

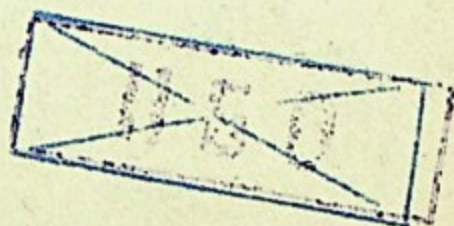
621039

134

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



В. И. Наумов, М. Ф. Хромова



**ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ
КАНАЛЬНЫХ РЕАКТОРОВ**

МОСКВА 1985

621033
1134
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.И. Наумов, М.Ф. Хромова

ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ
КАНАЛЬНЫХ РЕАКТОРОВ

(Пособие по курсовому проекту)

0,25 руб.

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия

Москва 1985

Библиотечный
фонд
НИЯУ МИФИ
г. Москва

УДК 621.039.5

В. И. Наумов, М. Ф. Хромова. Физический расчет канальных реакторов (Пособие по курсовому проекту). - Учебное пособие. - М.: Изд. МИФИ, 1985, - 72 с.

В данном учебном пособии сформулированы задачи и основные этапы физического расчета канальных реакторов с учетом их специфики. Приведена методика расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов по ячейке, коэффициента размножения, изменения нуклидного состава топлива и выбора оптимальных параметров реактора. Все вопросы нейтронно-физического расчета освещены в объеме, необходимом для обоснования основных физических параметров и конструкции активной зоны, а также основных режимов ее работы. На отдельных этапах физического расчета предполагается использование ЭВМ, что позволяет расширить вариации исходных параметров и лучше обосновать выбор основных физических и конструктивных решений.

Предназначено для студентов, выполняющих курсовой проект по ядерно-энергетическим установкам с канальными реакторами. Может быть использовано студентами при выполнении домашнего задания по курсу "Теория ядерных реакторов".

Рецензенты:

Ю. М. Занков, Ю. И. Митяев



Московский инженерно-физический институт, 1985 г.

ВВЕДЕНИЕ

В СССР осуществляется обширная программа строительства атомных электростанций. Согласно директивам XXV съезда КПСС, в XI пятилетке планируется ввести на действующих и строящихся АЭС ядерные реакторы на общую электрическую мощность свыше 20 млн. кВт. Около половины запланированного ввода мощностей приходится на каналные уран-графитовые реакторы с охлаждением кипящей водой типа РБМК. Канальными реакторами с единичной электрической мощностью 1000 МВт оснащены Ленинградская, Чернобыльская, Курская, Смоленская АЭС. Усовершенствованные реакторы на электрическую мощность 1500 МВт вводятся на Игналинской АЭС.

Канальные реакторы большой мощности успешно продолжают традиции отечественного реакторостроения, заложенные с конца 40-х годов и реализованные в конструкциях Первой в Мире АЭС, Сибирской, Белоярской, Билибинской АЭС. Наряду с мощными водо-водяными реакторами типа ВВЭР реакторы РБМК составят основу ядерной энергетики СССР в ближайшие десятилетия.

Канальное направление в реакторостроении достаточно широко представлено в ряде зарубежных стран (Канада, Аргентина, Индия, Пакистан и др.), где построены и строятся реакторы с тяжеловодным замедлителем, с охлаждением тяжелой водой и кипящей легкой водой.

Интерес к реакторам канального типа обусловлен в основном двумя обстоятельствами: возможностью использования в качестве топлива низкообогащенного или природного урана и отсутствием необходимости в дорогостоящих корпусах, типичных для реакторов типа ВВЭР. Последнее дает возможность создавать мощные реакторные блоки, не прибегая к специализированной машиностроительной базе.

В канальных реакторах теплоноситель подается в каждый канал, несущий давление, отдельно. Соответственно и тепловыделяющие сборки (ТВС) могут загружаться в каждый канал и выгружаться из него независимо, в том числе и без остановки реактора. Это дает возможность поддерживать в канальном реакторе в процессе работы минимально необходимый запас реактивности и достичь высокого выгорания топлива. В частности, на канадских реакторах с тяжеловодным замедлителем и теплоносителем типа *CANDU*, работающих на природ-

ном уране, достигнуто самое высокое (в пересчете на природный уран) выгорание топлива, составляющее $7000 - 7500 \text{ МВт} \times \text{сут/т U}$. Возможность поканального контроля за герметичностью оболочек твэлов и своевременной выгрузки дефектных ТВС обеспечивает радиационную безопасность.

Вместе с тем канальные реакторы обладают и некоторыми существенными недостатками. Они имеют большое количество трубопроводов, подводящих теплоноситель к каждому каналу, и соответственно большое число сварных соединений. Для канальных реакторов характерно большее, чем в других реакторах, количество контрольно-измерительных приборов, необходимых для управления технологическими параметрами каждого канала. Как все реакторы больших размеров, они имеют тенденцию к пространственной неустойчивости энерговыделения, что усложняет их эксплуатацию.

Перед разработчиками канальных реакторов стоят задачи их дальнейшего усовершенствования, поиска новых физических решений, направленных на улучшение их эксплуатационных и экономических показателей.

Возможность поканальной перегрузки топлива предусмотрена и в некоторых типах корпусных реакторов, например в английских магниевых и усовершенствованных реакторах типа *AGR* с газовым охлаждением. Методы нейтронно-физического расчета, развитые для канальных реакторов, могут использоваться и для анализа указанного класса ядерно-энергетических установок.

В табл. В.1 приведены основные параметры некоторых реакторов с графитовым и тяжеловодным замедлителями, представляющих канальное направление в реакторостроении. Обычно в качестве теплоносителя в канальных реакторах используют легкую или тяжелую воду. Однако делались проектные проработки канальных реакторов с охлаждением органическим теплоносителем, газовым (CO_2) и даже натриевым теплоносителями.

В настоящем пособии будем ориентироваться прежде всего на концепцию отечественного реактора РБМК или тяжеловодного реактора типа *SGHWR*.

Таблица В.1

Основные параметры некоторых реакторов с графитовым
и тяжеловодным замедлителями

Основные параметры	Реактор (страна)		
	РБМК-1000 (СССР)	CANDU (Канада)	SGHWR (Великобритания)
Мощность, МВт электрическая тепловая	1000 3200	790 2855	100 294
Замедлитель	Графит	Тяжелая вода	Тяжелая вода
Теплоноситель	Кипящая легкая вода	- " -	Кипящая легкая вода
Топливо	UO_2	UO_2	UO_2
Обогащение, %	2	0,71	2,3
Расчетная глубина выгорания, (МВт·сут)/т U	22 300	8 170	21 000
Загрузка топлива, т	192	117	21,35
Размеры активной зоны $H \times D$, м	7 x 11,8	5,94 x 7,06	3,7 x 3,1
Параметры пара t , °C	284	254	298
p , МПа	7	4,2	6,15

1. ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА РЕАКТОРА

Основная задача нейтронно-физического расчета реактора на стадии проектирования состоит в физическом обосновании конструкции и определении совокупности физических параметров реактора, удовлетворяющего поставленным требованиям.

Главными параметрами, от которых зависит эффективность использования ядерного топлива, являются загрузка реактора и расход топлива в процессе его работы. Загрузка реактора обратно пропорциональна средней энергонапряженности топлива, а расход обратно пропорционален глубине выгорания, или энерговыработке с единицы загружаемого топлива. Достижимая глубина выгорания зависит от величины коэффициента размножения и спектра нейтронов в реакторе, а средняя энергонапряженность — от пространственного распределения плотности потока нейтронов по активной зоне. Таким образом, для выбора оптимальной конструкции активной зоны необходимо для каждой конкретной компоновки провести расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов в пределах элементарной ячейки, рассчитать, как меняется нуклидный состав топлива в процессе выгорания, определить пространственное распределение плотности потока нейтронов по объему активной зоны и выбрать также соотношения топлива, теплоносителя и замедлителя, при которых достигается оптимальное сочетание основных параметров реактора, от которых зависит его экономичность.

Помимо определения загрузки и расхода топлива, в задачу нейтронно-физического расчета входит определение эффективности регулирующих стержней, коэффициентов реактивности и других параметров, служащих исходными данными для проектирования системы управления и обоснования безопасности реактора.

Поскольку данное пособие посвящено только нейтронно-физическому расчету, будем предполагать, что нам известны все необходимые данные, определяемые конструкцией и условиями работы компонентов активной зоны, в первую очередь технологических каналов и тепловыделяющих сборок (состав, температуры материалов, плотность теплоносителя и др.), или они могут уточняться в процессе нейтронно-физического расчета.

Основные этапы нейтронно-физического расчета и их связь с теплогидравлическими расчетами можно представить в виде схемы, приведенной на рис. 1.

Основным конструктивным элементом реакторов рассматриваемого типа является канал, содержащий ТВС. Число таких однотипных каналов в реакторе может достигать 1500 — 2000 и более.

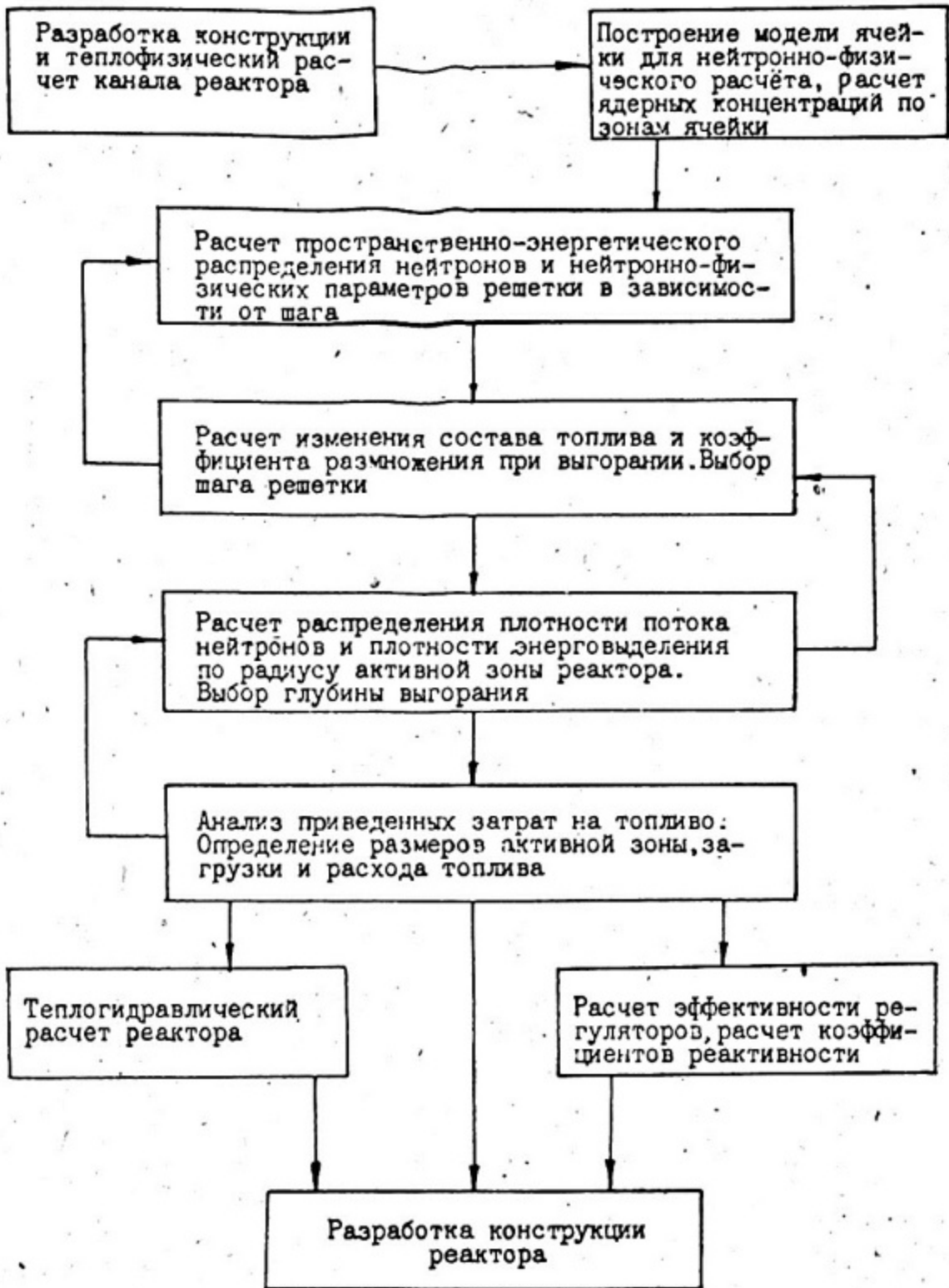


Рис. 1. Основные этапы нейтронно-физического расчета реакторов

Зная основные конструктивные параметры канала (состав, количество материалов, размеры, количество и расположение твэлов) и условия его работы (температуры топлива и теплоносителя, плотность теплоносителя), можно построить расчетную модель ячейки реактора, включающей канал и окружающий его замедлитель (графит, тяжелая вода). При построении расчетной модели могут быть сделаны упрощающие предположения, которые облегчают расчет, но не искажают существенно конечного результата. Например, реальная квадратная или шестигранная ячейка может быть заменена цилиндрической, реальная распределенная плотность теплоносителя заменена некоторой средней и т.д.

Количество замедлителя в ячейке, или шаг решетки, определяется исходя из анализа нейтронно-физических характеристик размножающей среды с учетом компоновочных ограничений. В качестве наиболее простого ориентировочного критерия для выбора шага можно использовать максимум коэффициента размножения K_{∞} на начальном составе топлива. Но в реакторах с большим выгоранием топлива этот критерий может оказаться недостаточно надежным. Поскольку величина энерговыработки с единицы топлива является одной из важнейших характеристик реактора, предпочтительно использовать в качестве критерия для выбора шага решетки максимум глубины выгорания.

Определив оптимальный шаг решетки в бесконечной среде, можно перейти к исследованию пространственного распределения энерговыделения и выбору оптимального размера реактора. В реакторе больших размеров можно эффективно использовать возможности перегрузки топлива для воздействия на пространственное распределение плотности потока нейтронов и соответственно плотности энерговыделения. Располагая необходимым запасом реактивности, можно выбрать такую форму пространственного распределения плотности потока нейтронов, чтобы обеспечить высокую энергонапряженность топлива и приемлемую величину энерговыработки. В качестве комплексного критерия для выбора распределения плотности энерговыделения и величины энерговыработки приняты приведенные затраты на топливо. Выбрав реактор, соответствующий минимуму приведенных затрат, по существу, определим оптимальный размер активной зоны, загрузку и расход топлива на подпитку, т.е. основные параметры, определяющие конструкцию установки и ее экономические показатели.

Заключительный этап нейтронно-физического расчета — это определение его эксплуатационных характеристик, необходимых для проектирования системы управления и обоснования безопасности. Он включает определение абсолютных величин плотности потока нейтронов, изменений реактивности, вызванных отравлением, коэффициентов реактивности, эффективности системы регулирующих стержней и др.

От удачного выбора нейтронно-физических параметров реактора зависят как технико-экономические, так и эксплуатационные показатели ядерно-энергетической установки АЭС. Поэтому нейтронно-физический расчет занимает одно из центральных мест в проектировании реактора.

2. ВЫБОР КОНСТРУКЦИИ И МАТЕРИАЛОВ ТВС

Твэлы и ТВС — наиболее ответственные элементы энергетического реактора.

Конструкция и материалы твэлов и ТВС должны обеспечивать их надежную работу при высоких плотностях энерговыделения и при больших глубинах выгорания. Одновременно твэлы выполняют функции барьеров безопасности, предотвращающих выход высокоактивных продуктов деления в теплоноситель. Выбор конструкции и материалов твэлов определяется конкретными условиями работы в ядерном реакторе. При этом приходится удовлетворять различным, зачастую противоречивым требованиям экономичности и безопасности ЯЭУ.

В качестве топлива в канальных реакторах может применяться металлический уран, двуокись урана, монокарбид урана, дисперсионные композиции. Основными критериями для выбора материала топлива является достижимая рабочая температура, энергонапряженность, допустимое выгорание, возможность последующей радиохимической переработки.

В качестве конструкционного материала покрытий твэлов используют алюминий, сплавы магния, циркония, нержавеющей сталь.

В канальных реакторах первого поколения, работавших при относительно низких температурах теплоносителя и небольших выгораниях, использовались твэлы в виде блочков из металлического урана в алюминиевом покрытии.

В реакторах Белоярской АЭС, работающих на обогащенном уране и производящих перегретый пар высоких параметров, используются трубчатые твэлы с топливом дисперсионного

типа со стальными покрытиями. Внутренняя трубка твэлов является элементом, несущим давление. В современных реакторах большой мощности типа РБМК, рассчитанных на достаточно большое выгорание и производство пара средних параметров, в качестве топлива используется двуокись урана, а в качестве конструкционного материала покрытий и технологических каналов — циркониевый сплав. Это сочетание материалов является типичным и для корпусных реакторов типа ВВЭР. Топливо в виде двуокиси урана позволяет получить высокую энергонапряженность $30 - 40 \text{ МВт/т } U$, выгорание порядка $(3 - 4) \cdot 10^4 \text{ МВт} \cdot \text{сут/т } U$ и обеспечить последующую радиохимическую переработку. Цирконий как конструкционный материал обеспечивает надежную работу твэлов и технологических труб при температурах $300 - 350^\circ\text{C}$ и имеет весьма малое сечение захвата нейтронов (см. табл. П.2). Типичная конструкция ТВС канального реактора РБМК — сборка из 18 твэлов, представляющих собой трубки из циркония с наружным диаметром 13,6 мм, с толщиной стенки 0,9 мм, заполненные таблетками из двуокиси урана диаметром 11,5 мм. Твэлы крепятся с помощью дистанционирующих решеток на центральной трубе из циркониевого сплава размером $15 \times 1,25 \text{ мм}$. Внутри трубы проходит либо несущий стержень диаметром 12 мм, либо несущая труба размером $12 \times 2,5 \text{ мм}$ из циркониевого сплава. ТВС помещается

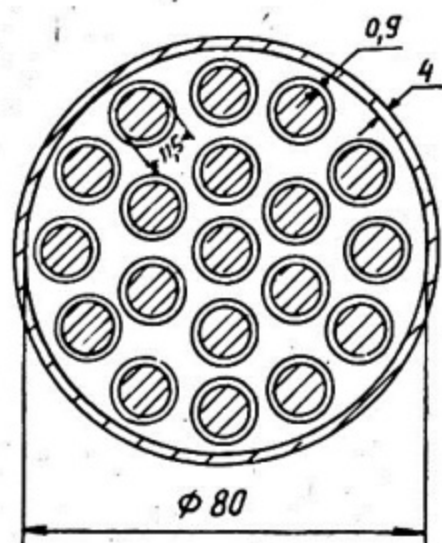


Рис. 2. ТВС канального реактора

в технологический канал из циркониевого сплава: с наружным диаметром 88 мм и толщиной стенки 4 мм (рис. 2). Аналогичные конструкции применяются и на зарубежных тяжеловодных реакторах канального типа.

При выборе конструкции твэлов, ТВС и технологических каналов реактора следует стремиться к тому, чтобы при обеспечении проектных параметров работы реактора, при соблюдении требований надежности и безопасности использовать минимально необходимое количество конструкционных материалов, бесполезно поглощающих нейтроны. В качестве примера укажем, что в существующей конструкции РБМК

потери нейтронов в конструкционных материалах составляют 2%. Дополнительная потеря 1% реактивности привела бы к снижению энерговыработки на 800 – 1000 МВт·сут/т U при проектной величине 21000 МВт·сут/т U, т.е. почти на 5%.

При оценочном нейтронно-физическом расчете обычно для упрощения абстрагируются от деталей конструкции ТВС, используя понятие гомогенизированного "блока", в пределах которого размещены материалы, содержащиеся в ТВС. Такое упрощение дает возможность построить двух-трехзонную модель ячейки реактора. При этом элементы детальной структуры ТВС, существенные для баланса нейтронов, могут быть учтены в эффективных сечениях.

3. ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ЯЧЕЙКЕ РЕАКТОРА. СРЕДНИЕ МИКРОСЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ

Качественное представление об энергетическом распределении плотности потока нейтронов в тепловом реакторе дает рис. 3. Исходя из особенностей взаимодействия нейтронов с размножающей средой при различных энергиях, энергетическое распределение можно условно разбить на три характерные области: область быстрых нейтронов, область резонансных нейтронов, или область замедления, и область тепловых нейтронов.

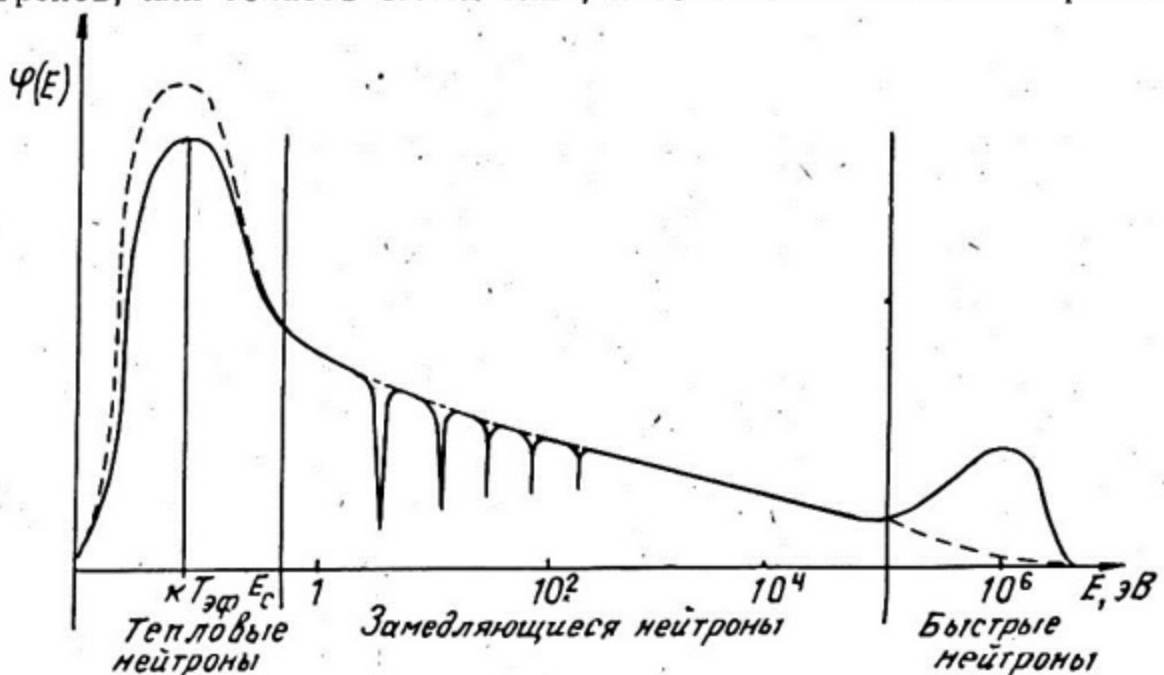


Рис. 3. Энергетическое распределение нейтронов в ячейке реактора:

— топливо; — — — — — замедлитель

В связи с приближенной аппроксимацией реального непрерывного энергетического распределения различными функциями в разных энергетических областях для удобства вводят условные границы между ними. За границу области быстрых нейтронов можно принять нижнюю границу спектра деления, равную 0,1 МэВ. Граница между областью замедления и тепловой, называемая "энергией сшивки" E_c , зависит от величины параметров, характеризующих данную размножающую среду. На рис.4 приведена зависимость отношения $x = \frac{E_c}{kT_{эф}}$ от параметра $\gamma = \frac{\bar{\Sigma}_a}{\xi \bar{\Sigma}_s}$,

позволяющая найти положение "энергии сшивки" для любого конкретного случая. Здесь $T_{эф}$ - эффективная температура тепловых нейтронов, k - постоянная Больцмана. Типичная величина параметра γ в реакторах на тепловых нейтронах 0,07 - 0,15. В соответствии с этим E_c лежит в области (5 - 6) к $T_{эф}$. Определяющий вклад в процессы захвата и деления в реакторах рассматриваемого типа дают тепловые и замедляющиеся (резонансные) нейтроны.

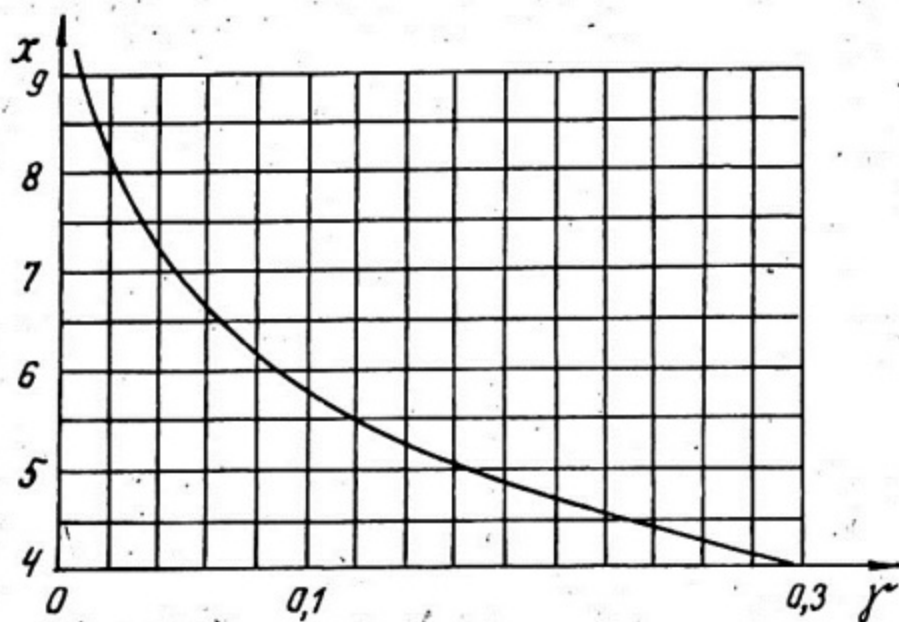


Рис. 4. Зависимость отношения $x = E_c / kT_{эф}$ от параметра $\gamma = \frac{\bar{\Sigma}_a}{\xi \bar{\Sigma}_s}$

3.1. Тепловые нейтроны

В тепловой области энергетическое распределение плотности потока нейтронов можно аппроксимировать распределением Максвелла с эффективной температурой $T_{эф}$:

$$\varphi_r(E) = \frac{E}{(k T_{эф})^2} \exp\left(-\frac{E}{k T_{эф}}\right). \quad (3.1)$$

В канальных реакторах с графитовым и тяжеловодным замедлителями шаг решетки обычно значительно превышает длину рассеяния в замедлителе. Кроме того, в канале содержится теплоноситель (вода, тяжелая вода) с хорошими замедляющими свойствами и температурой, отличающейся от температуры основного замедлителя. Это приводит к тому, что эффективная температура тепловых нейтронов может заметно изменяться в пределах ячейки.

В практике инженерных расчетов для анализа пространственно-энергетического распределения нейтронов часто используется так называемое P, L_1 -приближение. В этом приближении предполагается, что энергетическое распределение тепловых нейтронов в каждой точке близко к распределению Максвелла с эффективной температурой, зависящей от координат. Таким образом, задача сводится к нахождению распределения эффективной температуры $T_{эф}(r)$ по радиусу ячейки.

В соответствии с определением

$$kT_{эф}(r) = \frac{1}{2} \bar{E}(r) = \frac{1}{2} \frac{\int_0^{E_c} E \varphi(E, r) dE}{\int_0^{E_c} \varphi(E, r) dE}, \quad (3.2)$$

где $\bar{E}(r)$ — средняя энергия тепловых нейтронов в точке r , k — постоянная Больцмана.

Функцию распределения $\varphi(r, E)$ можно представить в виде ряда по полиномам Лягерра: $\varphi(r, E) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(r) L_n(E/kT) M(E/kT)$, где $M(E/kT)$ — распределение Максвелла с температурой среды T ; $f_n(r)$ — n -й момент функции распределения:

$$f_n(r) = \frac{1}{n+1} \int_0^{\infty} \varphi(r, E) L_n(E) dE;$$

$\varepsilon = E/kT$ — безразмерная энергетическая переменная.

Учитывая, что $L_0(\epsilon) = 1$, а $L_1(\epsilon) = 2 - \epsilon$, получаем

$$f_0(r) = \int_0^{\infty} \varphi(r, \epsilon) d\epsilon,$$

$$f_1(r) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \varphi(r, \epsilon) (2 - \epsilon) d\epsilon = f_0(r) \left[1 - \frac{T_{эф}(r)}{T} \right],$$

откуда следует выражение для $T_{эф}$:

$$T_{эф}(r) = T \left[1 - \frac{f_1(r)}{f_0(r)} \right]. \quad (3.3)$$

Таким образом, задача расчета пространственной зависимости эффективной температуры нейтронного газа сводится к определению двух первых моментов $f_0(r)$ и $f_1(r)$, что требует решения системы двух уравнений диффузионного типа:

$$D \Delta f_0(r) - \Sigma_a a_{00} f_0(r) - \Sigma_a a_{01} f_1(r) = -S_0(r),$$

$$D \Delta f_1(r) - \Sigma_a \frac{a_{10}}{2} f_0(r) - \Sigma_a \frac{a_{11}}{2} f_1(r) - \xi \Sigma_s f_1(r) = -S_1(r),$$

где

$$a_{00} = \sqrt{\pi}/2; \quad a_{01} = a_{10} = \sqrt{\pi}/4; \quad a_{11} = 7\sqrt{\pi}/8;$$

$$S_0(r) = \int_0^{\infty} S(r, \epsilon) d\epsilon;$$

$$S_1(r) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} S(r, \epsilon) (2 - \epsilon) d\epsilon = S_0(r) \left(1 - \frac{E_{уст}}{2kT} \right)$$

с граничными условиями, вытекающими из непрерывности плотности потока и тока нейтронов при любой энергии.

Для практически важных случаев получены достаточно простые аппроксимационные формулы для эффективной температуры нейтронов в различных зонах ячейки.

Так, для ячейки РБМК можно воспользоваться следующими соотношениями [3]:

замедлитель

$$T_{эф, зам} = T_{зам} \left[1 + 1,2 \frac{\sum_j V_j \Sigma_{aj}^0}{\sum_j V_j (\xi \Sigma_s)_j} \sqrt{\frac{293,6}{T_{зам}}} \right];$$

ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ

$$T_{эф.т/н} = T_{эф.зам} + 330 \frac{\sum_j V_j \Sigma_{a_j}^0}{\sum_j V_j (\xi \Sigma_s)_j} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{293,6}{T_{эф.зам}}} + 2 \frac{\sum_i V_i (\xi \Sigma_s)_i}{\sum_j V_j (\xi \Sigma_s)_j} (T_{т/н} - T_{зам}); \quad (3.4)$$

ТОПЛИВО

$$T_{эф.топл} = T_{эф.т/н} + 93 \frac{\sum_i V_i \Sigma_{a_i}^0}{\sum_i V_i} \frac{d_k}{2} \sqrt{\frac{293,6}{T_{эф.зам}}}$$

Здесь $T_{зам}$, $T_{т/н}$ - физические температуры замедлителя и теплоносителя; $\Sigma_{a_j(i)}^0$ - макросечение поглощения нейтронов в $j(i)$ -м компоненте ячейки (или канала) при температуре 293,6К, $(\xi \Sigma_s)_{j(i)}$ - замедляющая способность $j(i)$ -го компонента, $V_{j(i)}$ - объем (площадь) $j(i)$ -го компонента, d_k - диаметр канала. Аналогичные формулы для ячейки тяжеловодного реактора: замедлитель

$$T_{эф.зам} = T_{зам} \left[1 + 1,3 \frac{\sum_j V_j \Sigma_{a_j}^0}{\sum_j V_j (\xi \Sigma_s)_j} \sqrt{\frac{293,6}{T_{зам}}} \right];$$

теплоноситель

$$T_{эф.т/н} = T_{т/н} \left[1 + 1,1 \frac{\sum_i V_i \Sigma_{a_i}^0}{\sum_j V_j (\xi \Sigma_s)_j} \sqrt{\frac{293,6}{T_{т/н}}} \right]; \quad (3.5)$$

ТОПЛИВО

$$T_{эф.топл} = T_{эф.зам} + \frac{\sum_i V_i (\xi \Sigma_s)_i}{\sum_j V_j (\xi \Sigma_s)_j} (T_{эф.т/н} - T_{эф.зам}) + 93 \frac{\sum_i V_i \Sigma_{a_i}^0}{\sum_i V_i} \times$$

$$\times \frac{d_k}{2} \sqrt{\frac{293,6}{T_{эф.зам}}}$$

Среднее микросечение в j -м компоненте ячейки для i -го нуклида определяется следующим образом:

$$\sigma_{T_j}^i = \frac{\int_0^{E_c} \sigma_j^i(E) \varphi(E) dE}{\int_0^{E_c} \varphi(E) dE} \quad (3.6)$$

Сечение рассеяния для тепловых нейтронов у большинства нуклидов за исключением водорода практически постоянно, поэтому усреднять его нет необходимости.

У нуклидов конструкционных материалов сечение радиационного захвата подчиняется закону $1/v$. Усреднение сечения $1/v$ по спектру Максвелла с эффективной температурой $T_{эф}$ приводит к формуле:

$$\sigma_{cTj}^i = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{c,j}^i(E_0) \sqrt{\frac{T_0}{T_{эф}}}, \quad (3.7)$$

где $T_0 = 293$ К, $E_0 = 0,025$ эВ. Сечения при этой энергии обычно приводятся в справочниках и воспроизведены в табл. П. 2.

Ряд нуклидов, весьма важных для реакторов (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{235}Xe , ^{149}Sm), имеют энергетическую зависимость сечений, отличную от $1/v$. Для перечисленного набора нуклидов можно воспользоваться значениями средних сечений в зависимости от эффективной температуры и "энергии сшивки", приведенными в табл. П.5.

3.2. Резонансные нейтроны

В области резонансных нейтронов (или в области замедления) энергетическое распределение близко к спектру Ферми $\sim 1/E$. При наличии резонансного захвата энергетическое распределение в этой области можно представить в виде:

$$\varphi_j(E) = \frac{Q}{\xi \sum_s E} \varphi(E), \quad (3.8)$$

где $\varphi(E)$ – вероятность избежать резонансного захвата при замедлении до энергии E .

Для области резонансных нейтронов роль среднего сечения играет резонансный интеграл:

$$I_j^i = \int_{E_c}^{\infty} \sigma_j^i(E) \frac{dE}{E}. \quad (3.9)$$

Резонансные интегралы для нуклидов, используемых в реакторах, приведены в табл. П. 6.

Для резонансных поглотителей, имеющих мощные резонансные пики в сечениях и входящих в состав материалов активной зоны при высоких концентрациях, так что нельзя пре-

небредь возмущением, вносимым данным поглотителем в пространственно-энергетическое распределение нейтронов, вводят эффективный резонансный интеграл. Основными резонансными поглотителями этого типа являются воспроизводящие материалы: ^{238}U , ^{232}Th , а также накапливающийся в процессе выгорания топлива ^{240}Pu .

Для ^{238}U , ^{232}Th прямой расчет эффективных резонансных интегралов на основе нейтронных сечений и пространственно-энергетического распределения нейтронов затруднителен. В инженерной практике широко используются формулы для эффективных резонансных интегралов, построенные на основе теоретических моделей с экспериментально измеренными коэффициентами. Наиболее широко используемая формула для $I_{\text{эф}}$ — формула Гуревича — Померанчука для одиночного твэла:

$$I_{\text{эф}}(T_0) = A + B \sqrt{\frac{S}{M}}, \quad (3.10)$$

где S — поверхность твэла, см^2 ; M — масса поглощающего нуклида в граммах.

На основе этой формулы может быть получено выражение для вычисления $I_{\text{эф}}(T)$ в ТВС:

$$I_{\text{эф}}(T) = (A + B \sqrt{\frac{S}{M}} c) [1 + \beta (\sqrt{T_{\text{топл}}} - \sqrt{T_0})] + \Delta I_{1/v} \quad (3.11)$$

В приведенной формуле коэффициент c учитывает взаимную экранировку твэлов в ТВС, выражение в квадратных скобках учитывает изменение эффективного резонансного интеграла при повышенной температуре топлива за счет Доплер-эффекта, последнее слагаемое $\Delta I_{1/v}$ дает вклад в $I_{\text{эф}}$ за счет сечения $1/v$ выше энергии E_c .

Экспериментальные данные для коэффициентов A , B , β приведены в табл. 1.

Таблица 1

Материал	A	B	β
^{238}U (металлический)	3,1	26,8	$(0,51 + 0,5 \frac{S}{M}) \cdot 10^{-2}$
$^{238}\text{UO}_2$	4,45	26,3	$(0,58 + 0,5 \frac{S}{M}) \cdot 10^{-2}$
^{232}Th (металлический)	1,83	15,5	$0,9 \cdot 10^{-2}$
$^{232}\text{ThO}_2$	2,63	16,2	$1,5 \cdot 10^{-2}$

Коэффициент взаимной экранировки c можно рассчитать по формуле:

$$c = \frac{S_{нэ}}{S} + \frac{S_2}{S} \frac{1}{1 + \lambda_s / \bar{l}}, \quad (3.12)$$

где S — полная поверхность всех твэлов в ТВС; S_2 — заэкранированная поверхность твэлов; $S_{нэ}$ — незаэкранированная поверхность твэлов; $\lambda_s = 1/\Sigma_s$ — длина рассеяния резонансных нейтронов в замедлителе; $\bar{l} = \frac{4V_{зам}}{S_2}$ — средний пробег нейтрона (средняя хорда) в замедлителе между твэлами в ТВС.

Можно считать, что половина поверхности твэлов внешнего ряда, обращенная к внешнему замедлителю, незаэкранирована, т.е. $S_{нэ} = \frac{\pi}{2} S_{твэла}$ (где π — число твэлов во внешнем ряду), а остальная поверхность заэкранирована:

$$S_2 = S - S_{нэ}.$$

При $S_2/S = 0$ получим формулу для одиночного твэла, при $S_2/S = 1$ — формулу для бесконечной тесной решетки.

Добавка к $I_{эф}$ за счет части сечения $1/v$ рассчитывается по формуле:

$$\Delta I_{1/v} = \int_{E_c}^{\infty} \sigma_c(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{dE}{E} = 2 \sigma_c(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E_c}}. \quad (3.13)$$

Резонансный захват на ^{240}Pu обусловлен главным образом весьма сильным резонансным пиком при энергии 1,055 эВ. Параметры этого пика таковы, что его можно считать широким по отношению к рассеянию на большинстве элементов за исключением водорода и дейтерия. На основе приближения "бесконечной массы" для всех ядер тяжелее дейтерия и приближения "узкого резонанса" для рассеяния на водороде и дейтерии получена приближенная формула для эффективного резонансного интеграла ^{240}Pu

$$I_{эф}^{40} = \frac{I^{40}}{\sqrt{1 + \alpha}}, \quad (3.14)$$

где $\alpha = \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \frac{\sigma_0^{40} \pi^{40}}{\frac{1}{\bar{l}} + \Sigma_{сп}^0}$; I^{40} — резонансный интеграл ^{240}Pu при бесконечном разбавлении ($I^{40} = 8300$ б); π^{40} — плотность ядер

^{240}Pu в ТВС; Γ и Γ_r — полная и захватная ширина резонансного уровня ($\Gamma \approx \Gamma_r = 0,032$ эВ); σ_0^{40} — максимальное сечение в пике резонанса ($\sigma_0^{40} = 180000$ б); Σ_{sn}^n — макросечение рассеяния на легких ядрах; $\bar{l} = \frac{4V}{5}$ — средняя хорда ТВС.

3.3. Быстрые нейтроны

Вклад быстрых нейтронов в ядерные процессы в тепловом реакторе, как правило, невелик. Единственный процесс, из-за которого область быстрых нейтронов рассматривают особо, это размножение на быстрых нейтронах за счет надпорогового деления ^{238}U . Деление ^{238}U вызывается нейтронами, появившимися в результате деления ^{235}U . Средние микросечения для этих нейтронов приведены в табл. П.4.

Зная микросечения взаимодействия нейтронов, усредненные по спектру, и ядерные плотности нуклидов, легко найти соответствующие макросечения для различных зон ячейки:

$$\Sigma^i = n^i \sigma^i.$$

3.4. Жесткость спектра. Средние эффективные сечения

Отношение плотности потока на единицу летаргии замедляющихся нейтронов к плотности потока тепловых нейтронов называют жесткостью спектра. При слабом поглощении замедляющихся нейтронов жесткость спектра

$$\gamma = \frac{\bar{\Sigma}_a}{\xi \Sigma_s} \quad (3.15)$$

При значительном резонансном поглощении можно пользоваться более точной формулой:

$$\gamma = \frac{1 - \varphi}{\varphi \theta_{\delta a}} \frac{\Sigma_a^{\delta a}}{\sum_i n^i I_{\text{эфа}}^i}, \quad (3.16)$$

где φ — вероятность избежать резонансного захвата; $\theta_{\delta a}$ — коэффициент использования тепловых нейтронов; $\Sigma_a^{\delta a}$ — среднее сечение захвата в блоке (ТВЭЛ, ТВС); n^i — концентрация i -го резонансного поглотителя.

В соответствии с введенным определением жесткости эффективное сечение для i -го нуклида, усредненное по полному спектру, можно представить в виде:

$$\sigma_j^i = \frac{\int_0^\infty \sigma_j^i(E) \varphi(E) dE}{\int_0^\infty \varphi(E) dE} = \sigma_{jT}^i + \gamma I_{\varphi j}^i, \quad (3.17)$$

где $\varphi(E)$ — плотность потока нейтронов.

4. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ РЕШЕТКЕ

Коэффициент размножения в бесконечной решетке K_∞ принято выражать в виде комбинации параметров, характеризующих баланс нейтронов в различных энергетических областях. При этом анализ бесконечной решетки сводится к анализу отдельной ячейки. В общем случае при наличии захвата с делением в области резонансных нейтронов формула для K_∞ имеет вид:

$$K_\infty = \eta_T \mu \varphi \theta + \eta_p \mu (1 - \varphi), \quad (4.1)$$

где η_T — среднее число вторичных нейтронов на один поглощенный тепловой нейтрон; η_p — среднее число вторичных нейтронов на один поглощенный резонансный нейтрон; μ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах; φ — вероятность избежать резонансного поглощения; θ — коэффициент использования тепловых нейтронов.

Формулу (4.1) можно свести к виду:

$$K_\infty = \eta_T \mu \varphi \theta \mu_p, \quad (4.2)$$

отличающемуся от известной формулы четырех сомножителей наличием пятого сомножителя μ_p , имеющего смысл коэффициента размножения на резонансных нейтронах:

$$\mu_p = 1 + \frac{(1 - \varphi) \eta_p}{\varphi \theta \eta_T}. \quad (4.3)$$

Коэффициент воспроизводства вторичного ядерного горючего в блоке определяется из соотношения:

$$K_B = \frac{\sum_i n^i \sigma_c^i}{\sum_j n^j \sigma_a^j}, \quad (4.4)$$

где индекс i относится ко всем воспроизводящим, а индекс j — ко всем делящимся нуклидам. Если топливо состоит только из ^{238}U и ^{235}U , то

$$K_B = \frac{\sum_c^{238}}{\sum_a^{235}} \quad (4.5)$$

Сечения в формуле (4.4) усреднены по полному спектру в соответствии с (3.17).

Ниже приведены рабочие формулы для расчета параметров, входящих в выражение для K_∞ .

4.1. Среднее число вторичных нейтронов

Среднее число вторичных нейтронов при поглощении теплового нейтрона в блоке определяется из соотношения:

$$\eta_T = \frac{\sum_i \nu_f^i \sigma_{fT}^i n^i}{\sum_j \sigma_{aT}^j n^j}, \quad (4.6)$$

где ν_f^i — число вторичных нейтронов при делении i -го нуклида.

Суммирование в числителе проводится по всем делящимся нуклидам в топливе, в знаменателе — по всем нуклидам, поглощающим нейтроны в топливе, в том числе и с делением.

Среднее число вторичных нейтронов при поглощении резонансного нейтрона можно определить по аналогии с η_T , используя вместо тепловых сечений резонансные интегралы:

$$\eta_P = \frac{\sum_i \nu_f^i I_f^i n^i}{\sum_j I_a^j n^j} \quad (4.7)$$

4.2. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах

Размножение на быстрых нейтронах в ТВС можно представить в виде двухстадийного процесса, первая стадия которого протекает внутри отдельного твэла, а вторая стадия — в пределах всей ТВС за счет нейтронов, покинувших первичный твэл и вызвавших деление в соседних твэлах. Коэффициент размножения в отдельном твэле и в гомогенизированной ТВС можно рассчитать по формуле:

$$\mu_i = 1 + \frac{P_i(\nu_f - 1) \frac{\Sigma_f^i}{\Sigma^i} \kappa}{1 - P_i \frac{\Sigma_s^i + \nu_f \Sigma_f^i \kappa}{\Sigma^i}}, \quad (4.8)$$

где P_i - вероятность первого столкновения в твэле (ТВС); Σ^i - среднее сечение деления на ^{238}U для нейтронов спектра деления; Σ_s^i - макросечение упругого рассеяния для быстрых нейтронов, не выводящее нейтрон в область ниже порога деления; Σ^i - полное сечение для быстрых нейтронов; κ - доля нейтронов спектра деления с энергией выше порога деления ^{238}U ($\kappa = 0,56$).

Вероятность первого столкновения в блоке рассчитывается по формуле:

$$P_i = \begin{cases} \frac{d_i \Sigma^i}{1 + d_i \Sigma^i} & \text{при } d_i \Sigma^i > 5; \\ \frac{d_i \Sigma^i}{1,5 + d_i \Sigma^i} & \text{при } d_i \Sigma^i < 2, \end{cases} \quad (4.9)$$

где d_i - диаметр блока (твэла, ТВС). Индекс $i = 0$ в формулах (4.8) и (4.9) означает параметры твэла, $i = 1$ - параметры ТВС.

Полную формулу для коэффициента размножения на быстрых нейтронах можно представить в виде:

$$\mu = \mu_0 + \frac{1 - \beta_0}{1 - \beta_0 \frac{\Sigma_s^0 + \nu_f \Sigma_f^0 \kappa}{\Sigma^0}} (\mu_1 - 1). \quad (4.10)$$

4.3. Вероятность избежать резонансного поглощения

Вероятность избежать резонансного поглощения рассчитывается по формуле:

$$\varphi = \exp \left(- \frac{\sum_i (n^i I_{\text{фра}}^i) V_{\text{бл}}}{\sum_j (\xi \Sigma_s^j) V^j} \right), \quad (4.11)$$

где $I_{\text{фра}}^i$ — эффективный резонансный интеграл поглощения для i -го нуклида, включая деление на ^{235}U и изотопах плутония; n^i — плотность ядер i -го нуклида, $1/\text{см}^3$; $(\xi \Sigma_s)^j$ — замедляющая способность среды в j -й зоне ячейки; V^j — объем соответствующей зоны ячейки.

В соответствии с определением K_{∞} (4.1) в вероятности избежать резонансного поглощения учитываются все процессы, связанные с поглощением резонансных нейтронов, в том числе и деление в резонансной области ^{235}U и изотопов плутония. Обычно наиболее существенный вклад в резонансный захват дают изотопы урана (в первую очередь ^{238}U) и ρ_u . Формулы для расчета эффективных резонансных интегралов даны в 3.2. Резонансным захватом на конструкционных материалах, как правило, можно пренебречь.

4.4. Коэффициент использования тепловых нейтронов

Представим элементарную ячейку реактора в виде эквивалентной по площади цилиндрической ячейки. Если известно пространственно-энергетическое распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу ячейки, то коэффициент использования тепловых нейтронов, как вероятность поглотиться в "блоке", содержащем ядерное топливо, можно представить в виде:

$$\theta_{\text{бл}} = \frac{\int_0^{E_c} dE \int_{V_{\text{бл}}} \Sigma_a(r, E) \varphi(r, E) dV}{\int_0^{E_c} dE \int_{V_{\text{яч}}} \Sigma_a(r, E) \varphi(r, E) dV} \quad (4.12)$$

В общем случае пространственно-энергетическое распределение плотности потока тепловых нейтронов может быть найдено численно, в результате решения соответствующего уравнения переноса.

Обычно задачу об определении θ сводят к односкоростной, предварительно определив эффективные температуры и соответствующие средние сечения захвата в зонах ячейки. Если считать, что средние сечения не меняются в пределах данной зоны (блок, замедлитель), то уравнение диффузии нейтронов в каждой зоне имеет вид:

$$D_i \Delta \varphi_i(r) - \Sigma_{a_i} \varphi_i(r) + j_i = 0, \quad (4.13)$$

где D_i , Σ_{a_i} — коэффициент диффузии и сечение захвата в i -й зоне; j_i — плотность источников тепловых нейтронов за счет замедления. Можно считать, что плотность источников пропорциональна замедляющей способности $(\xi \Sigma_s)_i$ в данной зоне. Уравнение (4.13) должно быть дополнено граничными условиями отражения на границе ячейки, а также условиями непрерывности на границах зон. Решив уравнение диффузии (4.13), можно найти средние значения плотности потока нейтронов в каждой зоне. Коэффициент использования тепловых нейтронов можно представить в виде:

$$\theta = \theta_{\delta n} \frac{\Sigma_{a \text{ топлива}}}{\Sigma_{a \delta n}} \quad (4.14)$$

В свою очередь, вероятность поглощения теплового нейтрона в блоке

$$\theta_{\delta n} = \frac{1}{1 + \sum_i q_i} \quad (4.15)$$

где $q_i = \frac{\Sigma_{a_i} \bar{\phi}_i V_i}{\Sigma_{a \delta n} \bar{\phi}_{\delta n} V_{\delta n}}$ — относительная доля поглощенных нейтронов в i -й зоне ячейки, не содержащей ядерного топлива, к зоне "блока", в которой сосредоточено топливо.

Для определенности рассмотрим трехзонную ячейку, содержащую центральную зону (блок), промежуточную зону (технологическую трубу) и внешнюю зону (замедлитель).

Для дальнейших расчетов нам потребуется новый параметр — длина диффузии тепловых нейтронов в зонах ячейки. Длина диффузии L определяется из соотношения:

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (4.16)$$

где D — коэффициент диффузии:

$$D = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}} \quad (4.17)$$

Σ_{tr} — транспортное сечение:

$$\Sigma_{tr} = \sum_i \sigma_{s_i} (1 - \mu_i) n^i + \Sigma_a \quad (4.18)$$

μ_i — средний косинус угла рассеяния (приведен в табл. П.2). Суммирование проводится по всем нуклидам, входящим в данную зону.

Рассмотрим относительный захват нейтронов в материале технологической трубы. В силу того что технологическая труба должна быть изготовлена из слабо поглощающего материала и обычно имеет относительно небольшую толщину стенки, изменение плотности потока нейтронов в пределах от $R_{\delta n}$ до R_{TP} невелико. В первом приближении можно считать, что средняя плотность потока нейтронов в этой зоне равна плотности потока на границе блока. Отношение этой плотности к средней по блоку обозначим через Q :

$$Q = \frac{\varphi(R_{\delta n})}{\bar{\varphi}_{\delta n}} = \frac{Q_0 + \alpha}{1 + \alpha} \quad (4.19)$$

где

$$\alpha = \frac{(\xi \Sigma_s)_{\delta n} R_{\delta n}^2}{(\xi \Sigma_s)_{зам} (R_{зк}^2 - R_{TP}^2)}, \quad (4.20)$$

$$Q_0 = \frac{R_{\delta n}}{2L_{\delta n}} \frac{I_0(R_{\delta n}/L_{\delta n})}{I_1(R_{\delta n}/L_{\delta n})}$$

Если блок не содержит замедлителя, т.е. $\alpha = 0$, то $Q = Q_0$. Относительный захват нейтронов в материале технологической трубы

$$q_{TP} = \frac{\Sigma_{с TP} (R_{TP}^2 - R_{\delta n}^2)}{\Sigma_a \delta n R_{\delta n}^2} Q. \quad (4.21)$$

Относительный захват в замедлителе представим в виде:

$$q_{зам} = q_0 + q_1, \quad (4.22)$$

где

$$q_0 = \frac{\Sigma_{с зам} (R_{зк}^2 - R_{TP}^2)}{\Sigma_a \delta n R_{\delta n}^2} Q,$$

q_0 — доля поглощения в замедлителе, относящаяся к постоянной плотности потока по ячейке, равной $\varphi(R_{\delta n})$.

Избыточное поглощение в замедлителе, обусловленное более высокой средней плотностью потока нейтронов по сравнению с плотностью на границе блока;

$$q_1 = \frac{1}{1+\alpha} \int \frac{(R_{яч}^2 - R_{тп}^2)}{2R_{дл}L_{зам}} \cdot x$$

$$\times \frac{I_0 \left(\frac{R_{тп}}{L_{зам}} \right) K_1 \left(\frac{R_{яч}}{L_{зам}} \right) + K_0 \left(\frac{R_{тп}}{L_{зам}} \right) I_1 \left(\frac{R_{яч}}{L_{зам}} \right)}{I_1 \left(\frac{R_{яч}}{L_{зам}} \right) K_1 \left(\frac{R_{тп}}{L_{зам}} \right) - K_1 \left(\frac{R_{яч}}{L_{зам}} \right) I_1 \left(\frac{R_{тп}}{L_{зам}} \right)} - 1. \quad (4.23)$$

В предположении о малом захвате в замедлителе для q_1 получена следующая приближенная формула:

$$q_1 = \frac{R_{яч}^2}{4\pi L_{зам}^2 (1+\alpha)} \left(\frac{\ln \frac{R_{яч}^2}{R_{тп}^2}}{1 - \frac{R_{тп}^2}{R_{яч}^2}} - \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{R_{тп}^2}{R_{яч}^2} \right). \quad (4.24)$$

5. РАСЧЕТ НУКЛИДНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА

5.1. Изменение нуклидного состава топлива в процессе выгорания

В процессе облучения ядерного топлива в активной зоне реактора происходит изменение его нуклидного состава: выгорает ^{235}U , в результате захвата нейтронов ^{238}U появляется искусственный делящийся нуклид - ^{239}Pu , а также последующие изотопы плутония: ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu .

Уравнения, описывающие изменение концентрации основных тяжелых нуклидов для уранового топлива, имеют вид:

$$\frac{dn^i}{dt} = n^{i-1} \sigma_c^{i-1} \varphi - n^i \sigma_a^i \varphi, \quad (5.1)$$

где i - индекс тяжелых нуклидов, перечисленных выше.

В системе уравнений (5.1) приняты следующие обозначения: n^i - ядерная концентрация i -го нуклида; φ - плотность потока тепловых нейтронов в топливе; $\sigma_{c,a}^i$ - эффективное сечение радиационного захвата и поглощения i -го нуклида в соответствии с определением (3.17), $\sigma_a^i = \sigma_c^i + \sigma_f^i$.

Двойной индекс у концентраций и сечений включает последние цифры у числа протонов и у числа нуклонов данного нуклида. Например, нуклид ^{235}U зашифрован двумя цифрами: 2 и 5. Соответственно "28" означает ^{238}U , "49" - ^{239}Pu , "40" - ^{240}Pu , "41" - ^{241}Pu , "42" - ^{242}Pu , "26" - ^{236}U .

Система уравнений (5.1) может быть решена численно, с учетом изменения спектра нейтронов и средних сечений в процессе выгорания. При некоторых дополнительных допущениях можно описать изменение нуклидного состава системой линейных уравнений, имеющей достаточно простые аналитические решения. Так, будем считать, что концентрация ^{238}U не меняется со временем ввиду малого выгорания ^{238}U . Будем считать далее, что спектр нейтронов и, следовательно, средние сечения всех нуклидов не меняются со временем. Приведем систему (5.1) к безразмерному виду. Для этого разделим все члены уравнений на $n_0^{25} \sigma_a^{25} \varphi$, где n_0^{25} - начальная концентрация ^{235}U в топливе. Введем безразмерные параметры:

$$\rho_i = n_i / n_0^{25}; \quad \tilde{\sigma}^i = \sigma^i / \sigma_a^{25}; \quad dz = \sigma_a^{25} \varphi dt.$$

Получим следующую систему линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами:

$$\frac{d\rho^i}{dt} = \tilde{\sigma}_c^{i-1} \rho^{i-1} - \sigma_a^i \rho^i. \quad (5.2)$$

Общий вид решения для i -го нуклида

$$\rho^i(x) = \exp(-\tilde{\sigma}^i x) \left[\rho_0^i + \int_0^x \tilde{\sigma}_c^{(i-1)} \rho^{(i-1)}(x') \exp(\tilde{\sigma}_c^{(i-1)} x') dx' \right],$$

где ρ_0^i - начальная относительная концентрация i -го нуклида; $\rho^{(i-1)}(x')$ - относительная концентрация нуклида-предшественника. Система уравнений (5.1) может быть решена последовательно. Приведем соответствующие аналитические формулы для основных нуклидов:

$$\rho^{25}(x) = \exp(-x); \quad (5.3)$$

$$\rho^{26}(x) = \frac{\tilde{\sigma}_c^{25}}{1 - \tilde{\sigma}_c^{26}} \left[\exp(-\tilde{\sigma}_c^{26} x) - \exp(-x) \right]; \quad (5.4)$$

$$\rho^{49}(x) = \rho_0^{49} \exp(-\tilde{\sigma}_a^{49} x) + \frac{\tilde{\sigma}_c^{28} \rho^{28}}{\tilde{\sigma}_a^{49}} [1 - \exp(-\tilde{\sigma}_a^{49} x)]; \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} \rho^{40}(x) = & \rho_0^{40} \exp(-\tilde{\sigma}_c^{40} x) + \frac{\tilde{\sigma}_c^{49} \rho_0^{49}}{\tilde{\sigma}_c^{40} - \tilde{\sigma}_a^{49}} [\exp(-\tilde{\sigma}_a^{49} x) - \\ & - \exp(-\tilde{\sigma}_c^{40} x)] + \frac{\tilde{\sigma}_c^{28} \tilde{\sigma}_c^{49} \rho^{28}}{\tilde{\sigma}_c^{40} \tilde{\sigma}_a^{49}} \left\{ [1 - \exp(-\tilde{\sigma}_c^{40} x)] - \right. \\ & \left. - \frac{\tilde{\sigma}_c^{40}}{(\tilde{\sigma}_c^{40} - \tilde{\sigma}_a^{49})} [\exp(-\tilde{\sigma}_a^{49} x) - \exp(-\tilde{\sigma}_c^{40} x)] \right\}. \quad (5.6) \end{aligned}$$

Если исходное топливо содержит только ^{235}U и ^{238}U , то $\rho_0^{49} = \rho_0^{40} = 0$ и аналитические выражения для $\rho^{49}(x)$ и $\rho^{40}(x)$ несколько упрощаются. Тем не менее выражения для $\rho^{41}(x)$ и $\rho^{42}(x)$ довольно громоздки. В качестве первой оценки изменения нуклидного состава можно ограничиться перечисленными нуклидами. При численном машинном расчете изменения нуклидного состава топлива применяются стандартные методы, развитые применительно к численному решению систем дифференциальных уравнений (например, метод Рунге - Кутты).

Построим простую схему полуаналитического расчета, которую можно использовать при наличии простейших вычислительных средств на уровне простейшего калькулятора.

Разобьем интервал переменной на отрезки $(0, x_1)$, (x_1, x_2) , (x_2, x_3) и т.д.

На каждом интервале считаем неизменными сечения $\tilde{\sigma}^i$. Тогда для каждого интервала можно записать систему уравнений типа (5.2). Сделаем одно допущение. Будем считать, что источник для данного нуклида определяется не текущей концентрацией предыдущего нуклида, а средней на рассматриваемом интервале. Это допущение позволит существенно упростить решения. В то же время, если интервалы не велики и их достаточно много, можно надеяться на достижение хорошей точности. Продемонстрируем этот прием на примере расчета накопления изотопов плутония. Рассмотрим интервал $(0, x_1)$.

Пусть в исходном топливе изотопы плутония отсутствуют. Тогда концентрация ^{239}Pu на первом интервале определится из соотношения:

$$\rho^{49}(x) = \frac{\tilde{\sigma}_c^{28} \rho^{28}}{\tilde{\sigma}_a^{49}} [1 - \exp(-\tilde{\sigma}_a^{49} x)]. \quad (5.7)$$

Средняя концентрация $\bar{\rho}^{49}$

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_1^{49} &= \frac{1}{x_1} \int_0^{x_1} \rho^{49}(x) dx = \\ &= \frac{1}{x_1} \frac{\tilde{\sigma}_c^{28} \rho^{28}}{\tilde{\sigma}_a^{49}} \left\{ x_1 - \frac{1}{\tilde{\sigma}_a^{49}} [1 - \exp(-\tilde{\sigma}_a^{49} x_1)] \right\}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Приближенное уравнение для накопления ^{240}Pu имеет вид:

$$\frac{d\rho^{40}}{dx} = \tilde{\sigma}_c^{49} \rho_1^{49} - \tilde{\sigma}_c^{40} \rho^{40}. \quad (5.9)$$

а его общее решение совершенно аналогично решению для ^{239}Pu , но с соответствующими сечениями

$$\rho^{40}(x) = \frac{\tilde{\sigma}_c^{49} \bar{\rho}_1^{49}}{\tilde{\sigma}_c^{40}} [1 - \exp(-\tilde{\sigma}_c^{40} x)]. \quad (5.10)$$

Теперь можно найти среднюю концентрацию ρ_1^{40} и перейти к расчету ρ^{41} , а затем по той же схеме — ρ^{42} . Определив концентрации на первом интервале, можно перейти ко второму интервалу. Отличие на втором интервале будет лишь в том, что накопление изотопов будет начинаться не с нуля, а с некоторой начальной концентрации $\rho^i(x_1)$. Затем можно рассчитать концентрации на третьем и последующих интервалах. При этом легко учесть главный эффект, приводящий к нелинейности уравнений выгорания: изменение эффективного резонансного интеграла ^{240}Pu , обусловленное блокировкой сильного резонансного уровня при энергии 1,055 эВ.

Безразмерную переменную x иногда называют "выгоранием" топлива. Действительно, ее легко связать с изменением концентрации ^{235}U , определяющим в основном величину выгорания. При $x = 1$ концентрация ^{235}U в топливе изменяется в e раз. В типичном варианте реактора РБМК используется топливо с начальным обогащением 2%, или 20 кг ^{235}U на тонну топлива. В выгружаемом топливе содержится около 3 кг ^{235}U на тонну топлива. Оценим по этим данным интервал выгорания

$$x : x = \ln \frac{20}{3} = 1,9.$$

Для расчета изменения нуклидного состава топлива в этом варианте достаточно рассмотреть интервал изменения x , например от 0 до 2.

Совершенно аналогичным образом можно построить уравнения выгорания и найти их решения для нуклидов ториевого топливного цикла.

5.2. Накопление осколков деления. Энерговыработка

Наряду с изменением нуклидного состава тяжелых ядер топлива, в нем в процессе выгорания происходит накопление осколков деления. Каждое деление в топливе дает пару осколков. Концентрацию пар осколков $n^{оск}$ можно определить из уравнения:

$$\frac{dn^{оск}}{dt} = \sum_i n^i \sigma_f^i \varphi. \quad (5.11)$$

В уравнении (5.11), дающем полное количество накопленных осколков, отсутствуют члены, учитывающие радиационный захват и радиоактивный распад, поскольку осколки, претерпевшие те или иные радиоактивные превращения, по существу продолжают оставаться осколками.

Приведя уравнение (5.11) к безразмерному виду подобно уравнениям выгорания, получаем:

$$\frac{d\rho^{оск}}{dx} = \sum_i \rho^i \tilde{\sigma}_f^i, \quad (5.12)$$

где $\rho^{оск} = n^{оск}/n_0^{25}$.

Интегрируя (5.11) при известных $\rho^i(x)$, легко получить концентрацию осколков при любом выгорании. Так, в случае исходного топлива, состоящего только из ^{235}U и ^{238}U , получим:

$$\rho^{оск}(x) = (1 + \delta^{28}) \tilde{\sigma}_f^{25} \left\{ 1 - \exp(-x) + \right. \\ \left. + \frac{\tilde{\sigma}_f^{49}}{\tilde{\sigma}_f^{25}} \frac{\tilde{\sigma}_c^{28} \rho^{28}}{\tilde{\sigma}_a^{49}} \left[x - \frac{1}{\tilde{\sigma}_a^{49}} + \frac{1}{\tilde{\sigma}_a^{49}} \exp(-\tilde{\sigma}_a^{49} x) \right] \right\}. \quad (5.13)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках дает вклад в осколки от деления ^{235}U , второе — от ^{239}Pu . Множитель $(1 + \delta^{28})$ характеризует вклад в полное накопление осколков от деления ^{238}U . Параметр δ^{28} связан с коэффициентом размножения на быстрых нейтронах μ соотношением:

$$\delta^{28} = \frac{\nu_f^{25}}{\nu_f^{28} - 1} (\mu - 1) = 1,27 (\mu - 1). \quad (5.14)$$

Вклад от деления ^{238}U в канальных реакторах может достигать (5 – 6)%.

Поскольку образование каждой пары осколков есть результат деления, в процессе которого выделяется энергия, полное накопление осколков легко связать с энерговыработкой. Если пренебречь разницей в энерговыделении при делении различных изотопов урана и плутония, приняв среднее значение энергии деления 200 МэВ, и учесть, что около 10 МэВ на деление выделяется дополнительно в виде γ -излучения от радиационного захвата нейтронов, нетрудно подсчитать, что накопление 1 г осколков соответствует энерговыработке 1 МВт·сут. Накопление осколков деления в ядерной технике принято выражать в кг/тU, а энерговыработку — в (МВт·сут)/тU. Обозначим накопление осколков $M^{\text{оск}}$, а энерговыработку B , тогда

$$B(x) = 1000 M^{\text{оск}}(x). \quad (5.15)$$

Максимальная энерговыработка в выгружаемом из реактора топливе соответствует максимальному выгоранию x_k :

$$B(x_k) = 1000 M^{\text{оск}}(x_k). \quad (5.16)$$

Например, накопление в топливе осколков в количестве 20 кг/тU соответствует энерговыработке 20000 МВт·сут/тU. Принимая во внимание, что

$$M^{\text{оск}}(x) \approx M^{25}(0) \rho^{\text{оск}}(x),$$

выражение (5.16) можно записать так:

$$B(x_k) = 1000 M^{25}(0) \rho^{\text{оск}}(x_k). \quad (5.17)$$

Произведение $1000 M^{25}(0)$ можно рассматривать как начальный запас энергии, или начальную "калорийность" ядерного топлива, т.е. количество энергии, которое могло бы быть получено за счет полного деления ^{235}U . В современных реак-

торах на тепловых нейтронах величина относительного накопления осколков $\rho^{оск}(x_k)$ обычно близка к единице. Поскольку ^{235}U не сгорает полностью, то ясно, что значительный вклад в энерговыработку дает деление накапливающегося плутония.

5.3. Средний нуклидный состав топлива в реакторе

Методика, изложенная выше, дает возможность рассчитать изменение нуклидного состава порции топлива (отдельной ТВС), загруженной в реактор и достигшей выгорания x . В стационарном режиме работы канальный реактор обычно перегружают небольшими порциями (поканально), вследствие чего в активной зоне одновременно присутствует ТВС с разной глубиной выгорания, от нулевой до максимальной, а средний нуклидный состав топлива поддерживается неизменным. Обозначим максимальное выгорание топлива через x_k . Тогда среднюю концентрацию i -го нуклида в топливе активной зоны можно определить на основе модели непрерывных перегрузок из соотношения:

$$\bar{\rho}^i = \frac{1}{x_k} \int_0^{x_k} \rho^i(x) dx. \quad (5.18)$$

Чтобы избежать громоздких аналитических формул при расчете среднего нуклидного состава топлива, можно воспользоваться численным интегрированием, например, с помощью формулы трапеций:

$$\bar{\rho}^i = \frac{1}{K} \left[\frac{\rho_0^i + \rho_K^i}{2} + \sum_{k=1}^{K-1} \rho_k^i \right], \quad (5.19)$$

где K — число равных интервалов на отрезке $(0, x_k)$; ρ_k^i — значение концентрации i -го нуклида в точке k ($k=0, 1, \dots, K$).

Средняя концентрация i -го нуклида может весьма значительно отличаться от конечной концентрации при выгорании x_k . Знание среднего нуклидного состава топлива необходимо, поскольку именно он определяет размножающие свойства активной зоны.

Модель непрерывных перегрузок является идеализированной, но тем не менее дает достаточно точную картину среднего нуклидного состава, если перегрузочные порции малы по сравнению с загрузкой реактора. В частности, в реакторе типа РБМК ежесуточно перегружаются 1–2 ТВС при их общем числе около 1700 штук. Если перегрузка осуществляется сравнительно

крупными порциями, так что при каждой перегрузке заменяется $\frac{1}{N}$ -я часть ТВС, изменение концентрации i -го нуклида между двумя последовательными перегрузками можно определить из выражения:

$$\bar{\rho}^i(x, x_k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \rho^i\left(x + \frac{n}{N} x_k\right), \quad (5.20)$$

где $0 \leq x \leq \frac{x_k}{N}$.

Зависимость $\bar{\rho}^i$ от времени имеет в этом случае пилообразный характер: концентрация меняется скачком в момент перегрузки, а затем плавно в процессе выгорания.

При $N \rightarrow \infty$ формула (5.20) переходит в (5.18). Максимальное выгорание x_k выбирается из условия, чтобы реактор перед перегрузкой обладал заданным запасом реактивности, обеспечивающим его нормальную эксплуатацию.

5.4. Зашлаковывание и отравление реактора

Осколки, образующиеся в процессе деления, обладают различными сечениями поглощения нейтронов и различными периодами полураспада. Накопление стабильных и долгоживущих нуклидов в топливе принято называть зашлаковыванием. Эффект зашлаковывания проявляется в дополнительном непроизводительном поглощении нейтронов. Точный расчет зашлаковывания затруднителен, так как связан с необходимостью определения концентраций большого числа нуклидов, образующихся как непосредственно при делении, так и в ходе дальнейших ядерных превращений в результате радиоактивного распада и поглощения нейтронов. Для приближенных расчетов осколки иногда объединяют в группы в соответствии с величиной сечения поглощения. Простейшие оценки зашлаковывания можно получить, исходя из среднего сечения на пару осколков в предположении, что это среднее сечение не меняется в процессе ядерных превращений осколков. Принимают, что среднее тепловое сечение на пару осколков при 0,025 эВ составляет $\sigma_{оск}^{оск} = 40 \times 10^{-24} \text{ см}^2$, а средний резонансный интеграл $I_c^{оск} = 210 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ [8]. Зная эффективную температуру нейтронов в топливе, легко по формуле (3.7) найти соответствующее среднее микросечение для тепловых нейтронов, а зная концентрацию осколков-максосечение захвата. Текущая концентрация осколков в зависимости от выгорания x , а также максимальная концентра-

ция при λ_x определяются выражением (5.13). Средняя концентрация осколков при непрерывных перегрузках топлива может быть найдена из выражения (5.18) или численным интегрированием в соответствии с (5.19). Среди большого количества осколков, образующихся в топливе, обычно особо выделяют два нуклида, обладающие аномально большими сечениями захвата тепловых нейтронов: ^{149}Sm ($\sigma_c = 41 \cdot 10^3 \delta$ при 0,025 эВ) и ^{135}Xe ($\sigma_c = 2,65 \cdot 10^6 \delta$ при 0,025 эВ). Интерес к этим нуклидам обусловлен тем, что их концентрация зависит от изменений уровня мощности (значения плотности потока нейтронов), а макросечение захвата нейтронов настолько велико, что существенно сказывается на оперативном запасе реактивности. Особенно большие изменения реактивности связаны с нестационарным накоплением ^{135}Xe при изменении уровня мощности реактора. Процесс накопления ^{135}Xe называют отравлением реактора.

В данном расчете ограничимся оценкой равновесной концентрации ^{149}Sm при работе реактора на постоянном уровне мощности. В этом случае равновесная концентрация не зависит от плотности потока нейтронов и

$$n_{\text{Sm}} = \frac{\omega^{\text{Sm}} \Sigma_f}{\sigma_c^{\text{Sm}}}, \quad (5.21)$$

где Σ_f - сечение деления топлива; ω^{Sm} - выход на деление предшественника самария - ^{149}Pm ($\omega^{\text{Sm}} = 0,014$); σ_c^{Sm} - среднее сечение захвата ^{149}Sm при температуре нейтронов в топливе, соответствующей рабочим условиям. Среднее сечение самария в зависимости от температуры представлено в табл. П.5. ^{135}Xe , приводящий к отравлению реактора, образуется в результате β -распада ^{135}I , а также непосредственно при делении.

Уравнения для ^{135}I , ^{135}Xe имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dn^{\text{I}}}{dt} &= \omega^{\text{I}} \Sigma_f \varphi - \lambda^{\text{I}} n^{\text{I}}; \\ \frac{dn^{\text{Xe}}}{dt} &= \omega^{\text{Xe}} \Sigma_f \varphi + \lambda^{\text{I}} n^{\text{I}} - \lambda^{\text{Xe}} n^{\text{Xe}} - \sigma_c^{\text{Xe}} n^{\text{Xe}} \varphi, \end{aligned} \quad (5.22)$$

где ω^{I} , ω^{Xe} - выходы йода и ксенона при делении; λ^{I} , λ^{Xe} - постоянные распада йода и ксенона

$$\omega^I = 0,061; \quad \omega^{Xe} = 0,003;$$

$$\lambda^I = 2,89 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}; \quad \lambda^{Xe} = 2,09 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}.$$

Сечение σ_c^{Xe} представлено в табл. П.5.

С точки зрения оценки эффекта отравления особый интерес представляют два случая:

а) длительная работа реактора на постоянной мощности (равновесное отравление);

б) остановка реактора, когда прекращается выгорание ксенона, но продолжается его образование в результате β -распада иода ("йодная яма").

Равновесные концентрации иода и ксенона

$$n_{\text{равн}}^I = \frac{\omega^I \Sigma_f \varphi}{\lambda^I}, \quad (5.23)$$

$$n_{\text{равн}}^{Xe} = \frac{(\omega^I + \omega^{Xe}) \Sigma_f \varphi}{\lambda^{Xe} + \sigma_c^{Xe} \varphi}. \quad (5.24)$$

Зависимость концентрации ^{135}Xe от времени после остановки реактора можно получить, решая уравнения (5.22) при $\varphi = 0$ и приняв в качестве начальных условий равновесные концентрации иода и ксенона:

$$n^{Xe}(t) = n_{\text{равн}}^{Xe} \exp(-\lambda^{Xe} t) - \frac{\lambda^I n_{\text{равн}}^I}{\lambda^I - \lambda^{Xe}} [\exp(-\lambda^I t) - \exp(-\lambda^{Xe} t)]. \quad (5.25)$$

Если плотность потока нейтронов в топливе порядка 10^{13} н/(см²·с) и выше, то максимум концентрации ^{135}Xe будет достигнут после остановки реактора. Состояние с максимальным отравлением называют "йодной ямой".

Плотность потока нейтронов φ , н/(см²·с) связана с плотностью энерговыделения q , Вт/см³ соотношением:

$$\Sigma_f \varphi \epsilon = q, \quad (5.26)$$

где $\epsilon = 0,336 \cdot 10^{-10}$ Вт·с - коэффициент пропорциональности.

6. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТА ВОСПРОИЗВОДСТВА В СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

6.1. Расчет коэффициента размножения K_{∞} на среднем нуклидном составе

Пусть реактор работает в стационарном режиме непрерывных перегрузок, и при этом максимальное выгорание равно x_k . Тогда в активной зоне будет практически неизменный нуклидный состав и установится неизменная величина коэффициента размножения K_{∞} , соответствующая выбранному значению максимального выгорания. Максимальное выгорание определяется скоростью перегрузок. Изменив скорость перегрузок, можно изменить (увеличить или уменьшить) и среднее значение коэффициента размножения. В принципе скорости перегрузок и соответствующие значения коэффициента размножения могут быть разными в разных областях активной зоны. За счет выбора скорости перегрузок можно профилировать распределение коэффициента размножения и поля энерговыделения в реакторе.

Рассчитаем величину коэффициента размножения в зависимости от максимального выгорания x_k в стационарном режиме. Средние концентрации нуклидов в активной зоне определяются выражением (5.18).

Коэффициент размножения $K_{\infty}(x_k)$ рассчитывается по формуле:

$$K_{\infty}(x_k) = \eta_T(x_k) \mu \mu_p(x_k) \varphi(x_k) \theta(x_k). \quad (6.1)$$

Выражение (6.1) отличается от (4.2) тем, что каждый из сомножителей зависит от выгорания, кроме коэффициента μ , поскольку концентрация ^{238}U остается практически неизменной. Если расчет производится вручную, то можно сделать дополнительные упрощающие предположения. Так, например, при расчете коэффициента использования тепловых нейтронов можно принять, что средние сечения для тепловых нейтронов и отношения плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе и топливе не меняются с выгоранием и равны соответствующим значениям при исходном составе топлива. Представив $\theta(x_k)$ в виде

$$\theta(x_k) = \frac{1}{1 + \sum_i q_i(x_k)}, \quad (6.2)$$

можно считать, что

$$q_i(z_k) = q_i(0) \frac{\sum_{\alpha_T}^{\delta_A} (0)}{\sum_{\alpha_T}^{\delta_A} (z_k)}$$

Выражение для $\varphi(z_k)$ удобно представить в виде:

$$\varphi(z_k) = \prod_i \varphi_i(z_k), \quad (6.3)$$

где $\varphi_i(z_k)$ — вероятность избежать резонансного поглощения на i -м нуклиде (^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , осколки деления). По крайней мере один из множителей (φ_i) практически не зависит от выгорания.

Если заранее известно значение коэффициента размножения, которое должно поддерживаться в данной области активной зоны, то из зависимости $K_{\infty}(z_k)$ можно сразу найти максимальное выгорание z_k , соответствующий этому выгоранию средний нуклидный состав, состав выгружаемого топлива и энерговыработку.

Непрерывная перегрузка топлива является идеализированной моделью. На самом деле топливо в реакторе перегружается дискретно. Минимальная порция перегружаемого топлива — одна ТВС. Но не исключены ситуации, когда топливо перегружается не по одной, а группами ТВС. Например, могут одновременно перегружаться ТВС, занимающие одно и то же положение и достигшие одного и того же выгорания во всех макроячейках зоны плато (рис. 5). При перегрузке крупными порциями происходит единовременное значительное изменение нуклидного состава и вносится избыточная реактивность, которая должна

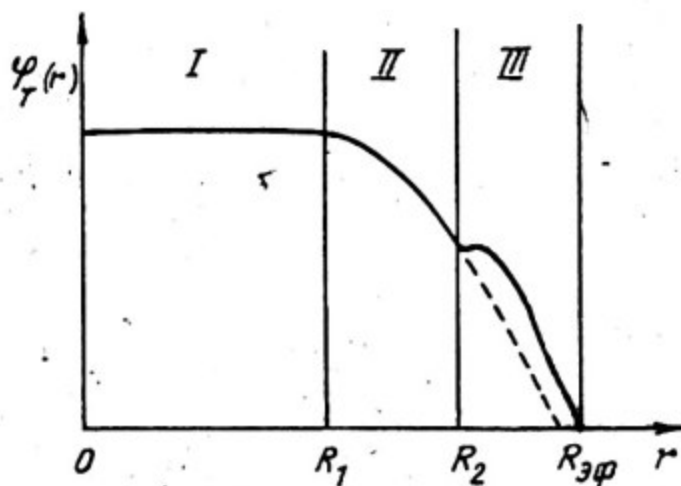


Рис. 5. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу реактора с зоной плато — I, периферийной зоной — II и отражателем — III

быть скомпенсирована имеющимися средствами (поглощающими стержнями). По мере выгорания топлива избыточная реактивность освобождается и обеспечивает нормальную работу реактора вплоть до очередной перегрузки.

Изменение нуклидного состава между перегрузками рассчитывается по (5.20). Зная зависимость нуклидного состава от выгорания между перегрузками, легко найти и соответствующую зависимость $K_{\infty}(x, x_k)$. Чем меньше перегрузочная порция, тем ближе значение коэффициента размножения к постоянному значению.

6.2. Приближенный расчет коэффициента размножения при установившемся режиме перегрузок

При приближенных оценочных расчетах часто вместо осреднения нуклидного состава проводят осреднение размножающих свойств решетки. При этом предполагают, что изменение размножающих свойств каждой ТВС по мере выгорания можно описать коэффициентом размножения K , подобным K_{∞} . Тогда коэффициент размножения K_{∞} решетки, содержащей ТВС с различной глубиной выгорания, можно представить в виде среднего значения K для разных ТВС. Пусть, например, в реакторе имеется набор одинаковых макроячеек, каждая из которых содержит N ТВС с выгоранием $0 \leq x \leq x_k$. Тогда на интервале $0 \leq x \leq \frac{x_k}{N}$ среднюю величину \bar{K}_{∞} представим в виде:

$$\bar{K}_{\infty}(x, x_k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N K(x + \frac{n}{N} x_k). \quad (6.4)$$

Зависимость $\bar{K}_{\infty}(x, x_k)$ имеет пилообразный характер: через интервал $\frac{x_k}{N}$ выгоревшая ТВС заменяется на свежую, и в этот момент \bar{K}_{∞} скачком возрастает. Чем мельче перегрузочные порции и чем чаще производятся перегрузки, тем ближе \bar{K}_{∞} к константе. В пределе, при $N \rightarrow \infty$, получим:

$$\bar{K}_{\infty} = \frac{1}{x_k} \int_0^{x_k} K(x) dx. \quad (6.5)$$

Зависимость $K_{\infty}(x)$ можно рассчитать по текущему нуклидному составу $\rho_i(x)$ по известной нам формуле (4.2) или (6.1).

Из общих соображений ясно, что чем больше N , т.е. чем непрерывнее режим перегрузок, тем больше достижимое

выгорание z_k . Действительно, при дискретных перегрузках приходится компенсировать избыточный запас реактивности, т.е. бесполезно терять нейтроны за счет захвата в поглощающих материалах, что неизбежно снижает эффективность использования топлива. Если предположить, что коэффициент размножения уменьшается линейно с выгоранием, легко получить простую формулу, устанавливающую связь между выгоранием при различной степени дискретности перегрузок:

$$z_k^N = \frac{z_k^\infty}{1 + \frac{1}{N}}, \quad (6.6)$$

где z_k^∞ — максимальное выгорание при непрерывном режиме перегрузок; N — число частичных перегрузок за кампанию при дискретном режиме.

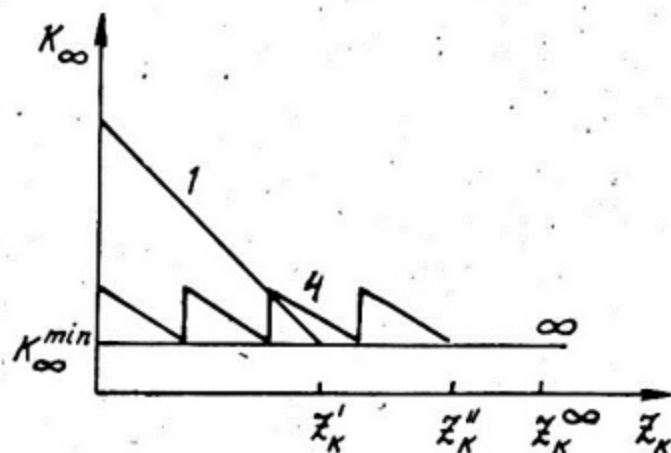


Рис. 6. Изменение коэффициента размножения в зависимости от числа перегрузок N за кампанию ($N = 1, 4, \infty$)

На рис. 6 приведены зависимости, иллюстрирующие изменение коэффициента размножения и значение выгорания при различных режимах перегрузок ($N = 1, 4, \infty$).

6.3. Коэффициент воспроизводства ядерного горючего и коэффициент накопления

Для оценки качества нейтронного баланса и для приближенных оценок эффективности использования ядерного горючего применяют коэффициент воспроизводства и коэффициент накопления. Коэффициент воспроизводства ядерного горючего определим как отношение средних скоростей накопления и исчезновения совокупности делящихся нуклидов в установившемся режиме работы реактора:

$$K_B = \frac{\bar{\rho}^{-28} \sigma_c^{28} + \bar{\rho}^{40} \sigma_c^{40}}{\bar{\rho}^{-25} \sigma_c^{25} + \bar{\rho}^{49} \sigma_c^{49} + \bar{\rho}^{41} \sigma_c^{41}} \quad (6.7)$$

(все сечения усреднены по спектру нейтронов в реакторе в соответствии с определением (3.17)).

Чем выше K_B , тем лучше используются нейтроны и соответственно большую энерговыработку можно достичь за счет сжигания вторичного ядерного горючего.

Коэффициент накопления определяют как количество накопившегося вторичного горючего к количеству накопившихся осколков деления в выгружаемом топливе:

$$K_H = \frac{\rho^{49}(x_k) + \rho^{41}(x_k)}{\rho^{ок}(x_k)} \quad (6.8)$$

Чем меньше коэффициент накопления, тем эффективнее использовано вторичное ядерное горючее в данной загрузке.

7. ДЛИНА ДИФфуЗИИ И ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

В теории реакторов понятия длины диффузии и длины замедления строго определены для однородных гомогенных замедляющих сред. В настоящем пособии используется гомогенное приближение для расчета пространственного распределения плотности потока и утечки нейтронов. В соответствии с этим необходимо определить эффективные параметры для гетерогенной решетки, соответствующие длине диффузии и длине замедления в гомогенной среде.

Для расчета длины диффузии в решетке $L_{реш}$ воспользуемся известным выражением:

$$L_{реш}^2 = \frac{1}{3(\bar{\Sigma}_{aT})_{яч}(\bar{\Sigma}_{tr})_{яч}} \quad (7.1)$$

где $(\bar{\Sigma}_{aT})_{яч}$ — среднее сечение поглощения тепловых нейтронов в гомогенизированной ячейке:

$$(\bar{\Sigma}_{aT})_{яч} = \sum_i \Sigma_{aT}^i \frac{V_i}{V_{яч}} \frac{\bar{\varphi}_i}{\bar{\varphi}_{зам}} \quad (7.2)$$

В случае двухзонной ячейки выражение (7.2) можно записать в виде:

$$(\bar{\Sigma}_{aT})_{яч} = \frac{\Sigma_{aT}^{зам} V_{зам}}{V_{яч}} \frac{1}{\theta_{бл} q_{зам}}, \quad (7.3)$$

где $\theta_{бл}$ и $q_{зам}$ определены выражением (4.15).

Среднее транспортное сечение $(\bar{\Sigma}_{tr})_{яч}$ определим следующим выражением:

$$(\bar{\Sigma}_{tr})_{яч} = (\bar{\Sigma}_{aT})_{яч} + \sum_i \sigma_s^i (1 - \mu_i) n^i \frac{V_i}{V_{яч}}. \quad (7.4)$$

Для решетки, содержащей блоки, в которых отсутствует замедление, получена следующая приближенная формула:

$$L_{реш}^2 \cong L_{зам}^2 (1 - \theta). \quad (7.5)$$

Заметим, что (7.5) нельзя применять при расчете длины диффузии в решетке типа РБМК, содержащей замедлитель - воду в технологических каналах.

Квадрат длины замедления (возраст) нейтронов для среды, состоящей из ядерного топлива и различных замедлителей, как это имеет место, например, в решетке РБМК, можно определить из следующего соотношения:

$$\frac{10^4}{\tau} = \sum_i \sum_{j \neq i} A_{ij} c_i c_j, \quad (7.6)$$

где c_i - доля объема, занятого i -м веществом в ячейке; A_{ij} - коэффициенты, значения которых представлены в табл. П.3.

При одnogрупповых расчетах используют длину миграции M , определяемую из соотношения:

$$M^2 = \tau + L^2. \quad (7.7)$$

8. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И РАЗМЕР АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА

Плотность энерговыделения в топливе пропорциональна произведению $\Sigma_f \varphi$. Таким образом, распределение энерговыделения зависит как от распределения плотности потока нейтронов, так и от концентрации делящихся нуклидов. Количественно распре-

деление энерговыделения принято характеризовать коэффициентами неравномерности, определяемыми как отношение максимального энерговыделения к среднему (по макроячейке периодичности, высоте, радиусу, объему активной зоны).

В реальном работающем реакторе пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов и распределение ядерного топлива могут иметь достаточно сложный характер, определяемый схемой перегрузок, неравномерным расходом теплоносителя и соответственно паросодержанием в каналах, конкретным расположением органов регулирования и т.д. При проектных проработках можно сделать упрощающие предположения, не меняющие качественной картины энерговыделения в реакторе.

Для простоты будем считать, что активная зона реактора состоит из одинаковых макроячеек, содержащих группы ТВС с различным выгоранием.

При этом средний нуклидный состав топлива всех макроячеек одинаков. Будем исходить из предположения, что аксиальная и радиальная переменные в распределении плотности потока нейтронов разделяются:

$$\varphi(r, x) = \psi(r)Z(x). \quad (8.1)$$

Тогда коэффициент аксиальной неравномерности плотности потока нейтронов можно определить следующими соотношениями:

$$K_x = \frac{Z_{max}}{\frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} Z(x) dx} \quad (8.2)$$

В качестве простейшего приближения можно принять, что аксиальное распределение $Z(x)$ соответствует косинусу:

$$Z(x) = A \cos \frac{\pi x}{H+2\Delta} \quad (8.3)$$

где Δ - эффективная добавка за счет отражателя. Соответствующее выражение для K_x :

$$K_x = \frac{\pi}{2} \frac{\sin \frac{\pi}{2} (1 + \frac{2\Delta}{H})}{1 + \frac{2\Delta}{H}} \quad (8.4)$$

Радиальное распределение плотности потока нейтронов представим в виде:

$$\varphi(\vec{r}) = \psi_\rho(r) \psi_{z\kappa}(r_0), \quad (8.5)$$

где $\psi_p(r)$ – макрораспределение плотности потока нейтронов в гомогенизированном реакторе; $\psi_{sc}(r_0)$ – относительное распределение плотности потока нейтронов в ТВС в пределах макрорячейки.

В соответствии с этим представлением плотности потока нейтронов введем радиальный коэффициент неравномерности энерговыделения в виде:

$$K_r = K_r^p K_r^{sc}, \quad (8.6)$$

где K_r^p есть коэффициент радиальной неравномерности плотности потока нейтронов в гомогенизированном реакторе:

$$K_r^p = \frac{\psi_p^{max}}{\frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \psi_p(r) 2\pi r dr}; \quad (8.7)$$

K_r^{sc} определим следующим образом:

$$K_r^{sc} = \frac{(\sum_f \psi_{sc})^{max}}{(\sum_f \psi_{sc})}. \quad (8.8)$$

Анализ показывает, что в типичных полрешетках канальных реакторов неравномерность в макросечениях деления, обусловленная различным выгоранием топлива, значительно сильнее, чем неравномерность в плотности потока нейтронов по каналам макрорячейки. Исходя из этого можно принять

$$\frac{\psi_{sc}^{max}}{\overline{\psi_{sc}}} \approx 1$$

и тогда

$$K_r^{sc} = \sum_f^{max} / \overline{\sum_f}. \quad (8.9)$$

Таким образом, коэффициент микронеравномерности энерговыделения в пределах макрорячейки определяется в основном глубиной выгорания топлива.

Коэффициент K_r^p зависит от макрораспределения плотности потока нейтронов по радиусу активной зоны и может меняться по мере изменения этого распределения. В реакторе с однородной активной зоной радиальное макрораспределение может быть представлено функцией Бесселя:

$$\psi_p(r) \sim J_0(\alpha r), \quad (8.10)$$

где

$$\alpha = \frac{2,405}{R_{a,z} + \Delta}.$$

Соответствующее выражение для K_r^p :

$$K_r^p = \frac{\alpha R_{a,z}}{2J_1(\alpha R_{a,z})}. \quad (8.11)$$

Для реактора больших размеров при $\Delta \leq R_{a,z}$, K_r^p превышает 2.

При проектировании энергетического реактора стремятся, чтобы возможно большее число каналов работало на максимально допустимом уровне мощности. С этой целью стараются, насколько это возможно, выровнять макрораспределение плотности потока нейтронов, применяя для этого различные средства:

- различное выгорание по радиусу активной зоны;
- использование различного обогащения на периферии и в центральной части;
- перемещение топлива в активной зоне по мере выгорания;
- использование системы компенсирующих стержней и т.д.

В большом реакторе с малой утечкой нейтронов макрораспределение плотности потока весьма чувствительно к небольшим изменениям размножающих свойств активной зоны, что дает возможность эффективно воздействовать на коэффициент макроравномерности. Так, в действующих канальных реакторах за счет профилирования нейтронного распределения удается снизить K_r^p до 1,2 - 1,3.

При профилировании нейтронного распределения по радиусу естественно возникает двухзонная компоновка: центральная область - зона плато и периферийная область (см. рис. 5). В каждой из зон за счет непрерывных перегрузок поддерживается свой коэффициент размножения. В зоне плато коэффициент размножения превышает единицу настолько, чтобы скомпенсировать аксиальную утечку нейтронов, а в периферийной зоне коэффициент размножения должен обеспечить компенсацию как аксиальной, так и радиальной утечки.

При анализе радиального макрораспределения плотности потока нейтронов ограничимся одnogрупповым приближением, предполагая, что небольшими изменениями спектра нейтронов в пределах активной зоны можно пренебречь. Пространственное распределение плотности потока описывается одnogрупповым уравнением:

$$\Delta \Psi(r, z) + \frac{K_{\infty} - 1}{M^2} \Psi(r, z) = 0. \quad (8.12)$$

После разделения переменных уравнение для радиальной составляющей приобретает вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Psi}{dr} \right) - \alpha_z^2 \Psi + \frac{K_{\infty} - 1}{M^2} \Psi = 0, \quad (8.13)$$

где $\alpha_z^2 = \left(\frac{\pi}{H+2\Delta} \right)^2$ — аксиальная составляющая геометрического параметра.

В зоне плато $d\Psi/dr = 0$, откуда следует, что коэффициент размножения в ней

$$K_{\infty}^I \approx 1 + \alpha_z^2 M^2. \quad (8.14)$$

Обозначим радиус зоны плато R_1 , радиус активной зоны R_2 , эффективный радиус активной зоны с учетом добавки за счет отражателя $R_{эф} = R_2 + \Delta$. Решение в периферийной зоне удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\Psi_{II}(R_1) = c; \quad \left. \frac{d\Psi_{II}}{dr} \right|_{R_1} = 0; \quad \Psi_{II}(R_{эф}) = 0. \quad (8.15)$$

Соответствующее аналитическое выражение имеет вид:

$$\Psi_{II}(r) = c \frac{\pi \alpha_r R_1}{2} \left[J_1(\alpha_r R_1) Y_0(\alpha_r r) - J_0(\alpha_r r) Y_1(\alpha_r R_1) \right], \quad (8.16)$$

где

$$\alpha_r = \left(\frac{K_{\infty} - 1}{M^2} - \alpha_z^2 \right)^{1/2} \quad (8.17)$$

есть радиальная часть лапласиана.

Минимальное значение α_r соответствует случаю, когда в реакторе отсутствует зона плато, т.е. $R_1 = 0$. В этом случае $\alpha_r = \frac{2,405}{R_{эф}}$. Таким образом, чтобы осуществить выравнивание, необходимо обеспечить такой коэффициент размножения в периферийной зоне, при котором $\alpha_r > \frac{2,405}{R_{эф}}$.

Критический радиус активной зоны при заданных свойствах размножающей среды определяется из условия:

$$\frac{J_0(\alpha_r R_{эф})}{Y_0(\alpha_r R_{эф})} = \frac{J_1(\alpha_r R_1)}{Y_1(\alpha_r R_1)} \quad (8.18)$$

Коэффициент макронеравномерности K_r^P в соответствии с определением (8.7)

$$K_r^P = \left\{ \frac{R_1^2}{R_2^2} + \frac{\pi R_1^2}{R_2} \left[J_1(\alpha_r R_1) Y_1(\alpha_r R_2) - Y_1(\alpha_r R_1) J_1(\alpha_r R_2) \right] \right\}^{-1}$$

Величина эффективной добавки Δ может быть оценена по формуле:

$$\Delta = \frac{D_{a.z}}{D_{отр}} L_{отр} \operatorname{th} \left(\frac{T}{L_{отр}} \right), \quad (8.19)$$

где $D_{a.z}$ и $D_{отр}$ — соответственно коэффициенты диффузии в активной зоне и отражателе; $L_{отр}$ — длина диффузии в отражателе; T — толщина отражателя.

Из (8.19) следует, что при бесконечной толщине отражателя эффективная добавка порядка длины диффузии нейтронов в материале отражателя. Так, для графитовых реакторов можно приближенно считать, что $\Delta \approx 50$ см.

При проектировании активной зоны реактора необходимо удовлетворить двум ограничениям: мощность реактора должна соответствовать заданной, а мощность наиболее напряженного канала — не превышать допустимой. При этом должно выполняться условие критичности и обеспечен минимальный запас реактивности, необходимый для нормальной работы реактора.

Максимально допустимая мощность наиболее напряженного канала может быть определена, исходя из известного аксиального распределения плотности потока нейтронов и теплотехнических ограничений на плотность теплового потока и допустимые температуры топлива и покрытий твэлов. Обозначим максимально допустимую мощность канала P_K^{max} . Если коэффициент радиальной неравномерности энерговыделения с учетом макронеравномерности в пределах макроячейки равен K_r , то средняя мощность канала в активной зоне

$$\bar{P}_K = \frac{P_K^{max}}{K_r} \quad (8.20)$$

Число каналов, необходимое для съема полной мощности,

$$n = \frac{W_T}{\bar{P}_K} = \frac{W_T K_r}{P_K^{max}} \quad (8.21)$$

Чем больше коэффициент неравномерности K_r , тем больше каналов необходимо для съема заданной мощности, тем больше загрузка реактора и размер активной зоны. Если известно от-

ношение числа каналов с регуляторами к числу рабочих каналов ξ и площадь ячейки, соответствующая одному каналу, равна S_1 , то можно определить радиус активной зоны, соответствующий заданной тепловой мощности реактора:

$$R_{a.z} = \sqrt{\frac{S_1 W_T K_T (1-\xi)}{\pi \rho_{\kappa}^{max}}} \quad (8.22)$$

Теперь остается так подобрать глубину выгорания топлива, чтобы коэффициент размножения на среднем изотопном составе обеспечивал критичность и необходимый запас реактивности для работы реактора.

Наибольший размер активной зоны, а следовательно, наименьшая утечка нейтронов и наибольшее выгорание топлива, будет в случае, когда макрораспределение плотности потока нейтронов невыравнено, т.е. радиус зоны плато $R_1 = 0$. Наименьший размер активной зоны получили бы, если сумели создать реактор с $K_T = 1$ с полностью выровненным энерговыделением. На самом деле это невозможно, так как в конечном реакторе существует утечка нейтронов, приводящая к неравномерному макрораспределению в периферийной зоне, и коэффициент микро-неравномерности из-за конечного выгорания всегда больше единицы.

Задавая различный радиус зоны "плато", можно рассчитать соответствующие значения коэффициентов макронеравномерности и микронеравномерности и получить набор вариантов, соответствующих заданным значениям мощности реактора и максимальной мощности канала, но отличающихся по размеру активной зоны, распределению энерговыделения и глубине выгорания. Из полученного набора можно выбрать вариант, оптимальный по другим критериям, например по экономическим показателям.

Для сокращения вариантных расчетов можно воспользоваться рис. 7, 8, на которых приведены зависимости, связывающие радиус активной зоны R_2 и коэффициент макронеравномерности K_T^P с радиусом зоны плато R_1 и размножающими свойствами активной зоны через величину α_T .

Если радиус зоны плато R_1 существенно больше толщины периферийной зоны $R_2 - R_1$, то распределение плотности потока нейтронов в периферийной зоне можно с достаточной точностью аппроксимировать решением для плоского слоя:

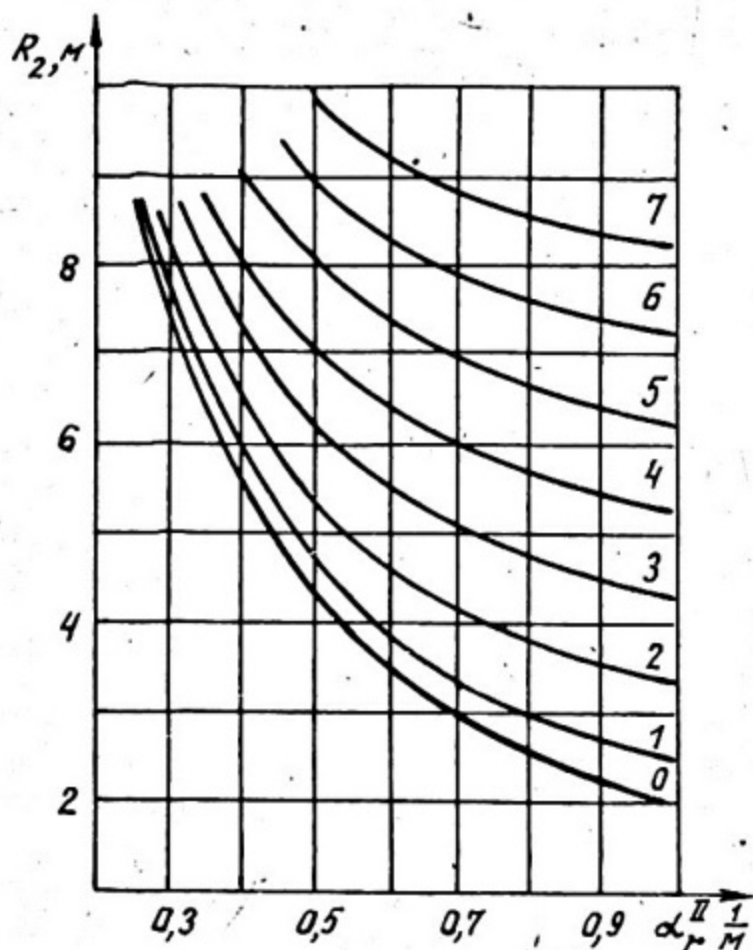


Рис. 7. Зависимость критического радиуса активной зоны R_2 от величины радиальной составляющей лапласа α_{II}^1 в периферийной зоне:

R_1 - радиус зоны плато $R_1 = (0 - 7) \text{ м}$

$$\psi_{II}^1(r) \approx C \cos \frac{\pi(r - R_1)}{2(R_{эф} - R_1)}, \quad (8.23)$$

$$R_1 \leq r \leq R_2.$$

Условие критичности для периферийной зоны в этом случае можно представить в виде:

$$\frac{K_{\infty}^1 - 1}{M^2} = \left(\frac{\pi}{H + 2\Delta} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{2(R_{эф} - R_1)} \right)^2. \quad (8.24)$$

Коэффициент макронеравномерности плотности потока нейтронов в этом приближении

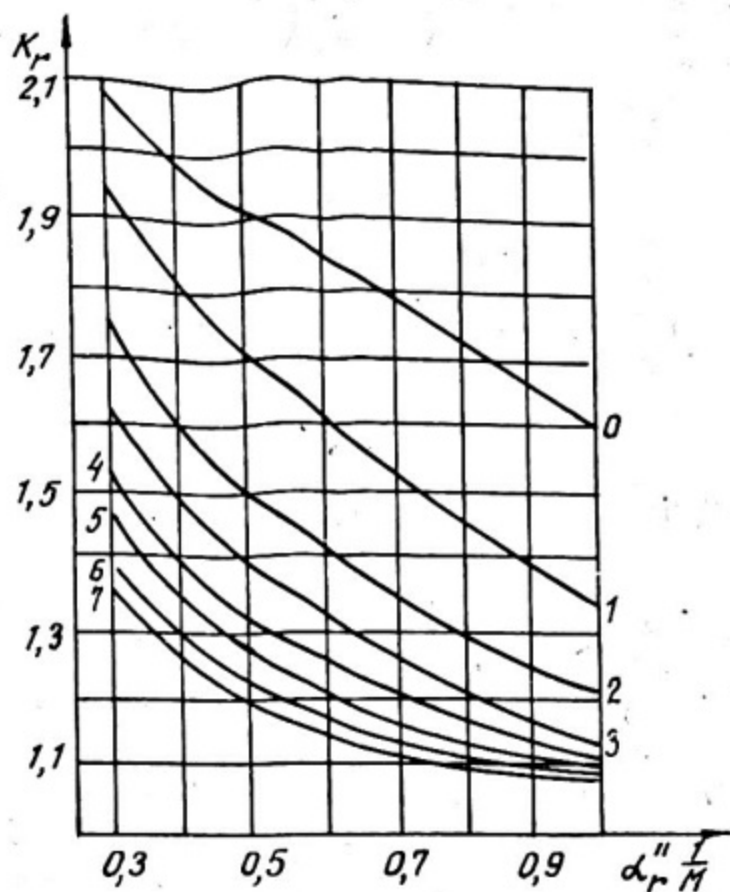


Рис. 8. Зависимость радиального коэффициента неравномерности K_r от величины радиальной составляющей лапласиана α_r в периферийной зоне:

R_1 - радиус зоны плато $R_1 = (0 - 7)$

$$K_r^p = \left[\frac{R_1^2}{R_2^2} + \frac{4}{\pi} \frac{(R_{\text{эф}} - R_1)}{R_2} \sin \frac{\pi (R_2 - R_1)}{2 (R_{\text{эф}} - R_1)} - \frac{8 (R_{\text{эф}} - R_1)^2}{\pi^2 R_2^2} \left(1 - \cos \frac{\pi (R_2 - R_1)}{2 (R_{\text{эф}} - R_1)} \right) \right]^{-1} \quad (8.25)$$

При проектировании канальных реакторов большой мощности (типа РБМКП-2400) размер активной зоны может возрасти настолько, что традиционная форма активной зоны в виде цилиндра теряет свои преимущества с точки зрения экономии нейтронов и становится неудобной по конструкционным и эксплуатационным соображениям. В этом случае может быть примене-

на компоновка активной зоны в виде параллелепипеда, размер которого в продольном направлении значительно (в 2 - 4 раза) больше, чем в поперечном, что позволяет разместить необходимое количество каналов для съема требуемой мощности.

Рассмотрим реактор в виде параллелепипеда с размерами граней по осям x , y и z $a \times b \times H$. Будем исходить из возможности разделения переменных:

$$\varphi(x, y, z) = X(x) Y(y) Z(z). \quad (8.26)$$

Пусть распределение $Z(z)$ соответствует косинусу (8.3), а распределение в плоскости xy выровнено, так что при $x \leq a$ и $y \leq b$ распределение равно константе. В периферийной зоне при $a < x < a_1$, и $b < y < b_1$, решения имеют вид:

$$X(x) = C \cos \frac{\pi(x - a_1)}{(a_{эф} - a_1)}; \quad (8.27)$$

$$Y(y) = C \cos \frac{\pi(y - b_1)}{(b_{эф} - b_1)},$$

где $a_{эф} = a + 2\Delta$; $b_{эф} = b + 2\Delta$.

Тогда соответствующие коэффициенты неравномерности макрораспределения K_x^p и K_y^p

$$K_x^p = \left[\frac{a_1}{a} + \frac{a_{эф} - a_1}{\pi a} \sin \frac{\pi}{2} \frac{(a - a_1)}{(a_{эф} - a_1)} \right]^{-1}; \quad (8.28)$$

$$K_y^p = \left[\frac{b_1}{b} + \frac{b_{эф} - b_1}{\pi b} \sin \frac{\pi}{2} \frac{(b - b_1)}{(b_{эф} - b_1)} \right]^{-1}.$$

Соответственно коэффициент макронеравномерности в плоскости xy

$$K_{xy}^p = K_x^p K_y^p, \quad (8.29)$$

а полный коэффициент неравномерности энерговыделения по сечению активной зоны

$$K_{xy} = K_{xy}^p K_{xy}^{лк}, \quad (8.30)$$

где $K_{xy}^{лк} = \frac{\sum_{j, f}^{max}}{\sum_{j, f}}$.

Заметим, что для активной зоны, однородной в направлениях x и y , толщина периферийной зоны должна быть одинаковой: $a - a_1 = b - b_1 = T$.

При заданном выгорании и соответственно известных размножающих свойствах активной зоны всегда можно подобрать такие размеры активной зоны a и b , при которых полная мощность будет равна заданной и реактор будет критичен. Из серии вариантов, соответствующих разному выгоранию, разным размерам зоны плато, можно выбрать оптимальный по экономическим показателям.

В приведенных выше формулах предполагалось, что в стационарном состоянии реактор критичен. Все приведенные рассуждения будут справедливы и для случая, когда в реакторе резервируется небольшой запас реактивности на оперативные нужды. Для этого нужно только вместо K_{∞} пользоваться величиной

$$K'_{\infty} = \frac{K_{\infty}}{1 + \rho}, \quad (8.31)$$

где ρ — оперативный запас реактивности. Для реактора типа РБМК оперативный запас принимают равным 1%, соответственно K_{∞} в активной зоне должно быть выше, чем необходимо для обеспечения критичности. Избыточный запас реактивности компенсируется с помощью стержней управления и при необходимости может быть введен в действие (например, в переходных режимах, при перестроении реактора ксеноном и т.д.).

9. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕАКТОРА

Как было отмечено в предыдущей главе, нейтронно-физический расчет дает возможность получить множество вариантов компоновки активной зоны, удовлетворяющих требованиям по съему заданной мощности и теплотехническим ограничениям для самого напряженного канала. Эти варианты могут отличаться глубиной выгорания топлива, размерами активной зоны, величиной топливной загрузки и т.д. Из большого числа вариантов нужно выбрать оптимальный, который может быть рекомендован для проекта АЭС. Нейтронно-физический расчет имеет одной из основных задач определение условий оптимального использования ядерного топлива в реакторе. Эффективность использования ядерного топлива характеризуется двумя показателями: энергонапряженностью и энерговыработкой. К сожалению, оба эти показателя в тепловом реакторе улучшать одновременно

нельзя. Если мы хотим получить высокую энергонапряженность, то для этого необходимо выровнять энерговыделение по каналам. Это можно сделать, сократив выгорание и уменьшив таким образом макро- и микронеравномерность энерговыделения. Если попытаться увеличить выгорание до максимальной физически допустимой величины, то при этом неизбежно исчерпается весь запас реактивности, вследствие чего исчезает возможность профилировать энерговыделение. При этом средняя мощность с канала снизится, и вырастет размер активной зоны и загрузка реактора.

В качестве компромиссного критерия, отражающего специфические особенности использования и противоречивые требования к топливу ядерного реактора, могут служить приведенные затраты на топливо c . В приведенных затратах на топливо учитываются затраты на восполнение выгоревшего топлива и отчисления от стоимости топливной загрузки:

$$C = c(g + \alpha G), \quad (9.1)$$

где G — загрузка реактора, т; g — годовой расход свежего топлива на подпитку реактора, т/год; c — стоимость единицы топлива, руб/т; α — нормативный коэффициент, равный 0,1 1/год.

Анализ физических зависимостей между глубиной выгорания и полем энерговыделения при заданной мощности реактора позволяет установить оптимальное соотношение энерговыработки и энергонапряженности, соответствующее минимуму приведенных затрат. При этом положение оптимума не зависит от стоимости топлива, а определяется только значениями расхода и загрузки.

Будем проводить оптимизационный анализ при следующих предположениях:

реактор работает в установившемся режиме с коэффициентом нагрузки φ при непрерывных перегрузках топлива;

первоначальная загрузка топлива и его подпитка производятся топливом одного и того же состава;

в реакторе осуществляется двухзонное профилирование в соответствии со схемой, изложенной в предыдущей главе.

Профилирование поля энерговыделения осуществляется либо за счет введения дополнительного распределенного поглотителя (стержней ручного регулирования) при одинаковом выгорании топлива в пределах активной зоны, либо за счет увеличенного выгорания в зоне плато. В первом случае

$$g = \frac{W_T \varphi \cdot 365}{B}, \quad \tau/\text{год}, \quad (9.2)$$

где B — энергоспроизводство в периферийной зоне.

Во втором случае:

$$g = W_T \varphi \cdot 365 \left(\frac{\kappa}{B_{\text{ч}}} - \frac{1-\kappa}{B_{\text{пер}}} \right), \quad (9.3)$$

где κ — доля мощности, снимаемая с зоны "плато".

Глубина выгорания в периферийной зоне зависит от выбранной толщины этой зоны и должна обеспечивать такое среднее значение коэффициента размножения, при которой компенсируется аксиальная и радиальная утечка нейтронов. Глубина выгорания в зоне плато должна по крайней мере обеспечивать компенсацию аксиальной утечки нейтронов.

Варьируя глубину выгорания и соответствующую энергоспроизводство в периферийной зоне $B_{\text{пер}}$, по зависимости $K_{\infty}(B_{\text{пер}})$ нетрудно определить допустимую толщину периферийной зоны,

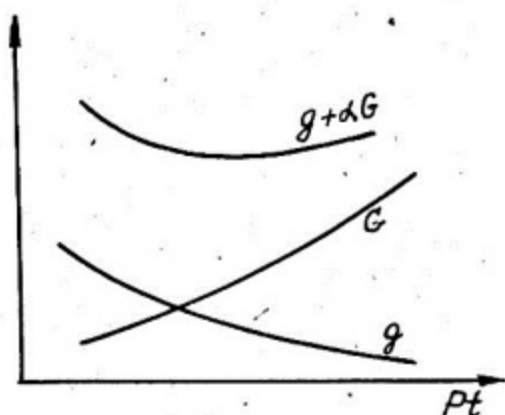


Рис. 9. Примерный ход зависимости загрузки реактора G , ежегодной подпитки g , приведенных затрат $g + \alpha G$ от величины глубины выгорания

коэффициент неравномерности энергосвечения и загрузку реактора. Имея связь энергоспроизводства с загрузкой топлива, можно получить зависимость приведенных затрат: Типичные зависимости загрузки $G(B_{\text{пер}})$, расхода топлива на подпитку $g(B_{\text{пер}})$ и комплекса $g + \alpha G$, характеризующего приведенные затраты, приведена на рис. 9.

Как видно из приведенных зависимостей, загрузка реактора монотонно возрастает с ростом проектной энергоспроизводства, расход топлива монотонно падает, а функция приведенных затрат имеет минимум, который и служит критерием для выбора параметров активной зоны.

10. РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТИ СИСТЕМЫ РЕГУЛИРУЮЩИХ СТЕРЖНЕЙ. КОЭФФИЦИЕНТЫ РЕАКТИВНОСТИ

Для компенсации изменений реактивности, связанных с изменением физического состояния активной зоны (температура замедлителя, плотность теплоносителя, выгорание топлива, отравление и т.д.), используется система поглощающих стержней. Поглощающие стержни образуют периодическую решетку, так что один стержень приходится на 7 – 8 рабочих каналов. По функциональному назначению стержни подразделяются на следующие основные группы: ручного регулирования (РР), автоматического регулирования (АР), аварийной защиты (АЗ). В реакторе могут быть предусмотрены также специальные стержни, служащие для управления аксиальным полем энерговыделения (в РБМК это укороченные стержни поглощения УСП, вводимые снизу).

В нормальном рабочем состоянии стержни находятся в различных положениях: стержни РР частично выведены, а находящиеся в активной зоне распределены таким образом, чтобы обеспечить требуемое распределение энерговыделения; стержни АР находятся в активной зоне и обеспечивают автоматическое поддержание критичности, перемещаясь в соответствии с сигналами ионизационных камер; стержни АЗ находятся вне активной зоны во взведенном состоянии и при поступлении аварийного сигнала вводятся в активную зону. Максимальная отрицательная реактивность у реактора будет в том случае, когда все стержни полностью введены в активную зону.

В этом случае коэффициент размножения в бесконечной решетке с регуляторами можно представить в виде:

$$K_{\infty}^{per} = \frac{q_{per}}{1 + q_{per}} K_{\infty} \quad (10.1)$$

где q_{per} – отношение захвата нейтронов вне регулятора к захвату в регуляторе. Выделим элементарную ячейку, содержащую один регулятор. Условно гомогенизируем размножающую среду между регуляторами и заменим реальную границу ячейки на эквивалентную цилиндрическую с радиусом R . Выражение для q_{per} в такой ячейке имеет вид:

$$q_{per} = \frac{R^2 - r_{эф}^2}{2 r_{эф} L} \frac{I_1\left(\frac{R}{L}\right) K_0\left(\frac{r_{эф}}{L}\right) + I_0\left(\frac{r_{эф}}{L}\right) K_1\left(\frac{R}{L}\right)}{I_1\left(\frac{R}{L}\right) K_1\left(\frac{r_{эф}}{L}\right) - I_1\left(\frac{r_{эф}}{L}\right) K_1\left(\frac{R}{L}\right)} - 1, \quad (10.2)$$

где $r_{эф}$ — эффективный радиус "черного" регулятора; L — длина диффузии тепловых нейтронов в размножающей среде вне регулятора.

Эффективный радиус $r_{эф}$ можно найти из соотношения:

$$r_{эф} = r \exp\left(-\frac{\gamma}{r \Sigma_{tr}}\right), \quad (10.3)$$

где r — геометрический радиус регулятора; Σ_{tr} — транспортное сечение вне регулятора; γ — эффективное граничное условие на границе регулятора.

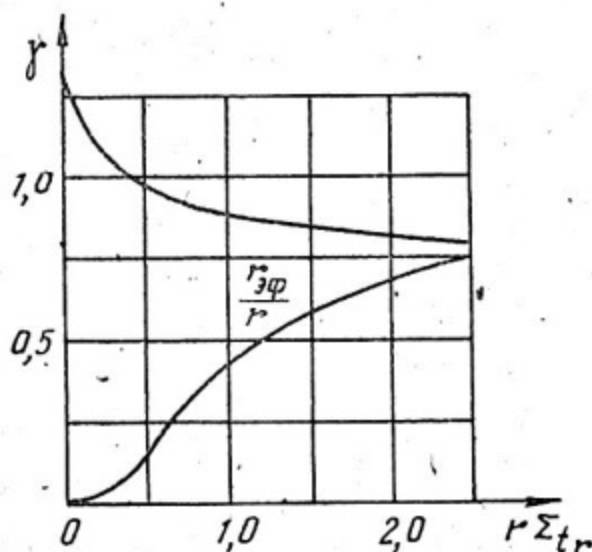


Рис. 10. Зависимость эффективного радиуса регулятора и эффективного граничного условия γ от величины $r \Sigma_{tr}$

менения эффективного коэффициента размножения можно оценить по формулам:

$$K_{эф}^{max} = \frac{K_{\infty}}{1 + \alpha^2 M^2}, \quad (10.4)$$

$$K_{эф}^{min} = \frac{K_{\infty}^{per}}{1 + \alpha^2 M_{per}^2}, \quad (10.5)$$

где $\alpha^2 = \left(\frac{\pi}{H_{эф}}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{R_{эф}}\right)^2$ — геометрический параметр активной зоны; M^2 — квадрат длины миграции в размножающей среде без регуляторов; M_{per}^2 — квадрат длины миграции в размножающей среде с регуляторами. В настоящем случае необходимо учесть, что

Зависимости $r_{эф}$ и γ от $r \Sigma_{tr}$ приведены на рис. 10.

Из (10.2) следует, что эффективность регулятора тем выше, чем больше длина диффузии тепловых нейтронов в размножающей среде. Следовательно, эффективность будет наименьшей в холодном состоянии, когда длина диффузии минимальна. Обосновывая безопасность реактора, следует проанализировать эффективность системы регуляторов как в рабочем, так и в холодном реакторах.

Если состав активной зоны однороден (глубина выгорания одинакова как в зоне плато, так и в периферийной зоне), то полный диапазон из-

$$\rho_{per}^2 \cong \frac{\rho_{per}}{1 + \rho_{per}} \rho^2. \quad (10.6)$$

Согласно Правилам ядерной безопасности (ПБЯ-04-74) система регуляторов при полном введении в активную зону должна обеспечивать подкритичность не менее 1%, или $K_{эф}^{per} = 0,99$. Если данная система регуляторов не удовлетворяет требованиям ПБЯ, то следует увеличить их число или увеличить радиус стержня. Решетка регуляторов с шагом, равным 3 – 4 шагам решетки рабочих каналов при радиусе стержня $r = 2 - 3$ см, обычно бывает в состоянии скомпенсировать 5 – 10% реактивности.

В качестве примера укажем, что в реакторе РБМК имеется 179 поглощающих стержней, из которых 12 являются стержнями автоматического регулирования, а 21 – аварийной защиты. Суммарная эффективность составляет 9,4%, в холодном состоянии с водой 6,5%, в холодном без воды 8,3%. Рассчитав полную эффективность системы стержней, нетрудно распределить их по функциональному назначению. При этом следует иметь в виду, что каждая функциональная группа (РР, АР, АЗ) должна воздействовать на всю активную зону, чтобы исключить образование зон локальной критичности.

Изменения физических свойств активной зоны при работе реактора приводят к появлению обратных связей по реактивности.

Обратные связи могут способствовать или, наоборот, нарушать устойчивую работу реактора. Для устойчивой работы желательно, чтобы изменения в активной зоне, связанные с увеличением мощности, порождали отрицательные обратные связи, приводящие к уменьшению реактивности. Количественно обратные связи характеризуют коэффициентами реактивности:

$$\alpha_i = \frac{d\rho}{dx_i} \cong \frac{\rho(x_{1i}) - \rho(x_{2i})}{x_{1i} - x_{2i}} \quad (10.7)$$

Для устойчивой работы реактора особенно важно, чтобы были отрицательными быстродействующие обратные связи, быстро реагирующие на изменения мощности. В канальных реакторах быстрые изменения реактивности связаны с изменением температуры топлива и с изменением плотности теплоносителя. Температурный коэффициент по топливу обусловлен эффектом Доплера в резонансном поглощении и в реакторах на тепловых нейтронах обычно отрицателен. Значение коэффициента реактивности α_T может быть найдено из выражения:

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \cong \frac{\rho(T_1) - \rho(T_2)}{T_1 - T_2} \quad (10.8)$$

Чтобы рассчитать α_T , нужно найти $\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}}$ для двух отличающихся значений температуры топлива.

Коэффициент реактивности по плотности теплоносителя имеет более сложную природу и может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от выбора геометрических параметров решетки и конкретного состояния активной зоны. В частности, на значение и знак плотностного коэффициента реактивности может влиять нуклидный состав топлива, существенно изменяющийся при выгорании. Плотностной коэффициент α_γ может быть оценен для среднего нуклидного состава по формуле:

$$\alpha_\gamma = \frac{d\rho}{d\gamma} \cong \frac{\rho(\gamma_1) - \rho(\gamma_2)}{\gamma_1 - \gamma_2} \quad (10.9)$$

Для появления отрицательной обратной связи по мощности необходимо, чтобы с уменьшением плотности теплоносителя реактивность уменьшалась, т.е. α_γ должен быть > 0 .

Заметим, что при анализе устойчивости реактора используют обычно не плотностной, а паровой коэффициент реактивности α_φ , связанный с α_γ соотношением:

$$\alpha_\varphi = \alpha_\gamma \frac{\partial \gamma}{\partial \varphi} \frac{1}{\beta},$$

где φ — среднее объемное паросодержание в относительных единицах; β — относительная доля запаздывающих нейтронов. Величина $\partial \gamma / \partial \varphi < 0$, поэтому при положительном α_γ паровой коэффициент α_φ отрицателен.

Требование обеспечения быстрых отрицательных коэффициентов реактивности может наложить дополнительные ограничения на выбор параметров решетки реактора.

Совокупность обратных связей, включая обратную связь по температуре замедлителя и по ксеноновому отравлению, может вызвать появление неустойчивости поля энерговыделения с постоянной времени от нескольких часов до десятков минут. В связи с этим в проектах больших канальных реакторов обычно предусматривается система автоматического управления полем энерговыделения (система локальных автоматических регуляторов — ЛАР), обеспечивающая поддержание поля энерговыделения в заданных пределах.

В рабочем состоянии реактор должен иметь избыточный оперативный запас реактивности, значение которого определяется свойствами активной зоны и предполагаемым режимом эксплуатации.

Этот запас должен быть минимально возможным, чтобы не приводить к непроизводительным потерям нейтронов и ухудшению экономических характеристик. В реакторе РБМК, рассчитанном в основном на работу в базовом режиме, оперативный запас реактивности поддерживается на уровне 1% ($K_{эф} = 1,01$). За счет этого запаса осуществляется поддержание поля энерговыделения, а также обеспечивается возможность временного незначительного снижения мощности. Если реактор планируется для работы в переменном графике нагрузки, то для компенсации нестационарного отравления оперативный запас должен быть увеличен.

11. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭВМ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА РЕАКТОРА

Расчет нейтронно-физических параметров реактора начинается с анализа свойств бесконечной размножающей среды, который в простейшем случае может быть сведен к анализу свойств элементарной ячейки. Вариантные расчеты элементарной ячейки, включая изменение нуклидного состава и размножающих свойств при выгорании топлива, представляют собой самый трудоемкий и в то же время ответственный этап нейтронно-физического расчета. От того, насколько тщательно и в каком диапазоне проанализированы свойства размножающей среды, зависит обоснованный выбор параметров реактора.

С целью облегчения вычислительной работы при курсовом проектировании разработан комплекс программ *CANAL* для расчета параметров элементарной ячейки. Комплекс *CANAL* может эксплуатироваться в диалоговом режиме. Программно-математическое обеспечение комплекса включает в себя управляющую программу, диалоговые, расчетные и сервисные модули. Расчетные модули написаны на языке ФОРТРАН, остальные модули — на языке *PL1*. Весь комплекс работает под управлением пакета программ ПРИМУС. Управляющая программа обеспечивает последовательный вызов модуля любого типа, указанного на экране дисплея, и обмен данными между модулями. Диалоговые модули позволяют вводить и изменять любые параметры, являющиеся входными для соответствующего расчетного

модуля (каждый расчетный модуль связан со своим диалоговым модулем). Сервисные программы позволяют просматривать на экране дисплея выходные данные любого расчетного модуля, осуществлять обмен данными с внешними устройствами, выводить на АШПУ входные и выходные параметры любого расчетного модуля.

Комплекс *CANAL* содержит два основных расчетных модуля:

расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов в элементарной ячейке однородной решетки;

расчет нуклидного состава и коэффициента размножения на среднем нуклидном составе в бесконечной решетке.

11.1. Модуль расчета ячейки

При расчете ячейка разбивается на цилиндрические зоны с однородными свойствами. В качестве входных параметров задаются радиусы зон, количество точек подразделения каждой зоны, нуклидный состав и температура зон. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов рассчитывается в диффузионном L_1 -приближении. В результате расчета на экран выдаются:

распределение плотности потока тепловых нейтронов;

распределение температуры тепловых нейтронов;

средние плотность потока и температура тепловых нейтронов;

тепловые макросечения деления и поглощения для нуклидов топлива, вычисленные при средней температуре нейтронов в топливе, и соответствующие резонансные интегралы.

11.2. Модуль расчета нуклидного состава и коэффициента размножения бесконечной решетки

Модуль расчета нуклидного состава и коэффициента размножения использует информацию о средних микросечениях нуклидов топлива, полученную в предыдущем модуле. Рассчитываются текущие относительные концентрации нуклидов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu в функции от выгорания, средние концентрации при заданном выгорании, составляющие коэффициента размножения в бесконечной среде в функции от выгорания, параметр жесткости спектра нейтронов.

Техника общения с ЭВМ в диалоговом режиме изложена в соответствующей инструкции для студентов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ТАБЛИЦЫ ОСНОВНЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ
ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА РЕАКТОРА

Таблица П.1

Значение констант для делящихся ядер при
 $v = 2 \quad 200 \text{ м/с}$

	σ_f, δ	σ_c, δ	σ_a, δ	σ_s, δ	γ_f	$\gamma_{эф}$
${}^{233}_{92}\text{U}$	530,6	47	577,6	10,7	2,49	2,28
${}^{235}_{92}\text{U}$	580,2	98,3	678,5	17,6	2,42	2,07
${}^{239}_{94}\text{Pu}$	741,6	271,3	1012,9	8,5	2,88	2,11
${}^{241}_{94}\text{Pu}$	1007,3	368,1	1375,4	12,00	2,93	2,15

Таблица П.2

Основные ядерные данные веществ, используемых в реакторах

Вещество	Плотность, г/см ³	Ядерная плотность, 1/см ³ × 10 ⁻²⁴	$\sigma_c(E_0), \delta$	$\sigma_s(E_0), \delta$	$(1-\cos\mu)$	ξ	σ_s^+, δ
H			0,33	38	0,339	1,0	20
H ₂ O	1,0	0,0335	0,66	63	0,676	0,948	44
D ₂			0,0005	3,39	0,667	0,72	3,39
D ₂ O	1,1	0,0331	0,001	13,6	0,884	0,570	10,5
Li			945	0,90	0,890	0,297	0,9
Li			0,034	1,10	0,900	0,262	1,1
Be	1,85	0,1235	0,006	6,0	0,930	0,209	6,0
C	1,67	0,0837	0,004	4,8	0,944	0,158	4,8
O				3,76	0,958	0,120	3,8
Mg	1,74	0,0431	0,069	3,5	0,970	0,0811	3,6
Al	2,7	0,0602	0,241	1,4	0,975	0,0723	1,4
Fe	7,8	0,0841	2,62	11,4	0,988	0,0353	11,4
Ni	8,9	0,0913	4,4	17,0	0,989	0,0335	17,0
Zr	6,5	0,0429	0,185	8	0,993	0,0218	6,2

Вещество	Плотность, г/см ³	Ядерная плотность, 1/см ³ × 10 ⁻²⁴	$\sigma_c(E_0)$, δ	$\sigma_s(E_0)$, δ	$(1-\cos\mu)$	ξ	σ_s^* , δ
Pb	11,3	0,0328	0,17	11,3	0,997	0,0096	11,3
²³² Th	11,6	0,0293	7,56	12,0	0,997	0,0086	12,0
²³⁸ U	18,7	0,0473	2,71	9,0	0,997	0,0084	11,2

* σ_s^* относится к области замедления.

Таблица П.3
Коэффициенты f_{ij} для определения возраста смеси различных веществ

$j \quad i$	H ₂ O	D ₂ O	Be	C	Fe	Zr	U
H ₂ O	323						
D ₂ O	400	80					
Be	730	220	116				
C	440	130	120	32			
Fe	1400	320	230	120	61		
Zr	340	84	63	29	27	2,8	
U	500	120	89	42	31	5,8	2,4
U*	619	168	126	57		10,9	6,3
ρ , г/см ³	1,0	1,1	1,85	1,67	7,8	6,5	18,7

* Значения коэффициентов с учетом неупругого рассеяния нейтронов на уране.

Таблица П.4

Константы для расчета коэффициента размножения
на быстрых нейтронах

Вещество	ν_f	σ_f, δ	σ_s^*, δ	σ_s, δ
^{238}U	2,90	0,56	1,64	4,3
O			1,1	1,3
H			0,19	0,85
H ₂ O			1,48	3,0
C			1,6	1,7
Fe			1,5	2,2
Zr			2,05	3,0

* σ_s^* — сечение упругого рассеяния, не приводящего к уводу за порог деления.

Таблица П.5

Сечения поглощения σ_a , деления σ_f и захвата σ_c некоторых нуклидов, усредненные по спектру Максвелла, в зависимости от температуры нейтронного газа T и границы сшивания спектров Ферми и Максвелла $E_{сш} (x = E_{сш}/T)$ [6]

T, K	$E, эВ$	$^{235}U, \sigma_a, \sigma_f, \sigma_c$ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	560	529	515	509	504
400	0,0344	472	456	444	439	436
500	0,0430	431	409	398	394	391
600	0,0517	393	373	364	360	357
700	0,0603	362	434	334	331	328
800	0,0689	342	324	317	313	311
900	0,0775	323	307	299	296	294
1000	0,0861	307	292	285	282	280
1100	0,0947	294	280	273	270	267
1200	0,1030	283	269	262	259	258

T, K	$E, эВ$	$^{235}U, \sigma_f, \sigma_c$ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	513	485	472	467	462
400	0,0344	444	420	409	404	401
500	0,0430	396	376	366	361	359
600	0,0517	365	347	338	334	331
700	0,0603	335	318	310	306	305
800	0,0689	314	298	291	288	286
900	0,0775	297	282	275	272	270
1000	0,0861	272	267	261	258	256
1100	0,0947	269	256	250	247	245
1200	0,1030	259	246	241	238	236

Продолжение табл. П.5

T, К	E, эВ.	$^{235}\text{U}, \sigma_a, \delta,$ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	656	616	597	588	583
400	0,0344	554	520	504	497	493
500	0,0430	485	457	443	437	434
600	0,0517	436	409	399	395	392
700	0,0603	396	375	367	363	360
800	0,0689	367	350	344	339	335
900	0,0775	345	331	323	318	315
1000	0,0861	327	314	305	301	298
1100	0,0947	314	301	291	286	282
1200	0,1030	303	287	276	273	269
T, К	E, эВ.	$^{235}\text{U}, \sigma_f, \delta$ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	555	522	506	499	494
400	0,0344	471	443	429	424	420
500	0,0430	415	389	378	373	370
600	0,0517	373	350	340	337	333
700	0,0603	340	320	314	310	307
800	0,0689	314	299	292	288	285
900	0,0775	294	281	274	271	268
1000	0,0861	277	266	258	254	252
1100	0,0947	265	253	246	243	240
1200	0,1030	255	243	235	231	229

T, К	E, эВ	$^{239}\text{Pu}, \beta_a, \delta$ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	1047	1011	998	993	994
400	0,0344	949	928	924	931	954
500	0,0430	894	887	910	948	1003
600	0,0517	865	895	973	1068	1095
700	0,0603	862	959	1140	1206	1205
800	0,0689	895	1115	1316	1326	1814
900	0,0775	968	1350	1444	1429	1412
1000	0,0861	1108	1535	1536	1510	1491
1100	0,0947	1330	1647	1604	1573	1652
1200	0,1030	1593	1715	1649	1615	1593

T, К	E, эВ	$^{239}\text{Pu}, \beta_f, \delta$ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	739	708	696	691	690
400	0,0344	658	637	630	632	643
500	0,0430	610	597	606	625	655
600	0,0517	579	589	628	679	694
700	0,0603	567	614	712	747	746
800	0,0689	576	693	802	806	799
900	0,0775	609	817	866	957	847
1000	0,0861	682	914	913	898	887
1100	0,0947	801	972	946	928	916
1200	0,1030	943	1007	968	949	936

T, K	E, эВ	^{240}Pu , σ_c, δ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	273	259	254	252	253
400	0,0344	238	230	225	224	221
500	0,0430	217	209	205	204	203
600	0,0517	205	198	196	196	195
700	0,0603	195	189	187	187	187
800	0,0689	186	181	180	180	180
900	0,0775	178	174	173	174	175
1000	0,0861	173	170	170	170	165
1100	0,0947	169	168	169	170	173
1200	0,1030	166	167	167	170	174

T, K	E, эВ	^{241}Pu , σ_f, δ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	951	909	893	889	888
400	0,0344	848	821	816	819	827
500	0,0430	781	773	782	798	806
600	0,0517	746	760	795	812	809
700	0,0603	738	787	828	828	821
800	0,0689	749	834	849	838	827
900	0,0775	784	872	857	840	829
1000	0,0861	841	889	858	840	828
1100	0,0947	896	891	852	831	819
1200	0,1030	925	876	835	816	805

T, K	E, эВ	$^{135}\text{Xe}, \sigma_c \cdot 10^{-6}, \delta$ при x , равном					
		3	3,5	4	5	6	8
300	0,0258	2,89	2,78	2,71	2,61	2,57	2,54
400	0,0344	2,69	2,58	2,50	2,41	2,36	2,33
500	0,0430	2,48	2,37	2,29	2,19	2,14	2,11
600	0,0517	2,27	2,15	2,06	1,96	1,92	1,89
700	0,0603	2,05	1,93	1,84	1,75	1,71	1,69
800	0,0689	1,87	1,74	1,66	1,58	1,54	1,52
900	0,0775	1,68	1,56	1,49	1,42	1,38	1,36
1000	0,0861	1,52	1,42	1,35	1,28	1,25	1,23
1100	0,0947	1,39	1,29	1,23	1,17	1,14	1,12
1200	0,1030	1,26	1,17	1,11	1,05	1,03	1,20

T, K	E, эВ	$^{149}\text{Sm}, \sigma_c \cdot 10^{-2}, \delta$ при x , равном				
		3	4	5	6	8
300	0,0258	533	609	615	602	595
400	0,0344	666	681	662	649	641
500	0,0430	729	680	649	634	626
600	0,0517	713	644	613	599	591
700	0,0603	673	602	571	558	550
800	0,0689	618	550	522	510	502
900	0,0775	569	505	480	469	462
1000	0,0861	520	462	438	428	422
1100	0,0947	479	429	402	393	387
1200	0,1030	437	387	367	358	353

Таблица П.6

Резонансные интегралы делящихся ядер

$E_c, \text{эВ}$	^{235}U		^{235}U		^{239}Pu		^{241}Pu	
	I_f	I_a	I_f	I_a	I_f	I_a	I_f	I_a^*
0,10	1010	1150	570	744	1950	3500	1660	2140
0,12	981	1118	542	712	1868	3360	1542	1990
0,14	952	1086	514	681	1786	3220	1424	1840
0,16	923	1054	486	649	1704	3080	1306	1690
0,18	894	1022	458	618	1622	2940	1188	1540
0,20	865	990	430	586	1540	2800	1070	1390
0,22	850	972	416	568	1374	2490	973	1262
0,24	835	954	402	549	1208	2180	876	1134
0,26	820	936	388	531	1042	1870	779	1006
0,28	805	918	374	513	876	1560	682	878
0,30	790	900	360	495	710	1250	585	750
0,32	781	891	352	485	638	1120	568	728
0,34	772	882	345	475	566	990	551	706
0,36	763	873	337	466	494	860	534	684
0,38	754	864	330	456	422	730	517	662
0,40	745	855	322	446	350	600	500	640
0,50	710	820	300	424	290	500	460	605
0,60	680	790	288	411	270	470	460	590

* Значения I_a для ^{241}Pu получены из соотношения $I_a = I_f (1 + \alpha)$, где $\alpha = I_c / I_f$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фенберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. Т. 1. - М.: Атомиздат, 1978.
2. Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. Т. 2. - М.: Энергоиздат, 1983.
3. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов./Под ред. Г.А. Батя. - М.: Энергоиздат, 1982.
4. Доллежалъ Н.А., Емельянов И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. - М.: Атомиздат, 1980.
5. Конструирование ядерных реакторов./Под ред. И.Я. Емельянова. - М.: Энергоиздат, 1982.
6. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Мальшев А.В. Ядерно-физические константы. - М.: Атомиздат, 1963.
7. Абагян Л.П., Базазянц Н.О. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. - М.: Энергоиздат, 1981.
8. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. - М.: Энергоатомиздат, 1984.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
1. Задачи и основные этапы нейтронно-физического расчета реактора.....	5
2. Выбор конструкции и материалов ТВС	9
3. Пространственно-энергетическое распределение плот- ности потока нейтронов в ячейке реактора. Средние микросечения взаимодействия нейтронов.....	11
3.1. Тепловые нейтроны.....	13
3.2. Резонансные нейтроны.....	16
3.3. Быстрые нейтроны.....	19
3.4. Жесткость спектра. Средние эффективные сече- ния.....	19
4. Коэффициент размножения в бесконечной решетке.....	20
4.1. Среднее число вторичных нейтронов,.....	21
4.2. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах	21
4.3. Вероятность избежать резонансного поглощения	22
4.4. Коэффициент использования тепловых нейтронов	23
5. Расчет нуклидного состава топлива.....	26
5.1. Изменение нуклидного состава топлива в процес- се выгорания.....	26
5.2. Накопление осколков деления. Энерговывработка	30
5.3. Средний нуклидный состав топлива в реакторе..	32
5.4. Зашлаковывание и отравление реактора.....	33
6. Расчет коэффициента размножения и коэффициента вос- производства в стационарном режиме.....	36
6.1. Расчет коэффициента размножения K_{∞} на среднем нуклидном составе.....	36
6.2. Приближенный расчет коэффициента размножения при установившемся режиме перегрузок.....	38
6.3. Коэффициент воспроизводства ядерного горючего и коэффициент накопления.....	39
7. Длина диффузии и длина замедления нейтронов.....	40
8. Распределение энергосвечения и размер активной зоны реактора.....	41
9. Выбор оптимальных параметров реактора.....	51
10. Расчет эффективности системы регулирующих стерж- ней. Коэффициенты реактивности.....	54

11. Использование ЭВМ при проведении физического расчета реактора.....	58
11.1. Модуль расчета ячейки.....	59
11.2. Модуль расчета нуклидного состава и коэффициента размножения бесконечной решетки.....	59
Приложение. Таблицы основных ядерных данных для физического расчета реактора.....	60
Список литературы.....	69

Владимир Ильич Наумов, Мария Федосеевна Хромова

ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КАНАЛЬНЫХ РЕАКТОРОВ

(Пособие по курсовому проекту)

Редактор О.А. Сафронова
Техн. редактор Н.М. Воронцова
Корректор И.Н. Маркина

Л.-62574

Формат 60x84 1/16

Тираж 200 экз.

Подписано в печать 21/1-1986г.

Объем 4,5 п.л.

Цена 25 коп.

Заказ 2211

Уч.-изд.л. 4,25

Изд. № 077-1

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31