»).

§ 2.1. УЧЕТ РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЙ

В реакторах на быстрых нейтронах резонансные эффекты оказывают существенное влияние на распространение нейтронов. Для учета резонансной самоэкранировки сечений в основном используют два способа: с помощью коэффициентов самоэкранировки и подгруппового представления сечений. В первом случае заблокированные сечения представляют в виде произведения неблокированных сечений на коэффициенты самоэкранировки, в общем случае являющиеся функциями номера элемента, вида сечения, номера группы, сечения разбавления и темпе-

ратуры. При подгрупповом представлении нейтроны каждой энергетической группы разбивают на несколько подгрупп так, что в каждую подгруппу объединяются нейтроны, для которых *полные* сечения имеют сравнительно близкие значения. Подгрупповые сечения можно использовать как самостоятельно, т. е. для подгруппового расчета реактора, так и для записи информации о резонансной структуре сечений с последующим получением из них блокированных *групповых* констант.

Особенности учета резонансных эффектов в области разрешенных и неразрешенных резонансов [6, 16, 19, 20] выходят за рамки нашего изложения. Здесь можно обратить внимание только на основные предположения, которые были сделаны в работе [9] при получении универсальной системы констант: а) градиент плотности потока достаточно мал; б) резонансы можно считать узкими по сравнению с потерей энергии при расщеплении.

Условие а) может нарушаться вблизи сильных источников, около границ раздела сред с разными свойствами и в средах с глубокими интерференционными провалами в сечении, т. е. там, где в формировании спектра играют большую роль нейтроны, которые не испытали ни одного столкновения, приведшего к потере энергии, сравнимой с шириной резонансных особенностей. В этом случае средние сечения существенно меняются от одной точки среды к другой и применение эффективных универсальных систем констант не оправдано.

Остановимся теперь более подробно на учете резонансной самоэкранировки сечений в универсальных системах констант.

Учет резонансной структуры сечений с помощью коэффициентов самоэкранировки

При учете резонансной самоэкранировки сечений большинством расчетов проводят в предположении, что гетерогенностью рассматриваемой зоны реактора при учете резонансной структуры сечений можно пренебречь. Это соответствует тому, что сечения отдельной зоны равны сечениям в бесконечной среде с составом данной зоны. В этих случаях учитывается только *гомогенная* резонансная самоэкранировка. Однако при малых размерах зоны необходимо принимать во внимание также и гетерогенную резонансную блокировку.

Гомогенная резонансная самоэкранировка. Для получения правильных значений макроскопических сечений среды необходимо уметь корректно рассчитать сечения каждого элемента, входящего в состав рассматриваемой зоны реактора, причем значение этого сечения зависит не только от ядерной концентрации данного элемента, но и от сечений остальных элементов среды. Учет такой зависимости в рамках универсальной системы констант, содержащей микросечения отдельных элементов, мож-

но провести, предполагая, что в пределах рассматриваемой группы при усреднении сечений одного компонента сечения остальных компонентов не зависят от энергии. В этом случае групповые сечения каждого компонента среды зависят только от сечения разбавления σ_0 , которое представляет собой суммарное полное сечение всех других компонентов среды, приходящееся на один атом рассматриваемого компонента. Величина σ_0 определяется следующим образом:

$$\sigma_0^A = \sum_{A' \neq A} N^{A'} \sigma_i^{A'} / N^A.$$

В таком предположении полное макросечение A -го элемента представляется в виде

$$\Sigma_i^A(E) = N^A [\sigma_i^A(E) - \sigma_0^A],$$

причем вид формул для усреднения в пределах группы макроскопических сечений среды и микросечений отдельных элементов совпадает.

Если данный элемент присутствует в среде в малом количестве (т. е. σ_0^A для него велико), то среднегрупповые значения сечений близки к значениям соответствующих обычных средних сечений. Для удобства вводятся так называемые факторы самоэкранировки, определяемые как отношение среднегрупповых сечений при данном сечении разбавления к сечениям при бесконечном разбавлении:

$$f_j^g(\sigma_0) = \sigma_j^g(\sigma_0) / \sigma_j^g(\infty), \quad j = t, e, c, f.$$

При большом разбавлении факторы самоэкранировки близки к единице, а в остальных случаях они, как правило, меньше единицы.

Таким образом, заблокированное сечение j -го процесса в группе g для A -го элемента представляется в виде

$$\overline{\sigma}_j^{A,g} = \sigma_j^{A,g} f_j^{A,g}(\sigma_0^{A,g}), \quad j = t, e, c, f.$$

Такой способ учета гомогенной резонансной самоэкранировки очень удобен и получил большое распространение во всем мире. В универсальных системах констант значения неблокированных сечений и отдельно коэффициенты самоэкранировки представлены как функции сечения разбавления σ_0 , номера группы и иногда температуры.

Коэффициенты самоэкранировки приводятся для полного сечения (f_t), сечения упругого рассеяния (f_e), сечения захвата (f_c) и сечения деления (f_f). Этого набора коэффициентов самоэкранировки достаточно для определения остальных видов сечений, имеющих резонансную самоэкранировку (σ_{tr} , σ_{cfd} , $\sigma_{z(e)}$). Формулы расчета заблокированных сечений даны в § 2.2. На рис. 2 показано, как учитывается гомогенная резонансная са-

моэкранировка в универсальных системах констант типа БНАБ-26. В связи с тем что сечения Σ_t^g и $\sigma_t^{A,g}$ сами могут блокироваться, в общем случае необходимо организовывать итерационный процесс для корректировки этих величин. Однако на практике в большинстве программ расчета сечений этого не делают и для расчета $\sigma_0^{A,g}$ используют неблокированные полные сечения. В работе [21] вместо итераций для корректировки полных сечений предлагается сразу брать $\sigma_t^{A,g} f_t^{A,g}$ ($\sigma_0^{A,g} = 0$).

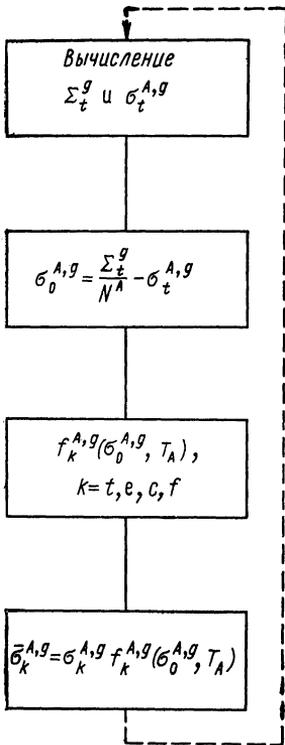


Рис. 2. Схема учета гомогенной резонансной самоэкранировки в системах констант типа БНАБ-26

Гетерогенная резонансная самоэкранировка. Необходимость учета гетерогенной резонансной самоэкранировки в реакторах на быстрых нейтронах появляется в основном при исследовании критических сборок, и корректное рассмотрение всего комплекса возникающих задач — очень сложная проблема, которой, например, посвящена серия работ в [7, с. 308—360].

При расчете резонансной самоэкранировки с помощью сечений разбавления и факторов самоэкранировки можно приближенно учесть и гетерогенную резонансную блокировку [9, 22], исходя из принципа эквивалентности свойств гомогенной и гетерогенной сред.

Наиболее простой способ такого учета — замена гомогенного сечения разбавления $\sigma_0^{A,g}$ гетерогенным. В работе [9] приведены приближенные способы учета гетерогенных резонансных сечений для «тонкого» блока резонансного поглотителя в «толстом» блоке замедлителя и для среды, состоящей из чередующихся блоков замедлителя

и резонансного поглотителя. В работе [22] показано, что для двухзонной плоской ячейки, в первом слое которой имеется изотоп A с резонансным сечением в группе g , а во втором слое сечения всех элементов являются плавной функцией энергии, гетерогенное сечение можно представить в виде

$$\sigma_{0,\text{гет}}^{A,g} = \sigma_0^{A,g} + \frac{1}{N_1^A l_1} \frac{\Sigma_{t,2}^g l_2}{1 + \Sigma_{t,2}^g l_2}$$

где l_R — средняя хорда в зоне R , равная $4 V_R/S_R$; V_R — объем зоны; S_R — поверхность зоны.

Подгрупповое представление сечений

Подгрупповое представление сечений в основном используется в двух случаях:

1) для *собственно* подгруппового расчета распространения нейтронов, позволяющего строго учитывать гетерогенную резонансную самоэкранировку сечений;

2) для компактной записи информации о резонансной структуре сечений, дающей возможность затем сравнительно просто рассчитать *групповые* сечения с учетом гомогенной резонансной самоэкранировки.

Остановимся на последнем аспекте использования подгруппового представления. Каждую группу разобьем на большое число мелких групп, в которых полное сечение можно считать постоянным. Затем среди этих мелких групп выделим несколько (от двух до четырех) совокупностей с близкими значениями полных сечений. Каждая такая совокупность и будет подгруппой. Ввиду корреляции близкими значениями в подгруппах будут обладать и другие сечения, а не только полное, при условии, что резонансные параметры в пределах одной группы постоянны. Для нейтронов одной и той же подгруппы эффекты резонансной самоэкранировки незначительны, поскольку колебания сечений в пределах подгруппы малы. Для разбиения групп на подгруппы не обязательно знать детальный ход сечений в группе, так как необходимую информацию можно получить, зная полные и парциальные функции пропускания [15].

Для расчета групповых сечений с учетом резонансной самоэкранировки в подгрупповом представлении требуется задать доли подгрупп в данной группе и подгрупповые значения тех сечений, для которых необходимо учитывать резонансную самоэкранировку. Для тех групп, в которых отсутствует резонансная структура, число подгрупп равно единице, и мы автоматически переходим к обычному групповому представлению.

При учете резонансной структуры сечений с помощью факторов самоэкранировки не принимались во внимание энергетическая зависимость в пределах групп у сечения разбавления и взаимное расположение резонансов отдельных элементов, входящих в состав среды. Подгрупповой подход позволяет обойти эти упрощающие предположения. Погрешности, связанные с этими предположениями, как правило, невелики (в среднем 2—3%), однако в ряде случаев они могут достигать 10% и более.

Другое преимущество подгруппового подхода — сокращение исходной информации.

В подгрупповом приближении резонансная структура сечений определяется набором подгрупповых параметров, в которые входят доля подгруппы $a_p = \Delta U_p / \Delta U$ и подгрупповые сечения σ_{ip} , σ_{sp} , σ_{ep} , σ_{fp} , μ_{ep} и ξ_p . Предполагается, что остальные сечения не имеют резонансной структуры.

В работе [16] показано, что экранированные групповые константы можно рассчитать с помощью интегралов типа $\langle \sigma_j / \Sigma_j^n \rangle$. В подгрупповом приближении эти интегралы вычисляются через подгрупповые микроконстанты отдельных элементов, входящих в состав зоны [17].

§ 2.2. ВИДЫ ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ, ИХ СООТНОШЕНИЯ И ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Рассмотрим основные сечения и особенности их использования в многогрупповых расчетах в диффузионном, P_N - и S_N -приближениях, опираясь на 26-групповую систему констант БНАБ-26 [9]. Ширина групп в этой системе выбрана таким образом, что она превосходит потерю энергии при упругом рассеянии на средних и тяжелых ядрах, но значительно меньше потери энергии при неупругом рассеянии. При такой ширине групп форма внутригруппового спектра практически не влияет на вероятность того, что неупруго рассеянный нейтрон покинет группу, но при упругом рассеянии нейтроны уходят только из низкоэнергетической части группы. Эти особенности приводят к необходимости задавать отдельно сечения неупругого и упругого увода, что позволяет при расчетах учесть отличия реального спектра от «стандартного», использованного при составлении универсальной системы констант. Число разных видов сечений, которые требуется задать при проведении нейтронно-физического расчета, зависит от точности учета анизотропии плотности потока и сечений и заметно увеличивается с ростом номера приближения. К счастью, коэффициенты в разложении сечений рассеяния по полиномам Лежандра для членов высоких порядков весьма слабо различаются между собой и этим различием можно пренебречь. В результате можно ограничиться использованием коэффициентов лишь для нескольких первых гармоник.

Если сравнивать влияние неточностей, вызываемых пренебрежением различием констант для высоких гармоник, с влиянием неточностей ядерных данных, то оказывается, что в большинстве случаев, когда пользователя интересует только нулевая гармоника, пренебрежение различием констант высших гармоник вполне оправдано.

Таким образом, для расчета реакторов на быстрых нейтронах необходим следующий набор экранированных макро- и микросечений: 1) полное и (или) транспортное сечение, а также полное сечение, усредненное по первой гармонике; 2) сечение

увода из группы в результате всех процессов (захват, деление, рассеяние); 3) сечения упругого и неупругого рассеяния и их первые гармоники. Для упругого рассеяния могут задаваться более высокие гармоники; 4) сечение размножения и спектр нейтронов деления.

В системе констант БНАБ-26 [9] сечения реакций (n, ρ) и (n, α) включены в сечение захвата σ_c , а реакции ($n, 2n$) — в σ_{in} . Остановимся теперь на каждом сечении отдельно.

Сечения рассеяния

Сечения упругого и неупругого рассеяния, усредненные по резонансным особенностям, можно представить в виде

$$\Sigma_{j,n}^{l \rightarrow g} = \sum_A N^A \sigma_{j,n}^{A,l} \omega_{j,n}^{A,l \rightarrow g}, \quad j = e, in,$$

где $\omega_{j,n}^{A,l \rightarrow g}$ — гармоники индикатрис упругого ($j=e$) и неупругого ($j=in$) рассеяния; $\sigma_{e,n}^{A,l}$ и $\sigma_{in,n}^{A,l}$ — сечения, усредненные в группе l по спектру n -й гармоники потока.

Выделим из сечений параметры описывающие их анизотропию. Для этого введем величины

$$W_{j,n}^{A,l \rightarrow g} = \sigma_{j,n}^{A,l} \omega_{j,n}^{A,l \rightarrow g} / \sigma_{j,0}^{A,l} \omega_{j,0}^{A,l \rightarrow g}, \quad j = e, in,$$

являющиеся средними коэффициентами разложения соответствующих индикатрис рассеяния по полиномам Лежандра. Для $n=1$ эти величины представляют собой средний косинус угла рассеяния, при котором нейтроны переходят из группы l в группу g .

Таким образом, сечения рассеяния окончательно можно представить в виде

$$\Sigma_{j,n}^{l \rightarrow g} = \sum_A N^A \sigma_j^{A,l} W_{j,n}^{A,l \rightarrow g}, \quad j = e, in.$$

Анизотропия неупругого рассеяния довольно мала, что позволяет учитывать в практических расчетах не более двух первых членов разложения. В этом случае сечения неупругого рассеяния определяются следующим образом:

$$\Sigma_{in}^{l \rightarrow g} = \sum_A N^A \sigma_{in}^{A,l \rightarrow g}, \quad \Sigma_{inl}^{l \rightarrow g} = \sum_A N^A \mu_{in}^{A,l \rightarrow g} \sigma_{in}^{A,l \rightarrow g}$$

(индекс нулевой гармоники опущен).

В имеющихся системах констант [9, 18] резонансная самоэкранировка сечений неупругого рассеяния не учитывается.

Учет анизотропии упругого рассеяния — более сложная проблема. Для некоторых реакторных задач, а также при расчете радиационной защиты желательно учитывать анизотропию в бо-

лее высоких, чем P_1 - или транспортное, приближениях. В работе [23] приведены параметры

$$B_n^{A,l \rightarrow g} / B_0^{A,l \rightarrow g} = (2n + 1) W_{e,n}^{A,l \rightarrow g};$$

$$B_n^{A,g} / B_0^{A,g} = (2n + 1) W_{e,n}^{A,g},$$

которые позволяют учитывать анизотропию упругого рассеяния до P_5 -приближения включительно. Однако в большинстве расчетов реакторов на быстрых нейтронах достаточно учесть анизотропию упругого рассеяния в подправленном транспортном приближении или в P_1 -приближении.

Следует обратить внимание на то, что в системе констант БНАБ-26 [9] различают два вида сечения упругого рассеяния. Один из них используют при вычислении транспортного сечения. В этом случае сечение равно разности среднегруппового полного сечения и суммы среднегрупповых сечений захвата, деления и неупругого рассеяния:

$${}^{tr}\sigma_e^{A,g} = \sigma_t^{A,g} f_t^{A,g} - \sigma_c^{A,g} f_c^{A,g} - \sigma_f^{A,g} f_f^{A,g} - \sigma_{in}^g.$$

Другой вид, $\sigma_e^{A,g}$, используют при описании замедления (т. е. при определении сечения упругого замедления), и именно он фигурирует везде в дальнейшем, когда речь идет о сечении упругого рассеяния. Это сечение вычисляется таким образом, чтобы правильно описать упругое замедление в рамках группового приближения. В сечение $\sigma_e^{A,g}$ входят сечения упругого рассеяния, оставляющего нейтрон в g -й группе, и рассеяния, выводящего нейтрон из пределов данной группы. При отсутствии резонансной самоэкранировки сечение $\sigma_e^{A,g}$ равно ${}^{tr}\sigma_e^{A,g}$.

Величины $f_e^{A,g}$ в системе констант БНАБ-26 используются только при расчете сечений упругого замедления.

Особенности использования разных видов сечения рассеяния отражены в табл. 1, 2.

Остановимся теперь на определении сечения рассеяния, оставляющего нейтроны в пределах данной группы. Эта величина включает в себя как упругое, так и неупругое рассеяние и определяется формулой (1.3). Обычно она фигурирует при расчете сечений Σ_{cfd} и Σ_{tr} , а отдельно ее используют при решении кинетического уравнения, например, S_N -методом. На практике, как правило, употребляют только сечения, усредненные по нулевой и первой гармоникам:

$$\Sigma_p^g = \Sigma_{p0}^g = \sum_A N^A (\sigma_{in}^{A,g \rightarrow g} + {}^{tr}\sigma_e^g - \sigma_{s(e)}^g) = \Sigma_t^g - \Sigma_{cfd}^g;$$

$$\Sigma_{p1}^g = \Sigma_{e1}^{g \rightarrow g} + \Sigma_{in1}^{g \rightarrow g}.$$

Таблица 1
 Формы представления сечений рассеяния и транспортного сечения для уравнений переноса с учетом анизотропии

Приближение анизотропии сечений рассеяния	Σ_{tr}^g	$\Sigma_s^{l \rightarrow g}, l \neq g$	Σ_p^g	$\Sigma_s^{g \rightarrow g}$	$\Sigma_{el}^{l \rightarrow g}$	$\Sigma_{en}^{l \rightarrow g}, n > 1$
P_1 -приближение	$\Sigma_{l1}^g - \Sigma_{el}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{in1}^{g \rightarrow g}$	$\Sigma_e^{l \rightarrow g} + \Sigma_{in}^{l \rightarrow g}$	$\Sigma_f^g - \Sigma_{cl}^g$	$\Sigma_{el}^{g \rightarrow g} + \Sigma_{in1}^{g \rightarrow g} + \Sigma_f^g - \Sigma_{cl}^g$	$\Sigma_{el}^{l \rightarrow g} + \Sigma_{in1}^{l \rightarrow g}$	—
P_{N1} -приближение	—	»	»	»	»	$\Sigma_{en}^{l \rightarrow g}$
Простое с изотропными переходами	$\Sigma_{l1}^g - \Sigma_{el}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{in1}^{g \rightarrow g}$	»	$\Sigma_{fr}^g - \Sigma_{cl}^g$	0	0	—
	$\Sigma_{l1}^g - \Sigma_{el}^g - \Sigma_{in1}^g$	»	»	0	0	—
Простое для σ_{fn}^g , подправленное для σ_e^g	$\Sigma_{l1}^g - \Sigma_{el}^g - \Sigma_{in1}^{g \rightarrow g}$	»	»	0	0	—

Примечание.

$$\Sigma_f^g = \sum_A N^A (\sigma_c^A \cdot g_{fA} \cdot g + \sigma_e^A \cdot g_{fA} \cdot g + \sigma_f^A \cdot g_{fA} \cdot g + \sigma_e^A \cdot g_{fA} \cdot g + \sigma_e^A \cdot g_{fA} \cdot g); \quad \Sigma_{l1}^g = \sum_A N^A \sigma_e^A \cdot g_{lA} \cdot g; \quad \Sigma_{in1}^{g \rightarrow g} = \sum_A N^A \mu_A \cdot l \rightarrow g \sigma_{in}^A \cdot l \rightarrow g; \quad \Sigma_{en}^{g \rightarrow g} = \sum_{l=g}^G \Sigma_{in1}^{l \rightarrow g}.$$

Представление сечений упругого рассея

Система констант		Σ_{e1}^g	$\Sigma_{e1}^{g \rightarrow g}$	$\Sigma_{e1}^{l \rightarrow g}$
БНАБ-26	$A < 6$	$\sum_A N^A tr_{\sigma_e^A, g} \mu_e^A, g$	$\sum_A N^A \mu_e^A, g \rightarrow g \sigma_e^A, g \rightarrow g$	$\sum_A N^A \mu_e^A, l \rightarrow g \sigma_e^A, l \rightarrow g$
	$A > 6$		$\Sigma_{e1}^g - \Sigma_{s(e)1}^g$	$\Sigma_{s(e)1}^{g-1}$
БНАБ-26 с учетом анизотропии упругого рассеяния [23]		$\sum_A N^A tr_{\sigma_e^A, g} W_{e,1}^A, g$	$\sum_A N^A tr_{\sigma_e^A, g} W_{e,1}^A, g \rightarrow g$	$\sum_A N^A tr_{\sigma_e^A, g} \times W_{e,1}^{A, l \rightarrow g} b_l$

Примечание.

$$\Sigma_{s(e)1}^g = \sum_A N^A \mu_{s(e)}^A, g \sigma_{s(e)}^A, g f_e^A, g b_g;$$

$$tr_{\sigma_e^A, g} = \sigma_{e_1}^A, g f_{e_1}^A, g \approx \sigma_t^A, g f_t^A, g - \sigma_c^A, g f_c^A, g -$$

$$\Sigma_{e1}^g = \sum_{l=g}^G \Sigma_{e1}^{l \rightarrow g}.$$

В транспортном S_N -приближении величину Σ_p^g заменяют на $tr \Sigma_p^g = \Sigma_{tr}^g - \Sigma_{cfd}^g$. Конкретные формулы для расчета $\Sigma_{e1}^{g \rightarrow g}$, используемые в различных представлениях констант, приведены в табл. 2.

Поправка сечений упругого замедления на форму спектра внутри группы

В отличие от других констант, групповое сечение упругого замедления существенно зависит от формы спектра внутри группы, что затрудняет расчет этого сечения, если спектр нейтронов в данной зоне неизвестен. Зависимость этого сечения от внутригруппового спектра обусловлена тем, что при ширине группы, значительно превышающей потерю энергии в результате рассеяния, упругое замедление будет происходить только из низкоэнергетической части группы, а, поскольку сечение замедления приписывается всем нейтронам данной группы, его значение определяется долей нейтронов, приходящихся на ту часть группы, откуда происходит замедление. Эта доля зависит от

ния в системах констант типа БНАБ-26

$\Sigma_{en}^{l \rightarrow g}$ для $n > 1$	$\Sigma_e^{g-1 \rightarrow g}$	$\Sigma_e^{l \rightarrow g}$ для $l < g-1$
$\Sigma_{e1}^{l \rightarrow g}$	$\sum_A N^A \sigma_e^{A, g-1 \rightarrow g} b_{g-1}$	$\sum_A N^A \sigma_e^{A, l \rightarrow g}$
,	$\sum_A N^A \sigma_{s(e)}^{g-1} f_e^{A, g-1} b_{g-1}$	0
$\sum_A N^A \sigma_e^{A, g} f_{en}^{A, g} W_{e, n}^{A, l \rightarrow g} b_l$	$\sum_A N^A \sigma_e^{A, g} f_e^{A, g-1} \times$ $\times W_{e, 0}^{A, g-1} b_{g-1}$	$\sum_A N^A \sigma_e^{A, g} f_e^{A, g} W_{e, 0}^{A, l \rightarrow g} b_l$

$$\sigma_f^{A, g} f_f^{A, g} - \sigma_{in}^{A, g}; \quad W_{e, n}^{A, g} = \frac{1}{2n+1} \frac{B_n^{A, g}}{B_0^{A, g}}; \quad W_{e, n}^{A, l \rightarrow g} = \frac{1}{2n+1} \frac{B_n^{A, l \rightarrow g}}{B_0^{A, l \rightarrow g}};$$

ширины группы и формы спектра внутри нее. Чем больше потери энергии при рассеянии, тем менее заметен этот эффект. Для легких ядер учет зависимости сечения замедления от внутригруппового спектра менее существен, чем для тяжелых.

В универсальных системах констант сечения упругого замедления рассчитываются с помощью стандартного спектра, и, для того чтобы исправить возникающие при этом погрешности, необходимо при расчете реакторов вводить поправки, учитывающие реальную форму внутригруппового спектра.

Как показано в работе [9], подправленное значение сечения упругого замедления в группе g можно вычислить следующим образом:

$$\overline{\Sigma_{s(e)}^g} = b_g \Sigma_{s(e)}^g,$$

где

$$b_g = \Phi_g \left(U_{\text{ннжн}} - \frac{2}{3} \xi \right) / \overline{\Phi}_g(U), \quad \Sigma_{s(e)}^g = \frac{\sum_A N^A \xi_g^A \sigma_e^{A, g} f_e^{A, g}}{\Delta U_g};$$

$\bar{\Phi}_g(U)$ — средний внутригрупповой спектр; $\Phi_g \left(U_{\text{нижн}} - \frac{2}{3} \xi \right)$ — плотность потока на расстоянии $\frac{2}{3} \xi$ от нижней границы группы.

В результате расчета с неподправленными значениями $\Sigma_{s(e)}^g$ получается оценка для величины $\Phi_g(U)$, и задача сводится к приемлемой аппроксимации внутригруппового спектра. На практике используют следующие формы такой аппроксимации.

1. Плотность потока рассматриваемой группы g и групп $g-1$ и $g+1$ аппроксимируется параболой таким образом, чтобы сохранить сумму плотностей потоков в этих трех группах. В ряде случаев, когда плотность потока сильно изменяется при переходе от группы к группе, такая аппроксимация приводит к «опрокидыванию» параболы и метод дает плохие результаты.

2. Для сглаживания резких переходов от группы к группе в комплексе программ [24] и системе ФИХАР [25] был применен метод аппроксимации параболой не плотности потока, а $\ln \Phi_g$. Этот метод не приводит к каким-либо трудностям.

3. Всю гистограмму плотности потока аппроксимируют кусочно-линейной функцией с числом узлов, вдвое превышающим число групп. Местоположение двух узлов в каждой группе выбирают из условий сохранения площади в пределах каждой группы и обеспечения плавности аппроксимации.

Сравнение трех указанных способов аппроксимации показало, что наилучшим, по-видимому, является третий способ, который, к сожалению, требует больших расходов машинного времени. Однако влияние отклонений коэффициентов коррекции на основные реакторные характеристики достаточно мало, и в большинстве практических расчетов этими приближениями можно пренебречь.

Другие методы расчета коэффициентов коррекции сечения упругого замедления описаны в работах [26, 27].

Поправки в сечение упругого замедления вводят, как правило, в исходную 26-групповую систему констант. Поскольку они слабо зависят от точности расчета спектра, то при проведении малогрупповых расчетов сначала вводят поправку в $\Sigma_{s(e)}^g$, а затем уже усредняют сечения; и для расчета поправок и для усреднения сечений можно использовать одни и те же предварительно оцененные интегральные плотности потоков нейтронов.

Полное и транспортное сечения

Полное сечение является суммой сечений всех процессов, в которых может участвовать нейтрон. Полное сечение $\Sigma_{t,n}^g$, усредненное по резонансным особенностям с весом n -й гармоники плотности потока нейтронов, используют при расчетах реактора P_N -методом. Если реактор рассчитывают с $N > 1$, то для

учета анизотропии полного сечения обычно ограничиваются величинами, усредненными по нулевой и первой гармоникам спектра нейтронов:

$$\Sigma_i^g = \Sigma_{i0}^g = \sum_A N^A (\sigma_c^{A,g} f_c^{A,g} + \sigma_f^{A,g} f_f^{A,g} + \sigma_e^{A,g} f_e^{A,g} + \sigma_{in}^{A,g});$$

$$\Sigma_{i1}^g = \sum_A N^A \sigma_i^{A,g} f_i^{A,g}.$$

Транспортное сечение в обычном P_1 -приближении определяется как

$$\Sigma_{tr}^g = \Sigma_{i1}^g - \Sigma_{p1}^g \quad (2.1)$$

и представляет собой аналог величины Σ_{cfd} из уравнения для нулевой гармоники. Его можно интерпретировать как сечение полного увода из группы g для тока нейтронов. Формула (2.1) определяет так называемое простое транспортное приближение. Оно позволяет рассматривать в P_1 -приближении изотропное ($\Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} = 0$) и анизотропное ($\Sigma_{s1}^{l \rightarrow g} \neq 0$) рассеяние. Подправленное (или обобщенное) транспортное приближение предназначено для учета анизотропии рассеяния при формальном использовании уравнений переноса с изотропным рассеянием. «Источник рассеяния» в уравнении (1.46) заменяется примерно равным

ему членом $\Phi_{1g} \sum_{l=g}^G \Sigma_{s1}^{g \rightarrow l}$ (см. с. 13), что позволяет объединить

его с членом $(\Sigma_{i1}^g - \Sigma_{p1}^g) \Phi_{1,g}$ и, переопределив Σ_{tr}^g , получить уравнение для случая изотропного рассеяния, но с подправленным транспортным сечением. Сечения Σ_{tr} для различных приближений приведены в табл. 1.

На практике наиболее часто используют транспортное сечение, подправленное для учета анизотропии упругого рассеяния и не подправленное по отношению к анизотропии неупругого рассеяния, которой чаще всего можно пренебречь.

Сечение увода из данной группы за счет всех процессов определяется как

$$\Sigma_{cfd}^g = \Sigma_c^g + \Sigma_f^g + \Sigma_{in}^g - \Sigma_{in}^{g \rightarrow g} + \Sigma_{3(e)}^g.$$

Обратим внимание на то, что напрашивающееся определение компоненты сечения увода из группы g вследствие неупругого рассеяния $\sum_{l=g+1}^G \Sigma_{in}^{g \rightarrow l}$ не всегда будет правильным, так как в си-

стеме констант БНАБ-26 [9] в матрицу сечений $\Sigma_{in}^{l \rightarrow g}$ включено сечение реакции $(n, 2n)$ и поэтому $\Sigma_{in}^g - \Sigma_n^{g \rightarrow g} \neq \sum_{l=g+1}^G \Sigma_{in}^{g \rightarrow l}$.

Сечение реакции ($n, 2n$)

При решении уравнения переноса сечение реакции ($n, 2n$) нигде в явном виде не фигурирует, однако оно входит в сечения $\sigma_t^{A,g}$, $\sigma_{in}^{A,g}$ и $\sigma_{in}^{A,g \rightarrow l}$, а следовательно, и в сечения $\sigma_{tr}^{A,g}$, $\sigma_{cfd}^{A,g}$. Если обозначить сечение типа j , включающее в себя сечение реакции ($n, 2n$), как $\sigma_j^{A,g}$, а соответствующее сечение без учета этой реакции как $\tilde{\sigma}_j^{A,g}$, то

$$\begin{aligned} \sigma_j^{A,g} &= \tilde{\sigma}_j^{A,g} + \sigma_{n,2n}^{A,g}, \quad j = t, in, tr; \\ \sigma_{in}^{A,g \rightarrow l} &= \tilde{\sigma}_{in}^{A,g} W_{in}^{A,g \rightarrow l} + \sigma_{n,2n}^{A,g} W_{n,2n}^{A,g \rightarrow l}; \\ \sigma_{cfd}^{A,g} &= \tilde{\sigma}_{cfd}^{A,g} + \sigma_{n,2n}^{A,g} + \sigma_{n,2n}^{A,g} W_{n,2n}^{A,g \rightarrow g}; \\ \sum \sigma_{in}^{A,g \rightarrow l} &= \sigma_{in}^{A,g} + \sigma_{n,2n}^{A,g} = \tilde{\sigma}_{in}^{A,g} + 2\sigma_{n,2n}^{A,g}; \\ \sum_j W_{in}^{A,g \rightarrow l} &= 1; \quad \sum_j W_{n,2n}^{A,g \rightarrow l} = 2. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Таким образом, величина $\sigma_{n,2n}^{A,g}$ при необходимости может быть вычислена из соотношения (2.2), величины же

$$\sigma_{n,2n}^{A,g \rightarrow l} = \sigma_{n,2n}^{A,g} W_{n,2n}^{A,g \rightarrow l}$$

невозможно определить из имеющегося набора сечений в константах типа БНАБ-26.

Сечение размножения

Макроскопическое сечение размножения определяют следующим образом:

$$\nu \Sigma_f^g = \sum_A N^A \nu^{A,g} \sigma_f^{A,g},$$

где $\nu^{A,g}$ — число нейтронов группы g , испускаемых при делении ядра элемента A .

Спектр нейтронов деления

В многогрупповых расчетах используют значения χ_g — доли отдельных групп в спектре нейтронов деления. Как указано в работе [9], существует почти однозначное соответствие между формой спектра деления и средним числом испускаемых нейтронов ν . В тех системах констант, где такое соответствие учтено [9, 18], приведены значения χ_g для различных ν : от 2,4 до 3,2. Когда имеется возможность учесть зависимость χ_g от зоны, спектр деления в зонах воспроизводства с ^{238}U можно выбрать для $\nu=2,8$.

При расчете реакторов с ^{235}U в качестве топлива можно использовать χ_g при $\nu=2,6$, а с ^{239}Pu — при $\nu=3,0$. Если требуется более точный учет зависимости χ_g от ν , то на основе предварительного расчета определяют среднее значение ν , которое затем используют при расчете χ_g .

§ 2.3. УСРЕДНЕНИЕ ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ

При проведении расчетов с числом групп, меньшим числа групп в исходной системе констант, возникает необходимость усреднения сечений. Подход к решению этой проблемы освещается во многих работах [3, 5, 28, 29]. Обсуждаются алгоритмы усреднения сечений с весом плотностей потоков, плотностей потоков и ценностей и даже с весом неоднородных ценностей. Однако на практике почти повсеместно распространено усреднение сечений с весом интегральных плотностей потоков нейтронов. Поскольку алгоритмы усреднения прямо влияют на результаты расчетов, приведем здесь основные формулы для получения малогрупповых сечений.

Пусть в новую группу g входит l групп исходной системы констант, начиная с номера j . Усреднение производится с весами P_k , которые чаще всего имеют смысл плотностей потоков, проинтегрированных по объему той зоны, для которой рассчитываются сечения (номер зоны для упрощения записи опущен). Тогда:

$$\Sigma_{tr}^g = \bar{P}_g \left| \left(\sum_{k=j}^J P_k / \Sigma_{tr}^k \right); \quad \chi_g = \sum_{k=j}^J \chi_k; \quad \nu \Sigma_f^g = \left(\sum_{k=j}^J \nu \Sigma_f^k P_k \right) / \bar{P}_g;$$

$$\Sigma_{s(e)}^g = (\Sigma_{s(e)}^J P_J) / \bar{P}_g; \quad (2.3)$$

$$\Sigma_{in}^{g' \rightarrow g} = \left(\sum_{k=j'}^{J'} \sum_{i=j}^J \Sigma_{in}^{k \rightarrow i} P_k \right) / \bar{P}_g; \quad \Sigma_c^g = \left(\sum_{k=j}^J \Sigma_c^k P_k \right) / \bar{P}_g;$$

$$\Sigma_d^g = \left\{ \sum_{k=j}^J \left[(\Sigma_d^k - \Sigma_{s(e)}^k) P_k - \sum_{i=j}^{k-1} \Sigma_{in}^{i \rightarrow k} P_i \right] + \Sigma_{s(e)}^J P_J \right\} / \bar{P}_g.$$

где

$$J = j + l - 1; \quad J' = j' + l' - 1; \quad \bar{P}_g = \sum_{k=j}^J P_k; \quad \bar{P}_g' = \sum_{k=j'}^{J'} P_k.$$

Этот способ усреднения сечений с весом интегральных плотностей потоков дает хорошие результаты, если внутри новой объединенной группы пространственные и энергетические переменные разделяются [28, 29], чего почти всегда можно достичь соответствующим выбором нового группового разбиения. Вопрос об оптимальном выборе числа групп и интервалов в малогрупповом приближении и его влияния на реакторные характеристики рассмотрен в гл. 7.

При вычислении мало групповых транспортных сечений всегда лучше усреднять обратную величину, т. е. $(1/\Sigma_{tr}^g)$, независимо от того, производится расчет в диффузионном, P_N - или S_N -приближении. Такой способ усреднения [9] позволяет сохранить правильное значение среднего квадрата расстояния от места рождения нейтрона данной группы до места его поглощения.

При расчете мало групповых микросечений применяют те же алгоритмы, что и при расчете макросечений. В частности, это касается и сечения $\sigma_{tr}^{A,g}$, которое фигурирует в формулах теории возмущений (см. § 5.1).

§ 2.4. УЧЕТ АНИЗОТРОПИИ РАССЕЯНИЯ

Анизотропия рассеяния при расчете реакторов на быстрых нейтронах обычно учитывается в подправленном транспортном приближении. Обоснованность этого приближения при расчете реакторов достаточно убедительно продемонстрирована в работе [30]. В табл. 3 показано изменение критического радиуса

Таблица 3
Сравнение расчетов в транспортном и S_N (P_{N1})-приближениях

Критическая сборка (состав)	Число групп	S_N	Критический радиус, см, в приближении			Погрешность δR , %	
			$S_N(P_{N1})$		транспортном (c)	$\frac{(a)-(b)}{(a)}$	$\frac{(a)-(c)}{(a)}$
			(a) $N_1=5$	(b) $N_1=1$			
Сфера без отражателя (^{235}U — 93,9%; ^{238}U — 6,1%)	4	S_4	8,739	8,786	8,716	-0,54	+0,26
	4	S_8	8,783	8,827	8,760	-0,50	+0,26
Сфера без отражателя (^{235}U — 70%; ^{238}U — 30%)	7	S_4	17,119	17,171	17,101	-0,30	+0,11
Сфера с отражателем из естественного урана (^{235}U —93,9%; ^{238}U —6,1%)	4	S_4	6,071	6,164	6,029	-1,5	+0,69
ZPR-3-6F	13	S_4	23,670	23,779	23,637	-0,46	+0,14

нескольких критическихборок при учете анизотропии рассеяния в P_5 -, P_1 - и транспортном приближениях. Расчеты ячейки сборки БР-1 [31], содержащей плутоний, окись урана и углерод, показали, что при переходе от P_0 - к P_4 -приближению анизотропия сечений рассеяния практически не влияет на критичность и отношение скоростей реакций. Однако вопрос о влия-

нии анизотропии рассеяния на характеристики сборок и реакторов с более мягким спектром должен рассматриваться более внимательно. Например, при расчете в транспортном приближении сборки ZPR-3-14, содержащей много углерода, использование изотропных переходов занижает $K_{эф}$ на 0,5% по сравнению с P_1 -приближением для анизотропии замедления [32].

§ 2.5. ПРОГРАММЫ ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ

Программа МИМ. Программа расчета макро- и микросечений (МИМ), составленная А. И. Башмачниковым, включена в комплекс программ [24] и систему ФИХАР [25]. Каталог сечений, с которым работает эта программа, создан на основе системы констант БНАБ-26 [9], и в ней реализованы методы подготовки сечений, рекомендованные в работе [9]. МИМ имеет несколько модификаций, обусловленных в основном разнообразием форматов исходных сечений, требуемых различными программами.

Рассмотрим ее основные особенности. В системе констант БНАБ-26 для каждого элемента A приведены значения групповых неблокированных сечений этого элемента и отдельно коэффициенты гомогенной резонансной самоэкранировки f , являющиеся функциями сечения разбавления $\sigma_0^{A,g}$, где g — номер группы. Сечение разбавления представляет собой сумму полных сечений всех других элементов, входящих в состав данной зоны реактора, на одно ядро данного элемента A .

При определении коэффициентов самоэкранировки используют логарифмическую интерполяцию, так как зависимость этих коэффициентов от сечения разбавления приведена в [9] в виде таблиц для целых степеней 10. Если σ_0 лежит между табличными значениями $\sigma_{0,н}$ и $\sigma_{0,в}$, то

$$f(\sigma_0) = f(\sigma_{0,н}) + [f(\sigma_{0,в}) - f(\sigma_{0,н})] \frac{\ln \sigma_0 - \ln \sigma_{0,н}}{\ln \sigma_{0,в} - \ln \sigma_{0,н}}. \quad (2.4)$$

Индексы g и A у $\sigma_0^{A,g}$ для простоты записи опущены. Если $\sigma_{0,н} = 0$, то используют линейную интерполяцию:

$$f(\sigma_0) = f(0) + [f(\sigma_{0,в}) - f(0)] \sigma_0 / \sigma_{0,в}.$$

Если $\sigma_0 > \sigma_{0,макс}$, для которого приведены значения коэффициентов самоэкранировки, то применяют экстраполяционную формулу

$$f(\sigma_0) = f(\sigma_{0,макс}) + [1 - f(\sigma_{0,макс})] \frac{\ln \sigma_0 - \ln \sigma_{0,макс}}{\ln 10}$$

при условии, что $\sigma_0 / \sigma_{0,макс} \leq 10$; в противном случае принимают $f(\sigma_0) = 1$.

Если значение $\sigma_0 < \sigma_{0 \text{ мин}}$, приведенного в таблице для данного элемента, то считают, что $f(\sigma_0) = f(\sigma_{0 \text{ мин}})$.

Для ряда элементов в системе констант БНАБ приведена температурная зависимость коэффициентов самоэкранировки. Принято, что они прямо пропорциональны \sqrt{T} . В этом случае интерполяцию и экстраполяцию коэффициентов самоэкранировки по температуре проводят следующим образом:

$$f(T) = f(T_1) + [f(T_2) - f(T_1)] \frac{\sqrt{T} - \sqrt{T_1}}{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}}.$$

Здесь T_1 и T_2 — табличные значения температур, причем $T_1 < T < T_2$.

После введения поправок на резонансную самоэкранировку сечений, т. е. после перемножения соответствующих сечений на коэффициенты самоэкранировки, находят: сечение полного увода нейтронов из группы g для изотопа A

$$\sigma_{ofd}^{A,g} = \sigma_c^{A,g} f_c^{A,g} + \sigma_f^{A,g} f_f^{A,g} + \sigma_{a(e)}^{A,g} f_e^{A,g} b_g + \sigma_{in}^{A,g} - \sigma_{in}^{A,g \rightarrow g};$$

транспортное сечение

$$\sigma_{tr}^{A,g} = (\sigma_t^{A,g} f_t^{A,g} - \sigma_f^{A,g} f_f^{A,g} - \sigma_c^{A,g} f_c^{A,g} - \sigma_{in}^{A,g}) (1 - \mu_e^{A,g}) + \sigma_f^{A,g} f_f^{A,g} + \sigma_c^{A,g} f_c^{A,g} + \sigma_{in}^{A,g}.$$

В программу МИМ включен блок усреднения сечений, в котором используют формулы (2.3). Перед усреднением сечений в исходные 26-групповые сечения вводят поправку на форму спектра внутри группы в соответствии с заданными коэффициентами коррекции.

Спектр нейтронов деления выбирают в зависимости от среднего числа нейтронов деления ν , которое может принимать дискретные значения 2,4; 2,6; 2,8; 3,0. Интерполяцию между этими значениями ν не производят.

Необходимо отметить следующее изменение в каталоге сечений БНАБ-26, сделанное из-за ограниченных возможностей ряда программ, входящих в комплекс [24], и касающееся матрицы сечений неупругого рассеяния. Сечения перехода из группы l ($l \leq 8$) в группу g ($g > 9$) включены в сечение перехода из группы l в девятую группу, а сечения перехода из группы k ($k > 8$) в группу с номером больше $k+1$ включены в переходы из k в $(k+1)$, причем последние прибавлены к сечению упругого замедления. Таким образом, матрица сечений неупругого рассеяния содержит переходы только в пределах первых девяти групп (36 чисел, не считая нулевого столбца).

Программа расчета сечений в комплексе программ М-26 [7]. Эта программа подобна программе МИМ, однако их исходные каталоги различаются по форматам. Для интерполяции коэф-

коэффициентов самоэкранировки по сечению разбавления используют только формулу (2.4), а для интерполяции по температуре предполагают линейной зависимость коэффициентов самоэкранировки от температуры. В отличие от программы МИМ, здесь используют полные матрицы неупругих переходов, приведенные в [9].

Расхождения в результатах расчета, обусловленные особенностями реализации одной и той же методики в разных программах, можно проиллюстрировать на примере расчета модели реактора, предложенной Бейкером [33, 34], по программе М-26 и с помощью системы ФИХАР по программам P1D1R и МИМ (табл. 4) (расхождения в ядерных данных исключены).

Таблица 4

Сравнение расчетов «стандартного» реактора по программам М-26 и P1D1R (МИМ)

Изотоп		М-26			Система ФИХАР P1D1R (МИМ)		
		P	C	F	P	C	F
Активная зона	²³⁹ Pu	804,65	79,04	273,93	806,66	78,65	274,53
	²³⁸ U	120,63	284,42	42,95	121,93	283,60	43,37
	Ni	—	3,21	—	—	3,23	—
	Fe	—	8,41	—	—	8,39	—
	Cr	—	2,66	—	—	2,66	—
	Na	—	2,97	—	—	2,97	—
	O	—	2,70	—	—	2,80	—
Экран	²³⁹ Pu	38,27	6,08	13,17	37,52	6,01	12,11
	²³⁸ U	36,45	226,54	13,00	33,89	221,31	12,07
	Ni	—	0,94	—	—	0,91	—
	Fe	—	3,50	—	—	3,42	—
	Cr	—	1,15	—	—	1,13	—
	Na	—	0,87	—	—	0,89	—
	O	—	0,68	—	—	0,65	—
Сумма		1000,00	623,17	343,05	1000,00	617,12	342,08
Утечка			33,48			37,01	
K _{эф}			1,0005			1,0038	

АРАМАКО. Комплекс программ АРАМАКО [18] предназначен для расчета групповых сечений с учетом резонансной самоэкранировки сечений на основе подгруппового представления.

Каталоги групповых сечений программ МИМ, М-26 и АРАМАКО имеют единую основу по ядерным данным. Подгрупповые параметры, используемые в [18] для описания резонансной самоэкранировки сечений, получены с помощью соответствующей обработки коэффициентов резонансной самоэкранировки из работы [9].

Комплекс АРАМАКО рассчитывает следующие величины:

$$\Sigma_{i0}^g; \Sigma_{i1}^f; \Sigma_c^g; \Sigma_f^g; \Sigma_e^g; \Sigma_{e1}^g; \Sigma_{3(e)}^g; \Sigma_{3(e)1}^g; \nu \Sigma_f^g; \Sigma_{in}^{l \rightarrow g};$$

$$\Sigma_{in1}^{l \rightarrow g}; \Sigma_{tr1}^g; \Sigma_{tr2}^g; \chi_g; \sigma_c^{A,g}; \sigma_f^{A,g}; \sigma_t^{A,g}; \sigma_{tr}^{A,g}.$$

Кроме того, отдельно рассчитываются групповые константы водорода.

Внутри комплекса программ есть блок, позволяющий провести нульмерный расчет каждой отдельной зоны. Нульмерный расчет проводят с мелкими группами. Каждую группу g равномерно разбивают на n мелких групп:

$$n = \text{entier} (\Delta U_g / 2\xi),$$

где ΔU_g — ширина группы g в единицах летаргии; ξ — среднее логарифмическое приращение энергии. Сечения в мелких группах берут такими же, как и в основных. В этом случае коэффициент коррекции сечения упругого замедления на форму спектра внутри группы определяют как отношение потока в последней малой группе к полному потоку в большой группе g . Этот же нульмерный спектр можно использовать для усреднения сечений.

В настоящее время существуют модификации программы АРАМАКО на АЛГОЛе для ЭВМ типа М-20 [7], на языке АЛЬФА для системы ФИХАР [25] и на языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6.

В версии программы АРАМАКО для ЭВМ БЭСМ-6 предусмотрена возможность расчета индикатрисы упругого рассеяния, представленной в виде ряда по полиномам Лежандра с учетом шести членов разложения.

ГЛАВА 3

ПРОГРАММЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ГРУППОВЫХ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

Применение ЭВМ стимулировало широкое развитие методов и программ для расчета реакторов. И если на первых порах решение уравнения переноса в одномерной геометрии удовлетворяло запросы физиков-расчетчиков, то теперь, с внедрением машин второго и третьего поколений, основным инструментом при проектировании реакторов стали двумерные программы. Но широкое развитие вычислительных методов и появление большого числа программ ставят перед рядовым пользователем проблему выбора: какой программой, в каком случае и почему лучше пользоваться. И, хотя еще часто проблема выбора решается на основе существующих в каждой организации традиций, тенденция усложнения ситуации с ростом числа программ становится все очевиднее.

Рассмотрим кратко основные методы решения уравнения переноса, реализованные в программах, используемых при расчете реакторов на быстрых нейтронах, и сделаем попытку помочь пользователю ориентироваться в этой области.

Выводу конечно-разностных формул посвящено множество работ [1—5, 35, 36], поэтому здесь мы остановимся только на тех особенностях методов и программ, которые интересуют рядового потребителя и важны в практической работе. Прежде чем переходить к обсуждению программ, опишем основные координатные сетки и критерии окончания итерационных процессов, используемые в реакторных программах.

§ 3.1. КООРДИНАТНЫЕ СЕТКИ

Одномерная геометрия. При одномерных расчетах в большинстве случаев используют разбиение на интервалы, обеспечивающее равномерный шаг в пределах одной геометрической зоны.

Встречаются два основных способа размещения расчетных точек. При первом способе основные узлы наносят так, чтобы границы зон попали на узлы разбиения, а во втором — так, чтобы ближайший к границе зон узел находился на расстоянии, равном половине длины интервала. Последняя точка, как пра-

вило, попадает на границу реактора. При первом способе разбиения на интервалы это не вызывает в последней зоне никаких отклонений от общего алгоритма, однако при втором способе в последней зоне появляется «лишних» пол-интервала (т. е. интервал в последней зоне несколько уменьшается).

Двухмерная геометрия. В RZ - и XY -геометриях разбиение на зоны представляют совершенно одинаково. При использовании конечно-разностных методов, как и в одномерной геометрии, возможны два случая: либо границы зон попадают на узлы разбиения, либо ближайšie к границе зоны узлы находятся от нее на расстоянии, равном половине ширины интервала.

В большинстве программ в пределах одной зоны используют равномерную по каждому расчетному направлению конечно-разностную сетку. В случае, когда требуется более детальное знание хода плотности потока вблизи границ зоны, выделяют еще одну зону, примыкающую к границе другой зоны и имеющую более мелкую сетку; при этом необходимость внедрения неравномерных по зоне сеток отпадает.

Гексагональная и треугольные геометрии позволяют точно представить разрез по оси Z для реактора, состоящего из шестигранных кассет. Расчетные точки в этих геометриях располагают либо в центре шестигранников (или треугольников), либо в их углах.

Геометрию $R\phi$ обычно используют только для расчета очень сложных конфигураций.

§ 3.2. ТОЧНОСТИ ИТЕРАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

При решении многогрупповых уравнений переноса используют один или несколько итерационных процессов. В простейших случаях (например, диффузионное приближение для одномерной геометрии) достаточно проверить сходимость метода итераций источника. Наряду с внешними итерациями источников во многих программах есть еще процесс внутренней итерации плотностей потоков нейтронов.

В большинстве работающих программ расчет оканчивается после сравнения двух соседних внешних итераций, когда при переходе от одной из них к другой различие двух функционалов не превышает заданной точности. Однако, как показано, например, в работах [36, 37], такой критерий в ряде случаев явно недостаточен, и, хотя решения в двух соседних итерациях различаются мало, они могут отстоять от «точного», т. е. полученного при «бесконечном» числе итераций, довольно значительно.

Запомнив это обстоятельство, остановимся пока на случае, когда окончание расчета производится путем сравнения двух соседних итераций.

Внешние итерации

Эффективный коэффициент размножения сходится гораздо быстрее, чем плотности потока нейтронов, поэтому во многих программах устанавливают несколько критериев проверки сходимости. Рассмотрим наиболее употребительные алгоритмы проверки сходимости для: 1) эффективного коэффициента размножения $K_{\text{эф}}$; 2) источника деления \mathbf{Q} и 3) плотности потока нейтронов Φ .

Пусть i — номер внешней итерации; j — номер точки или пробной функции и

$$K^{(i)} = \sum_j Q_j^{(i)} / \sum_j Q_j^{(i-1)}; \quad K_j^{(i)} = Q_j^{(i)} / Q_j^{(i-1)};$$

$$K_{\text{макс}}^{(i)} = \max_j K_j^{(i)} \quad K_{\text{мин}}^{(i)} = \min_j K_j^{(i)}.$$

Для эффективного коэффициента размножения, определенного с помощью интегральных функционалов, употребляется простой критерий:

$$|K^{(i)} - K^{(i-1)}| / K^{(i)} < \varepsilon_k. \quad (3.1)$$

При использовании источника деления в качестве функционала, по которому проверяется сходимость, более удобно работать с эффективным коэффициентом размножения, определяемым отдельно для каждой компоненты j вектора источника. При разных способах расчета реактора компоненты вектора Q_j могут иметь разный смысл: при конечно-разностном методе индекс j можно отнести к j -й точке реактора, при методе Бубнова — Галеркина — к номеру функции и т. д. Определим несколько алгоритмов для сравнения с заданной величиной ε_Q точности вычисления источника:

$$|K_{\text{макс}}^{(i)} - K_{\text{мин}}^{(i)}| < \varepsilon_Q; \quad (3.2)$$

$$\frac{1}{2} |(K_{\text{макс}}^{(i)} + K_{\text{мин}}^{(i)}) - (K_{\text{макс}}^{(i-1)} + K_{\text{мин}}^{(i-1)})| < \varepsilon_Q; \quad (3.3)$$

$$|K_i^i - K_j^i| < \varepsilon_Q; \quad (3.4)$$

$$|K_i^i - K_j^{i-1}| < \varepsilon_Q. \quad (3.5)$$

Эти алгоритмы в большинстве случаев дают практически одни и те же результаты. Применение в критериях (3.4) и (3.5) первой компоненты в качестве эталона обусловливается удобством реализации этих формул. При использовании плотности потоков нейтронов для проверки сходимости можно употреблять следующие критерии для каждой группы g :

$$\max_i |\Phi_{g,i}^{(i)} / \Phi_{g,i}^{(i-1)} - \Phi_{g,l}^{(i)} / \Phi_{g,j}^{(i-1)}| < \varepsilon_g; \quad (3.6)$$

$$\sqrt{\sum_j |\Phi_{g,j}^{(i)}|^2} / \sqrt{\sum_j |\Phi_{g,j}^{(i-1)}|^2} < \epsilon_\Phi; \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |1 - (\Phi_{g,j}^{(i)} / \Phi_{g,j}^{(i-1)})| < \epsilon_\Phi; \quad (3.8)$$

$$\sqrt{\sum_j (\Phi_{g,j}^{(i)} - \Phi_{g,j}^{(i-1)})^2} / \sqrt{\sum_j (\Phi_{g,j}^{(1)} - \Phi_{g,j}^{(0)})^2} < \epsilon_\Phi. \quad (3.9)$$

Формулы (3.6)—(3.9) можно применять как во внешних, так и во внутренних итерациях, однако в большинстве программ их используют во внутренних итерациях.

Часто при переходе от одной внешней итерации к другой источник деления нормируется на единицу. Эта операция производится для предупреждения превращения источника в нуль или в очень большое число при сильном отличии $K_{эф}$ рассчитываемой системы от единицы и для ускорения сходимости внутренних итераций. Это обстоятельство надо иметь в виду при рассмотрении конкретных критериев сходимости отдельных программ.

Внутренние итерации и согласование точностей внутренних и внешних итераций

При проведении внутренних итераций рассчитывают плотность потока нейтронов в каждой группе при заданных внешних источниках. Критерием сходимости внутренних итераций может быть любой из критериев для плотности потока нейтронов (3.6)—(3.9). Выбор точности внутренних итераций сильно зависит от используемого критерия сходимости. Поскольку с помощью внутренних итераций ищется поток нейтронов в каждой отдельной группе при заданных источниках, то, естественно, при этом не имеет смысла искать решение с большей точностью, чем достигнутая точность источников во внешних итерациях. Если критерий сходимости во внутренних итерациях проверяется в каждой точке, например (3.6), то можно определить $\epsilon_{\text{внут}}$ следующим образом:

$$\epsilon_{\text{внут}}^{(i)} = \max_j |K_1^i - K_j^i| \quad \text{или} \quad \epsilon_{\text{внут}}^{(i)} = \max_j \left| \frac{\Phi_{g,j}^{(i)}}{\Phi_{g,j}^{(i-1)}} - \frac{\Phi_{g,1}^{(i)}}{\Phi_{g,1}^{(i-1)}} \right|.$$

Если же критерием является (3.7) или (3.8), то естественно, взять $\epsilon_{\text{внут}}$ в виде

$$\epsilon_{\text{внут}}^{(i)} = |K^{(i)} - K^{(i-1)}|.$$

Часто приходится сталкиваться с мнением, что точность внутренних итераций должна быть выше точности внешних ите-

раций. При использовании этой рекомендации необходимо очень четко представлять себе, что такое точность *внешних* и *внутренних* итераций. Так как окончание внешних итераций осуществляется, как правило, при выполнении двух критериев, то можно совершить ошибку, взяв за основу какой-либо один. Например, в программе В. В. Пененко [38] выход из внешних итераций происходит при удовлетворении двух критериев: (3.1) и (3.2). Если основным критерием будет (3.1), являющийся интегральной величиной, тогда, очевидно, точность внутренних итераций не должна быть выше, чем ε_k . Однако если окончание внешних итераций происходит по ε_Q , то тогда действительно нужно, чтобы $\varepsilon_k \gg \varepsilon_{\text{внут}}$, т. е.

$$\varepsilon_k / \varepsilon_{\text{внут}} = 10 \div 100.$$

Доминантное отношение, скорость сходимости и критерии сходимости

Как отмечалось ранее, разность функционалов в двух соседних итерациях далеко не всегда полностью определяет процесс сходимости. Известно [36, 37, 39], что при решении уравнения переноса методом итераций источника скорость сходимости зависит от доминантного отношения $\rho = \Lambda_1 / \Lambda_0$, где Λ_0 — собственное число задачи, которое в большинстве случаев совпадает с $K_{\text{эф}}$, а Λ_1 — второе по абсолютному значению собственное число, причем $\Lambda_1 > 0$.

Доминантное отношение можно вычислять разными способами. Например, при использовании простых внешних итераций оно определяется соотношением [40]:

$$(\Lambda_1 / \Lambda_0)_i = [K^{(i)} - K^{(i-1)}] / [K^{(i-1)} - K^{(i-2)}].$$

Формулы для определения Λ_1 и Λ_0 в случае двухслойной схемы с чебышевским набором ускоряющих параметров приведены в работе [36]. Процедура нахождения Λ_1 внутри трехслойной схемы не определена, и поэтому приходится прерывать процесс с использованием ускоряющих параметров, проводить несколько простых итераций для определения Λ_1 и затем снова переходить к процессу с ускорением. Алгоритм организации такой процедуры описан, например, в [41].

В общем случае [36], если при сравнении двух соседних итераций заменить

$$\varepsilon_k \text{ на } \varepsilon_k \times (1 - \rho) / \rho$$

и (или)

$$\varepsilon_Q \text{ на } \varepsilon_Q \times (1 - \rho) / \rho,$$

и (или)

$$\varepsilon_{\text{ф}} \text{ на } \varepsilon_{\text{ф}} \times 2(1 - \rho),$$

то это обеспечит вычисление соответствующих функционалов с заданной точностью ϵ_n , ϵ_Q и ϵ_Φ (рис. 3).

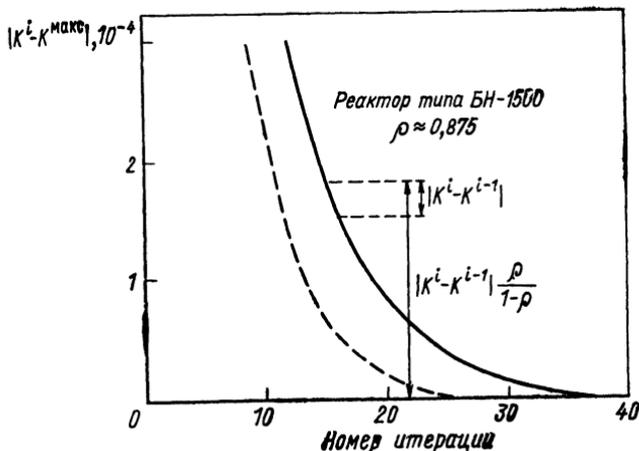


Рис. 3. Сходимость внешнего итерационного процесса и доминантное отношение:

— программа V2DR без ускорения сходимости; — — — та же программа с ускорением сходимости

§ 3.3. ПРОГРАММЫ ДЛЯ ОДНОМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Одномерная геометрия все еще остается одной из самых распространенных при проведении серийных, оценочных и предварительных расчетов реакторов на быстрых нейтронах. Правильный выбор одномерной модели и ее характеристик обеспечивает достаточно полную информацию при малой стоимости расчета. Средние и большие реакторы рассчитывают, как правило, в диффузионном (или P_1 -) приближении. Для расчета небольших реакторов и критических сборок используют P_3 -, P_5 - и S_N -приближения.

При одномерном расчете реактора в цилиндрической и плоской геометриях утечку нейтронов в нерасчетном направлении учитывают введением фиктивного сечения поглощения $\Sigma_{L,R}^g$. Обычно расчетные модели реактора сложнее в радиальном направлении, поэтому наиболее часто с помощью фиктивного сечения поглощения учитывают аксиальную утечку. В самом общем случае это сечение является функцией группы g и точки i , т. е.

$$\Sigma_{L,R}^g(r_i) = \kappa_{R,g}^2(r_i) D_R^g.$$

Здесь D_R^g — коэффициент диффузии в зоне R и группе g ; $\kappa_{R,g}^2(r_i)$ — геометрический параметр зоны R для группы g и

точки i , принадлежащей зоне R , который с помощью потоков из двухмерного расчета определяется как

$$\kappa_{R,g}^2(r_i) = \int \nabla_z^2 \Phi_g(r_i, z) dz / \int \Phi_g(r_i, z) dz. \quad (3.10)$$

Переходя от двухмерного расчета к одномерному, необходимо получить совпадение результатов двухмерного и одномерного расчетов: 1) или в какой-то одной плоскости при $z=z_0$; 2) или в среднем по слою, толщина которого, например, может быть равна высоте активной зоны. Соответствующим образом должны быть выбраны и размеры, по которым надо проводить интегрирование при расчете геометрических параметров. В первом случае интегрирование не проводится и интегралы по z заменяются значениями функций в точке z_0 ; во втором — интегралы берутся по высоте геометрической зоны R .

Поскольку на практике учитывать утечку в каждой точке нецелесообразно, величину $\kappa_{R,g}^2(r_i)$ усредняют по радиусу в пределах зоны R :

$$\kappa_{R,g}^2 = \int_r \kappa_{R,g}^2(r) \left[\int_z \Phi_g(r, z) dz \right] r dr / \int_r \int_z \Phi_g(r, z) r dr dz.$$

Для вычисления второй производной по z [см. (3.10)] можно предложить два способа:

1) вычисление с использованием конечно-разностных формул, реализованных в программе, по которой рассчитывались плотности потоков:

2) аппроксимацию плотности потока какой-либо функцией с соответствующим преобразованием выражения (3.10). В качестве аппроксимирующей функции обычно берут косинус или первых два-три члена его разложения в ряд. Если подставить в формулу (3.10) выражение $\Phi_g(r_i, z) = \Phi(r_i, z_0) \cos az$, то $\kappa_{R,g}^2(r_i) = a^2$.

Использование геометрического параметра, зависящего от зоны и группы, является очень хорошим приближением, однако во многих программах предусмотрено введение параметра κ_R^2 , не зависящего от группы. В этом случае можно либо усреднить по группам величины $\Sigma_{L,R}^g$, либо аппроксимировать функцией $\cos \kappa_R z$ величины, уже просуммированные по группам, например $\int_r \sum_g \Phi_g(r, z) r dr$. При усреднении по группам геометрический параметр определяют как

$$\kappa_R^2 = \sum_g \kappa_{R,g}^2 D_R^g \Phi_{R,g} / \sum_g D_R^g \Phi_{R,g}.$$

В случае необходимости аналогичным образом можно усреднить геометрический параметр и по зонам.

Следует обратить внимание на задание κ_R^2 для зон с малой

плотностью материала (воздушные зазоры и т. п.). Коэффициенты диффузии в таких зонах очень велики, поэтому этот рассмотренный способ учета утечки для них становится неправильным и единственно разумным выходом из этой ситуации является приравнивание нулю κ_R^2 для этих зон.

Во всех одномерных программах расчета реакторов на быстрых нейтронах (табл. 5) для решения уравнения переноса

Таблица 5

Характеристики программ расчета реакторов на быстрых нейтронах в одномерной (сферической, цилиндрической и плоской) геометрии

Программа	ЭВМ	Язык	Максимальные параметры				Каталог констант	Литература
			Число зон	Число точек	Число групп	Приближение		
M-26	M-220	Коды	9	130	26	P_1, P_2	БНАБ-26 АРАМАКО	[7]
DIOR1	M-220	АЛГОЛ	32	200	26	S_{64}	АРАМАКО	[7]
9M-26	БЭСМ-4 M-222	Коды	9	86	26	P_1	БНАБ-26	[24]
P1DIR	БЭСМ-4	АЛГОЛ	16	200	26	Диффузионное	БНАБ-26 АРАМАКО	[44]
S_N	БЭСМ-4 M-222	Коды	16	145	26	S_{64}	БНАБ-26	[24]
SNDIR	БЭСМ-4	АЛГОЛ	16	145	26	S_{64}	БНАБ-26 АРАМАКО	[43]
КОБРА	БЭСМ-6	ФОРТРАН	100 10	100 10	4 26	Диффузионное	АРАМАКО	[45]

используют конечно-разностные методы. Заинтересованный читатель может найти более подробное описание этих программ в работах [7, 24, 43—45].

§ 3.4. ПРОГРАММЫ ДЛЯ ДВУХМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

При решении уравнений переноса в двухмерной геометрии пользователь встречается на практике с одной из следующих геометрий: RZ , XY , $R\phi$, гексагональной или триангулярной.

Двухмерная геометрия является очень хорошим, хотя не всегда достаточным приближением к реальной трехмерной геометрии.

Геометрия RZ позволяет представить реактор в виде цилиндра с симметрией по азимутальному углу. Если такая симметрия отсутствует, используют остальные двухмерные геометрии, которые дают возможность описать сечение реактора в аксиальной плоскости. Во всех геометриях, кроме RZ , необходимо учитывать утечку в нерасчетном направлении. Учет утечки описан для одномерной цилиндрической геометрии в § 3.3 и полностью справедлив и в этом случае. Однако следует отметить, что большинство двухмерных программ не представляют возможности пользователю задать разные по зонам геометрические параметры и поэтому утечка вверх должна быть, как правило, учтена заранее, при подготовке сечений для расчета, что заставляет вводить дополнительные физические зоны. Но двухмерные расчеты проводят чаще всего с небольшим числом групп, что, в свою очередь, требует увеличения числа физических зон. Следовательно, требование введения разных геометрических параметров с помощью их добавления в заранее приготавливаемые сечения не приходит в противоречие с общей идеологией двухмерного расчета.

Рассмотрим теперь основные методы и программы, используемые при решении уравнений переноса в двухмерной геометрии.

Диффузионное приближение

Конечно-разностные методы. Вопросам решения диффузионного уравнения конечно-разностными методами посвящена монография [36], в которой рассмотрены как методы решения, так и вопросы ускорения внешних и внутренних итерационных процессов. Конечно-разностные методы для решения уравнения переноса в диффузионном приближении относятся к наиболее разработанным численным методам теории переноса, однако и здесь еще не все вопросы можно считать решенными, в частности практическую реализацию различных методов ускорения сходимости и выбор оптимальной стратегии в этой области, хотя за последнее время здесь получено много интересных результатов [36, 46].

Программа 2D, созданная в 1963 г. В. В. Пененко [38], свыше 10 лет была одной из самых популярных программ для двухмерного расчета реакторов на быстрых нейтронах. Она включена в комплексы программ ФЭИ [47] и НИИАР [24] и в систему ФИХАР [25] в качестве модуля расчета плотностей потоков и ценностей нейтронов в RZ - и XY -геометриях.

Программа 2D позволяет рассчитывать реактор в многогрупповом (до 26 групп) приближении с числом точек до 961 и является примером почти предельного использования возможностей машин класса М-20, БЭСМ-4 и М-220. Написана программа 2D в кодах ЭВМ. Для ускорения внутренних итераций

в ней реализованы метод переменных направлений [48, 49] и метод последовательной верхней релаксации [40, 48].

Комплекс программ DD [50], реализованных для ЭВМ М-220, решает задачу переноса в P_1 -приближении в XY -, RZ - и $R\phi$ -геометриях. В этом комплексе предусмотрена возможность расчета водородосодержащих реакторов. При отсутствии водорода решаемая задача эквивалентна диффузионному приближению.

Для ускорения внутренних итераций используют метод последовательной верхней релаксации. Критерием окончания каждой внутренней итерации служит условие типа (3.9). Зависимость точности внутренних итераций от достигнутой точности внешних итераций не предусмотрена. Внешние итерации не ускоряются. Их окончание производится по одному из условий (3.1) или (3.2). В процессе внешних итераций максимальное значение источника деления нормируется на единицу.

Большая часть программ комплекса DD написана на языке АЛГОЛ для транслятора ТА-2. Программа внутренних итераций написана в кодах ЭВМ. Комплекс DD позволяет иметь до 980 точек и до 26 групп. Время расчета для 18—26 групп при 5—15 внешних итерациях составляет 1,5—5 ч машинного времени. Комплекс DD связан с комплексом программ АРАМАКО [18].

Программы KENT, VIKAR и VIANKA [51] предназначены для расчета двухмерных моделей реакторов в диффузионном приближении в RZ (VIANKA), XY (KENT) и гексагональной геометриях. Все они написаны для ЭВМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН [52].

Особенность программы VIANKA — отсутствие внутренних итераций: каждая внутренняя итерация совмещена с внешней. Программа может решать задачи размерностью $G \times m = 20\,000$, где G — число групп; m — полное число точек. Для двухгруппового расчета с 800 узлами за 1 мин делается ~ 45 итераций.

Программа KENT позволяет использовать до 10 000 точек с числом групп не более двух. В программе KENT внутренние итерации проводятся либо по методу Гаусса — Зайделя, либо по методу последовательной верхней релаксации Янга — Франкела [40, 48]. Внешний итерационный процесс заканчивается при одновременном выполнении условий (3.1) и (3.2). Ускорения внешних итераций пока нет, хотя авторы программы намереваются использовать ускорение по Чебышеву. Узлы расчетной сетки расположены в углах кассет (3000 точек, ~ 1400 кассет).

Программа VIKAR для расчета гексагональных решеток рассчитана на число кассет до 2000 и число групп до 9. В программах KENT и VIKAR использована схема размещения узловых точек в углах ячейки. Время расчета для реактора типа БН-600 в девятигрупповом приближении составляет около 40 мин при точности вычисления $K_{эф}$ 10^{-7} и плотности потока 10^{-4} . При недостаточно высокой точности в программе может

наблюдаться «перекося» плотностей потоков для симметричных областей.

Программы KENT, VIKAR и VIANKA привязаны к комплексу программ АРАМАКО [18].

Программа TRIANG [53] предназначена для расчета треугольных решеток со всеми возможными случаями симметрии. Узлы расчетной сетки расположены в центрах треугольников. Программа написана на языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6. Сходимость внешних итераций ускоряется по трехслойной схеме с использованием полиномов Чебышева. Доминантное отношение оценивается на основе нескольких предварительных простых итераций или может быть задано. В качестве начального приближения можно использовать результаты предыдущего расчета или любое заданное распределение.

Метод Галеркина и синтетические методы. В последние годы в практику нейтронно-физических расчетов все больше и больше внедряются прямые методы решения уравнений переноса, в которых решение представляется в виде линейных функций, являющихся комбинациями решений упрощенной задачи. В качестве таких функций в диффузионном приближении фигурируют решения или уравнения Лапласа, или соответствующих одномерных (двухмерных) задач, или некоторые другие функции. Такой способ представления решения позволяет перейти затем к системам линейных алгебраических уравнений, способы решения которых достаточно хорошо разработаны. Основные проблемы в случае применения этих методов связаны с выбором самих координатных функций и их числа. Обсуждению всех этих вопросов посвящено большое число работ [4, 54—57]. Ниже мы кратко рассмотрим только те конкретные методы, которые реализованы в программах, вошедших или входящих в практику расчетов.

Программа V2DR [56] решает задачу диффузионного многогруппового расчета нейтронного поля реактора для плоской и цилиндрической двухмерных геометрий методом Галеркина. Решение ищется в виде разложения по собственным функциям оператора Лапласа при краевом условии равенства нулю плотности потоков на внешней границе реактора. После перехода к системе алгебраических уравнений решение находится методом итерации источников. В первоначальном варианте программы ускорения итераций не применялось, а сейчас итерации ускоряются по трехслойной схеме с применением полиномов Чебышева. Для окончания расчета используется критерий (3.5).

Программа V2DR написана на АЛЬФА-языке [58], модификации языка АЛГОЛ-60, и включена в систему ФИХАР. В варианте для БЭСМ-4 она рассчитана не более чем на 26 групп, 16 различных по составу зон и 40 геометрических зон. В соответствии с рекомендациями работы [59] в разложении решения по функциям оставляют только части функций по следующему

алгоритму: пусть $\varphi_{mn}(\mathbf{r})$ ($m, n = 1, 2, \dots$) — координатные функции и $1 \leq m \leq s_1$, $1 \leq n \leq s_2$, где s_1 и s_2 — число функций по первому и второму координатным направлениям соответственно. Из общего числа функций s_1 и s_2 отбираются те, для которых

$$P(m, n) \leq \begin{cases} P(s_1, 1), & \text{если } s_1 \geq s_2; \\ P(1, s_2), & \text{если } s_1 < s_2; \end{cases}$$

$$P(x, y) = xy(x^2/L_1^2 + y^2/L_2^2 + 1),$$

где L_1 и L_2 — размеры реактора по расчетным направлениям. Пусть осталось N функций, для которых всегда $N < s_1 s_2 / 2$. Например, для модели БН-1500

$$\text{при } s_1 = 7, s_2 = 6 \quad N = 15;$$

$$\text{при } s_1 = 9, s_2 = 7 \quad N = 21.$$

Данная программа позволяет использовать максимально 45 функций, однако при числе групп 26 эта цифра уменьшается до 34.

В программе V2DR реализован автоматический выбор числа координатных функций (см. § 7.5).

Программа GABI [57] реализована для цилиндрической геометрии на ЭВМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН. Число групп — не более четырех, число пространственных зон — не более 10×10 , максимальное число гармоник 11×11 . Метод решения и координатные функции в программах GABI и V2BR аналогичны. Отбрасывания функций не производится, ускорение внешних итераций отсутствует.

Программа 18-4-RZ-15 [60] основана на методе частичного разделения пространственных и энергетических переменных при описании плотности потока нейтронов [29]. Основное допущение этого метода состоит в том, что в каждой зоне реактора несколькими энергетическим группам, объединенным в один энергетический диапазон α , приписывается один и тот же характер пространственного распределения. При этом предполагается, что пространственные переменные разделяются. Таким образом, плотность потока g -й группы, входящего в диапазон α , в точке r, z представляется в виде

$$\Phi_g(r, z) = I_{ij}^{(g)} R_{ij}^{(\alpha)}(r) Z_{ij}^{(\alpha)}(z),$$

где i, j — номера радиального и аксиального слоев соответственно.

Программа 18-4-RZ-15 составлена в кодах ЭВМ типа М-20 и позволяет в диффузионном приближении рассчитывать реактор, имеющий до пяти зон по радиусу и три зоны по высоте. Число групп в исходной системе констант — 18, а число малогрупповых диапазонов — до четырех. При удачном выборе гра-

ниц малогруппового диапазона точность расчета основных характеристик, таких, как $K_{эф}$, $KВ$, критическая масса, вполне достаточна для проведения оптимизационных расчетов. Исходная 18-групповая система констант подготавливается заранее, и гомогенная резонансная блокировка в ней берется для какого-то одного «среднего» реактора, при этом число элементов, участвующих в расчете, не превышает 12.

Программа 18-4-RZ-15 — одна из самых распространенных при проведении вариантных расчетов реакторов на быстрых нейтронах на ЭВМ типа М-220.

Кинетическое уравнение

S_N - и DSN -приближения. Программы TRAXY и TRACY, разработанные в Лос-Аламосской лаборатории (США) [61], внедрены на ЭВМ БЭСМ-6 [8] с привязкой их к комплексу программ подготовки сечений АРАМАКО. Эти программы позволяют решать уравнение переноса S_N -методом в двухмерных XY (TRAXY) и RZ (TRACY) геометриях. Анизотропию рассеяния можно учитывать в P_0 -, P_1 - и транспортном приближениях. Программы написаны на языке ФОРТРАН. Число групп, зон и точек варьируется. Время счета колеблется от 10 мин до многих часов в зависимости от размеров реактора и его свойств. В зонах, где источник определяется в основном рассеянием, а не делением, внутренний итерационный процесс сходится очень медленно. Расчет реактора БОР-60 по этой программе (6 групп, 36 геометрических зон, 15 физических зон, S_2 -приближение) потребовал ~ 6 ч машинного времени при числе внешних итераций ~ 30 и точности по $K_{эф}$ внешнего итерационного процесса $2 \cdot 10^{-5}$ [критерий (3.1)]. Ускорения сходимости внешних итераций не предусмотрено. Имеется возможность расчета ячеек. Кроме плотности потока нейтронов можно рассчитывать ценности нейтронов, а также постоянную спада мгновенных нейтронов. Возможен расчет с заданными внешними источниками.

Программа HEXAGON [62] реализует вариационно-разностный метод решения кинетического уравнения в гексагональной геометрии, по точности примерно равный S_6 -приближению. Реализованная схема основана на предположении о постоянстве источника внутри кассеты и линейности решения на границах кассеты. Для реакторов с малым числом сравнительно больших кассет (типа БОР-60) эти предположения нарушаются и программа HEXAGON не рекомендуется.

Программа HEXAGON написана на языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6. Число кассет не более 2100, число групп не более 26, число физических зон не более 9.

Программа TP1 [62] для треугольной геометрии использует метод конечных элементов, согласно которому решение разлагается по конечному числу пробных функций, причем каждая

из них тождественно равна нулю вне некоторой области, называемой конечным элементом. Внутри каждого конечного элемента базисные функции принимают вид полиномов определенной степени. В программе ТР1 за конечный элемент принимается треугольник, а степень полинома принята равной единице.

Порядок точности решения кинетического уравнения примерно такой же, как в S_6 -приближении.

Программа ТР1 написана на языке АЛГОЛ-60 (АЛГОЛ ГДР) для ЭВМ БЭСМ-6. Число треугольников не более 2500, число групп не более 26, число физических зон не более 99. Для варианта со 138 кассетами, 8 физическими зонами и точностью внешних и внутренних итераций 10^{-8} время счета 4 мин.

Программа ТР1 адаптирована для системы ФИХАР на ЭВМ БЭСМ-4, однако возможности ее здесь сильно ограничены (число групп не более 2, число геометрических зон не более 225).

Граничные условия предусматривают возможность расчета как целого реактора, так и его частей (1/2, 1/6).

Для ускорения сходимости используется метод экстраполяции [63].

§ 3.5. ПРОГРАММЫ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Созданию эффективных трехмерных программ в последние годы уделяется большое внимание. Они нужны как для практических расчетов, так и для оценки тех или иных приближенных методов. В настоящее время программы трехмерного расчета имеются только для диффузионного приближения.

Программа ТDP-2 [53] предназначена для решения многогруппового диффузионного уравнения в XYZ-геометрии, где в плоскости XY используется прямоугольная сетка. Ведется также работа по созданию трехмерной программы с треугольной сеткой в плоскости XY.

Программа ТDP-2 написана на автокоде БЭМШ [64]. Максимальное число физических зон 2000, а число пространственных узлов зависит от числа групп G . При использовании восьми магнитных барабанов максимальное число точек равно $240\,000/(G+2)$. При использовании дисков число точек можно увеличить. Максимальное число точек на плоскости для трехмерной задачи ~ 6000 , а для двухмерного варианта ~ 1000 . Число точек по высоте не больше 50, а по осям X и Y — не больше 100. Время обработки одной пространственной точки $\sim 10^{-4}$ сек.

Конечно-разностная схема выбрана таким образом, чтобы линии разрыва коэффициентов лежали на линиях сетки. Для ускорения сходимости внешних итераций применяют трехслойную схему, с использованием полиномов Чебышева. Доминантное отношение определяют несколькими простыми итерациями.

ГЛАВА 4

РАСЧЕТ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ, КОЭФФИЦИЕНТА ВОСПРОИЗВОДСТВА И ИЗМЕНЕНИЯ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА

После того как рассчитано поле нейтронов, определяют его функционалы. Для расчета линейных и дробно-линейных функционалов кроме плотности потока нейтронов требуются сечения, которые в общем случае являются функциями не только групп, но и зон. Зависимость от зоны обуславливается различием резонансной самоэкранировки в случае многогруппового расчета и (или) различием весовых спектров при малогрупповых расчетах. Рассмотрим расчет основных линейных и дробно-линейных функционалов.

§ 4.1. СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ, ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕ, КОЭФФИЦИЕНТ НОРМИРОВКИ

Скорость n реакции захвата (c) и деления (f) определяется выражением

$$n_j^A(\mathbf{r}) = \sum_{g=1}^G \sigma_{j,R}^{A,g} \Phi_g(\mathbf{r}), \quad j = c, f, cf.$$

При обычном расчете нейтронных полей и скоростей реакций пользователь имеет дело с потоками нейтронов в относительных единицах. Для того чтобы перейти к реальным величинам, необходимо производить нормировку, приравнивая полное расчетное тепловыделение заданной мощности. Тогда коэффициент нормировки рассчитывается следующим образом:

$$A_{\text{норм}} = \frac{6,2419 \cdot 10^{15} \cdot W}{\sum_R \sum_A N_R^A (E_f^A n_{f,R}^A + E_c^A n_{c,R}^A)}, \quad (4.1)$$

где W — полная тепловая мощность реактора, *квт*; E_f^A — энергия, освобождающаяся при одном акте деления ядра A , *Мэв*; E_c^A — энергия, освобождающаяся при одном акте захвата нейтрона ядром A , *Мэв* (табл. 6) [65].

Выражение в знаменателе формулы (4.1) определяет полное тепловыделение в реакторе. Тепловыделение в точке \mathbf{r} определяется как

Таблица 6

Энергия, выделяемая при одном акте деления E_f^A и захвата E_c^A , Мэв

A	E_f^A	E_c^A	A	E_f^A	E_c^A
^{232}Th	192,9	6,8	^{242}Pu Конструкци- онные мате- риалы и теплоноси- тели	200,3	6,8
^{235}U	192,9	6,8		—	8,2
^{238}U	193,9	6,8			
^{239}Pu	198,5	6,8			
^{240}Pu	198,5	6,8			
^{241}Pu	200,3	6,8			

$$q(\mathbf{r}) = \sum_A N_R^A [E_f^A n_f^A(\mathbf{r}) + E_c^A n_c^A(\mathbf{r})].$$

На практике величины E_f^A часто считают одинаковыми для всех ядер и равными ~ 200 Мэв, а величины $E_c^A \approx 7$ Мэв и тоже не зависящими от A . В этом случае тепловыделение рассчитывают по следующей формуле:

$$q(\mathbf{r}) = \sum_A N_R^A [n_f^A(\mathbf{r}) + 0,035n_c^A(\mathbf{r})].$$

Суммирование производится по всем элементам, входящим в состав реактора. Следует заметить, что нормировка величин $q(\mathbf{r})$, $n_f(\mathbf{r})$ и $n_c(\mathbf{r})$ в двух приведенных выше формулах несущественна. Использование одинаковых для всех ядер величин E_f^A и E_c^A приводит к уменьшению коэффициента нормировки (для реактора типа БН-1500 на 1%)^{*}.

В практических расчетах коэффициента нормировки очень важно соблюдать соответствие между расчетной моделью и той мощностью, на которую нормируется тепловыделение. Так, при расчете в одномерной цилиндрической и (или) плоской геометриях нужно помнить, что размер реактора по нерасчетному направлению обычно равен 1 см, а при расчете симметричного по высоте реактора в двухмерной геометрии нельзя забывать, что мощность надо поделить пополам.

§ 4.2. КОЭФФИЦИЕНТ ВОСПРОИЗВОДСТВА И ЕГО СОСТАВЛЯЮЩИЕ

Коэффициент воспроизводства — это отношение числа образующихся в единицу времени ядер нового горючего к числу сгоревших в единицу времени.

^{*} Реактор типа БН-1500 — модель реактора на быстрых нейтронах электрической мощностью 1500 Мвт (см. § 7.1 и табл. 6).

Прежде чем формально определить коэффициент воспроизводства, введем вспомогательные величины $F_{c,R}^B$ и $F_{a,R}^A$:

$$F_{c,R}^B = \sum_{g=1}^G \sum_{A_B} N_R^{A_B} n_{c,R}^{A_B}$$

— число захватов нейтронов ядрами нуклидов A_B , воспроизводящих новое горючее, для R -й зоны (к воспроизводящим относятся ^{232}Th , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu);

$$F_{a,R}^A = \sum_{g=1}^G \sum_{A_A} N_R^{A_A} (n_{c,R}^{A_A} + n_{f,R}^{A_A})$$

— число захватов и делений в ядрах, способных делиться под действием тепловых нейтронов, в R -й зоне (к ним относятся ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu и ^{243}Pu).

Физический коэффициент воспроизводства в R -й зоне может быть определен, например, следующим образом:

$$KB_R = \frac{F_{c,R}^B + (\delta_{R,a,z} - 1) F_{a,R}^A}{\sum_R F_{a,R}^A \delta_{R,a,z}}$$

где

$$\delta_{R,a,z} = \begin{cases} 0, & \text{если зона } k \text{ не является активной;} \\ 1, & \text{если зона } k \text{ является активной.} \end{cases}$$

Величина $\delta_{R,a,z}$ используется для учета того обстоятельства, что выгорание изотопов в зоне воспроизводства следует рассматривать как уменьшение скорости накопления нового горючего, а не выгорания загруженного. Коэффициент воспроизводства в целом по реактору является суммой коэффициентов воспроизводства по зонам:

$$KB = \sum_R KB_R.$$

Коэффициент воспроизводства для активной зоны (КВА) определяется как сумма величин KB_R по всем зонам, содержащим топливо:

$$КВА = \sum_R KB_R \delta_{R,a,z}.$$

При анализе топливного цикла, расчете времени удвоения и т. п. часто фигурирует избыточный коэффициент воспроизводства ВГ (breeding gain), который в первом приближении можно определить так:

$$ВГ = KB - 1.$$

Эта величина иногда определяется более сложным способом с учетом «веса» накапливающегося горючего, отражающего его относительный вклад в реактивность. Однако такое определение ВГ приводит к некоторым неоднозначностям при рассмотрении реакторов, в активной зоне которых имеется топливо различного обогащения. Определения и примеры применения этой величины даны в работах [33, 34].

При сравнительном анализе методов и программ расчета часто используют функционалы, характеризующие интегральные скорости захвата C , деления F и размножения P для элементов, входящих в состав реактора. Приведем определения этих величин для зоны R в соответствии с работой [33]:

$$P_{A,R} = \frac{\sum_g N_R^A \nu \sigma_{f,R}^{A,g} \Phi_{g,R}}{\sum_R Q_{f,R}} 1000;$$

$$F_{A,R} = \frac{\sum_g N_R^A n_{f,R}^A}{\sum_R Q_{f,R}} 1000;$$

$$C_{A,R} = \frac{\sum_g N_R^A n_{c,R}^A}{\sum_R Q_{f,R}} 1000.$$

Здесь $Q_{f,R} = \int_{V_R} Q_f(\mathbf{r}) dv$; $\Phi_{g,R} = \int_{V_R} \Phi_g(\mathbf{r}) dv$.

Утечка нейтронов L определяется из баланса нейтронов:

$$L_R = \frac{1}{K_{эф}} P_{A,R} - F_{A,R} - C_{A,R}.$$

Тогда интегральные характеристики запишутся как:

$$P = \sum_A \sum_R P_{A,R} = 1000;$$

$$F = \sum_A \sum_R F_{A,R};$$

$$C = \sum_A \sum_R C_{A,R};$$

$$L = \frac{1}{K_{эф}} P - F - C.$$

§ 4.3. РАСЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА ВО ВРЕМЕНИ

В настоящее время в реакторах на быстрых нейтронах используется два вида топлива — уран и плутоний. В соответ-

ствии с этим определим два основных топливных цикла: смешанный и плутониевый. В смешанном цикле рассматривается цепочка превращений элементов ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu ; а в плутониевом цикле — цепочка ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu . Сечения осколков для разных делящихся элементов различны. Однако с достаточной степенью точности можно рекомендовать для смешанного топливного цикла сечения осколков ^{235}U , а для плутониевого цикла — сечения осколков ^{239}Pu . В ряде существующих программ не учитывается ^{234}U . Для смешанного цикла изменение изотопного состава в зоне R описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} dN_R^{235}/dt &= -N_R^{234-234} n_{cf,R}; \\ dN_R^{234}/dt &= -N_R^{235-235} n_{cf,R} + N_R^{234-234} n_{c,R}; \\ dN_R^{236}/dt &= -N_R^{236-236} n_{cf,R} + N_R^{235-235} n_{c,R}; \\ dN_R^{238}/dt &= -N_R^{238-238} n_{cf,R}; \\ dN_R^{239}/dt &= -N_R^{239-239} n_{cf,R} + N_R^{238-238} n_{c,R}; \\ dN_R^{240}/dt &= -N_R^{240-240} n_{cf,R} + N_R^{239-239} n_{c,R}; \\ dN_R^{241}/dt &= -N_R^{241-241} n_{cf,R} + N_R^{240-240} n_{c,R}; \\ dN_R^{242}/dt &= -N_R^{242-242} n_{cf,R} + N_R^{241-241} n_{c,R}; \\ dN_R^{\text{оск}}/dt &= -\sum_A N_R^A \bar{n}_{f,R}^A. \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Здесь $\bar{n}_{j,R}^A$ — средняя скорость j -реакции ($j=c, cf$) в зоне R для нуклида A ; N_R^A — концентрация нуклида в R -й зоне.

Для плутониевого цикла в этой системе уравнений отсутствуют три первых уравнения. В общем случае фигурирующие в уравнениях скорости реакций захвата и деления являются функциями времени. Однако на практике обычно применяется метод «замораживания» коэффициентов, когда в пределах какого-то интервала времени скорости реакций считаются не зависящими от времени и вычисляются на начальный момент рассматриваемого интервала. При этом предположении система уравнений (4.2) решается любым известным методом, например методом Рунге — Кутты.

Скорости реакций в уравнениях (4.2) должны быть умножены на нормировочный коэффициент $A_{\text{норм}}$, определяемый по формуле (4.1).

В реакторных расчетах значения концентраций обычно задаются поделенными на 10^{24} , а в микросечениях, которые почти всегда используются с концентрациями (произведение сечений на концентрации), множитель 10^{-24} опускается. Поэтому для того, чтобы в решении системы (4.2) получить концентрации

в тех же единицах и с тем же масштабным множителем, как у исходных концентраций, необходимо проводить нормировку по следующей формуле:

$$\bar{n}_{j,R}^A = \left[\int_{V_R} n_j(\mathbf{r}) dV/V_R \right] \frac{A_{\text{норм}}}{10^{24}}, \quad j = c, f, cf.$$

Тогда время в системе (4.2) выражается в секундах. Решая систему (4.2), мы должны задать либо интервал времени (в секундах), по окончании которого нужно вычислить изотопный состав топлива, либо выгорание, которое определяется как отношение концентрации осколков к сумме всех нуклидов, участвующих в расчете изотопного состава. В первом случае решением системы (4.2) будут изотопный состав и выгорание; во втором — изотопный состав и интервал времени, через который достигается заданное выгорание.

При решении второй задачи, если нас не интересует истинный интервал времени, скорости реакций можно не нормировать и систему уравнений (4.2) решать с фиктивным временем, в которое входит неизвестный нам коэффициент нормировки. В этом случае соотношение между фиктивным и «истинным» временем определяется выражением

$$t = t_{\text{фискт}} \frac{10^{24}}{A_{\text{норм}}} \text{ сек.}$$

При расчетах кампании каждой физической зоне, для которой рассчитывается изменение изотопного состава, должна соответствовать только одна геометрическая зона, иначе становится неоднозначным расчет средних скоростей реакций для данной физической зоны.

При расчете нескольких шагов по выгоранию необходимо предусмотреть компенсацию выгоревшего топлива. Во многих программах компенсация производится за счет изъятия из реактора компенсирующих стержней. Возможны и другие способы, например увеличение размера какой-то зоны и т. п. При этом использование предыдущего расчета в качестве начального приближения может значительно сократить затраты машинного времени на расчет всей кампании в целом.

Для решения системы дифференциальных уравнений (4.2) можно использовать метод Рунге — Кутты. Коэффициенты системы уравнений предполагаются не зависящими от времени, т. е. постоянными в каждой точке реактора в течение рассматриваемого интервала времени выгорания, под которым понимается интервал времени между двумя расчетами пространственно-энергетических распределений. Интервал времени выгорания Δt или задается, или же рассчитывается по заданному

интервалу выгорания ΔJ в зоне максимального выгорания $R_{\text{макс}}$ согласно формуле

$$\Delta t = \Delta J \sum_A N_{R_{\text{макс}}}^A / \sum_A N_{R_{\text{макс}}}^A \bar{n}_{i,R_{\text{макс}}}^A.$$

При решении системы уравнений (4.2) в интервале времени методом Рунге — Кутты с автоматическим выбором шага интегрирования за начальное приближение шага интегрирования для R -й зоны берется величина

$$h = 1 / \max_A \bar{n}_{cf,R}^A.$$

Шаг затем делится пополам до тех пор, пока разность двух решений не станет меньше ε . Можно рекомендовать выбирать величину $\varepsilon=0,005$. Таким образом, система (4.2) решается на одном интервале выгорания. Чтобы перейти к следующему шагу, по новым концентрациям изотопов пересчитываются макросечения, распределение плотностей потоков и скорости реакций. Таким способом можно осуществить расчет цикла выгорания.

ГЛАВА 5

РЕАКТИВНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

При анализе безопасности реакторов на быстрых нейтронах наибольшее внимание уделяется расчету таких стационарных величин, как доплеровский коэффициент реактивности (ДКР), пустотный натриевый эффект, температурный и мощностью коэффициенты. Общий подход к расчету этих величин изложен, например, в работе [66]. Прежде чем переходить к их обсуждению, рассмотрим формулу теории возмущений.

§ 5.1. ФОРМУЛА ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЕРВОГО ПОРЯДКА В МНОГОГРУППОВОМ ДИФФУЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Выведем формулу теории возмущений первого порядка для многогруппового диффузионного уравнения. Прямое и сопряженное уравнения можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 -\nabla D_R^g \nabla \Phi_g(\mathbf{r}) + \Sigma_{cf,d,R}^g \Phi_g(\mathbf{r}) - \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_{s,R}^{l \rightarrow g} \Phi_l(\mathbf{r}) - \frac{\chi_g}{K_{\text{эф}}} Q_f(\mathbf{r}) = 0; \quad (5.1) \\
 -\nabla D_R^g \nabla \Phi_g^+(\mathbf{r}) + \Sigma_{cf,d,R}^g \Phi_g^+(\mathbf{r}) - \sum_{l=g+1}^G \Sigma_{s,R}^{g \rightarrow l} \Phi_l^+(\mathbf{r}) - \\
 - \frac{1}{K'_{\text{эф}}} \nu \Sigma_{f,R}^g Q^+(\mathbf{r}) = 0. \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

Здесь $Q^+(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^G \chi_l \Phi_l^+(\mathbf{r})$. Штрихом отмечена возмущенная за-

дача. Умножим уравнение (5.1) на $\Phi_g^+(\mathbf{r})$, уравнение (5.2) — на $\Phi_g(\mathbf{r})$, проинтегрируем полученные уравнения по всему объему реактора и просуммируем по всем энергетическим группам. В результате после некоторых преобразований в приближении первого порядка, когда возмущение ценности считается малым по сравнению с ценностью невозмущенной задачи, получим

$$\Delta\rho = \frac{1}{K'_{\text{эф}}} - \frac{1}{K_{\text{эф}}} = \sum_{R,g} \left(3\delta \Sigma_{tr,R}^g I_R^g - \delta \Sigma_{cf,d,R}^g F_R^{g \cdot g} + \right)$$

$$+ \sum_{l=1}^{g-1} \delta \Sigma_{s,R}^{l \rightarrow g} F_R^{l,g} + \frac{1}{K_{\text{эф}}} \delta v \Sigma_{f,R}^g F_{Q,R}^g \Big), \quad (5.3)$$

где

$$I_R^g = \left(\int_{V_R} D_R^g \text{grad } \Phi_g(\mathbf{r}) D_R^g \text{grad } \Phi_g^+(\mathbf{r}) dv \right) / \text{ЦНД};$$

$$F_R^{l,g} = \left(\int_{V_R} \Phi_l(\mathbf{r}) \Phi_g^+(\mathbf{r}) dv \right) / \text{ЦНД};$$

$$F_{Q,R}^g = \left(\int_{V_R} \Phi_g(\mathbf{r}) Q^+(\mathbf{r}) dv \right) / \text{ЦНД};$$

$$\text{ЦНД} = \sum_R \int_{V_R} Q_f(\mathbf{r}) Q^+(\mathbf{r}) dv; \quad \delta \Sigma = \Sigma - \Sigma'$$

Формула (5.3) служит основой для вычисления большого числа реактивных коэффициентов.

Используя формулу (5.3), определим величину $\Delta \rho_R^A$ следующим образом:

$$\Delta \rho_R^A = \sum_{g=1}^G \left(3\sigma_{tr,R}^{A,g} I_R^g - \sigma_{cf,d,R}^{A,g} F_R^{g,g} + \sum_{l=1}^{g-1} \sigma_{s,R}^{l \rightarrow g} F_R^{l,g} + \frac{1}{K_{\text{эф}}} v \sigma_{f,R}^{A,g} F_{A,R}^g \right). \quad (5.4)$$

Эта величина характеризует изменение реактивности при внесении в 1 см^3 зоны R 10^{24} ядер элемента A . (Множитель 10^{24} появляется из-за того, что сечения задаются в барнах.)

Для удобства введем определения некоторых компонентов реактивности:

$$\Delta \rho_{a,R}^A = \sum_{g=1}^G \sigma_{cf,R}^{A,g} F_R^{g,g};$$

$$\Delta \rho_{s,R}^A = \sum_{g=1}^G \left(\sum_{l=1}^{g-1} \sigma_{s,R}^{A,l \rightarrow g} F_R^{l,g} - \sigma_{d,R}^{A,g} F_R^{g,g} \right);$$

$$\Delta \rho_{v,R}^A = \frac{1}{K_{\text{эф}}} \sum_{g=1}^G v \sigma_{f,R}^{A,g} F_{Q,R}^g;$$

$$\Delta \rho_{i,R}^A = \sum_{g=1}^G 3\sigma_{tr,R}^{A,g} I_{i,R}, \quad i = x, y, z, r,$$

где

$$I_{i,R}^g = \frac{1}{\text{ЦНД}} \int_{V_R} (D_R^g)^2 \text{grad}_i \Phi_g(\mathbf{r}) \text{grad}_i \Phi_g(\mathbf{r}) dv;$$

$$I_R^g = \sum_i I_{i,R}^g; \quad \Delta \rho_{I,R}^A = \sum_i \Delta \rho_{I_i,R}^A.$$

Если в формуле (5.4) заменить микросечения соответствующими макросечениями, то она будет определять величины $\Delta\rho_R^\Sigma$, которые часто используют в расчетах. Величины $\Delta\rho_{I,R}^\Sigma$, $\Delta\rho_{a,R}^\Sigma$, $\Delta\rho_{s,R}^\Sigma$, $\Delta\rho_{v,R}^\Sigma$ определяют аналогично, заменяя микросечения макросечениями соответствующих зон.

При расчете изменений реактивности в одномерной цилиндрической и двухмерной XU геометрии делают предположение о разделении переменных и распределение плотностей потоков и ценностей нейтронов по высоте обычно представляют в виде $\cos \kappa_R^2 z$, одинаковом для всех групп. Этот подход позволяет получать ценность нейтронов деления и интегральные значения реактивностей с учетом реальных объемов отдельных зон реактора с точностью, достаточной для расчета многих эффектов.

§ 5.2. ДОПЛЕРОВСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ РЕАКТИВНОСТИ

В реакторной физике в слова «эффект Доплера» вкладывают два смысла. Прежде всего (и правильнее) эффект Доплера — это название явления уширения резонансов нейтронных сечений, связанное с ростом температуры среды. Однако часто под эффектом Доплера понимают изменение реактивности при повышении температуры. Это изменение реактивности, отнесенное к интервалу изменения температур $T_2 - T_1$ и умноженное на среднюю температуру T_{cp} в этом интервале, называют доплеровским коэффициентом реактивности (ДКР):

$$\text{ДКР} = \frac{(1/K_{эф})_{T_1} - (1/K_{эф})_{T_2}}{T_2 - T_1} T_{cp}.$$

Пусть $\Delta K_D(T_1, T_2)$ определяет изменение реактивности при изменении температуры от T_1 до T_2 :

$$\Delta K_D(T_1, T_2) = (1/K_{эф})_{T_1} - (1/K_{эф})_{T_2}. \quad (5.5)$$

Для расчета этой величины широко используют теорию возмущений первого порядка. Если величины $\Delta\rho_R^\Sigma(T)$ и $\Delta\rho_R^A(T)$ — изменения реактивности соответственно от макро- и микросечений, заблокированных при температуре T , то величина $\Delta K_D(T_1, T_2)$ определится следующим образом:

$$\Delta K_D(T_1, T_2) = \sum_R (\Delta\rho_R^\Sigma(T_2) - \Delta\rho_R^\Sigma(T_1)), \quad (5.6)$$

или

$$\Delta K_D(T_1, T_2) = \sum_A \sum_R N_R^A [\Delta\rho_R^A(T_2) - \Delta\rho_R^A(T_1)]. \quad (5.7)$$

Необходимо обратить внимание на разный порядок следования температур в формулах (5.5) — (5.7).

Формула (5.3) позволяет провести анализ основных составляющих ДКР как по зонам, так и по элементам. Полный доплер-эффект в реакторах на быстрых нейтронах определяется изменением сечений ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{240}Pu , причем главную роль играет увеличение сечения захвата ^{238}U при повышении температуры. Как известно [66], для слабых резонансов изменение сечения поглощения с ростом температуры пропорционально $T^{-3/2}$, а для сильных резонансов $\sim T^{1/2}$. Так как в реакторах на быстрых нейтронах существенны и те и другие резонансы, то эта зависимость хорошо аппроксимируется функцией $1/T$.

Таким образом, с достаточной точностью [67, 68] утверждать, что в больших реакторах

$$\frac{dK}{dT} T = \text{const.} \quad (5.8)$$

Если для какой-то конкретной пары температур величина $\Delta K_{\text{Д}}(T_1, T_2)$ известна, то, согласно (5.8), для любой другой температуры изменение реактивности вследствие эффекта Доплера можно найти из следующего соотношения [69]:

$$\Delta K_{\text{Д}}(T_1, T) = \frac{\Delta K_{\text{Д}}(T_1, T_2)}{\ln(T_2/T_1)} \ln(T/T_1).$$

§ 5.3. ПУСТОТНЫЙ И ТЕМПЕРАТУРНЫЙ НАТРИЕВЫЙ ЭФФЕКТЫ РЕАКТИВНОСТИ

Под пустотным натриевым эффектом реактивности (ПНЭР) понимают изменение реактивности при частичной или полной потере натрия из одной или нескольких зон реактора. Поскольку сечения остальных элементов, находящихся в зоне, зависят от количества натрия, при расчете ПНЭР необходимо учитывать изменение сечений всей зоны.

Пусть $\Sigma_R(P\% \text{Na})$ — макросечения зоны R , содержащей $P\% \text{Na}$ (100% — это содержание Na в зоне при обычных условиях). Тогда ПНЭР для зоны R рассчитывают с помощью:

1) либо двух прямых расчетов

$$\text{ПНЭР} = \frac{1}{K_{\text{эф}}(100\% \text{Na})} - \frac{1}{K_{\text{эф}}(P\% \text{Na})};$$

2) либо теории возмущений

$$\text{ПНЭР} = \sum_R [\Delta \rho_R^{\Sigma}(P\% \text{Na}) - \Delta \rho_R^{\Sigma}(100\% \text{Na})]. \quad (5.9)$$

Если нет возможности рассчитать эффект изменения сечений всех составляющих зоны при потере натрия, то можно

определить ПНЭР, зная только $\Delta\rho_R^{\text{Na}}$:

$$\text{ПНЭР} = \left(\frac{P - 100}{100} \right) N_R^{\text{Na}} \Delta\rho_R^{\text{Na}}. \quad (5.10)$$

Расчет ПНЭР с помощью теории возмущений первого порядка не учитывает изменения спектра нейтронов при потере Na, поэтому в ряде случаев необходимо проводить прямой расчет или расчет по точной теории возмущений. Однако при проведении прямых расчетов трудно анализировать пространственные изменения натриевого эффекта и вклад в него различных составляющих.

При расчете ПНЭР по формуле (5.9) следует обратить внимание на то, при каком содержании Na рассчитывались плотности потоков и ценности, использованные при вычислении $\Delta\rho_R^{\Sigma}$. Употребление невозмущенных плотностей потоков и ценностей несколько завышает значение ПНЭР (для реактора типа БН-1500 на $\sim 10\%$), а использование возмущенных потоков и ценностей занижает эту величину. Поэтому для анализа безопасности можно рекомендовать расчет с невозмущенными плотностями потоков и ценностей.

Величины $\Delta\rho_R^{\Sigma}$ необходимо вычислять с помощью макросечений, в которых учтено изменение самоэкранировки всех остальных сечений при удалении натрия, а также изменение поправки в сечение упругого замедления на форму спектра внутри группы.

Применение формулы (5.10) вместо (5.9) занижает значение ПНЭР (для реактора типа БН-1500 на 0,2—0,3% $\Delta K/K$, что составляет значительную часть ПНЭР).

ПНЭР сильно зависит от температуры топлива [70]. Для реактора типа БН-1500 он может увеличиваться почти в 1,5 раза при повышении температуры от 300 до 1500° К.

Под температурным натриевым эффектом (ΔK_{Na}) понимают изменение реактивности при увеличении объема натрия вследствие повышения температуры. Эта величина используется при расчете температурного и мощностного коэффициентов реактивности и определяется по формуле

$$\Delta K_{\text{Na}}(T_1, T_2) = \sum_R (\Delta\rho_R^{\Sigma}(T_1^{\text{Na}}) - \Delta\rho_R^{\Sigma}(T_2^{\text{Na}})),$$

где $\Delta\rho_R^{\Sigma}(T^{\text{Na}})$ — реактивность, обусловленная изменением макросечений состава зоны R , в который входит натрий плотностью, соответствующей температуре T . При расчете этого эффекта без учета изменений сечений других элементов при изменении концентрации натрия можно ошибиться на 10—20%.

§ 5.4. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И МОЩНОСТНОЙ КОЭФФИЦИЕНТЫ РЕАКТИВНОСТИ

Температурный коэффициент реактивности K_T соответствует изменению реактивности при изменении температуры реактора на 1° . Мощностные эффекты реактивности характеризуются асимптотическим мощностным коэффициентом K_W , соответствующим изменению мощности на 1 Мвт . Эти коэффициенты определяются следующим образом:

$$K_T = \frac{\Delta K_D(T_0, T_{\text{мин}})}{T_0 - T_{\text{мин}}} + \frac{\Delta K_{\text{Na}}(T_{\text{Na}}, T_0)}{T_{\text{Na}} - T_0} + \Delta K_{T,r} + \Delta K_{T,z}^i; \quad (5.11)$$

$$K_W = \frac{1}{W} [\Delta K_D(T_0, T_f) + \Delta K_{\text{Na}}(T_{\text{Na}}, T_0) + \Delta K_{T,z}^i(T_i - T_0) + \Delta K_{T,r}(T_k - T_0)], \quad (5.12)$$

где $\Delta K_{T,z}^i$ — изменение реактивности, вызванное аксиальным расширением реактора по топливу ($i=f$) или оболочке ($i=p$); $\Delta K_{T,r}$ — изменение реактивности из-за радиального расширения реактора (по коллектору); W — тепловая мощность реактора; T_0 — температура теплоносителя на входе в реактор; $T_{\text{мин}}$ — минимально возможная температура теплоносителя по условиям расхолаживания в реакторе; T_{Na} — температура Na; T_i — температура топлива ($i=f$) или оболочки ($i=p$); T_k — средняя температура коллектора.

Величины ΔK_D определяют либо из прямых расчетов (два расчета $K_{\text{эф}}$ при разной температуре), либо с помощью теории возмущений, а ΔK_{Na} вычисляют обычно с помощью теории возмущений.

Члены, описывающие изгиб пакетов и твэлов, в формулы (5.11) и (5.12) не включены, поскольку их вклад относительно мал. В случае необходимости для их расчета можно использовать подход, описанный в § 5.5.

Эффекты реактивности от температурного расширения рассмотрим отдельно.

§ 5.5. ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЕМ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ ОТДЕЛЬНЫХ ЗОН РЕАКТОРА

При расчете мощностного и температурного коэффициентов реактивности, а также при выведении реактора на критичность за счет изменения размеров требуется оценить эффекты изменения размеров отдельных зон реактора с помощью теории возмущений. Общий подход к решению этой проблемы сформулирован в работе [71].

Рассмотрим наиболее часто встречающиеся на практике случаи линейного изменения размеров отдельных зон реактора. В общем случае при изменении размеров зоны одновременно меняются концентрации элементов, входящих в состав данной зоны. Это, в частности, имеет место при температурном расширении реактора.

Случай, когда при изменении размеров зоны концентрации не меняются, можно рассматривать как частный случай предыдущего.

Пусть возмущенное состояние реактора характеризуется измененными концентрациями $(N_R^A)'$ и коэффициентами изменения линейных размеров зон:

$$K_j^R = L'_{j,R}/L_{j,R}, \quad j = x, y, z, r.$$

Здесь $L_{j,R}$, $L'_{j,R}$ — соответственно невозмущенная и возмущенная толщина зоны R по направлению j ($j = x, y, z, r$). Тогда, как показано в работе [71], изменение реактивности при переходе от невозмущенного состояния к возмущенному в первом приближении теории возмущений можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta K_L = \sum_A \sum_R (N_R^A)' & \left[\left(K_x^R K_y^R K_z^R - \frac{N_R^A}{(N_R^A)'} \right) \Delta \rho_R^A - \right. \\ & - \left(K_x^R K_y^R K_z^R - \frac{K_x^R}{K_y^R K_z^R} \right) \Delta \rho_{I_{x,R}}^A - \\ & - \left(K_x^R K_y^R K_z^R - \frac{K_y^R}{K_x^R K_z^R} \right) \Delta \rho_{I_{y,R}}^A - \\ & \left. - \left(K_x^R K_y^R K_z^R - \frac{K_z^R}{K_x^R K_y^R} \right) \Delta \rho_{I_{z,R}}^A \right]. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Формула (5.13) справедлива также для двухмерной RZ -геометрии при замене индекса x на r и использовании тождеств $K_y^R \equiv 1$ и $\Delta \rho_{I_{y,R}}^A \equiv 0$.

Рассмотрим теперь вычисление коэффициентов $\Delta K_{T,z}^i$ и $\Delta K_{T,r}$, описывающих изменение реактивности при изменении размеров вследствие температурного расширения реактора. В этом случае можно считать, что произошло подобное расширение всех зон, т. е.

$$\frac{\Delta L_{r,R}}{L_{r,R}} = \text{const} = \frac{\Delta L_r}{L_r} = \alpha_r; \quad \frac{\Delta L_{z,R}}{L_{z,R}} = \frac{\Delta L_r}{L_z} = \alpha_z^i,$$

где α_z^i — коэффициент линейного расширения по топливу ($i=f$) или по оболочке ($i=p$); α_r — коэффициент линейного расширения материала коллектора. Произошедшее при этом изменение концентрации состава зоны также можно выразить через эти величины:

$$(N_R^{A'}/N_R^A) = 1 - \Delta L_z/L_z - 2\Delta L_r/L_r. \quad (5.14)$$

Тогда, используя формулу (5.13), с точностью до членов второго порядка малости можно получить:

$$\left. \begin{aligned} \Delta K_{T,r} &= \Delta K_{L,r} + \Delta K_{N,r}; \\ \Delta K_{T,z} &= \Delta K_{L,z} + \Delta K_{N,z}, \end{aligned} \right\} \quad (5.15)$$

где

$$\Delta K_{L,r} = \alpha_r \sum_R (\Delta \rho_R^\Sigma - 2\Delta \rho_{I_z,R}); \quad \Delta K_{N,r} = -2\alpha_r \sum_R \Delta \rho_R^\Sigma;$$

$$\Delta K_{L,z} = \alpha_z^i \sum_R (\Delta \rho_R^\Sigma - 2\Delta \rho_{I_r,R}); \quad \Delta K_{N,z} = -\alpha_z^i \sum_R \Delta \rho_R^\Sigma.$$

Формулы (5.15) получаются одинаковыми с точностью до членов второго порядка малости, если их выводить из формулы (5.13), одновременно учитывая изменение размеров и концентраций, или рассматривать каждый из эффектов отдельно и затем их просуммировать. На практике величины $\Delta K_{L,r}$ и $\Delta K_{L,z}$ иногда оценивают из прямых расчетов, что крайне трудоемко и неточно при малых возмущениях размеров и в ряде случаев просто не имеет смысла, так как при расчете величин ΔK_N все равно используют реактивности $\Delta \rho_R^\Sigma$, а компоненты $\Delta \rho_{I_r,S}^\Sigma$ и $\Delta \rho_{I_z,R}^\Sigma$ во многих программах [24] рассчитывают одновременно с $\Delta \rho_R^\Sigma$.

В формулах (5.14) и (5.15) заложено предположение, что все материалы, входящие в состав реактора, расширяются одинаково. Однако на практике в расчетах реакторов с натриевым теплоносителем при рассмотрении эффектов линейного температурного расширения влияние натрия не учитывается:

$$\Delta K_N = - \left(\frac{\Delta L_z}{L_z} - 2 \frac{\Delta L_r}{L_r} \right) \left[\sum_R (\Delta \rho_R^\Sigma - N_R^{\text{Na}} \Delta \rho_R^{\text{Na}}) \right].$$

Применим формулу (5.13) для описания изменения критичности в случае изменения размеров отдельных зон реактора при постоянных концентрациях элементов. Для двухмерного цилиндрического реактора в RZ -геометрии при изменении размеров зон только по радиусу (5.13) приводится к виду

$$\Delta K_L = \sum_R \left[(K_r^R - 1) \Delta \rho_R^\Sigma - \left(K_r^R - \frac{1}{K_r^R} \right) \Delta \rho_{I_z,R}^\Sigma \right]. \quad (5.16)$$

При малых возмущениях размеров формула (5.16) упрощается:

$$\Delta K_L \cong \sum_R \frac{\Delta L_{r,R}}{L_{r,R}} (\Delta \rho_R^\Sigma - 2\Delta \rho_{z,R}^\Sigma).$$

Следует отметить, что для оценки влияния изменения размеров на $K_{эф}$ можно использовать не только объемные, но и поверхностные интегралы реактивности.

§ 5.6. РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНОВ СУЗ

При расчете эффективности органов системы регулирования в реакторах на быстрых нейтронах во многих случаях можно рекомендовать использование теории возмущений с возможным введением поправок на «завал» плотности потока нейтронов в месте расположения регулирующих органов.

Пусть $\Delta \rho_{ст}^A(\mathbf{r})$ — изменение реактивности от внесения в точку \mathbf{r} столбика вещества A с основанием 1 см^2 и плотностью $10^{24} \text{ ядер/см}^3$. Тогда в первом приближении эффективность регулирующего стержня можно вычислить следующим образом:

$$\Delta K_c(\mathbf{r}) = S_c \left(\sum_A N_c^A \Delta \rho_{ст}^A(\mathbf{r}) - \sum_{R1} N_R^{A1} \Delta \rho_{ст}^{A1}(\mathbf{r}) \right),$$

где S_c — площадь стержня; N_c^A — концентрация элемента A в стержне; N_R^A — концентрация элемента в зоне R , часть которой заменяется стержнем; \mathbf{r} — координата центральной точки стержня. Величину $\Delta \rho_{ст}^A(\mathbf{r})$ вычисляют обычно с помощью теории возмущений [24].

Другим возможным подходом, позволяющим учесть «завал» плотности потока в стержнях, является комбинация «прямого» расчета и расчета с помощью теории возмущений. Для регулирующего стержня, расположенного в точке r_0 , производится прямой расчет его эффективности $\Delta K_c^{np}(r_0)$, а в любой другой точке она оценивается как

$$\tilde{\Delta K}_c(\mathbf{r}) = \Delta K_c(\mathbf{r}) \Delta K_c^{np}(r_0) / \Delta K_c(r_0).$$

При оценке величины $\Delta K_c(\mathbf{r})$ бывает необходимо учитывать изменение реактивности от изменения состава в торцовом экране, откуда стержень опускается или куда он поднимается. Интерференцию органов СУЗ в рамках теории возмущений первого порядка учесть невозможно, поэтому этот вопрос надо рассматривать с привлечением прямых расчетов, например в гексагональной геометрии [51, 62].

ГЛАВА 6

ЭФФЕКТИВНАЯ ДОЛЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

В кинетике ядерных реакторов основными параметрами являются реактивность ρ , время жизни мгновенных нейтронов l_p и эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$. Последние два параметра, как правило, нельзя измерить отдельно, поэтому точность их расчета приобретает особое значение.

§ 6.1. УРАВНЕНИЕ КИНЕТИКИ И ЭФФЕКТИВНАЯ ДОЛЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Запишем нестационарное уравнение переноса нейтронов в групповом транспортном приближении с изотропными источниками, предполагая, что сечения не зависят от времени [72]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{\partial \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t)}{\partial t} = & -\Omega \nabla \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t) - \Sigma_{ir,R}^g \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t) + \\ & + \sum_{i=1}^g \Sigma_{s,R}^{i \rightarrow g} \Phi_i(\mathbf{r}, t) + \sum_A \sum_{i=1}^G N_R^A \left[\chi_{p,l}^A v_{p,R}^{A,l} \sigma_{f,R}^{A,l} \Phi_l(\mathbf{r}, t) + \right. \\ & \left. + \sum_i \lambda_i^A \chi_{D,l}^{A,i} a_i^{A,i} \left(\frac{n}{F} \right)_l^A \sigma_{f,R}^{A,i} \int_{t'} dt' e^{-\lambda_i^A (t-t')} \Phi_l(\mathbf{r}, t') \right]. \quad (6.1) \end{aligned}$$

Здесь $\Phi_g(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t) d\Omega$ — средняя по углу плотность потока нейтронов в группе g ; v_g — средняя скорость нейтронов в группе g ; $\chi_{p,R}^A$ — доля спектра мгновенных нейтронов деления в группе g ; $v_{p,R}^{A,l}$ — число мгновенных нейтронов на один акт деления; g — индекс группы; A — номер нуклида; R — индекс зоны; λ_i^A — вероятность испускания нуклидом A запаздывающих нейтронов группы i ; $\chi_{D,g}^{A,i}$ — доля i -й группы запаздывающих нейтронов, испускаемых нуклидом A и попадающих в группу g ; $a_i^{A,g}$ — относительный выход i -й группы запаздывающих нейтронов, принадлежащих группе g ; $(n/F)_l^A$ — число запаздывающих нейтронов на один акт де-

ления. Индекс i везде характеризует номер группы запаздывающих нейтронов ($i=1, \dots, 6$).

Соответствующее стационарное уравнение для ценности нейтронов запишем в виде [72]:

$$\begin{aligned}
 & + \Omega \nabla \Phi_g^+(\mathbf{r}, -\Omega) - \Sigma_{f,R}^g \Phi_g^+(\mathbf{r}, -\Omega) + \sum_{l=g}^G \Sigma_{s,R}^{g \rightarrow l} \Phi_l^+(\mathbf{r}) + \\
 & + \sum_A N_R^A \frac{1}{K_{\text{эф}}} \left[\nu_{p,R}^{A,g} \sigma_{f,R}^{A,g} \sum_{k=1}^G \chi_{p,k}^A \Phi_k^+(\mathbf{r}) + \right. \\
 & \left. + \sum_i a_i^{A,g} \left(\frac{n}{F} \right)_g^A \sigma_{f,R}^{A,g} \sum_{k=1}^G \chi_{D,k}^A \Phi_k^+(\mathbf{r}) \right] = 0. \quad (6.2)
 \end{aligned}$$

Умножим (6.1) на $\Phi_g^+(\mathbf{r}, -\Omega)$, (6.2) — на $\Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t)$. Затем вычтем одно из другого и проинтегрируем по объему и энергии. Используя далее граничные условия для $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, t)$ и $\Phi^+(\mathbf{r}, -\Omega)$ и предположение о разделении временной и пространственно-энергетической зависимости плотности потока нейтронов:

$$\Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t) = \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) \varphi(t), \quad (6.3)$$

легко получаем уравнение кинетики реактора:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} l = & \left[\left(1 - \frac{1}{K_{\text{эф}}} \right) - \beta_{\text{эф}} \right] \varphi(t) + \\
 & + \sum_i \beta_i \lambda_i \int_{t'}^t \varphi(t') e^{-\lambda_i(t-t')} dt'. \quad (6.4)
 \end{aligned}$$

Здесь

$$l = \frac{1}{\text{ЦНД}} \int dv \int d\Omega \sum_{g=1}^G \frac{1}{v_g} \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) \Phi_g^+(\mathbf{r}, -\Omega) \quad (6.5)$$

— среднее время жизни нейтронов в реакторе;

$$\begin{aligned}
 \text{ЦНД} = & \int dv \sum_A N_R^A \left[\sum_{g=1}^G \nu_{p,R}^{A,g} \sigma_{f,R}^{A,g} \Phi_g(\mathbf{r}) \sum_{l=1}^G \chi_{p,l}^A \Phi_l^+(\mathbf{r}) + \right. \\
 & \left. + \sum_{k=1}^G \left(\frac{n}{F} \right)_k^A \sigma_{f,R}^{A,k} \Phi_k(\mathbf{r}) \sum_{l=1}^G \sum_i a_i^{A,l} \chi_{D,l}^{A,i} \Phi_l^+(\mathbf{r}) \right] \quad (6.6)
 \end{aligned}$$

— ценность нейтронов деления;

$$\beta_{\text{эф},i} = \frac{1}{\text{ЦНД}} \sum_A \left[\int dv \sum_{k=1}^G N_R^A \left(\frac{n}{F} \right)_k^A \sigma_{f,R}^{A,k} \Phi_k(\mathbf{r}) \sum_{l=1}^G a_i^A \chi_{D,l}^{A,i} \Phi_l^+(\mathbf{r}) \right] \quad (6.7)$$

— эффективная доля i -й группы запаздывающих нейтронов;

$$\beta_{\text{эф}} = \sum_i \beta_{\text{эф},i}.$$

— эффективная доля всех запаздывающих нейтронов.

Определим теперь, при каких условиях плотности потока и ценности, найденные с помощью решения уравнений (6.1) и (6.2), совпадут с плотностями потоков и ценностями нейтронов, найденными из уравнений (6.8) и (6.9), в которых мгновенные и запаздывающие нейтроны не разделены:

$$-\Omega \nabla \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) - \left[\Sigma_{ir,R}^g + \frac{\alpha}{v_g} \right] \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) + \sum_{l=1}^g \Sigma_{s,R}^{l \rightarrow g} \Phi_l(\mathbf{r}) + \sum_A N_R^A \chi_A^g \sum_{k=1}^G v_R^{A,k} \sigma_{f,R}^{A,k} \Phi_k(\mathbf{r}) = 0; \quad (6.8)$$

$$+\Omega \nabla \Phi_g^+(\mathbf{r}, -\Omega) - \Sigma_{ir,R}^g \Phi_g^+(\mathbf{r}) + \sum_{l=g}^G \Sigma_{s,R}^{g \rightarrow l} \Phi_l^+(\mathbf{r}) + \frac{1}{K_{\text{эф}}} \sum_A N_R^A v_R^{A,g} \sigma_{f,R}^{A,g} \sum_{k=1}^L \chi_k^A \Phi_k^+(\mathbf{r}) = 0. \quad (6.9)$$

Здесь принято: $\Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t) = \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) \exp(\alpha t)$; $v_R^{A,l}$ — полное число мгновенных и запаздывающих нейтронов, испускаемых на одно деление в группе l нуклидом A ; χ_k^A — спектр нейтронов деления в группе k . Очевидно, что

$$\sum_{k=1}^G \chi_k^A = 1.$$

Условия эквивалентности уравнений (6.2) и (6.9) запишем следующим образом:

$$v_R^{A,g} = v_{p,R}^{A,g} + (n/F)_g^A; \quad (6.10)$$

$$\chi_k^A = \chi_{p,k}^A - \beta_A (\chi_{p,k}^A - \chi_{D,k}^A). \quad (6.11)$$

Здесь $\chi_{D,k}^A = \sum_i a_i^{A,k} \chi_{D,i,k}^A$; $\beta_A = \left(\frac{n}{F} \right)^A / v_A$.

Используя равенства (6.10) и (6.11), перепишем выражение для ценности нейтронов деления (6.6) в виде

$$\text{ЦНД} = \int dv \sum_A N_R^A \sum_{g=1}^G v_R^{A,g} \sigma_{f,R}^{A,g} \Phi_g(\mathbf{r}) \sum_{l=1}^G \chi_l^A \Phi_l^+(\mathbf{r}).$$

Так как на основе имеющихся данных $(n/F)_k^A$, входящие в формулу (6.7), можно считать не зависящими от энергии для

$E < 4 \text{ Мэв}$ [73], и можно вынести за знак суммы. Тогда формула (6.7) переписывается в виде

$$\beta_{\text{эф}} = \sum_A \beta_{\text{эф}}^A = \frac{1}{\text{ЦНД}} \sum_A \left(\frac{n}{F}\right)^A \int_v dv N_R^A \times \\ \times \sum_{k=1}^G \chi_{D,k}^A \Phi_k^+(\mathbf{r}) \sum_{l=1}^G \sigma_{f,R}^{A,l} \Phi_l(\mathbf{r}),$$

где $\beta_{\text{эф}}^A$ определяет вклад элемента A в $\beta_{\text{эф}}$. Эффективную долю i -й группы запаздывающих нейтронов можно вычислить как

$$\beta_{\text{эф},i} = \sum_A \alpha_i^A \beta_{\text{эф}}^A.$$

На практике групповые значения плотностей потоков нейтронов, как правило, находят из решения уравнения (6.8) с $\alpha = 0$ и с множителем $1/K_{\text{эф}}$ перед последним членом, но при расчете $\beta_{\text{эф}}$ замена плотностей потоков нейтронов, определенных из решения нестационарного уравнения, плотностями потоков из стационарного уравнения не приводит к сколько-нибудь заметным погрешностям в значении $\beta_{\text{эф}}$. Величина $\beta_{\text{эф}}$ также слабо зависит от номера приближения при решении уравнения переноса и почти не изменяется при отклонении реактора от критичности в пределах нескольких процентов.

§ 6.2. ВРЕМЯ ЖИЗНИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Для расчета времени жизни нейтронов можно либо использовать формулу (6.5), либо находить его «прямым» способом, рассчитывая постоянную спада α с помощью уравнения (6.8), например, итерационным способом. Для этого сначала задаем произвольно величину $\alpha = \alpha_1$ и, решая стационарное уравнение с α_1 , получаем $K_{\text{эф}}(\alpha_1)$. Затем, изменяя α по закону

$$\alpha_{i+1} = \alpha_i + \frac{1 - K_{\text{эф}}(\alpha_i)}{K_{\text{эф}}(\alpha_{i-1}) - K_{\text{эф}}(\alpha_i)} (\alpha_{i-1} - \alpha_i),$$

где i — номер итерации, находим такое α , при котором $K_{\text{эф}} = 1$. Далее подставляем вместо $\varphi(t)$ функцию $\exp(\varphi t)$ в уравнение (6.14) и, при отсутствии запаздывающих нейтронов, получаем формулу для нахождения времени жизни *мгновенных* нейтронов:

$$l_p = \left(1 - \beta_{\text{эф}} - \frac{1}{K_{\text{эф}}}\right) / \alpha. \quad (6.12)$$

Величину $K_{\text{эф}}$ находим из решения сопряженного стационарного уравнения (6.9).

Поскольку при численном решении $K_{\text{эф}} = 1$ только с какой-то определенной точностью, то, исходя из способа получения

уравнения (6.4), более правильно записать выражение (6.12) в виде

$$l_p = \left(\frac{1 - \beta_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}(\alpha_n)} - \frac{1}{K_{\text{эф}}} \right) / \alpha_n, \quad (6.13)$$

где n — номер последней итерации.

При использовании прямого расчета на результаты оказывает большое влияние точность итерационного процесса. Из опыта расчетов [74] для величины ε_Q [см. формулу (3.4)] можно рекомендовать формулу

$$\varepsilon_Q \approx \frac{1}{2} [K_{\text{эф}}(\alpha = 0) - 1] \frac{\Delta l_p}{l_p}.$$

В работе [74] величина $\Delta l_p / l_p$ принималась равной 0,005. Очевидно, что если при $\alpha = 0$ $K_{\text{эф}}$ равен единице, то применение этого алгоритма не имеет смысла и расчет l_p нужно вести с помощью (6.5).

В диффузионном приближении время жизни мгновенных нейтронов выражается формулой

$$l_p = \frac{1}{\text{ЦНД}} \sum_{g=1}^G \int dv \frac{1}{v_g} \left[\Phi_g(\mathbf{r}) \Phi_g^+(\mathbf{r}) - 3 (D_R^g)^2 \frac{\partial \Phi_g(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial \Phi_g^+(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} \right], \quad (6.14)$$

которая получается из (6.5) путем разложения $\Phi_g(\mathbf{r}, \Omega)$ и $\Phi_g^+(\mathbf{r}, -\Omega)$ по сферическим функциям. Здесь D_R^g — коэффициент диффузии группы g в зоне R .

Часто вместо формулы (6.14) используют ее более простое приближение, когда второй член в (6.14)

$$\frac{1}{\text{ЦНД}} \sum_{g=1}^L \int dv \frac{3}{v_g} (D_e^g)^2 \frac{\partial \Phi_g(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial \Phi_g^+(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}}$$

принимается равным нулю, что недостаточно оправдано. Как показано в работе [74], учет этого члена уменьшает l_p от 0,8 до 2,4% (для сборки ZPR III).

Проведенные для некоторых сборок расчеты в S_8 - и S_{16} -приближениях показали, что увеличение приближения не приводит к существенному изменению времени жизни (в среднем отличие $l_p(S_4)$ от $l_p(S_8)$ для сборки ZPR III составляет $\sim 0,1-0,3\%$) [74].

Различие l_p , рассчитанных с помощью формулы (6.5) в диффузионном приближении и в S_4 -приближении для сборки ZPR III, колеблется от 0,3 до 2,7% и явно коррелирует с величиной

$$h = K_{\text{эф}}(S_4) - K_{\text{эф}}(P_1).$$

ГЛАВА 7

ВЫБОР РАСЧЕТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

В стоимости проектирования ядерных реакторов весьма существенную долю занимает стоимость машинного времени, затрачиваемого на вариантыные расчеты. Сократить время расчета можно как разработкой и внедрением эффективных методов решения реакторных задач, так и оптимальным использованием возможностей существующих программ. Остановимся здесь на втором способе.

Для того чтобы использовать какую-то программу наиболее экономно, необходимо правильно выбрать значения ряда входных параметров этой программы, влияющих на время расчета. Такими параметрами для программ расчета нейтронно-физических характеристик являются:

- номер приближения при решении уравнения переноса;
- число узлов при решении уравнения переноса конечно-разностными методами;
- точность итерационных процессов;
- число координатных функций при решении уравнения переноса прямыми методами;
- способ расчета коэффициентов коррекции сечения упругого замедления на форму внутригруппового спектра;
- число энергетических групп и их границы;
- число геометрических и физических зон и их границы.

Эти величины обычно выбираются методом проб и ошибок, причем многие пользователи программ не представляют себе погрешности, какие могут возникать при неправильном выборе параметров расчетной модели реактора. Основным приемом, предупреждающим возможные ошибки со стороны таких пользователей, является выбор предельных параметров, при этом неоправданно возрастает стоимость расчета из-за потребляемого времени. Выходом из создавшегося положения может быть или автоматизация выбора расчетных параметров или (на первых порах) снабжение пользователя дополнительной информацией при выборе расчетных параметров.

Рассмотрим выбор некоторых параметров и их влияние на основные нейтронно-физические характеристики для типичных реакторов на быстрых нейтронах.

Влияние параметров расчета исследовалось с помощью сравнения с эталонным вариантом. Оценивалась относительная погрешность некоторой характеристики x :

$$\delta x_i = (x_{\text{эт}} - x_i)/x_{\text{эт}},$$

где $x_{\text{эт}}$, x_i — значения x в эталонном и i -м вариантах. В эталонном варианте исследуемый входной параметр, как правило, был наилучшим. Изучалось в основном изменение величин $K_{\text{эф}}$, КВ, КВА и составляющих КВ по зонам.

Тестовые модели, для которых проводились расчеты, описаны в § 7.1.

§ 7.1. ОПИСАНИЕ ТЕСТОВЫХ МОДЕЛЕЙ

Для сравнения расчетных характеристик выберем несколько критических сборок и тестовую модель большого реактора на оксидном плутониевом топливе типа БН-1500 [75]. Приведем краткие характеристики реакторов и критическихборок, использованных при сравнительном анализе влияния входных параметров. Характеристики тех реакторов, для которых расчетные исследования проводились специально для этой работы, приведены в табл. 7. Сборки, для которых использовались расчетные исследования, опубликованные в [76], описаны только кратко.

Реактор типа БН-1500 (рис. 4) — двухмерная модель большого реактора на быстрых нейтронах мощностью ~ 1500 Мвт (эл.) в RZ -геометрии. Активная зона содержит топливо двух обогащений. Количество продуктов деления соответствует $\sim 4\%$ -ному выгоранию топлива.

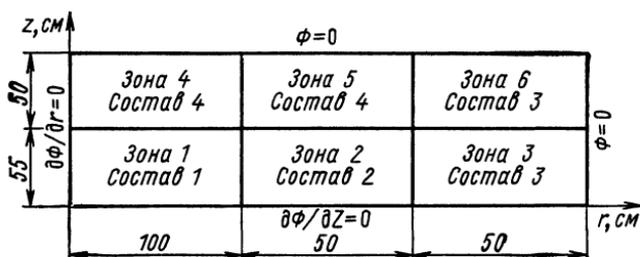


Рис. 4. Геометрия модели реактора типа БН-1500

«Стандартный» реактор — одномерная сферическая модель, разработанная Бейкером [33]. Радиус активной зоны ~ 84 см, топливо — окись плутония.

Godiva представляет собой очень маленькую сферическую сборку с металлическим топливом из почти чистого ^{235}U .

Jezebel — сферическая плутониевая сборка радиусом 6,385 см.

ZPR-3-11 — сборка с топливом в виде металлического урана ~11%-ного обогащения, окруженная сравнительно большим отражателем из обедненного урана.

ZPR-3-6F, -10, -25 — сборки с металлическим урановым топливом ~40, 17 и 9%-ного обогащения, окруженные отражателем из обедненного металлического урана.

ZERA-6A — сравнительно небольшая плутониевая сборка с обогащением ~24%. Отражатель содержит естественный уран и графит.

SUAKUIB — кубическая сборка без отражателя с металлическим урановым топливом ~20%-ного обогащения размером около 30 см по каждому направлению.

SUAKUIB — сборка, подобная SUAKUIB, но содержащая водород, с атомным отношением водорода к урану около 0,5.

Таблица 7

Основные характеристики тестовых моделей

Сборка, реактор	Номер зоны	Толщина Lr	Геометрия	l_D, R	l_{tr}, R	$N_R^A, 10^{22} \text{ ядер/см}^3$		
						^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
ZPR-3-11	1	31,61	Сфера	5,4	3,3	0,4565	3,443	
	2	30,0		6,3	2,9	0,0091	3,998	
BH-1500	1	См. рис. 4	2D, цилиндр	7,0	4,2		0,7397	0,0746
	2			7,0	4,3		0,7109	0,09333
	3			5,9	3,3		1,270	
	4			6,4	3,5		0,955	
«Стандартный»	1	84,196	Сфера	8,0	5,1		0,6201	0,0999
	2	45,72		6,2	3,5		1,2	0,012
Godiva	1	8,71	»	3,2	3,8	4,51	0,298	
Jezebel	1	6,385	»	3,8	4,5			3,705

**§ 7.2. ВЛИЯНИЕ НЕДИФфуЗИОННОСТИ И ВЫБОР НОМЕРА
ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ
ПЕРЕНОСА S_N -МЕТОДОМ**

При расчете реакторов на быстрых нейтронах вопрос учета кинетических эффектов возникает, как правило, при анализе критических сборок и расчете небольших реакторов. Для расчета основных характеристик больших реакторов вполне можно использовать диффузионное приближение. Поскольку проведение двумерных расчетов S_N -методом — довольно громоздкая задача, требующая нескольких часов машинного времени даже на ЭВМ типа БЭСМ-6, анализ влияния недиффузионности делается обычно в более простых геометриях. Если поправка в $K_{эф}$ рассчитывается в сферической геометрии, то, при условии корректности сферической модели эта поправка будет достаточно хорошо совпадать с поправками, рассчитанными в двумерной геометрии. Однако, как показано в работе [76], при расчетах в одномерной цилиндрической и

Продолжение табл. 7

Сборка, реактор	$N_R^A, 10^{22} \text{ ядер/см}^3$								
	^{240}Pu	^{241}Pu	FP— $^{239}\text{Pu}^*$	O	Na	Fe	Cr	Ni	Mo
ZPR-3-11						0,555	0,140	0,084	
						0,440	0,112	0,067	
БН-1500	0,0283	0,01242	0,0342	1,710	0,720	1,235	0,321	0,266	0,0326
	0,03522	0,01557	0,0342	1,710	0,720	1,235	0,321	0,266	0,0326
				2,540	0,550	0,842	0,219	0,1815	0,0224
				1,910	0,720	1,235	0,321	0,266	0,0326
«Стандарт- ный»				1,440	1,230	0,814	0,198	0,088	
				2,4	0,69	0,814	0,198	0,088	
Godiva									
Jezebel	0,1751	0,0117							

* FP- ^{239}Pu обозначены осколки деления ^{239}Pu .

Влияние кинетических эффектов на эффективный коэффициент размножения

Сборка	$\delta K_{эф}$, % в приближении				
	S_{10}	S_8	S_6	S_4	S_2
ZPR-3-11	Эталон	0,00	-0,01	-0,04	-0,35
Godiva	»	-0,05	-0,26	-0,49	-2,38
Jezebel	»	-0,07	-0,23	-0,70	-2,38

Продолжение табл. 8

Сборка	$\delta K_{эф}$, % в приближении					Число точек
	S_n^*	P_4	P_3	диффузионном	S_2	
ZPR-3-11	0,03	Эталон	0,01	0,60	-0,05	55
Godiva	-0,20	—	—	—	—	15
Jezebel	0,04	—	—	—	—	20

* S_n^* -метод с приближениями, разными в каждой группе (см. табл. 9).

плоской геометрии полная поправка будет суммой поправок, полученных отдельно для цилиндрической и плоской моделей. Данные табл. 8 показывают влияние кинетических эффектов на $K_{эф}$ для критических сборок разных реакторов в сферической геометрии.

Значения поправок в $K_{эф}$ на недиффузионность достаточно консервативны; они практически не изменяются при использовании разных систем констант и при переходе от критических размеров сферической модели к некритическим. Сравнение расчетов в P_3 -, P_5 - и S_N -приближениях показывает, что P_3 -приближение вполне можно рекомендовать для расчета большинства критическихборок. Для расчета отношений скоростей реакций использование более высоких приближений, чем диффузионное, приводит к незначительным изменениям [77].

Следует, однако, подчеркнуть, что применимость диффузионного приближения должна во многих случаях проверяться. Так, при расчете тепловыделения в экране большого реактора диффузионное приближение может приводить к погрешностям до 10%.

Рассмотрим теперь вопрос о том, как же можно предварительно оценить необходимый номер приближения при решении уравнения переноса, например, при расчете S_N -методом. В качестве основной предпосылки используем предположение, что номер приближения связан с транспортным пробегом нейтронов. В самом лучшем случае можно представить себе ситуацию, в которой имеется программа, способная вести расчет

S_N -методом с разными номерами приближения n_R^g в каждой группе g и в каждой зоне реактора R .

Дополнительно к основным исходным данным нужна его информация о спектре отдельных зон реактора, требования к точности которой достаточно низки, чтобы она могла быть предварительно оценена на основе приближенных предварительных расчетов (одномерный диффузионный, двухмерный диффузионный методом Галеркина с малым числом функций и т. п.). Пусть P_R^g — интегральная плотность потока нейтронов в группе g зоны R , причем $\sum_{R,g} P_R^g = 1$. Тогда приближение можно выбрать с помощью формулы

$$n_R^g = C / \sqrt{m_{tr,R}^g \varepsilon_n (\sum_R P_R^g) / P_R^g}.$$

Здесь $m_{tr,R}^g = L_R \Sigma_{tr,R}^g$ — число транспортных пробегов в R -й зоне g -й группы; L_R — минимальный линейный размер зоны R ; $\Sigma_{tr,R}^g$ — транспортное сечение g -й группы в R -й зоне; ε_n — допустимая погрешность в $K_{эф}$ из-за выбора недостаточно высокого номера приближения; $P_R^g / \sum_R P_R^g$ — множитель, учитывающий для группы g вклад зоны R в интегральную плотность потока нейтронов; C — константа, подбираемая эмпирическим путем. Величины n_R^g округляются до ближайшего четного числа.

Переход от величин n_R^g к величинам n^g и n_R — номерам приближения для группы g и для зоны R — связан с разными способами усреднения этих величин. Самым простым является усреднение с весом P_R^g .

$$n^g = \sum_R n_R^g P_R^g / \sum_R P_R^g; \quad n_R = \sum_g n_R^g P_R^g / \sum_g P_R^g; \quad n = \sum_{R,g} n_R^g P_R^g.$$

Таблица 9

Номера приближений для решения уравнения переноса S_N -методом ($\varepsilon_n=0,3\%$; $C=8$)

Сборка	n^g																	n
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17-26	
ZPR-3-11	6	6	6	6	6	4	4	4	4	2	2	4	4	4	2	4	2	4
Godiva	12	10	10	10	10	8	8	6	6	6	6	4	4	4	4	2	2	8
Jesebel	16	14	14	12	12	12	10	8	8	8	8	8	8	2	2	2	2	12

В табл. 9 для некоторых критических сборок представлены номера приближений, выбранные в соответствии с этими алгоритмами.

Отметим, что предлагаемый подход к выбору номера приближения носит рекомендательный характер и к его практическому использованию нужно относиться критически.

§ 7.3. ВЫБОР ЧИСЛА РАСЧЕТНЫХ УЗЛОВ

Разные методы решения уравнения переноса требуют разного количества точек, поэтому рассмотрим отдельно диффузионное и S_N -приближения.

Диффузионное приближение

Оценить число интервалов для диффузионного приближения можно на основе такой характеристики, как диффузионная длина, определяемая следующим образом [39]:

$$l_{D,R}^g = \sqrt{D_R^g / \Sigma_{cfd,R}^g}.$$

На одну диффузионную длину должно приходиться от одного до двух интервалов. К сожалению, в большинстве эксплуатируемых программ число точек выбирается одинаковым для всех энергетических групп, поэтому остается еще неясным, как получить из $l_{D,R}^g$ единственную величину $l_{D,R}$, не зависящую от номера группы. Наилучшим по отношению к точности расчета было бы выбрать для каждой зоны минимальную длину из всех $l_{D,R}^g$ и по ней определить число точек в зоне. Однако этот вариант в большинстве случаев приводит к нереальным числам точек, поэтому приходится искать компромиссное решение и прибегать к каким-то усреднениям. Наиболее естественным выглядит усреднение $l_{D,R}^g$ с весом интегральных плотностей потоков нейтронов в R -й зоне, оцененных предварительно каким-либо простым методом. Такой способ позволяет достаточно точно рассчитать простые интегральные характеристики ($K_{эф}$, КВ), но может иногда приводить к неопределенностям в более сложных функционалах. Следует обратить внимание на то, что надо усреднять $l_{D,R}^g$, а не использовать для ее расчета одногрупповые сечения, так как в последнем случае может существенно уменьшиться величина $\Sigma_{cfd,R}$, в которую не входит увод за счет рассеяния. Например, для активной зоны реактора типа БН-1500 величина $\langle l_D \rangle = 7,0$, а $\sqrt{\langle D \rangle / \langle \Sigma_{cfd} \rangle} = 16$.

Использование приближенных значений плотностей потоков, найденных либо из одномерного расчета, либо из расчета методом Бубнова — Галеркина с небольшим числом функций,

приводит к очень незначительным отклонениям в величинах $l_{D,R}$.

Обратим внимание еще на два обстоятельства, которые всегда следует иметь в виду при выборе шагов h_R . Сетку надо по возможности выбирать равномерной, чтобы отношения h_R/h_{R-1} не различались более чем в 2—3 раза. Кроме того, следует увеличивать число точек там, где быстро меняется источник (см., например [35, с. 68]). Для согласования этих двух требований в ряде случаев требуется вводить дополнительные геометрические зоны.

При анализе влияния числа расчетных узлов на характеристики реактора удобно использовать такую величину, как число интервалов, приходящихся на одну диффузионную длину:

$$B_{D,R} = l_{D,R}/h_R.$$

Таблица 10

Влияние размера интервала на характеристики модели реактора БН-1500

Модель реактора	Программа	l_D/h	Относительная погрешность, %						
			$K_{эф}$	КВ	КВА	K_{BR}			
						1	2	3	
Одномерная цилиндрическая геометрия; $\chi^2=0,0005$; $\varepsilon_k=10^{-5}$; 26 групп	PID1R	3,0	Эталон						
		2,0	-0,007	-0,02	0,01	0,06	-0,05	-0,17	
		1,5	-0,015	-0,02	0,03	0,14	-0,11	-0,30	
		1,0	-0,048	-0,02	0,08	0,46	-0,37	-0,62	
		0,7	-0,096	-0,02	0,17	1,00	-0,81	-0,83	
		0,5	-0,21	0,18	0,33	2,01	-1,64	-0,70	
		6,0	0,004						
	9M-26	3,0	Эталон						
		2,0	0,03	0,03	-0,002	0,013	-0,02	0,21	
		1,0	0,03	0,19	-0,03	-0,008	-0,05	1,46	
		0,7	0,05	0,34	-0,05	0,03	-0,15	2,5	
	Двумерная геометрия; $\varepsilon_k=2 \cdot 10^{-5}$; 6 групп	2Д	~1,4	Эталон					
			~1,0	-0,02	-0,02	0,02	0,02	0,03	-0,71
			~0,5	-0,20	-1,31	0,18	0,89	-0,66	-5,13

В табл. 10 показано, как изменяются некоторые характеристики модели реактора БН-1500 в зависимости от величины $l_{D,R}$ (они выбирались одинаковыми для всех зон). Из этой таблицы видно, что для большинства характеристик выбор интервала, примерно равного диффузионной длине, обеспечивает вполне приемлемую точность расчета. Однако при расчете некоторых реактивных эффектов необходимо выбирать шаг таким образом, чтобы обеспечить $B_R \approx 2$.

Отметим одну особенность, связанную с расчетом в одномерной плоской геометрии. В ряде программ (например 9M, 9M-26 [24, 47]) реализованная конечно-разностная схема приводит к очень сильному влиянию числа точек в первой зоне реактора, особенно для плоской геометрии. Чтобы избавиться от этого влияния, достаточно ввести в центре дополнительную зону того же состава, что и центральная, с толщиной 0,001 см и тремя расчетными точками в этой зоне.

Неодинаковая степень влияния числа узлов в программах P1D1R и 9M-26 объясняется реализацией различных конечно-разностных сеток и, как следствие, разными алгоритмами интегрирования. В системе ФИХАР, куда входит программа P1D1R, интегрирование производится по формуле прямоугольников, а в программе 9M-26 — по формуле трапеций. Большие расхождения в последней зоне вызваны имеющейся некорректностью в постановке граничных условий в программе 9M-26. При замене интегральных потоков программы P1D1R потоками из 9M-26 результаты полностью совпадают.

S_N -приближение

При расчетах S_N -методом, как правило, требуется брать более мелкую сетку, чем в диффузионном приближении (табл. 11), причем в общем случае чем выше приближение, тем мельче должна быть сетка. В среднем можно рекомендовать [35] брать два-три интервала на одну транспортную длину l_{tr} , где

$$l_{tr,R}^g = 1/\Sigma_{tr,R}^g.$$

Иногда вместо транспортной длины используют другую величину:

$$l_R^g = (1 - \Sigma_{cfd,R}^g / 2\Sigma_{tr,R}^g) / \Sigma_{tr,R}^g.$$

Например, пользователям программы ANISN рекомендуют выбирать расчетный интервал в цилиндрической и сферической геометриях

$$h_R = \frac{1}{2} \min_g l_R^g. \quad (7.1)$$

Влияние на $K_{эф}$ размера интервала при расчете критических сборок S_N -методом

Godiva, S_4 , сфера				SUAK UHIB S_8 , сфера [76]		SUAK UIB S_8 , плоскость [76]	
l_{tr}/h	$\delta K_{эф}, \%$	l_{tr}^g/h	$\delta K_{эф}, \%$	l_{tr}/h	$\delta K_{эф}, \%$	l_{tr}/h	$\delta K_{эф}, \%$
63	Эталон	4	Эталон	14	Эталон	9,2	Эталон
6,5	0,055	3	0,20	4,4	-0,009	4,1	0,004
3,1	0,26	2	0,50	3,5	-0,015	3,5	0,008
2,2	0,50	—	—	2,6	-0,014	3,0	0,011
1,3	1,39	—	—	1,8	-0,003	2,5	0,017
—	—	—	—	1,4	0,011	2,0	0,028
—	—	—	—	1,1	0,054	1,5	0,052
—	—	—	—	0,9	0,11	1,0	0,120
—	—	—	—	0,7	0,23	0,5	0,500
—	—	—	—	0,5	0,64	—	—

Однако, как показывают расчеты, величины l_R^g и $l_{tr,R}^g$ обычно различаются слабо.

Для плоской геометрии требования на размер шага можно значительно ослабить и выбирать его как

$$h_R = 2 \min_g l_{tr,R}^g. \quad (7.2)$$

Если число точек, выбранное в соответствии с рекомендациями (7.1) или (7.2), окажется слишком велико, то можно применить следующую стратегию:

1) выделить дополнительные геометрические зоны вблизи границ физических зон или там, где велики градиенты потока;

2) в этих зонах интервалы выбрать в соответствии с рекомендациями (7.1) или (7.2);

3) увеличить в других зонах размер интервала, но таким образом, чтобы при переходе от одной геометрической зоны к другой интервал изменялся не более чем в два раза.

Другой возможный вариант при выборе числа точек для решения уравнения переноса — использование для выбора интервала величины $l_{tr,R}^g$, усредненной по группам с весом плотности потока:

$$l_{tr,R} = \sum_g l_{tr,R}^g P_R^g / \sum_g P_R^g.$$

В этом случае расчетный интервал выбирается как

$$h_R = l_{tr,R} / B,$$

где $B=2\div 3$. Такой подход обеспечивает правильное вычисление интегральных величин типа $K_{эф}$ и КВ [76], но может приводить к трудностям при расчете систем с сильно меняющимся спектром [78].

Предположим теперь, что имеется возможность выбора числа точек отдельно для каждой группы. Тогда наиболее естественным выглядит выбор интервала прямо в соответствии с величиной $l_{tr,R}^g$ в каждой зоне R и группе g . Однако довольно часто встречаются случаи, когда максимальное (и очень большое) число точек лежит в тех группах, где доля нейтронов пренебрежимо мала. Это обстоятельство приводит к более сложному алгоритму, в котором участвует в качестве веса, интегральная плотность потока нейтронов P_R^g , предварительно каким-либо приближенным образом оцененная для данного варианта. На основании этих общих соображений и накопленного опыта можно рекомендовать следующий алгоритм выбора интервала в зоне R и группе g :

$$h_R^g = \frac{\lambda_{tr,R}^g}{B} \frac{n_R}{n_R^g}.$$

Множитель n_R/n_R^g учитывает возможность уменьшения точек в тех группах, где рекомендуется меньшее приближение ввиду меньшего числа нейтронов в этих группах. Появление этого множителя позволяет существенно уменьшить полное число точек, участвующих в расчете, при этом точность расчета основных характеристик находится в пределах ε_n , задаваемой при выборе номера приближения (см. табл. 8).

Величина B связана с числом точек, приходящихся на один транспортный пробег, и в данном алгоритме ее можно брать равной 3.

§ 7.4. ВЫБОР ТОЧНОСТЕЙ ИТЕРАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Точности итерационных процессов относятся к параметрам, для которых выбор алгоритма является проблемой на сегодняшний день почти неразрешимой. Это объясняется как многообразием тех критериев, с которыми сравниваются эти точности, так и особенностями отдельных методов и их реализации. Для обычного пользователя очень усложняет жизнь наличие нескольких разных точностей в одной программе, причем авторы программ в большинстве случаев предпочитают воздерживаться от рекомендаций по выбору точностей. Поэтому пока к выбору точности пользователь подходит интуитивно или основывается на опыте использования конкретных программ для конкретных расчетов. Поскольку выдача общих рекомендаций по выбору точностей — дело очень рискованное, мы ограничимся конкретным примером.

Рассмотрим влияние точностей итерационных процессов на отдельные характеристики модели реактора БН-1500. Из табл. 12 видно, что в соответствии с теорией [36] точность рас-

Таблица 12

Влияние точности внешнего итерационного процесса на характеристики модели реактора БН-1500

Программа и характеристики модели	Точность ϵ_k [критерий (3.1)]	Число итераций	$\frac{\epsilon\rho}{(1-\rho)}$, %	Относительная погрешность, %					
				$K_{эф}$	КВ	КВА	КВ _R		
							1	2	3
V2DR;	10^{-7}	55		Эталон					
геометрия RZ;	10^{-6}	40	0,0007	0,001	0,002	-0,002	-0,02	0,02	0,03
26 групп;	10^{-5}	29	0,007	0,006	0,02	-0,03	-0,24	0,22	0,34
7 функций по R,	10^{-4}	11	0,07	0,043	0,13	-0,21	-1,65	1,54	2,29
6 функций по Z	$5 \cdot 10^{-4}$	8	0,35	0,076	0,15	-0,33	-2,55	2,39	3,49
	10^{-3}	5	0,7	0,17	0,005	-0,49	-3,86	3,60	4,69
PIDIR;	10^{-7}	—		Эталон					
одномерная	10^{-6}	—	0,0007	0,0005	-0,002	0,003	0,022	-0,020	-0,030
цилиндрическая	10^{-5}	—	0,007	0,006	-0,02	0,02	0,25	-0,23	-0,34
геометрия;	10^{-4}	—	0,07	0,041	-0,14	0,19	1,40	-1,34	-2,066
$\kappa^2=0,0005$;	$5 \cdot 10^{-4}$	—	0,35	0,12	-0,40	0,43	3,20	-2,94	-5,089
26 групп	10^{-3}	—	0,7	0,17	-0,52	0,51	3,79	-3,48	-6,34

чета $K_{эф}$ хорошо оценивается сверху величиной $\epsilon_k = \rho/(1-\rho)$, где ρ — доминантное отношение (см. с. 41), если используются простые итерации и итерационный процесс оканчивается при выполнении критерия (3.1) (доминантное отношение для модели реактора БН-1500 $\sim 0,875$). Из рис. 3 видно, что эта оценка справедлива и в случае использования трехслойного метода ускорения сходимости внешних итераций по Чебышеву [36]. Для вариантных расчетов реакторов типа БН-1500 вполне можно принимать $\epsilon_k = 10^{-4}$, что соответствует 10—13 простым итерациям для внешнего итерационного процесса. Погрешность расчета КВ и КВА при этом лежит в пределах 0,1—0,2%, однако точности расчета характеристик отдельных зон значительно хуже. Общие соображения, подтверждаемые опытом, позволяют обратить внимание на еще одно обстоятельство, связанное с расчетом характеристик периферийных зон реактора. Именно на этих зонах в первую очередь сказывается недостаточное число внешних итераций, причем в тем большей степени, чем больше доминантное отношение ρ .

Выбор точности внешнего итерационного процесса особенно важен для больших реакторов на быстрых нейтронах. Примеры влияния точности на основные реакторные функционалы реактора БН-1500 (см. табл. 12) могут оказаться полезными при проведении расчетов больших реакторов на быстрых нейтронах. При расчете же реакторов меньшего размера острота проблемы в значительной мере снимается, так как 10—15 внешних итераций обеспечивают для таких реакторов значительно более высокую точность.

Выбор точности внутренних итераций тесно связан с каждой конкретной программой. Но одно несомненное обстоятельство можно отметить: при окончании внешних итераций точность внутренних итераций должна быть не ниже *соответствующей* точности внешних итераций (см. с. 41).

Реализация согласования точности внутренних итераций $\epsilon_{\text{внт}}$ с точностью внешних итераций ϵ_Q (см. с. 40) в программе SND1R [43] позволила сократить общее число внутренних итераций. Для сборки Godiva полное число внутренних итераций сократилось на $\sim 15\%$ при $\epsilon_Q = \epsilon_{\text{внт}} = 10^{-4}$ [критерии (3.4) и 3.6)].

§ 7.5. АВТОМАТИЧЕСКИЙ ВЫБОР ЧИСЛА КООРДИНАТНЫХ ФУНКЦИЙ ПРИ РЕШЕНИИ ДИФфуЗИОННОГО УРАВНЕНИЯ МЕТОДОМ ГАЛЕРКИНА

Один из недостатков метода Галеркина — проблема выбора числа координатных функций (КФ) для обеспечения приемлемой точности расчета. Обычно делается несколько прикидочных расчетов с разным числом КФ, а затем выбирается их количество, обеспечивающее получение разумного результата. Если нет возможности для предварительного расчета, то число КФ часто берется максимально возможным.

Естественный подход к решению проблемы выбора числа КФ — метод последовательных приближений. Расчет производится с постепенным возрастанием числа КФ, причем анализируется изменение $K_{\text{эф}}$ системы при увеличении числа КФ. Расчет оканчивается, когда изменение $K_{\text{эф}}$ в зависимости от числа КФ становится меньше некоторой наперед заданной величины $\epsilon_{\text{КФ}}$. В принципе, вместо $K_{\text{эф}}$ можно использовать любой другой функционал, например интегральную плотность потока нейтронов в какой-либо зоне и т. п.

Без принятия необходимых мер такой метод последовательных приближений существенно увеличивает затраты машинного времени. Однако если на каждом шаге при смене числа КФ использовать результаты расчета с меньшим числом КФ в качестве начального приближения, то вычислительные затраты существенно сократятся и могут стать даже меньше, чем в случае расчета с жестко заданным числом КФ, вследст-

вие уменьшения количества итераций при наибольшем числе КФ.

Опишем алгоритм автоматического выбора числа КФ, реализованный в модуле V2DR [56] системы ФИХАР [25]. Пусть NFT — полное число КФ; NFR — число КФ по направлению R ; NFZ — число КФ по направлению Z ; ε_Q — точность расчета $K_{эф}$ при заданном числе КФ; $\varepsilon_{КФ}$ — точность итерационного процесса для изменения КФ; A, A_R, A_Z — коэффициенты, участвующие в формировании точностей на промежуточных стадиях расчета; $i_{КФ}$ — номер итерации при изменении числа КФ.

Расчет начинают с числом КФ $NFR = NFZ = 3$ с точностями $\varepsilon_Q 4A/NFT$, $\varepsilon_{КФ} A_R$. После достижения закругленной точности итераций по источнику число КФ по направлению Z , т. е. NFZ , увеличивают на единицу. Это продолжают до тех пор, пока не будет достигнута точность по КФ $\varepsilon_{КФ} A_R$. Затем при найденном числе NFZ увеличивают число функций по R , т. е. NFR , до тех пор, пока не удовлетворится точность $\varepsilon_{КФ} A_Z$. Постепенно увеличивая числа КФ как по R , так и по Z , ведут расчет до того момента, когда достигается точность $\varepsilon_{КФ}$. Далее точность итераций по источнику устанавливается равной ε_Q , и итерации производятся при найденных числах NFR и NFZ до ее достижения. За счет варьирования параметров A, A_R, A_Z процесс расчета можно построить оптимальным образом. Численные эксперименты показали, что при малом числе КФ можно закругить точность итерационного процесса без заметного влияния на конечный результат. На основе опыта расчета реактора типа БН-1500 можно рекомендовать следующие значения коэффициентов и точностей: $A = 10 \div 50$, $A_R = 5$; $\varepsilon_Q = 0,0003$. Сравнение 6, 18 и 26-группового расчета показало, при таком выборе коэффициентов число групп практически не влияет на выбор числа КФ.

Таблица 13

Влияние числа координатных функций на характеристики модели реактора БН-1500 (число групп 6, число итераций ~ 40)

Число функций по R	Число функций по Z	Полное число функций	Относительная погрешность, %						
			$K_{эф}$	КВ	КВА	КВ _з	$\Delta\rho_1^{239}$	$\Delta\rho_1^{238}$	$\Delta\rho_1^{Na}$
13	11	35	Эталон						
11	9	27	0,006	0,06	-0,03	0,21	-0,17	-0,12	0,03
7	6	15	0,14	0,33	-0,33	0,21	-3,4	-2,6	-1,0

В табл. 13 представлена зависимость некоторых характеристик модели реактора БН-1500 от числа КФ.

§ 7.6. ВЫБОР СПЕКТРА ДЕЛЕНИЯ

Как уже указывалось (см. с. 30), спектр нейтронов деления выбирают в зависимости от среднего числа нейтронов ν , испускаемых на одно деление. В табл. 14 показано, как изме-

Таблица 14

Влияние спектра деления на некоторые нейтронно-физические характеристики

Критическая сборка или реактор	$\nu_{\text{ср}}$	ν_0	ν	Относительная погрешность, %			
				$K_{\text{эф}}$	$\frac{n_f^{238}}{n^{235} f}$	$\frac{\Delta\rho^{235}}{\Delta\rho^{238}}$	КВ
ZPR-3-10	2,57	2,6	2,8	-0,2	-1,2	—	—
ZPR-3-25	2,56	2,6	2,8	-0,3	-1,2	—	—
ZEBRA-6A	2,94	2,8	3,0	-0,1	-2,0	—	—
Godiva	2,58	2,6	3,0	-0,20	-2,5	-3,45	—
ZPR-3-11	2,48	2,6	3,0	-0,62	-2,5	0,83	—
Типа БН-1500	2,93	2,6	3,0	-0,15	—	—	0,04

Примечание. Относительная погрешность определялась по формуле $\delta x = [(x_{\nu_0} - x_{\nu} / x_{\nu_0})] \cdot 100\%$, где x принимает значения $K_{\text{эф}}$, n_f^{238} / n_f^{235} и т. п.

няются некоторые нейтронно-физические характеристики при изменении спектра деления. Часть данных для этой таблицы взята из работы [76], а часть рассчитана для данной работы. Изменение спектра деления при увеличении ν на 0,2 уменьшает $K_{\text{эф}}$ на 0,1—0,3%. Доля спектра в области 6,5—10,5 Мэв изменяется на 5—10%. Наибольшее влияние изменение спектра деления оказывает на скорости реакций и реактивности пороговых изотопов (^{238}U), особенно в сборках с жестким спектром типа сборки Godiva. Поэтому при расчете такихборок выбирать спектр деления нужно особенно тщательно. В больших реакторах выбор спектра деления слабо влияет на основные нейтронно-физические характеристики.

§ 7.7. ВЛИЯНИЕ ПОПРАВОК В СЕЧЕНИИ УПРУГОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ НА ФОРМУ СПЕКТРА ВНУТРИ ГРУППЫ

При введении поправок в сечение упругого замедления на форму спектра внутри группы (см. с. 26) возникают две проблемы:

1) каким способом аппроксимировать групповые спектры нейтронов, используемые при расчете коэффициентов коррекции b_g ?

Т а б л и ц а 15
Коэффициенты коррекции сечения упругого замедления для первой активной зоны модели реактора БН-1500

Номер варианта	Вариант, из которого брались потоки для расчета $b_{g, R}$	Способ расчета $b_{g, R}$	$b_{g, 1}$										
			1-3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	2	б	1,000	1,216	1,204	1,158	1,067	0,983	0,885	0,845	0,818	0,579	0,851
2	3	»	1,000	1,217	1,209	1,163	1,067	0,978	0,879	0,847	0,802	0,581	0,875
3	4	»	1,000	1,239	1,214	1,140	1,037	0,952	0,874	0,850	0,791	0,645	0,930
5	(см. табл. 16)	в	1,000	1,197	1,205	1,074	1,043	0,979	0,880	0,844	0,805	0,456	0,915
7	$b_{g, R} \equiv 1$	а	1,000	1,218	1,205	1,118	1,038	0,956	0,877	0,846	0,793	0,666	0,787

Продолжение табл. 15

Номер варианта	Вариант, из которого брались потоки для расчета $b_{g, R}$	Способ расчета $b_{g, R}$	$b_{g, 1}$											
			14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
1	2	б	0,854	0,591	0,474	0,347	0,312	0,244	0,189	0,323	0,234	0,143	0,0602	1,000
2	3	»	0,855	0,596	0,495	0,379	0,349	0,282	0,226	0,370	0,269	0,174	0,0807	1,000
3	4	»	0,852	0,645	0,580	0,486	0,467	0,402	0,350	0,499	0,380	0,287	0,167	1,000
5	(см. табл. 16)	в	1,000	0,610	0,563	0,412	0,457	0,336	0,262	0,673	0,257	0,304	0,115	0,112
7	$b_{g, R} \equiv 1$	а	0,896	0,611	0,487	0,337	1,000	0,087	1,000	0,469	1,000	1,000	1,000	1,000

Примечания: а—Потоки $\Phi_{g, R}$ трех соседних групп аппроксимируются параболой.

б—ln $\Phi_{g, R}$ трех соседних групп аппроксимируются параболой.

в—Потоки всех групп аппроксимируются кусочно-линейной функцией.

2) с какой точностью необходимо рассчитывать эти групповые потоки? В частности, можно ли использовать для расчета коэффициентов b_g потоки, найденные при $b_g=1$, или же необходимо организовывать итерационный процесс: $b_g^{(0)} \equiv 1 \rightarrow \rightarrow \text{потоки} \rightarrow b_g^{(1)} \rightarrow \text{потоки} \rightarrow b_g^{(2)}$ и т. д., и если нужно, то каким числом итераций можно ограничиться?

Обсудим эти вопросы на примере реактора типа БН-1500. В табл. 15 приведены значения коэффициентов b_g для первой активной зоны реактора БН-1500, рассчитанные по разным алгоритмам и с разным числом итераций по потокам. По нашему мнению, наилучшим является третий алгоритм, при котором производится кусочно-линейная аппроксимация гистограммы потоков для всех групп одновременно (программа ГИЗ, составленная Е. А. Шаровым по алгоритму, предложенному А. М. Цибулей и М. М. Савоськиным).

Некоторая разница в коэффициентах b_g влияет на различные функционалы (табл. 16). Однако даже при довольно значительных расхождениях самих коэффициентов b_g , отклоне-

Таблица 16

Влияние коэффициентов коррекции сечения упругого замедления на характеристики модели реактора БН-1500 (программа PIDIR; одномерная цилиндрическая геометрия; 26 групп; $\kappa^2=0,0005$; $\nu_k=10^{-6}$)

Номер варианта	Вариант, из которого брались потоки для расчета b_g, R	Способ расчета b_g, R (см. табл. 15)	Относительная погрешность, %					
			$K_{эф}$	КВ	КВА	КВ _R		
						1	2	3
1	2	б	Эталон					
2	3	б	-0,02	0,02	0,03	0,02	0,04	0,00
3	4	б	-0,22	0,56	0,58	0,51	0,66	0,42
4	—	$b_g, R \equiv 1$	-0,8	3,0	2,9	2,8	3,0	3,6
5	4	в	Эталон					
6		б	0,01	0,31	0,31	0,36	0,25	0,31
7		а	-0,03	0,53	0,56	0,51	0,52	0,58

ния функционалов невелики. Следует учитывать, что проведение расчетов с $b_g \equiv 1$ может приводить к отклонениям, пренебрегать которыми уже нельзя.

Таким образом, ответ на два поставленных вопроса можно сформулировать так:

1) лучшим из трех сравниваемых способов аппроксимации является третий, однако для большинства расчетов можно использовать второй и первый (см. с. 28);

2) при вариантных расчетах для вычисления коэффициентов коррекции b_g вполне можно использовать плотности потоков, найденные при $b_g \equiv 1$, причем точность для расчета этих плотностей потоков может быть на один-два порядка меньше, чем обычная точность, используемая для основного расчета. Однако для получения более точных результатов нужно сделать еще одну итерацию по расчету $b_{g, R}$.

§ 7.8. ВЫБОР ГРУППОВОГО РАЗБИЕНИЯ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ МАЛОГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ

При проведении громоздких двухмерных, трехмерных, а также вариантных расчетов очень остро встает проблема выбора числа групп. В ряде случаев роль ограничителя играет машинное время, а иногда — возможности программы и ЭВМ. В связи с этим возникают две задачи: 1) выбрать оптимальное малогрупповое разбиение при заданном числе групп; 2) выбрать наименьшее число групп, обеспечивающее приемлемую точность расчета.

Пусть требуется провести двухмерный расчет с числом групп $G < G_{\text{set}}$, где G_{set} — число групп в исходной системе констант. Пусть $P_{R, k}^k$ — интегральная плотность потока нейтронов в зоне R и группе k исходной системы констант, причем

$$\sum_{R, k} P_{R, k}^k = 1, \quad k = 1, 2, \dots, G_{\text{set}}.$$

Оценить $P_{R, k}^k$ можно разными способами: 1) на основе нескольких одномерных расчетов в разных направлениях; 2) с помощью двухмерного расчета с малым числом точек или с малым числом функций и (или) с небольшой точностью; 3) на основе ранее рассчитанных подобных вариантов.

Поскольку те же веса обычно затем используются при усреднении сечений, то единственным дополнительным требованием является обеспечение условия, при котором они достаточно правильно отражали бы соотношение числа нейтронов в зонах рассчитываемого реактора.

При выборе нового группового разбиения можно исходить из предположения [44], что в новых группах пространственные и энергетические переменные разделяются, и в новую группу объединять только те соседние группы, которые имеют при-

мерно одинаковый характер пространственного распределения. Поскольку в нашем случае пространственное распределение характеризуется интегральными по зонам плотностями потоков P_R^k , то это условие запишется в виде

$$P_R^k \approx I_k \sum_{i=j}^{j+l-1} P_R^i, \quad j \leq k \leq j+l-1.$$

Здесь I_k — коэффициенты, характеризующие долю исходной группы k в новой группе g , включающей в себя l исходных групп начиная с j . В действительности величины I_k , входящие в (7.1), зависят от номера зоны R :

$$I_{k,R} = P_R^k \left/ \sum_{i=j}^{j+l-1} P_R^i \right.,$$

и естественно потребовать, чтобы для оптимального нового группового разбиения отличие квадратов отклонений $I_{k,R}$ от средней величины \bar{I}_k было минимальным. Пусть индекс « c » характеризует конкретный вариант группового разбиения (при заданном числе групп существует очень большое число вариантов группового разбиения). Тогда предлагается в качестве критерия оптимальности рассмотреть минимизацию величины

$$\delta^{(c)} = \sum_{R,k} \delta_{k,R}^{(c)} (P_R^k)^2 \left/ \sum_{R,k} (P_R^k)^2 \right.,$$

где

$$\delta_{k,R}^{(c)} = |1 - I_{k,R}^{(c)} \bar{I}_k^{(c)}|^2; \quad \bar{I}_k^{(c)} = \sum_R P_R^k \left/ \sum_R \sum_{i=j}^{j+l-1} P_R^i \right..$$

Величины $\delta^{(c)}$ оцениваются для каждого возможного группового разбиения « c » при заданном числе групп G , и выбирается то разбиение, для которого величина $\delta^{(c)}$ минимальна.

Предлагаемый метод определения оптимального способа разбиения на группы при заданном числе групп в чистом виде, к сожалению, включает в себя перебор слишком большого числа возможных вариантов. Для того чтобы уменьшить их число до разумного, можно наложить дополнительное условие на полное число нейтронов в каждой новой группе, т. е. потребовать, чтобы

$$P_{\min} < \sum_R P_{HR}^g < P_{\max},$$

где $P_{HR}^g = \sum_{i=j}^{j+l-1} P_R^i, i \ni g$.

Предлагаемый подход имеет еще то преимущество, что позволяет сравнивать между собой малогрупповые прибли-

жения с разным числом групп и выбирать среди них оптимальное по точности и временным затратам.

Таблица 17

Характеристики модели реактора БН-1500 в зависимости от числа групп и способа группового разбиения (одномерная цилиндрическая геометрия; $\kappa^2=0,0005$; $\varepsilon_k=10^{-5}$; $l_D/h=3$)

Число групп	Границы новых групп	δ , 10^{-4}	Относительная погрешность, %					
			$K_{эф}$	КВ	КВА	КВР		
						1	2	3
26			Эталон					
2	7, 26	0,57	-0,036	0,20	0,06	0,39	-0,34	1,01
	8, 26	0,56	-0,048	0,23	0,06	0,52	-0,49	1,21
	6, 26	0,76	0,83	0,60	0,15	0,11	0,20	3,11
3	6, 7, 26	0,46	-0,016	0,13	0,04	0,20	-0,15	0,68
	7, 9, 26	0,26	-0,037	0,03	0,05	0,34	-0,30	0,62
	7, 10, 26	0,28	-0,040	0,16	0,05	0,39	-0,35	0,84
	8, 14, 26	0,52	-0,052	0,25	0,07	0,59	-0,55	1,28
4	5, 7, 10, 26	0,221	-0,005	0,07	0,00	0,04	-0,05	0,48
	7, 8, 10, 26	0,177	-0,037	0,12	0,05	0,36	-0,31	0,50
	7, 9, 11, 26	0,178	-0,036	0,13	0,04	0,36	-0,33	0,60
	5, 6, 7, 26	0,195	0,003	0,12	0,01	0,03	-0,01	0,89
5	5, 7, 8, 10, 26	0,112	-0,004	0,03	0,01	0,01	0,01	0,18
	5, 7, 9, 13, 26	0,119	-0,008	0,07	0,01	0,09	-0,08	0,41
	1, 5, 7, 10, 26	0,221	-0,005	0,07	0,00	0,42	-0,05	0,48
	7, 8, 10, 14, 26	0,131	-0,038	0,13	0,06	0,40	-0,35	0,57

В табл. 17 приведены характеристики модели реактора БН-1500, рассчитанные с разным числом групп и с разным групповым разбиением. И хотя величины $\delta^{(c)}$ и точности расчета коррелируют друг с другом не полностью, из анализа данных табл. 17 видно, что описанный в этом разделе алгоритм определения границ малогруппового разбиения вполне можно использовать в практических расчетах.

ГЛАВА 8

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОРГАНИЗАЦИИ ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ НА ЭВМ

Методы организации прохождения реакторных задач на ЭВМ развивались параллельно с развитием самих ЭВМ и их общего программного обеспечения. Первому поколению ЭВМ типа М-20 соответствовали одиночные программы, позволявшие рассчитывать весьма ограниченный набор реакторных параметров, таких, как $K_{эф}$ и плотности потоков нейтронов. Обмен информацией между отдельными программами осуществлялся через перфокарты и требовал очень больших усилий из-за отсутствия согласованности в форматах. Следующему поколению ЭВМ типа М-220, БЭСМ-4 уже соответствовали так называемые комплексы программ [7, 24]. Комплексы обычно способны считать довольно большой набор реакторных характеристик, и некоторые из них представляют собой весьма развитое программное хозяйство с мощными управляющими программами и весьма эффективными способами обмена информацией между отдельными программами. Вызов отдельных программ комплекса и подстановка результатов одних программ в другие организуются самим комплексом без вмешательства пользователя.

Постепенно структура комплекса приняла довольно четкие очертания — это группа вычислительных программ и специальная управляющая программа, строящая одну из возможных последовательностей — цепочек вычислительных программ. Управляющая программа организует последовательное выполнение программ из цепочки, обеспечивая обмен информацией между ними.

К достоинствам комплексов относятся автоматизация вызова нужных программ и организация обмена информацией между ними. К недостаткам — фиксированный характер вычислительного процесса и, как правило, избыток выдаваемой «на всякий случай» на печать информации. Обычно в комплекс включают самые удачные из доступных на момент создания комплексов программы и не особенно заботятся о его дальнейшем росте и развитии; в результате комплексы тяжело модифицировать. Потребность в открытом и гибком аппарате

для решения задач расчета реакторов привела к появлению следующего поколения программ — модульных систем.

Основу модульных систем для расчета реакторов, успешно разрабатываемых и эксплуатируемых в настоящее время, составляет библиотека вычислительных модулей, каждый из которых является специализированной прикладной программой, производящей некоторый, иногда весьма элементарный расчет. Модуль чаще всего мельче прикладной программы первого поколения. Для модулей стандартизуется способ представления аргументов и результатов, что позволяет легко организовать информационную связь — интерфейс между модулями. При выполнении расчета происходит последовательное обращение к отдельным модулям, которые выстраиваются в цепочку; ее выполнение и приводит к решению поставленной задачи.

На практике используют два основных способа организации вычислительного процесса из библиотеки модулей: ручной и автоматический. Первый предполагает наличие специальных средств, позволяющих пользователю прямо указать, какие модули и в какой последовательности он желает выполнить. Интерфейс между модулями обеспечивается системой. При автоматическом способе организации вычислительного процесса пользователю достаточно указать конечную цель расчета, а построение соответствующей цепочки модулей и ее выполнение осуществляет сама система, используя при этом специальные сведения о библиотеке модулей и возможных связях между отдельными модулями. Часто применяют комбинации ручного и автоматического способов организации вычислительного процесса из библиотеки модулей.

Модульные системы строят с расчетом на длительное пользование и снабжают специальными средствами для их совершенствования. Наиболее эффективно они реализуются на ЭВМ третьего поколения с высокопроизводительным периферийным оборудованием и большими ресурсами оперативной и внешней памяти, в том числе с прямым доступом. В настоящее время в мире существует свыше двадцати модульных систем для расчета реакторов. По целям и задачам они довольно сходны, хотя реализация их в каждом случае специфична. Обзор основных модульных систем для реакторных расчетов имеется в работе [25]. Здесь же для примера кратко опишем английскую модульную систему COSMOS [79], ориентированную на оперативный нейтронно-физический расчет реакторов на быстрых нейтронах и созданную в рамках работы над реактором PFR.

Целью создания такой системы были: минимизация времени и усилий на подготовку входных данных; проведение вариантных расчетов, связанных с планированием перегрузки топлива и текущей эксплуатацией реактора, в соответствии с каж-

дым циклом работы реактора; хранение на дисках нейтронно-физических данных, используемых для нужд послерадиационного анализа.

В систему включены программы, обеспечивающие следующие расчеты на основе диффузионной теории:

а) двухмерный расчет полного реактора в центральной плоскости (обычно с тремя энергетическими группами), используемый для планирования перегрузок топлива перед каждым периодом работы реактора (расчетная модель реактора для удобства названа «простой» моделью);

б) двухмерный расчет полного реактора в центральной плоскости, обычно в 6- или 16-групповом приближении, предназначенный для расчета каждой микрокампании, чтобы получить выгорание в каждом пакете («промежуточная» модель);

в) трехмерный расчет 1/6 части реактора (сектор в 60°) с идеализированной загрузкой активной зоны (обычно в 16-групповом приближении), осуществляемый для проверки расчетов а) и б), а также для определения эффективности стержней, коэффициента воспроизводства, баланса нейтронов и скоростей реакций вне центральной плоскости для нужд экспериментов («идеализированная» модель);

г) трехмерные полномасштабные расчеты (обычно в 6-групповом приближении) для реальных загрузок, чтобы дать точную информацию по скоростям реакций, необходимую для послерадиационного анализа и для расчета характеристик топлива, хранимых в банке данных («лучшая» модель).

Выгорание рассчитывают с помощью «лучшей» модели сразу же после окончания очередной микрокампании, чтобы максимально точно определить характеристики тех пакетов, которые оставляют в активной зоне, и тем самым улучшить точность расчета по «простой» и «промежуточной» моделям. Подобным же образом, чтобы начать расчеты перегрузок топлива на основе максимально точных данных, плотность потока и реактивности последующего топливного цикла сначала рассчитывают с помощью «промежуточной» модели.

Расчеты перегрузок топлива («простая» модель) обеспечивают полный набор возможных и оптимальных планов загрузки активной зоны на год вперед и некоторые возможные планы загрузок на более длительный срок.

Погрешность расчета скоростей реакций деления в стандартных пакетах в идеальном случае должна быть $\pm 2\%$ (одно стандартное отклонение), при этом она находится вблизи предела, который может обеспечить диффузионное приближение с лучшими групповыми константами. Наибольшая погрешность в расчетных значениях скоростей реакций деления получается для твэлов, расположенных рядом с управляющими стержнями и некоторыми экспериментальными пакетами. Другой источник по-

грешности — использование мало групповых сечений. Первую из этих погрешностей можно уменьшить до $\pm 2\%$ с помощью использования экспериментальных данных, а вторую свести к минимуму с помощью сравнительных расчетов.

Кроме того, требуется также предсказать изменение реактивности на каждой стадии перегрузки топлива в пределах $\pm 0,3\% \Delta K/K$, которое определяется возможностями системы СУЗ. Это требование удовлетворяется довольно просто с помощью трехгрупповых расчетов при условии, что измерены систематические погрешности, возникающие из-за неопределенностей размеров активной зоны и т. п. Все двухмерные расчеты проводят в гексагональной геометрии. В «простых» расчетах используют шесть точек на пакет, однако после соответствующих расчетных исследований можно перейти и на одну точку на пакет.

В «простых» и «промежуточных» расчетах обычно берут геометрические параметры, полученные из трехмерного «идеализированного» расчета с управляющими стержнями, введенными на одну треть, т. е. как в начале микрокампании.

Опишем теперь особенности обмена информацией между модулями системы COSMOS и состав этой информации. За основную исходную информацию берут состав отдельных пакетов. Данные по каждому пакету хранят в банке данных на диске. Эти данные затем преобразуют в ядерные концентрации и в таком виде используют во всех программах.

Микроскопические сечения получены из библиотеки ядерных данных FD5 в 37-групповом виде специально для реактора PFR. Коэффициенты гомогенной резонансной самоэкранировки считают одинаковыми для пакетов с близким содержанием топлива. Предполагают также, что при выгорании коэффициенты резонансной самоэкранировки не изменяются. Ядерные концентрации и нейтронные сечения хранятся для всех различных физических зон реактора. Следующий шаг состоит в описании расчетной модели реактора, для которой должны быть определены местоположения конкретных пакетов в реакторе, число групп и точек и веса для усреднения сечений. Перед обращением к программе расчета потоков вычисляют макросечения для каждого пакета.

Все исходные данные для расчета задают в основном в виде изменений и дополнений к уже существующим, однажды введенным данным. Разработчики системы уделили особое внимание тому, чтобы все результаты расчета выдавались для реальной геометрии реактора. Такие данные, как скорости реакций, мощность, выгорание и т. п., пользователь может получить для любого пакета реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. В. Н. Артамкина. М., Атомиздат, 1974.
2. Марчук Г. И. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
3. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
4. Марчук Г. И., Лебедев В. И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1971.
5. Numerical Reactor Calculations. Proceedings of a Seminar on Numerical Reactor Calculations. Vienna, 17—21, Jan., 1972. IAEA, 1972.
6. Распространение резонансных нейтронов в гомогенных средах. Теория и сопряженные функции. Приложение к «Бюл. Информ. центра по ядерным данным». М., Атомиздат, 1968. Авт.: Л. П. Абагян, Ф. Ф. Михайлус, М. Н. Николаев, В. В. Орлов.
7. Комплекс программ для расчета быстрых реакторов в одномерной геометрии.— В кн.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. Под ред. М. Н. Зизина. Дмитровград, Изд. НИИАР, 1975, с. 34. Авт.: И. П. Маркелов, М. А. Барыба, Г. И. Елизаров и др.
8. Рогов А. Д., Савоськин М. М., Тимофеев И. Г. Применение S_N -метода для расчета реакторов на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием 26-групповых констант в подгрупповом представлении.— Там же, с. 174.
9. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, И. И. Бондаренко, М. Н. Николаев.
10. Антонова Л. В., Базазянц Н. О., Барыба М. А. Переоценка сечений деления урана-235 и захвата урана-238 на основе анализа критических параметров критсборок.— В кн.: Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекес, февраль 1970. Т. 1. М., ЦНИИАтоминформ, Д-18.
11. Экспериментально-расчетные исследования физики органов регулирования реактора БН-350 на сборке БФС-22. Препринт ФЭИ-306. Обнинск, 1972. Авт.: В. В. Орлов, М. Н. Николаев, Ю. А. Казанский и др.
12. Дополнения к «Групповым константам для расчета ядерных реакторов».— «Бюл. Информ. центра по ядерным данным», вып. 1, 1964, с. 298. (М., Атомиздат). Авт.: Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, И. И. Бондаренко, М. Н. Николаев.
13. 26-групповые константы для фтора, хлора и натрия.— «Бюл. Информ. центра по ядерным данным», вып. 3, 1966, с. 280. (М., Атомиздат). Авт.: Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, М. Н. Николаев и др.
14. Оценка групповых сечений плутония-238, америция-243 и кюрия-244.— В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1973). Ч. 1. Обнинск, 1974. Авт.: Л. П. Абагян, А. Г. Довбенко, С. П. Захарова и др.
15. Николаев М. Н., Филиппов В. В. Измерение параметров резонансной структуры полных сечений некоторых элементов в области энергий нейтронов 0,3—2,7 Мэв. — «Атомная энергия», 1963, т. 15, вып. 6, с. 493.

16. Влияние резонансной структуры сечений на распространение и замедление нейтронов в средах и резонансные эффекты на делящихся ядрах.— In: Proceedings of the Third International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Held in Geneva 31 August—9 September, 1964. V. 2. United Nations, N. Y., 1965, p. 47. Авт.: Л. П. Абагян, Н. О. Базаянц, И. И. Бондаренко и др.
17. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений.—«Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 1, с. 11; 1971, т. 30, вып. 2, с. 426. Авт.: М. Н. Николаев, А. А. Игнатов, Н. В. Исаев, В. Ф. Хохлов.
18. Хохлов В. Ф., Савоськин М. М., Николаев М. Н. Комплекс программ АРАМАКО для расчета групповых макро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом представлении.— «Ядерные константы», 1972, вып. 8, ч. 3, с. 3. (М., ЦНИИатоминформ.)
19. Николаев М. Н. Исследования по физике распространения быстрых и промежуточных нейтронов в средах. Докт. дис. М., 1964. (МИФИ).
20. Лукьянов А. А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
21. Segev M. The σ -Ambiguity in the Method of Self-Shielding Factors.— «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1974, v. 18, p. 155.
22. Жуков А. В., Грабежной В. А. О применении соотношения эквивалентности при подготовке групповых констант для расчета плоскопараллельных ячеек критсборок на быстрых нейтронах.— См. [7], с. 348.
23. Базаянц Н. О., Забродская А. С., Николаев М. Н. Групповые параметры анизотропии рассеяния нейтронов.— «Ядерные константы», 1972, вып. 8, ч. 2, с. 3. (М., ЦНИИатоминформ.)
24. Зизин М. Н., Ярославцева Л. Н. Комплекс программ расчета нейтронно-физических характеристик атомных реакторов.— См. [10], Д-17.
25. Автоматизация реакторных расчетов. М., Атомиздат, 1974. Авт.: М. Н. Зизин, Б. А. Загацкий, Т. А. Темноева, Л. Н. Ярославцева.
26. The Shielding Factor Method of Generating Multigroup Cross Sections for Fast Reactor Analysis.— «Nucl. Sci. Engng», 1972, v. 48, p. 189. Auth.: R. R. Kidman e. a.
27. Аналитический расчет внутригрупповых среднеобъемных спектров без водорода. Препринт ФЭИ-222. Обнинск, 1970. Авт.: В. Н. Гурин и др.
28. Хромов В. В., Слесарев И. С., Кузьмин А. М. Вариационный метод синтеза многогруппового нейтронного поля в многозонном реакторе.— В кн.: Инженерно-физические методы расчета ядерных реакторов. Под ред. Л. Н. Юровой. М., Атомиздат, 1966, с. 11.
29. Кузьмин А. М., Хромов В. В. Малогрупповой метод расчета многозонных реакторов.— Там же, с. 33.
30. Pendlebury E. D., Underhill L. H. The Validity of the Transport Approximation in Critical-Size and Reactivity Calculations.— In: Physics of Fast and Intermediate Reactors. Proc. of the Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors. V. 2. Vienna, IAEA, 1962.
31. Программа расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в гетерогенных системах.— См. [7], с. 335. Авт.: А. Г. Морозов, А. М. Сироткин, И. С. Слесарев и др.
32. Оценка масштаба методических погрешностей расчетного анализа экспериментов на быстрых критических сборках.— См. [14], с. 175. Авт.: М. А. Барыба, А. А. Блыскавка, В. Г. Золотухин и др.
33. Baker A. R., Hammond A. D. Calculations for a Large Fast Reactor. A Comparison of Results Organised by the IWG on Fast Reactors of the IAEA. TRG Report 2133 (R), 1971.
34. Расчетные характеристики стандартного быстрого реактора. Препринт ФЭИ-525. Обнинск, 1974. Авт.: Л. П. Абагян, М. А. Барыба, Л. В. Петрова, М. М. Савоськин.
35. Вычислительные методы в физике реакторов. Под ред. Х. Гринспена, К. Кольбера, Д. Окренга. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1972.

36. **Шишков Л. К.** Методы решения диффузионных уравнений двумерного ядерного реактора. М., Атомиздат, 1976.
37. **Naval Reactors Physics Handbook. V. 1.** Ed. by A. Radkowsky. USAEC, TID-7030, 1964.
38. **Марчук Г. И., Пененко В. В.** Численные методы расчета двумерных ядерных реакторов.—«Атомная энергия», 1966, т. 20, вып. 3, с. 264.
39. **Frölich R.** Flux Synthesis Methods vs Difference Approximation Methods for the Efficient Determination of Neutron Flux Distributions in Fast and Thermal Reactors.— In [5], p. 591.
40. **Фадеев Д. К., Фадеева В. Н.** Вычислительные методы линейной алгебры. М., Физматгиз, 1960.
41. **The Argonne Reactor Computation (ARC) System.** ANL-7332, 1967, p. 85.
42. **Вейнберг А., Вигнер Е.** Физическая теория ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. Я. В. Шевелева. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
43. **Задворных З. В., Ярославцева Л. Н.** SNDIR-программа многогруппового расчета потоков нейтронов S_n -методом в одномерной геометрии. Препринт НИИАР П-159. Мелекесс, 1972.
44. **Замальтдинов Р. И.** P1DIR-программа многогруппового расчета реакторов в одномерной геометрии в диффузионно-возрастном приближении. Препринт НИИАР П-148. Мелекесс, 1972.
45. **Апса В. А., Хромов В. В., Таросян Р. А.** КОБРА — комплекс программ расчета одномерных быстрых реакторов. Отчет МИФИ. P75002818, М., 1973.
46. **Лебедев В. И., Финюгенов С. А.** Решение проблемы упорядочения параметров в чебышевских итерационных методах.— «Журн. вычисл. мат. и мат. физ.», 1973, т. 13, № 1, с. 18.
47. **Методы расчета быстрых реакторов.**— В кн.: Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. Сборник докладов. Т. 2. Обнинск, Изд. ФЭИ, 1967, с. 75. Авт.: Ш. С. Николайшвили, Е. И. Ляшенко, В. Г. Золотухин и др.
48. **Варга Р. С.** Численные методы решения многомерных многогрупповых диффузионных уравнений.— В кн.: Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. Г. А. Батя. М., Госатомиздат, 1963, с. 187.
49. **Вазов В., Форсайт Дж.** Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. Пер. с англ. Под ред. И. С. Сокольникова. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
50. **Миронович Ю. Н.** Современное состояние программного комплекса DD.— См. [7], с. 56.
51. **Карпов В. А., Проценко А. Н.** Комплекс двумерных многогрупповых программ нейтронно-физического расчета ядерного реактора.— Там же, с. 89.
52. **Салтыков А. И., Макаренко Г. И.** Программирование на языке ФОРТРАН. М., «Наука», 1976.
53. **Программы многомерных расчетов ядерных реакторов в диффузионном приближении.**— См. [7], с. 163. Авт.: А. В. Воронков, В. И. Зябликова, Б. З. Оссерович и др.
54. **Михлин С. Г.** Вариационные методы в математической физике. М., «Наука», 1970.
55. **Лебедев В. И., Цапелкин Е. С.** Метод Галеркина для диффузионных уравнений.— См. [7], с. 132.
56. **Зизин М. Н., Чухлова О. П.** V2DR-АЛГОЛ — программа многогруппового расчета потока нейтронов в реакторе методом Бубнова — Галеркина в двумерной геометрии.— Там же, с. 151.
57. **Пономарев-Степной Н. Н., Бирюк Г. И.** Двумерные расчеты быстрых газовых реакторов-размножителей с использованием метода Галеркина.— Там же, с. 163.
58. **Ершов А. П., Кожухин Г. И., Поттосин И. В.** Руководство к пользованию системой АЛЬФА. Новосибирск, «Наука», 1968.

59. См. [4], с. 163.
60. **Комплекс** программ для оптимизационных исследований быстрых реакторов. — В кн.: Физика ядерных реакторов. Под ред. Л. Н. Юровой. М., Атомиздат, 1968. Авт.: В. В. Хромов, А. М. Кузьмин, Л. В. Точеный, В. А. Апсэ.
61. **Kruger A.** TPAXY and TPACY Two Fortran Programs for Solving the Multigroup Transport Equation in Two-Dimensional XY and RZ Geometries by S_n -method. GKSS 70/61, 1971.
62. **Исаев Н. В., Слесарев И. С.** Метод и программы многогруппового кинетического расчета двумерных моделей быстрых реакторов с гексагональными кассетами.— См. [7], с. 64.
63. **Stammler R. J. J.** Methods Used in the Design of Fuel Assemblies—2D S_n Calculations.—In [5], p. 3.
64. **Штаркман В. С.** Автокод БЭМШ. Препринт Ин-та прикл. мат. М., 1969.
65. **James M. F.** Energy Released in Fission.—«J. Nucl. Energy», 1969, v. 23, p. 517.
66. **Основные** принципы выбора органов регулирования быстрых энергетических реакторов и температурные и мощностные эффекты в быстрых реакторах.—«Kernenergie», 1969, Bd 12, S. 112. Авт.: В. В. Орлов, В. И. Матвеев, А. В. Жуков и др.
67. **SEFOR** Experimental Results and Application to LMFBR's.—In: Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation. V. III. Karlsruhe, 1973, p. 1312. Auth.: A. Caldarola, D. Freeman e. a.
68. **Analysis** of Doppler Experiments.—In: International Symposium on Physics of Fast Reactors. Tokyo. Oct. 16—23, 1971. V. 2. Tokyo, p. 984. Auth.: V. Matsuno, T. Iosida e. a.
69. **Kastenberг W. E., Rumble E. T.** On the Analysis of the Predisassembly Phase of the Unprotected Overpower Transient Accident for LMFBRs.—«Nucl. Engng. and Design», 1973, v. 25, p. 248.
70. **Safety** Problems in the Design of Large Plutonium Fueled Fast Reactors.—In: Proceedings of the International Conference on the Safety of Fast Reactors. Aix-en-Provence, September 19—22, 1967. Ed. by G. Denieloy IIA-4. Paris. Auth.: A. I. Leipunskii, O. D. Kazatchovski, M. N. Zizin, R. V. Nikolskii.
71. **Шихов С. Б., Шмелев А. Н.** К вопросу о расчете возмущений в размерах реактора и его конфигурации. — «Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерная физика низких и средних энергий. Реакторная физика», 1973, вып. 2, с. 45. (М., ЦНИИАтоминформ.)
72. **Усачев Л. Н.** Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений.— В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. М., Изд-во АН СССР, 1955.
73. **Кипин Дж. Р.** Физические основы кинетики ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. В. А. Кузнецова. М., Атомиздат, 1967.
74. **Зизин М. Н., Ярославцева Л. Н.** Расчет эффективной доли запаздывающих нейтронов и времени жизни мгновенных нейтронов для быстрых критических сборок.— См. [10], Д-16.
75. **Зизин М. Н., Кудряшов Л. Н., Николаев М. Н.** Двумерная модель быстрого реактора-бридера с окисным топливом и натриевым теплоносителем для проведения тестовых расчетов. Препринт НИИАР П-4 (270). Димитровград, 1976.
76. **Kiefhaber E., Schmidt J. J.** Evaluation of Fast Critical Experiments Using Recent Methods and Data. KFK-969, 1970.
77. **Зизин М. Н.** Расчет интегральных экспериментов на быстрых критических сборках ZPR-III, ZEBRA, VERA и БФС.— См. [10], Д-15.
78. **Зизин М. Н., Ярославцева Л. Н.** Автоматизация выбора координатной сетки S_n -комплекса. Препринт НИИАР П-169. Димитровград, 1972.
79. **Wardleworth D., Wheeler R. C.** Reactors Physics Calculational Methods in Support of the Prototype Fast Reactor.—«J. Brit. Nucl. Energy Soc.», 1974, v. 13, N 4, p. 383.

ИБ № 213

Михаил Николаевич Зизин

**РАСЧЕТ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ**

Редактор Г. В. Чернышова

Художественный редактор А. Т. Кирьянов

Технический редактор Н. А. Власова

Корректор Е. П. Пьянкова

Сдано в набор 10.X.1977 г. Подписано к печати 27.XII.1977 г. Т-20974.
Формат 60×90^{1/16}. Бумага тип. № 2. Усл. печ. л. 6,5. Уч.-изд. л. 6,35. Тираж 2000 экз.
Зак. изд. 74362. Зак. тип. 865. Цена 95 коп.

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

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

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

Атомиздат выпускает в свет в 1979 году книгу Дулина В. А. «Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант». (М., Атомиздат, 6 л. 3000 экз. 90 к.; книга объявлена в аннотированном плане Атомиздата на 1979 г.)

В книге описаны эксперименты по возмущению состава реакторов и соответствующие расчеты на основе теории возмущений, проводимые в целях уточнения систем групповых констант, применяемых для расчета реакторов на быстрых нейтронах. Основное внимание уделено методам оценки точности группового приближения при проведении расчетов по теории возмущения, учету реальной гетерогенной структуры критических сборок, на которых проведены основные эксперименты по возмущению, и описанию влияния конечных размеров образцов, при помощи которых в эксперименте производится возмущение, на возмущение собственного значения уравнения реактора.

Приведены примеры применения методов оценки, сравниваются результаты расчетов и экспериментов для критическихборок БФС, ZPR, SNEAK, получены уточненные системы групповых констант.

Книга предназначена для научных работников и инженеров, занимающихся изучением и проектированием реакторов на быстрых нейтронах и для студентов старших курсов соответствующих специальностей.