## j министерство общего и профессионального образования Российской Федерации

### Уральский государственный технический университет - УПИ

### Спец. курс №4

### Методическое руководство к расчёту водо-водяных реакторов в курсовом проектировании для студентов очного обучения специальности 0705 Физико-технического факультета

Екатеринбург, 2001
УГТУ-УПИ 2001

УДК 621.039

Спец. курс №4
Методическое руководство к расчёту
 курсового проекта. Екатеринбург,
изд. УГТУ-УПИ, 2001, с.55

Составил: Павел Григорьевич Зыков, доцент кафедры молекулярной физики.

Компьютерная вёрстка: Евгений Анатольевич Захаров, студент группы Фт-504.

Редакторы: Александр Геннадьевич Флягин, доцент кафедры молекулярной физики.

Алексей Евгеньевич Бухаров, студент группы Фт-534.

# Введение

Датой рождения российской ядерной энергетики принято считать 1954-й – год пуска в Советском Союзе первой атомной электростанции (АЭС) мощностью 6МВт. Опыт пуска и работы этой станции показал реальность использования атомной энергии в мирных целях.

Вслед за относительно коротким этапом промышленного эксперимента последовал этап интенсивного строительства АЭС сразу в нескольких странах. Так к концу 1989 года в нашей стране выработка электроэнергии на АЭС составляет 220 – 255 млрд. квт. часов или 14% от её производства другими способами.

В ближайшее время ядерные реакторы будут использоваться, в основном, для производства электроэнергии, а основным типом используемых реакторов будут легководные реакторы типа ВВЭР. Эти реакторы получили наибольшее распространение как по числу, так и по суммарной мощности. Это объясняется наибольшей простотой их конструкции и отработанностью инженерных решений.

В последнее время всё большее внимание уделяется освоению реакторов на быстрых нейтронах (БР) для скорейшей реализации расширенного воспроизводства делящихся материалов.

Низкопотенциальное тепло предполагается получать либо на атомных электроцентралях (АТЭЦ), совмещая выработку тепла и электроэнергии, либо – на атомных станциях теплоснабжения (АСТ), предназначенных для производства только тепла – горячей воды и технологического пара.

С целью выработки высокопотенциального тепла создаются принципиально новые реакторы с нагревом теплоносителя внешнего контура до 900°С – высокотемпературные реакторы. Рассматривается использование высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов для нефтехимической и металлургической промышленности.

Из рассмотренного выше состояния и перспектив развития ядерной энергетики следует, что её структура постепенно усложняется и приобретает черты многоплановой отрасли. Решение этих проблем – длительный творческий процесс, в котором участвует всё большее число специалистов.

При любой форме использования ядерной энергии основным элементом станции является ядерный реактор, при проектировании и исследовании которого приходится решать многие задачи.

Одной из важнейших задач является экологическая проблема. Реактор не должен вносить существенных изменений в условия окружающей среды. Важной задачей является выбор материалов реактора, что в основном и определяет срок безопасной эксплуатации реактора. Со всеми задачами связана экономичность проектирования и эксплуатации реакторов.

При проектировании реактора выделяют следующие этапы нейтронно–физического расчёта:

1. теплофизический расчёт, определение максимальных температур элементов активной зоны и запасов до предельно допустимых, определение до кризиса кипения;
2. расчёт микро – и макросечений;
3. расчёт эффективного коэффициента размножения;
4. расчёт коэффициента воспроизводства;
5. расчёт эффектов изменения реактивности от температуры и времени работы реактора;
6. расчёт органов регулирования реактора;
7. гидродинамический расчёт.

При решении этих задач интенсивно развиваются, и к настоящему времени разработано большое количество различных алгоритмов, описывающих физический расчёт реакторов. Большинство этих алгоритмов очень сложны и требуют для своей реализации сотрудничества физиков, математиков и программистов с использованием самых современных ЭВМ. Сложная структура реакторных моделей требует использования громоздких численных методов. Большие объёмы исходной, промежуточной и выходной информации вместе со сложностью реализации алгоритмов предъявляют большие требования к ресурсам ЭВМ.

На основании вышеизложенного невозможно применение этих программ в учебном плане. С другой стороны, необходимо иметь сравнительно несложную программу, реализующую простой, но достаточно точный метод расчёта тех или иных задач теории и эксплуатации ядерных реакторов.

В этой связи целью данного курсового проекта является анализ физических особенностей реакторов с легководным замедлителем-теплоносителем, составление алгоритма расчёта в условиях допустимых приближений и сопоставление расчётных значений с экспериментальными данными.

# 1. Нейтронно-физические особенности реакторов типа ВВЭР

Среди многообразия типов реакторов для АЭС важнейшее место занимают водо-водянные энергетические реакторы (ВВЭР). В России построены и эксплуатируются такие реакторы на Нововоронежской, Кольской, Калининской, Балаковской АЭС.

Конструктивно ВВЭР относятся к корпусным реакторам, по спектру нейтронов - к тепловым, по материалам замедления и отвода тепла - к легководным. В качестве топлива используется низкообогащённая (2-5)% двуокись урана UO2.

В связи с тем, что в ТВЭЛах таких реакторов типичное значение отношения объёмов воды V1 и топлива Vо (водо-урановое отношение) равно примерно двум, средний путь нейтрона в замедлителе  соизмерим со средней длиной отрезка траектории между двумя последовательными актами рассеяния λs1, что обуславливает большую вероятность для нейтрона, вылетевшего из топлива, испытать первое соударение в соседних ТВЭЛ. Такая решётка называется тесной.

Теснота решётки приводит к появлению ряда особенностей физических процессов во всех областях энергий нейтронов. Для иллюстрации на рис.1.1 представлено распределение потока нейтронов в зависимости от номера энергетической группы.



Рис. 1.1 Зависимость потока нейтронов от летаргии в уран-водной решётке

В области энергий быстрых нейтронов теснота решётки мало сказывается на характере кривых, которые определяются в основном спектром нейтронов деления. В области энергий замедляющихся нейтронов при (V1/Vо)=1 имеет место постепенное снижение потока нейтронов, так как нейтроны поглощаются топливом в процессе замедления, тогда как для более разреженной решётки (V1/Vо)=4 поток нейтронов остаётся практически постоянным. В области тепловых энергий нейтронов максимум смещается в сторону больших энергий. Происходит, так называемое, ужесточение спектра, которое удобно характеризовать спектральным индексом

  (1.1)

где  - макроскопическое сечение деления U5, *Ecd* - асимптотическое значение энергии поглощения тепловых нейтронов кадмием, который равен отношению скоростей деления U5 в областях энергий замедляющихся тепловых нейтронов.

Доля деления надтепловыми нейтронами зависит от вида топлива (UO2, металлический уран) и тем больше, чем выше его обогащение и меньше шаг решётки. Так при использовании топлива на основе UO2 c обогащением 3.0 % и V1/V2 = 1.8; индекс δ5=0.15, что означает относительно высокую долю делений надтепловыми нейтронами для реакторов данного типа. Это объясняется наличием большого «перекрёстного» эффекта между блоками.

Для тесных решёток, как мы уже отмечали, для нейтронов резонансных энергий, вылетающих из топливного блока, относительно велика вероятность испытать первое столкновение в одном из соседних блоков, поскольку минимальное расстояние между ТВЭЛами в ВВЭР примерно в два раза меньше длины свободного пробега. Это приводит к тому, что спектр нейтронов в реакторе будет обеднён нейтронами резонансных энергий. Таким образом, взаимное «затенение» блоков для резонансных нейтронов способствует увеличению вероятности избежать резонансного поглощения ϕ. В тоже время диаметры топливных блоков в тесных решётках (7-9 мм) существенно меньше, чем в разреженных (20-25 мм). При этом переход к тонким блокам приводит к заметному уменьшению вероятности избежать резонансного поглощения. Это уменьшение не компенсируется эффектом затенения, поэтому ϕ в ВВЭР ниже, чем в разреженных решётках, и находится в интервале 0.74÷0.79.

Уран-водные решётки обладают малым значением возраста нейтронов τр. Поскольку возраст нейтронов в чистом замедлителе зависит от ядерной плотности в квадрате, то имеется сильная зависимость τр от температуры воды. Так при рабочей температуре τр= 55-60 см2, а для холодного состояния τр = 35-40 см2 . Заметное превышение τр над возрастом нейтронов для воды τН2О наблюдается при малых отношенияхV1/V2, поскольку в этом случае уменьшается вероятность для нейтрона испытать столкновение в воде.

Таблица 1.1

Значение эффектов реактивности для реактора ВВЭР-1000

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  № | наименование эффекта | начало кампании | конец кампании |
| 1 | Температурный эффект | -0.05 | -0.057 |
| 2 | Мощностной эффект | -0.011 | -0.013 |
| 3 | Отравление ксеноном | -0.028 | -0.036 |
| 4 | Отравление самарием | -0.006 | -0.008 |
| 5 | Глубина выгорания | -0.130 | -0 |
|  | Сумма эффектов | -0.225 | -0.114 |

Величина квадрата длины диффузии в тесных решётках L2<<τр и составляет при рабочих температурах 3.5-4.0 см2. Таким образом, длина миграции Мp практически полностью определяется длиной замедления  и при работе на мощности Мp составляет 7-8 см.

Поскольку эффективная добавка по радиусу и высоте δ примерно равна длине миграции Мр, то её значение для ВВЭР также мало (6-7 см). Увеличение температуры приводит к изменению практически всех величин, входящих в коэффициент размножения К∞, причём эти изменения имеют разные знаки. Однако, в основном, изменение К∞ с температурой определяется изменением вероятности избежать резонансного поглощения.

Топливо в реакторах ВВЭР периодически, с интервалом около года, частично перегружается. За это время К∞ значительно уменьшается, поскольку коэффициент воспроизводства мал (~0.5). Поэтому запас реактивности на выгорание значителен ~13% (Таблица 1.1).

Большое значение отрицательного эффекта реактивности и периодическая перегрузка топлива приводит к тому, что в начале компании реактор имеет большую избыточную реактивность, в результате чего требуется большое число компенсирующих органов СУЗ и вследствие чего ухудшается использование нейтронов из-за увеличения их вредного поглощения.

Таким образом, нейтронно-физические особенности реакторов ВВЭР сводятся к следующему:

1. большая жёсткость спектра нейтронов, заметная доля делений надтепловыми нейтронами;
2. большая доля делений U8 надпороговыми нейтронами;
3. взаимное затенение блоков для нейтронов резонансных энергий;
4. большой начальный запас реактивности;
5. динамическая устойчивость и безопасность эксплуатации.

Наличие вышеперечисленных особенностей необходимо учитывать при проведении нейтронно-физического расчёта реакторов этого типа.

# 2. Методика расчёта реакторов с тесной решёткой

Любой гетерогенный реактор физически очень сложен для расчёта в один этап, т. е. для расчёта, который бы учитывал и внутреннюю геометрию активной зоны (распределение потока нейтронов всех энергий в твэлах и окружающем каждый из них замедлителем) и её конечность, обуславливающую утечку нейтронов из реактора. Трудность подхода к задаче усугубляется и тем, что как внутри ТВЭЛов, так и в прилежащих к ним слоях замедлителя почти при всех энергиях нейтронов неприменимо диффузионное приближение.

Поэтому обычно такие задачи решаются в два этапа. Реальная среда гомогенизируется, т. е. заменяется гомогенной, эквивалентной исходной по нейтронно-физическим характеристикам. Рассчитываются параметры решётки, затем определяется эффективный коэффициент размножения гомогенного реактора. В связи с этим из общей теории можно выделить две части: теорию решётки и теорию критических размеров. В теории критических размеров определяются условия критичности гомогенного реактора и распределение потока нейтронов по его объёму.

## 2.1. Теория решёток

### 2.1.1. Определение коэффициента размножения

Рассмотрим бесконечную размножающую среду состоящую из топлива и замедлителя, которая по составу близка к среде активной зоны реактора на тепловых нейтронах. Пусть при делении U5 тепловыми нейтронами выделилось S1 нейтронов (1-ое поколение). Часть нейтронов деления имеет энергию E≥1МэВ и может вызвать деление U8. Тогда число быстрых нейтронов увеличивается в μ раз. Множитель μ называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах. Таким образом замедляется S1⋅μ нейтронов. Часть из них в процессе замедления поглотится и до тепловых энергий замедлится S1⋅μ⋅ϕ нейтронов, где ϕ - вероятность избежать резонансного поглощения ядрами U8. Введём величину Θ как отношение числа тепловых нейтронов, поглощённых в топливе к полному числу поглощённых тепловых нейтронов. Таким образом, Θ -вероятность теплового нейтрона поглотиться в топливе и называется коэффициентом использования тепловых нейтронов. Тогда S1⋅μ⋅ϕ⋅Θ нейтронов поглотится в топливе. Часть из них вызовет деление U5, в результате чего образуются новые нейтроны деления (2-ое поколение). Если ввести величину νэффт, которая представляет собой число быстрых нейтронов, образующихся при поглощении одного теплового, тогда число быстрых нейтронов 2-го поколения S2= S1⋅μ⋅ϕ⋅Θ⋅νэффт. Отношение числа нейтронов данного поколения к их числу предыдущего, в бесконечной одномерной среде есть коэффициент размножения

 K∞= S2/S1= μ⋅ϕ⋅Θ⋅νэффт.(2.1)

C другой стороны, применяя метод баланса нейтронов к жизненному циклу, K∞ есть отношение усреднённого по спектру и пространству числа нейтронов родившихся за единицу времени и единице объёма, <νf⋅∑f⋅Φ> к числу поглощённых <∑а⋅Φ>:

 . (2.2)

Если рассматривать четырёх групповое приближение, тогда

 , (2.3)

где ΔЕn - интервалы энергий, перекрывающие в сумме все энергии реакторных нейтронов; n- номер энергетической группы.

Скорость генерации нейтронов в единице объёма определяет числитель выражения (2.3), которую можно нормировать на 1/сек.

 , (2.4)

тогда поток нейтронов в n-ой группе можно определить из выражения

 , (2.5)

где

 , (2.6)

равен сумме путей пройденных нейтронами в группе n от момента рождения до поглощения или увода; χ(n) - доля нейтронов спектра деления, попадающая в n-ую энергетическую группу; - сечение увода нейтрона из группы n в старшие энергетические группы;  - сечение перевода нейтрона из группы n в группу k; m – число энергетических групп.

При условии Г(0)=0 и χ(3) = χ(4)=0 можно получить, что

 . (2.7)

Обширные исследования послужили основой использования малогрупповых приближений в применении к расчётам параметров ячейки. Успех расчёта по этим схемам объясняется тем, что они соединяют простоту и наглядность с точностью, которая обеспечивается соответствующим образом подобранными групповыми константами. Рассмотрим схему четырёх группового приближения, используемого в расчёте. Нейтроны всех энергий делятся на группы следующим образом:

n =1, (10 .. 0.821) *МэВ*, ΔU=2.5;

n =2, (821 .. 5.53) *KэВ*, ΔU=5.0;

n =3, (5530 .. 0.625) *эВ*, ΔU=9.088;

n =4, (0.625 .. 0) *эВ*, ΔU=∞.

Здесь n – номер группы, ΔU – интервал летаргий. Ширина группы выбрана такой, чтобы не учитывать «проскоки» нейтронов через группу. Для 1‑ой в качестве нижней границы принята условная энергия порога деления U8; 2‑ая группа – надрезонансные нейтроны и ограничена энергией, ниже которой отсутствуют нейтроны деления (χ(3)=0); 3-я группа - нейтроны резонансных энергий; 4-ая группа - тепловые нейтроны, верхний предел которых - асимптотический предел поглощения тепловых нейтронов кадмием.

При таком выборе границ интервалов энергетических групп, доля нейтронов деления, попадающих в i-ую группу:

χ(1)=0.752; χ(2)=0.248; χ(3)=χ(4)=0.

**ВНИМАНИЕ! Хотя в [1] указан «n = 4, (0,625 .. 0)** ***эВ*», что соответствует 24-26 группе 26-группового приближения, НО если посмотреть на сечения, которые приводятся в [1], то сечения 4-й группы 4‑х группового приближения в точности равны сечениям 26 группы 26-группового приближения. Т.е. соответствие групп 4-х группового приближения и 26-группового приближения получается таким, как указано в табл.1.2. колонка 3.**

**Это соответствие очень сильно сказывается на результатах расчетов.**

Таблица 1.2

Соответствие групп 4-х и 26-и групповой системы микросечений

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| 4-х групповое | 26-и групповое (по диапазонам энергии нейтронов) | **26-и групповое (по сравнению констант с [1])** | 26-и групповое (из проекта по сфер. реактору) |
| 1 | 1-5 | **1-5** | 1-4 |
| 2 | 6-11 | **6-11** | 5-15 |
| 3 | 12-23 | **12-25** | 16-25 |
| 4 | 24-26 | **26** | 26 |

### 2.1.2. Классификация решёток

Уже в первые годы работы над теорией гетерогенного реактора удалось выделить из неё часть (теорию решётки), не связанную с описанием утечки нейтронов из реактора и оперирующую только бесконечной средой, что эквивалентно рассмотрению элементарной ячейки с зеркальными граничными условиями для нейтронного потока.

Элементарной ячейкой будем называть периодичный элемент решётки (ТВЭЛ с примыкающим к нему теплоносителем и замедлителем). При этом предполагается, что все элементарные ячейки в решётке имеют одинаковые форму и нейтронно-физические характеристики.

В теории решётки решаются задачи гомогенизации: реальная среда заменяется эквивалентной ей гомогенной. Критерием эквивалентности служит равенство скоростей всех видов взаимодействия нейтронов с ядрами. Другими словами, задача сводится в вычислению для гомогенной среды сечений вида

 . (2.8)

После завершения этого этапа расчёты проводятся как для любого гомогенного реактора.

Ход решения задачи гомогенизации зависит от вида решётки реактора. Будем различать простые и сложные решётки. Простые, в свою очередь делятся на разреженные и тесные. Остановимся на рассмотрении тесных решёток (рис. 2.1)



bp- шаг решётки; d0- диаметр топливного блока; d2- диаметр твэла; 1- топливо; 2- оболочка; 3- теплоноситель; 4- замедлитель

Рис. 2.1 Простая тесная решётка активной зоны гетерогенного реактора

В тесных решётках твэлы расположены настолько близко друг к другу, что нейтрон, вылетевший из топливного блока, с большой вероятностью может испытать первое столкновение в одном из соседних топливных блоков.

Обычно в тесных решётках теплоноситель используется и как замедлитель, либо замедлитель вообще отсутствует (реакторы на быстрых нейтронах).

Пренебрегая азимутальной зависимостью потока нейтронов Ф в ячейке будем считать Ф функцией двух пространственных переменных радиуса и высоты. Расчёт пространственного и энергетического распределения  представляет собой весьма сложную и трудоёмкую задачу.

Как правило, наиболее интересными результатами являются скорости взаимодействия в различных компонентах (зонах) ячейки - топливе, оболочке, теплоносителе; для определения которых нет необходимости детально описывать пространственное распределения потока нейтронов, а достаточно найти его средние значения в зонах ячейки. При этом реальную ячейку заменяем моделью (рис. 2.2).



1- топливо; 2- оболочка; 3- замедлитель; 4- зазор

Рис. 2.2 Реальная ячейка (а) и её модели в первых трёх группах (б) и четвёртой (в)

Для первых трёх групп моделью может служить 2-х-зонная (рис. 2.2б) ячейка, для 4-ой-3-х-зонная (рис. 2.2в). Правомерность такого подхода объясняется тем, что пространственная неоднородность спектра (всплеск тепловых и завал замедляющихся нейтронов) проявляется в основном вблизи кассет. Во внутренних же областях, занимающих значительную часть объёма кассеты спектр нейтронов близок к асимптотическому.

### 2.1.3. Метод вероятности первых столкновений

Расчёт средних значений потоков нейтронов вблизи отдельных однородных зон можно произвести различными способами. Один из них - метод вероятности первых столкновений(ВПС). Он приобретает всё большее значение, т. к. позволяет, не прибегая к громоздким вычислениям, с достаточной точностью определить необходимые величины.

Пусть имеется объём V, который можно разбить на L однородных зон так, что в пределах каждой зоны сечения взаимодействия постоянны. Введём среднее по зоне i значение потоков  и объёмных скоростей генерации нейтронов  (1/см3⋅сек);

 ;

 , (2.9)

где, i =0, 1, 2,...,L-1; в этой связи  и  внутри Vi не зависят от координат. Тогда уравнение баланса нейтронов для зоны j конечного объёма Vj будет иметь вид:

 , (2.10)

где – полное сечение взаимодействия нейтронов в зоне j; -сечение рассеяния в зоне j; ⋅⋅-полное число взаимодействий нейтронов с ядрами в зоне j в единичный интервал времени; Рij -вероятность для нейтрона, родившегося в зоне i от однородных и изотропных источников, испытать первое столкновение в области j; -скорость рассеяния нейтронов в зоне i; -число нейтронов, испущенных в единицу времени из той же зоны.

Пусть дана зона О, ограниченная поверхностью F и имеющая объём V. Введём вероятности для нейтронов, родившихся в зоне, испытать в ней же 1-ое столкновение Р(V→V) и достичь поверхности зоны без столкновений – Р(V→F); для нейтронов, влетевших в зону, пересечь её без столкновения – Р(F→F), и испытать в ней столкновение – Р(F→V). Тогда условие баланса для вероятностей Р(V→V) и Р(V→F)

  Р(V→V) + Р(V→F) = 1, (2.11)

аналогично для Р(F→F) и Р(F→V)

 Р(F→F) + Р(F→V) = 1. (2.12)

Используя предположение об изотропном распределении нейтронов установим соотношение взаимности между Р(F→V) и Р(V→F):

 Р(F→V) =  Р(V→F), (2.13)

где  – средняя хода в зоне «0».

Определим физический смысл .

Вероятность для нейтрона испытать первое столкновение на пути z:

P(z) = 1 - exp(-Σt⋅z).

С другой стороны, плотность потока изотропно распределённых нейтронов через элементарную площадку в одном направлении равна  (рассмотреть квадратик на плоскости при стремлении размеров к нулю и поток через одну из сторон квадратика). Для этого случая сформулируем чисто геометрическое понятие средней хорды для i-ой зоны как средний путь, проходимый нейтроном в i-ой зоне  при отсутствии в ней рассеяния и поглощения. Рассмотрим бесконечную однородную среду, в которой Σf =0, а сечение поглощения Σa→0. Выделим в ней объём Vi ограниченный поверхностью Fi и подсчитаем скорость поглощения нейтронов в нём Rai. С одной стороны Rai = ViΣaΦ, с другой Rai= Р()F = [1 - exp(‑Σt⋅)]. Приравнивая эти выражения для Rai и ограничиваясь линейным членом разложения экспоненты в ряд получим =. Произведение ⋅ -называют оптической толщиной.

Из приведённых условий видно, что для односвязных областей все приведённые вероятности можно выразить через любую из них, и задача сводится к вычислению только одной вероятности.

Например: Р(V→V) = 1 - Р(V→F); P(F→F) = 1 - P(V→F)

В дальнейшем Р(V→V) – вероятность для нейтронов, родившихся в зоне «0» и испытать в ней же первое столкновение, будем обозначать Р00. Простейшее апроксимационное выражение для определения Р00 имеет вид [1]:

 . (2.14)

Выражение (2.14) предложено Вигнером, который полагал, что вероятность нейтрона, родившегося в зоне, испытать в ней 1-ое столкновение Р00 равна вероятности испытать в ней столкновение для нейтронов влетающих через поверхность F: P(F→V). Выражение (2.14) можно рассматривать как некую аппроксимацию P(z) = 1 - exp(-Σt). Значения Р00, вычисленные по (2.14), всегда выше точных для круглого цилиндра. Погрешности уменьшаются по мере возрастания оптических толщин . Бэлл, используя характер погрешности Р00 от, для более точного описания ввёл в формулу (2.14) параметр :

 , (2.15)

который получил название параметра Бэлла [1], важно, что с ростом номера группы оптические толщины растут, и следовательно, параметр Бэлла будет уменьшаться, при →∞ будет равным 1. Для реакторов ВВЭР при расчёте коэффициента размножения на быстрых нейтронах  = 1,5 (первая энергетическая группа нейтронов), при расчёте вероятности избежать резонансного поглощения  = 1,27 (с учётом поглощения нейтронов U8 вне резонансных пиков).

Универсальной функцией для определения Р00 можно считать выражение:

 , (2.16)

где для цилиндрического топливного блока параметры 1 = 2; 2= 3; β = ‑1.

В случае тесных решёток необходимо учитывать нейтроны соседних ячеек, которые пролетели замедлитель не испытав в нем столкновения, т. е. учесть нейтроны, пришедшие из других ячеек. Условие зеркального отражения на границе микроячейки позволяет перейти от рассмотрения всей решётки к одной такой ячейке. Для многозонной ячейки по аналогии можно ввести вероятность Рij для нейтрона, родившегося в зоне i от однородных и изотропных источников, испытать своё первое столкновение в зоне j, которая не учитывает отражений от границ ячейки j.

Чтобы учесть нейтроны пришедшие из других ячеек (зеркально отражённые), необходимо Рij заменить на Qij – вероятность для нейтронов, родившихся в зоне i от однородных и изотропных источников, испытать первое столкновение в зоне j этой же ячейки после любого числа отражений. При этом уравнение баланса нейтронов для зоны j конечного объёма Vj (2.10) будет иметь аналогичный вид:

 . (2.17)

Таким образом, для того чтобы определить средние по зонам потоки нейтронов, необходимо вычислить *Qij*.

Рассмотрим двухзонную ячейку, состоящую из топливного блока (индекс «0») объёмом V0 и поверхностью F0 и замедлителя (индекс «1») объёмом V1.Введём вероятность С для нейтрона стартующего изотропно с поверхности топливного блока, испытать своё первое столкновение в замедлителе не пересекая на своём пути поверхности блока F0. Тогда чтобы вычислить Q00, необходимо знать Р00 и С. Используя для вероятности Р00 приближение Бэлла (2.15) можно получить выражение для Q00 [1]:

 , (2.18)

где

 , (2.19)

называют коэффициентом затемнения решётки. Если параметр Бэлла =1, то

γр = С.

Вероятность С была введена Данковым и Гинзбургом и получила название коэффициента Данкова-Гинзбурга. Для цилиндрических блоков величина С может быть найдена по формуле:

 , (2.20)

где  -оптическая толщина замедлителя;  -средняя хорда в замедлителе;  - кратчайшее расстояние между поверхностями блоков в единицах ; bp - шаг твэльной решётки; d0 - диаметр топливного блока;  -поправка Боналуми на форму ячейки; β - коэффициент, зависящий от структурной формы ячейки: для гексагональной β =17/3, для квадратной

β=17/8.

При расчёте вероятности столкновения нейтрона в тесной решётке Q00 по формуле (2.18) слагаемое в знаменателе a⋅γр учитывает только те нейтроны, которые испытывают столкновения в замедлителе и не могут вызвать деление ядер U8. Поскольку рассеяние в замедлителе не обязательно приводит к уводу нейтронов из области надпороговых энергий, то при расчёте С в первой энергетической группе вместо полного сечения Σt1 по формуле (2.20) надо использовать только ту часть, которая отвечает за увод нейтронов из данной энергетической области, т. е. для замедлителя действующее нейтронное сечение будет Σх1:

 Σt1 ⇒ Σх1 = Σa1 + ΣR1.(2.21)

Аналогично, для топлива в формуле (2.18) заменяем Σt0 на действующее нейтронное сечение Σх0:

 Σt0 ⇒ Σх0 = Σ0 + ΣR0 - χ⋅νf8⋅Σf08.(2.22)

### 2.1.4. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах

Во всех реакторах имеет место деления ядер, вызванное надтепловыми нейтронами. Различают два типа надтеплового деления топлива: на резонансных и на быстрых нейтронах с энергией выше порога деления U8. Рассмотрим такой жизненный цикл нейтронов, при котором вклад в размножение нейтронов обусловлен только поглощением тепловых нейтронов -U5. В этом случае захватом быстрых нейтронов с делением ядер U5 можно пренебречь и коэффициент размножения на быстрых нейтронах в гетерогенной среде имеет вид:

 , (2.23)

где V0 - объём топливного блока; Егр - энергия сшивки спектров Ферми и Максвелла.

При таком рассмотрении коэффициент μ можно представить как отношение числа нейтронов, полученных в результате деления U8, к числу нейтронов, появившихся в результате деления на тепловых нейтронах в единичный интервал времени.

Введём понятие спектрального индекса δ8, представляющего отношение скоростей деления U8 и скорости деления U5 на тепловых нейтронах.

 , (2.24)

где  - среднее значение надпорогового потока нейтронов;  - скорость деления U5 тепловыми нейтронами.

Связь между  и  можно установить из уравнения баланса надпороговых нейтронов в блоке

 , (2.25)

где  - среднее по спектру нейтронов в реакторе значение νf для U5; χ - доля нейтронов деления, попадающих в надпороговую область энергий. Используя (2.25), запишем выражение для δ8

 . (2.26)

Пусть для вероятности Р00 справедливо приближение Бэлла (2.15), тогда

 , (2.27)

где Σх0 = Σ0 + ΣR0 - χ⋅ν8f⋅⋅Σ8f0 – действующее нейтронное сечение;  = 1.5 - постоянная Бэлла, для нейтронов первой энергетической группы; Σa0, ΣR0 – макроскопические сечения поглощения и увода нейтронов топливом (U8 +U5) в первой энергетической группе.

При таком определении коэффициента размножения на быстрых нейтронах μ и спектрального индекса δ8 можно установить между ними функциональное соотношение [1]:

 . (2.28)

Переходя к тесной решётке необходимо в (2.26) Р00 заменить на Q00, после этого подставив (2.26) в (2.28) и обозначив принадлежность всех констант к первой группе будем иметь:

 , (2.29)

где Σt0(1) = Σa0(1) + ΣS0(1) + ΣR0(1) – полное микроскопическое сечение взаимодействия нейтронов в топливном блоке; χ(1) = 0.752.

Вероятность для нейтрона, родившегося в блоке, испытать своё первое столкновение также в топливе Q00(1) можно рассчитать по формуле (2.18), при этом слагаемое в знаменателе a⋅γр учитывает только те нейтроны, которые испытывают столкновения в замедлителе и не могут вызвать деление ядер U8. Расчёт коэффициента Данкова-Гинзбурга С(1) можно произвести по формуле (2.20), в которой Σt1(1) определяется из выражения (2.21).

Если в активной зоне реактора используется высокообогащённый уран (Х5> 5%), то доля делений U5 быстрыми нейтронами составляет уже заметную величину, и поэтому необходимо переопределить коэффициент размножения на быстрых нейтронах. С учётом делений U5 в надпороговой области энергий коэффициент размножения на быстрых нейтронах будет иметь вид [1]:

 , (2.30)

где  - число нейтронов, возникающих в единицу времени и в единице объёма от деления U5 надпороговыми нейтронами;  скорость деления U5 в тепловой области. Все константы, относящиеся к U5 и U8 в первой и четвёртой энергетической группе усреднены по спектру нейтронов в реакторах с тесной решёткой и приведены в приложении [1].

Расчёт μ\* из выражения (2.30) можно произвести зная отношение потоков нейтронов в топливе в первой и четвёртой энергетических группах . Расчитать отношение  можно будет по результатам, полученным в разделе 2.1.8.

Заметим, что смысл введения индекса δ8 состоит в том, что его можно определить экспериментально и тем самым оценить точность расчёта μ. Величина индекса δ8 в тесных решётках существенно зависит от отношения объёмов замедлителя и топлива в микроячейке , а также от плотности замедлителя.

В реакторах с тесной решёткой нейтроны деления, родившиеся в каком-либо блоке и не испытавшие в нём столкновение, имеют большую вероятность испытать своё первое столкновение с ядрами топлива Q00 в одном из соседних блоков (перекрёстный эффект), что в свою очередь увеличивает долю делений U8, т. е. индекс δ8.

Значение коэффициента μ для активных зон уран-водных реакторов с тесной решёткой колеблется в диапазоне μ =1.03÷1.06.

### 2.1.5. Вероятность избежать резонансного поглощения

### (третья энергетическая группа)

В реакторах на тепловых нейтронах из общего числа нейтронов, поглощённых в процессе замедления, подавляющая часть поглощается на резонансах U8. Расчёт энергетического спектра нейтронов и вероятности избежать резонансного поглощения в этом случае не может быть выполнен аналитически. Поэтому используем достаточно точные приближения, основанные на физических соображениях.

Отнормируем поток нейтронов на объёмную скорость генерации нейтронов источником S(E)

 , (2.31)

тогда, полагая вероятность поглощения нейтронов Ri в интервале i-го резонансного пика с энергией ΔEri малой, можно записать

 , (2.32)

и вероятность избежать резонансного поглощения ϕi в этом интервале энергий

 ϕi = 1-Ri ≈ exp(-Ri). (2.33)

Для всех замедляющихся нейтронов будем иметь

, (2.34)

где Ef и Eгр - энергия деления нейтронов и энергия сшивки Ферми и Максвелла.

Вероятность избежать резонансного захвата определяется потоком , который зависит от отношения числа ядер замедлителя и поглотителя. При уменьшении концентрации ядер поглотителя спектр нейтронов приближается к спектру Ферми. В пределе бесконечно малая примесь поглотителя не сказывается на энергетическом распределении потока нейтронов в замедляющей среде и поток  в этом случае не возмущён

 . (2.35)

Подставляя это выражение в (2.34) получим

 . (2.36)

Уравнение (2.36) позволяет определить вероятность поглощения нейтронов R при условии . Рассчитаем теперь эту величину при любой концентрации ядер поглотителя, при этом в соответствии с (2.32) можно записать:

 . (2.37)

В реакторах на тепловых нейтронах основное поглощение при их замедлении происходит воспроизводящими нуклидами. Концентрации последних обычно настолько велики, что условие Ri <<1 (2.32) обычно не выполняется, поэтому необходимо при вычислении  использовать более точные выражения. Полагая, что среднее расстояние между резонансными уровнями поглощения значительно превышает ширину резонансов, можно показать, что отнормированный поток  отличается от асимптотического распределения только на резонансных пиках поглощения [1].

Учёт этого явления приводит к замене в выражении (2.35) Σs на Σt, т. е. возмущённое значение потока нейтронов , отнормированное на объёмную скорость генерации нейтронов будет иметь вид:

 . (2.38)

В этом случае в выражении (2.37) заменяя невозмущённый поток  на возмущённый (2.38) получим

 . (2.39)

Последнее выражение можно преобразовать к следующему виду

, (2.40)

где N0 - числовая ядерная плотность топлива;

 , (2.41)

- эффективный резонансный интеграл;

 , (2.42)

- эффективное резонансное поглощение.

Таким образом, для вычисления вероятности поглощений всех замедляющихся нейтронов с энергией от Ef до Егр необходимо значение Iэфф умножить на концентрацию ядер поглотителя N0 и асимптотическое значение потока нейтронов в шкале летаргии .

Эффективный резонансный интеграл имеет смысл интегрального в области замедления эффективного сечения поглощения и измеряется в барнах. Величина Iэфф в гетерогенной среде определяется не только сечением поглощения вещества-поглотителя , но и зависит от сечения рассеяния смеси, отнесённого к одному атому поглотителя . При уменьшении концентрации поглотителя параметр увеличивается и эффективное сечение  увеличивается. В пределе бесконечного разбавления =. Наоборот, наименьшее значение эффективного резонансного интеграла получается для чистого поглотителя в отсутствие замедлителя. При этом более высокие концентрации поглотителя приводят к резко выраженным провалам потока резонансных нейтронов, а следовательно, и к меньшему поглощению на одно ядро поглотителя.

Воспользуемся общепринятым определением ϕ, тогда вероятность избежать резонансного поглощения будет определяться (2.34)

 . (2.43)

При вычислении резонансного поглощения в гетерогенных средах задача ещё более усложняется, поскольку необходимо учитывать, что поток нейтронов зависит не только от энергии нейтронов (как это имеет место в гомогенной среде), но и от координат, т. е.:

 . (2.44)

В выражении (2.44) интегрирование по объёму ячейки можно заменить по объёму топлива, пренебрегая поглощением нейтронов в замедлителе, тогда:

 , (2.45)

здесь  - эффективный резонансный интеграл в гетерогенной среде; V0, Vя - объёмы топлива и ячейки соответственно; N0 - ядерная плотность топлива;  - средняя по ячейке замедляющая способность.

В реакторах ВВЭР замедляющая способность практически полностью определяется водой и её объёмом, в соответствии с этим расчётная формула для определения вероятности избежать резонансного поглощения принимает вид:

 . (2.46)

Таким образом, расчёт резонансного поглощения в гетерогенных средах сводится к расчёту эффективного резонансного интеграла. Отметим, что ϕ определяется эффективным резонансным интегралом только для U8, а для остальных материалов истинным резонансным интегралом поглощения (при бесконечном разбавлении) Ia∞, которое можно найти в справочной литературе.

Для реакторов ВВЭР характерна тесная решётка. В этой связи расчёт эффективного резонансного интеграла для топливных блоков из UO2 можно свести к эмпирической формуле:

 , (2.47)

где γр - коэффициент затемнения в решётке, вычисляется при значении постоянной Бэлла для третьей энергетической группы =1.27; F - площадь поверхности топливного блока в см2; М8 - масса поглотителя U8 в граммах; Σm - макроскопическое сечение рассеивателя - i, содержащегося в топливном блоке (для UO2 - кислород, уран 235), которое определяется выражением

 Σm=, (2.48)

где σpo - микроскопическое сечение потенциального рассеяния i-го лёгкого компонента в топливе для третьей группы находится по справочнику [1]; Ni - ядерная плотность этого компонента; λi - эффективность i-го рассеивателя, приведено в таблице 2.1.

Таблица 2.1 Эффективность различных рассеивателей

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Рассеиватель | Массовое число | Значение λ фактора |
| Водород, графит | 1-12 | 1.0 |
| Кислород | 16 | 0.94 |
| Алюминий | 27 | 0.90 |
| Железо | 56 | 0.50 |
| Уран, плутоний | 235, 239 | 0.20 |

Определение эффективного микроскопического сечения поглощения для U8 легко осуществить зная эффективный резонансный интеграл, в котором поглощение учитывается во всей области замедления от 10 МэВ до Егр. Поскольку нас интересует область замедления от 5.5 КэВ до 0.525 эВ, из значения Iaэфф, найденного из (2.47) необходимо вычесть его значение, соответствующее интервалу энергий от 10 МэВ до 5.5 КэВ

 , (2.49)

где ΔU - значение летаргий для 1 и 2 групп;  и  - микроскопические сечения поглощения нейтронов в 1 и 2 энергетической группе зоны U8.

Тогда искомое значение микроскопического сечения поглощения U8 в области резонансов будет равно разности значений (2.47) и (2.49), делённое на значение летаргии в третьей энергетической группе

 . (2.50)

В данном разделе необходимо ещё раз отметить принципы выбора энергетических групп, на примере четырёхгруппового приближения.

Для первой группы - нижний предел энергии - условная граница порога деления U238. Вторая группа объединяет надрезонансные нейтроны и ограничена энергией, ниже которой практически отсутствуют нейтроны деления. При таком выборе границ групп, доля нейтронов деления, попадающих в первую группу, χ(1)=0.752, во вторую χ(2)=0.248. Третья группа охватывает область резонансных энергий, четвёртая включает нейтроны тепловых энергий.

Как мы уже отмечали, резонансные поглощения оказывают влияние на спектр нейтронов, следовательно и на сечения, поэтому для данной энергетической области следует определить их с учётом резонансного поглощения. Сечения поглощения U5, Pu9, найдём по формуле [1]:

 ; (2.51)

 , (2.52)

где  - сечение рассеяния i-го элемента смеси, отнесённое к одному атому поглотителя. Эффективное сечение рассеяния U8

 , (2.53)

где λ8=0.2 - эффективность рассеяния U8, учитывающая отклонение от приближения узких резонансов; =1,27 - постоянная Бэлла; F=π⋅dтв⋅Н, см2 - поверхность топливного блока; М8=МU8=, - масса топлива одного ТВЭЛ в граммах.

Аналогично произведение можно найти по формуле:

 , (2.54)

где Аfi, Cfi, Dfi - эмпирические коэффициенты приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2

Значения эмпирических коэффициентов для делящихся нуклидов

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| нуклид | Af | Cf | Df |
| U235 | 37.3 | 26.8 | 1432 |
| Pu239 | 42.8 | 45.6 | 2449 |
| Pu241 | 56.7 | 96.1 | 2842 |

Таким образом, на данном этапе подготовлены микроскопические константы ядерных взаимодействий топливных компонент, к ним нужно отнести также справочные значения сечения увода σR. Тогда гомогенизированные макроскопические средние по ячейке сечения поглощения, увода и деления в нулевом приближении находятся из выражений

 ; (2.55)

 , (2.56)

где - макроскопические сечения поглощения нейтронов топливными компонентами и замедлителя соответственно. При расчёте σ и νf ⋅σf учитываются эффекты резонансного поглощения и их отличие от экспериментальных не превышает 1%. Однако сечение увода будет зависеть от вероятности избежать резонансного поглощения ϕ. Для расчёта ΣR (3) ,будем применять следующую иттерационную процедуру. По известным Σ(3) и  находим параметр  в нулевом приближении

 , (2.57)

где  - плотность воды при данной температуре (г/см3).

По аппроксимационным формулам определяется вероятность избежать резонансного поглощения в нулевом приближении °ϕ:

°ϕ = 1 - 0.9x, если x<1/3

°ϕ = 1.16463 - 1.99614x + 2.1319x 2- 0.97539x 3, если x ≥ 1/3.

Тогда исправленное сечение увода будет

 . (2.58)

И последнее: вероятность избежать резонансного поглощения в отсутствии утечки нейтронов для гомогенизированной активной зоны определяется по формуле:

 . (2.59)

В этом разделе численные значения коэффициентов в расчётных формулах для расчёта  отнесены к температуре топлива 300К без учёта эффекта Доплера. Зависимость эффективного резонансного интеграла от абсолютной температуры топлива T с учётом Доплер-эффекта можно представить в виде

 , (2.60)

где коэффициент β зависит от типа и состава топлива, а также от отношения F/M8:

 β=(0.535+0.47⋅λ0)⋅10-2, (2.61)

где ;значения  обсуждались при рассмотрении (2.47).

Резонансное поглощение нейтронов определяется как температурой на поверхности блока Тf, так и температурой на его оси Тмакс. Однако основным фактором определяющим Доплер-эффект является поверхностное поглощение, которое зависит от Тf. В этой связи предложена следующая формула для расчёта эффективной температуры топлива Т, входящей в выражение (2.60)

 , (2.62)

где  усреднённые по высоте температуры топлива на его поверхности и в центре.

Анализируя выражения (2.60) и (2.46) видно, что вероятность избежать резонансного поглощения ϕ убывает с ростом температуры топлива. В существующих ВВЭР реакторах ϕ находится в интервале 0.74-0.79.

### 2.1.6. Коэффициент использования тепловых нейтронов

В реакторах ВВЭР основная доля деления ядер (≈85÷90)% происходит нейтронами, входящих в четвёртую тепловую энергетическую группу. Поэтому параметры этой группы должны быть определены по возможности более точно.

Методика расчёта коэффициента использования тепловых нейтронов  следующая. По определению  есть



Рассмотрим трёхзонную ячейку (рис.2.2в). В такой ячейке коэффициент использования тепловых нейтронов определяется выражением:

 , (2.63)

где  - эффективные сечения поглощения в топливе, замедлителе и оболочке соответственно; V0, V1, V2 - геометрические сечения в ячейке соответственно топлива, замедлителя и оболочки, приходящиеся на единицу высоты.

Таким образом, для определения Θ необходимо найти отношения средних по зонам ячейки потоков  и , а также эффективные сечения поглощения в топливе, замедлителе и оболочке, которые представляют собой усреднённые по спектру сечения поглощения, для j зоны

 . (2.64)

Очевидно, что отношения потоков в различных зонах микроячейки будет зависеть от . Выбор метода их усреднения существенно влияет на точность определения  и соответственно Θ.

Наличие поглощения приводит к ужесточению спектра нейтронов в сравнении со спектром в не поглощающей среде.

Так как в ячейке поглощение в основном пространственно отделено от генерации нейтронов, то следует ожидать пространственную зависимость температуры нейтронного газа (рис.2.3).



Рис. 2.3 Распределение температуры нейтронного газа по элементам ячейки

Tn(r)- температура нейтронного газа; Т1- температура замедлителя

Рассмотрим трёхзонную ячейку состоящую из топливного блока радиусом V0, оболочки с толщиной стенки t, окружённую слоем водного замедлителя радиусом r1. Будем полагать, что поток нейтронов в оболочке будет зависеть от r линейно, тогда среднее значение его в оболочке:

 . (2.65)

Здесь  - перепад потока нейтронов на оболочке радиусом r2 = r0+t. Тогда относительное значение перепада потока нейтронов на оболочке  можно найти из решения диффузионного уравнения из условия t<< r0

 , (2.66)

где параметр оболочки  определяется как .

Отношение средних потоков в замедлителе и топливе можно представить следующим образом:

 . (2.67)

В выражении (2.67) внутренний блок-эффект определяется формулой:

 , (2.68)

где,  -средняя хорда в топливе; W0 -вероятность того, что нейтрон, родившийся в топливе после любого числа столкновений попадёт в замедлитель

 , (2.69)

где Σt0=N8⋅(σs+σα)8+ N5⋅(σs+σα)5+ N0⋅(σs+σα)0 -полное макроскопическое сечение топливного блока, σ и σS берутся из справочника для 4 энергетической группы; А- характеристика цилиндрического блока

 . (2.70)

На этом этапе можно рассчитать отношение  разделив (2.65) на , получим

 , (2.71)

где в правой части (2.71) оба слагаемые рассчитываются по (2.66) и (2.68).

В выражении (2.67) величина - избыточное поглощение, определяемое в диффузионном приближении [1]:

 , (2.72)

где , - транспортное сечение в замедлителе (Н2О); 

Поправка δ в (2.67) учитывает различие в значениях длины экстраполяции, полученное в диффузионном приближении и с помощью точных методов:

 , (2.73)

где

 , (2.74)

где 

Значения  в выражениях (2.72) и (2.73) рассчитываются через длину диффузии  и сечение поглощения 

 , (2.75)

которую можно представить в виде аппроксимационной зависимости для лёгкой воды:

 , (2.76)

где Т - температура замедлителя, - плотность воды в г/см2 при заданной температуре и давлении.

Из приведённых формул для вычисления отношения потоков видно, что при расчёте использованы усреднённые сечения .

Воспользуемся методом Хонека для расчёта . Схема расчёта –итеративная.

Расчёт начинается вычислением среднего по ячейке сечения поглощения в нулевом приближении

 , (2.77)

где  - средняя температура теплоносителя, К; - сечение поглощения в j зоне ячейки,  - справочные данные микроскопических сечений поглощения при энергии Е0 =0.0253 эВ.

Температура нейтронного газа в воде в i-ой итерации определяется выражением:

 , (2.78)

где ,  - плотность воды при данной температуре  и Т=293.6 К, соответственно; С\* - размерная константа, включающая в себя замедляющую способность воды, топлива и оболочки с весом объёмных долей для реакторов типа ВВЭР С\*=3.

Далее рассчитываются средние безразмерные скорости нейтронов в зонах ячейки: замедлителе, топливе и оболочке соответственно

   , (2.79)

где

 . (2.80)

В выражении (2.80) Р00i- вероятность для нейтрона, родившегося в зоне 0 и испытать в ней же первое столкновение, определяется формулой (2.16). Макроскопическое сечение  в первом приближении  – фактор соответствует скорости , во всех последующих  (2.82). Макроскопическое сечение  определяется выражением аналогичным (2.69) с соответствующими g-факторами для U5 и U8.

По найденным скоростям находятся средние сечения поглощения

 ; , (2.81)

где – фактор учитывающий отклонение  от закона , который определяется по справочным данным как для U5 так и U8 по температуре нейтронного газа в топливе

 . (2.82)

За этим рассчитываются отношения средних потоков  и  обращаясь к формулам (2.67) и (2.71).

Во втором и последующих приближениях средние по ячейке сечения поглощения рассчитываются с учётом потоковых отношений:

 . (2.83)

Расчёт повторяется до тех пор, пока отношение и не будут отличаться на величину 0.1%.

Зная отношение потоков нейтронов, можно рассчитать коэффициент использования тепловых нейтронов Θ по формуле (2.63), которое в существующих водо-водяных реакторах находится в пределах 0.8÷0.9.

### 2.1.7. Число вторичных нейтронов деления на один поглощённый топливом нейтрон

При рассмотрении жизненного цикла нейтронов вводится величина , которая по определению равна числу вторичных нейтронов деления на один поглощённый топливом тепловой нейтрон:

 . (2.84)

Для топлива, состоящего из смеси изотопов урана, можно представить в виде:

 , (2.85)

где  и  - микроскопические сечения поглощения нейтронов U5 и U8 соответственно, берутся из справочных данных для тепловой группы при энергии нейтронов Еn =0.0253 эВ; ; Χ - обогащение по U5 в относительных единицах; ; (Tn); - факторы поглощения и деления U5 и U8 соответственно.

Так как  определяется отношением двух макроскопических величин, характеризующих один и тот же элемент ячейки - топливо, то изменение спектра нейтронов слабо влияет на искомый параметр. Поэтому в выражении (2.85) используются микроскопические сечения соответствующие энергии Еn = 0.0253 эВ.

Таким образом, подготовлены все коэффициенты формулы четырёх сомножителей и можно найти коэффициент размножения бесконечного реактора

 . (2.86)

При этом мы использовали методику анализа нейтронов последовательных поколений.

### 2.1.8. Расчёт гомогенизированных четырёхгрупповых макроконстант.

Однако, применяя метод баланса нейтронов к жизненному циклу нейтронов, можно показать, что коэффициент размножения есть отношение числа нейтронов за единицу времени и в единице объёма  к числу поглощённых  применительно к четырёх групповому разбиению определяется выражением (2.3)

 ,

которое можно свести к зависимости (2.7).

Анализ этих выражений показывает, что для определения К∞ по этой методике необходимо знать гомогенизированные макроскопические сечения для всех четырёх групп.

Будем, как и ранее полагать для первых трёх групп двухзонную модель микроячейки (рис. 2.2.б), при этом, считая потоки нейтронов в оболочке и замедлителе мало различающимися и оболочка выполняет функции замедлителя:

 V1 = Vоб + Vзам, (2.87)

где Vоб, Vзам – площадь оболочки и замедлителя, приходящаяся на единицу длины.

Зазор между топливной таблеткой и оболочкой условно присоединяется к последней, при этом вводится фиктивная плотность оболочки

 , (2.88)

где  – плотность материала оболочки, найденная из справочных данных, г/см3; Vзаз – площадь зазора, приходящаяся на единицу длины.

После этого необходимо рассчитать макроскопические константы для оболочки и замедлителя

 , (2.89)

где и Моб – массовая плотность и масса моля материала оболочки; NA– число Авогадро; 0σjiоб – микроскопическое сечение j взаимодействия i-го материала оболочки, находятся из справочных данных; xi– мольная доля i-го компонента материала оболочки.

По аналогичной формуле определяется макроскопическое сечение для замедлителя

 , (2.90)

где  – массовая плотность воды при данной температуре и давлении; j = a, R, tr, str; n = 1, 2, 3 – номер энергетической группы.

Макроскопическое сечение j-го взаимодействия для топлива на основе UO2 в первой энергетической группе можно рассчитать из выражения

 , (2.91)

где x – обогащение топлива по U5; 0σ5j, 0σ8j, 0σOj - микроскопические сечения j-го взаимодействия для U5, U8, O, находятся по справочным данным для первой энергетической группы; j = a, f, R, str, tr, c, s.

Микроскопическое сечение поглощения во второй группе (σ8a)(2) уже зависит от геометрии, состава и типа используемого топлива. Поэтому для каждого варианта реактора в выражении (2.91) его нужно пересчитывать заново:

 , (2.92)

где d0 - диаметр топливного блока (см); (0Σa5)(2), (0Σa8)(2) – макроскопическое сечение поглощения U5 и U8 для второй энергетической группы, найденные из справочных данных; коэффициенты А и В для топлива из UO2 равны соответственно: А = 2.40; В = 136900.

Для двухзонной модели ячейки, гомогенизированное сечение зоны замедлителя можно определить

 , (2.93)

где n = 1, 2, 3 – номер энергетической группы; j = a, R, tr, c, s, str – тип взаимодействия.

На этом этапе мы подготовили массив макрокомпонент для всех элементов активной зоны в четырёхгрупповом приближении для холодного и горячего реактора, который сводим в таблицу 2.3. Коэффициент диффузии в зонах ТВЭЛ определяем из выражения

 

Таблица 2.3

Значения макроконстант водо-водяного реактора при Т=\_\_\_\_\_К

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Тип взаимодействия | Топливо,индекс «0» | Гомогенизи­рованный замедли­тель, индекс «1»  | Лёгкая вода, индекс «зам» | Оболочка, индекс«об» |
|  | 1 | 2 | 3 | 4 | 1 | 2 | 3 | 4 | 1 | 2 | 3 | 4 | 4 |
| Σf, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| νΣf, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Σc, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Σa, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| ΣR, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Σstr, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Σs, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Σtr, см-1 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| D, см |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |

Гомогенизация макроскопических сечений в зонах «0» и «1» производится с весами как объёмных долей, так и отношений потоков:

 , (2.94)

где n =1, 2 – номер энергетической группы; j = a, f, R, tr, c, s, str.

Для вычисления отношения средних потоков  в двухзонной ячейке нужно воспользоваться уравнением баланса нейтронов в блоке (2.25) с заменой вероятности P00(1) на Q00(1) для тесной решётки и уравнением баланса для ячейки в целом

 ; (2.95)

 . (2.96)

Исключая из уравнений (2.95) и (2.96) получим

 , (2.97)

где  и - действующие нейтронные сечения для топлива и замедлителя соответственно, находятся из выражений (2.22) и (2.21).

Для второй энергетической группы, отношение средних потоков можно найти, также используя уравнения баланса для топлива и ячейки в целом:

  (2.98)

где - эффективное сечение, определяющее число нейтронов поступающих из первой группы во вторую группу за счёт деления и увода в зоне «0» равное

 ; (2.99)

  (2.100)

где второе слагаемое в (2.100) определяет эффективное сечение, определяющее увод нейтронов из первой группы во вторую зоной замедлителя.

Вероятность для нейтрона, родившегося в блоке, испытать своё первое столкновение также в топливе для тесной решётки Q00(2) вычисляется по формуле (2.18) с параметром Бэлла =1,5.

Гомогенизация макроскопических сечений в третьей энергетической группе рассмотрена в разделе 2.1.5.

В четвёртой группе рассматривается трёхзонная модель ячейки. В этой области энергий учитывается различие потоков в оболочке и замедлителе. Отношения потоков для этого случая рассмотрены выше в методе Хонека, где гомогенизированные сечения определяются по формуле

 , (2.101)

где i - тип взаимодействия нейтрона с ядром, i = a, f, tr, s.

В уран-водных решётках возникают различия в свойствах среды в направлениях, параллельном и перпендикулярном топливным блокам. Учтём эту особенность при расчёте коэффициентов диффузии. Коэффициенты диффузии вдоль ТВЭЛов можно вычислить по формуле

  (2.102)

 . (2.103)

Коэффициент диффузии в перпендикулярном направлении от ТВЭЛ  можно вычислить через транспортные сечения

 . (2.104)

Транспортные сечения элементов ТВЭЛ для первых трёх групп в выражении, (2.104) рассчитываются по формуле (2.94), а для четвёртой - по (2.101), при этом (n = 1, 2, 3), где j обозначает элемент ячейки, исключая , которое определяется из выражений (2.75) и (2.76).

Полный коэффициент диффузии  определяется из геометрического способа усреднения по направлениям

 . (2.105)

Результаты расчёта гомогенизированных констант для холодного и горячего реактора сводим в таблицу 2.4.

Таблица 2.4

Расчётные гомогенизированные константы водо-водяного реактора ВВЭР\_\_\_\_\_\_.

|  |  |
| --- | --- |
|  | Номер энергетической группы |
| Расчётные величины | Холодный реактор | Горячий реактор |
|  | 1 | 2 | 3 | 4 | 1 | 2 | 3 | 4 |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |

По полученным данным, используя (2.6) и (2.7) определяем потоки в группах и коэффициент размножения бесконечного реактора при четырёхгрупповом разбиении спектра нейтронов в аддитивной схеме расчёта, результаты сводим в таблицу 2.5.

Таблица 2.5

Результаты расчёта спектра нейтронов в водо-водяном реакторе ВВЭР\_\_\_\_\_\_

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Номер энергетической группы | 1 | 2 | 3 | 4 |
| Поток нейтронов |  |  |  |  |

Важно теперь сопоставить результаты расчёта  методом четырёх сомножителей из найденного условия баланса нейтронов в четырёхгрупповом разбиении.

### 2.1.9. Расчёт методом дискретно-непрерывного замедления

Для расчета ректоров на тепловых нейтроном может быть предложен иной способ расчета макроконстант. Метод четырех сомножителей был предложен на заре ядерной энергетики и предназначался для расчета гетерогенных активных зон на основе четырех группового приближения. Главным недостатком этого метода является использование формул, полученных на основе эмпирических зависимостей для реактора ВВЭР. Данные зависимости были описаны только на основе 4-х группового приближения, что делало их простыми для расчета, однако расчет большего количество групп не представляется возможным.

Данный параграф предназначен для более наглядного метода поиска макросечений путем моделирования столкновений в активной зоне в 26-ти групповом приближении.

Рассмотрим пучек ТВЭЛов отдельной сборки ТВС в типичном водо-водяном реакторе на примере ВВЭР-1000 (рис 2.1.9.1).

А

А

Рис. 2.1.9.1. Регулярная структура треугольной решётки твэлов в ТВС.

Данная структура вдоль штрихпунктирных линий может быть рассмотрена, как чередующая совокупность различных слоев активной зоны. Рождающиеся нейтроны пересекают оболочки, замедлитель и снова могут попасть в топливо. Таким образом, треугольная структура может быть преобразована в линейную. (рис 2.1.9.2)

Рис. 2.1.9.2. Чередующая структура слоев активной зоны. (А-А)

Зная размеры зон элементарной ячейки, найденные в пункте 2.1.2., можно определить размеры рассматриваемых слоев. Размеры зон описываются средней хордой. Так как нейтрон, попав в зону топлива или замедлителя, проходит его полностью, то для них значения берем без изменений. С оболочкой дела обстоят сложнее, так как ее хорда учитывает положение стенок с обеих сторон от топливного блока. В нашем случае нейтрон пересекает одну из стенок оболочки и попадает в следующую зону. При рассмотрении размера слоя оболочки необходимо брать половину средней хорды.

Мы работаем в диффузионном приближении, рассматриваем множество нейтронов, такая задача является крайне сложной. Будем работать с неким средним нейтроном. Пусть изначально он появляется в центре топливного блока и распространяется перпендикулярно ему. На пути своего движения у него имеется единичная вероятность р взаимодействия (рассеяния), характеризующаяся средней длиной свободного пробега:

$$λ = \frac{1}{Σ\_{s}}$$

Будем работать с величиной 1-p. Изначально у нейтрона имеется нулевая вероятность рассеяния. Пусть нейтрон движется в слое, тогда он может или пролететь слой без взаимодействия или рассеяться в нем. В среднем он гарантированно рассеяться при прохождении пути, равного $λ$. Но что делать, если нейтрон проходит слой без взаимодействия? Если нейтрон прошел без соударения, то при дальнейшем движении увеличивается его вероятность рассеяния на $\frac{s\_{i}}{λ\_{i}}$, где si и λi ­– расстояние, проходимое нейтроном, и длина свободного пробега в i–ом слое. Когда вероятность станет единицей, то нейтрон рассеется и потеряет часть энергии.

Определим эту потерю при каждом соударении. Средний логарифмический декремент энергии характеризует среднее изменение энергии при одном соударении:

$$ξ=ln⁡\left(\frac{E\_{1}}{E\_{2}}\right)$$

Так как нейтрон замедляется при своем движении, то $E\_{1}>E\_{2}$. Из данной формулы можно определить конечную энергию нейтрона после соударения:

$$E\_{2}=E\_{1}e^{-ξ}$$

После каждого соударения нейтрон меняет свое направление в среднем на cos$φ$, увеличивается эффективный размер слоя активной зоны, так как нейтрон начинает двигаться под неким углом к изначальному своему положению.

При делении ядер рождаются нейтроны в широком диапазоне энергий. Распределение рождающихся нейтронов по скоростям называют спектром нейтронов деления χ. (Рис. 2.1.9.3.)



Рис. 2.1.9.3. Спектр нейтронов деления при ν равном 2,4 (k – номер группы).

Нейтроны одной энергетической группы имеют одинаковые микросечения. Можно представленным выше методом определить количество соударений в каждом слое для нейтронов одной группы. Просуммировав полученные значения, помноженные на долю нейтронов деления в этой группе, можно получить количество соударений для спектра нейтронов, что и будет являться вкладом топлива, замедлителя и оболочки в макроконстанты.

Данное распределение показывает количество нейтронов в конкретной группе, поэтому необходимо провести расчет для нескольких энергий одной группы и усреднить их. В расчете также необходимо учесть, что нейтроны рождаются во всем объеме топливной сборки, что требует рассмотрения несколько точек рождения и усреднения относительно их количества.

После этого можно перейти к расчету макросечений. При рассмотрения гомогенного реактора, макросечения находят по следующей формуле:

$$Σ\_{гом}=\sum\_{}^{}Σ\_{i}Ф\_{i}$$

, где

$Σ\_{i}-$ макрочесения элементов активной зоны (топлива, замедлителя, оболочки);

$Ф\_{i}-$ поток нейтронов в этих элементах.

 Гомогенизации предполагает смешение всех компонентов активной зоны, то есть получение смеси атомов среды. В таком случае вклад макросечений отдельных элементов в гомогенные макросечения будет пропорционален потоку нейтронов, расчет которого не представляется возможным.

Метод дискретно-непрерывного замедления позволяет использовать количество реакций рассеяния, как взвешивающий коэффициент в формуле для расчета сечений:

$$Σ\_{днз}=\frac{1}{N}∙\sum\_{}^{}Σ\_{i}N\_{i}$$

, где

$Σ\_{i}-$ макрочесения элементов активной зоны (топлива, замедлителя, оболочки);

$N\_{i}-$ количество соударений в слое;

$N-$ общее количество соударений нейтронов одной группы во всех слоях активной зоны.

 Стоит отметить, что в данной теории пока не рассматриваются реакции с исчезновением нейтронов, то есть реакции поглощения.

# 3. Расчёт эффективного коэффициента размножения

## 3.1. Расчёт одногрупповых констант активной зоны и отражателя

Выше приведён расчёт коэффициента размножения в бесконечной среде, то - есть не учитывалась утечка нейтронов из реактора, которая всегда имеет место. Аналогом  в случае конечного реактора служит эффективный коэффициент размножения - .

Для расчёта  необходимо знать:

1. Коэффициент размножения ;
2. одногрупповые константы активной зоны, в частности коэффициент диффузии нейтронов в активной зоне и в отражателе ;
3. площади миграции нейтронов в активной зоне и в отражателе .

Рассмотрим расчёт площадей миграции нейтронов в твэльной решётке активной зоны  и отражателя . Площадь миграции нейтронов в решётке определяется как сумма квадрата длины диффузии тепловых нейтронов и их возраста 

 . (3.1)

В нашем случае, квадрат длины диффузии в решётке пропорционален расстоянию, проходимому тепловым нейтроном до поглощения

 , (3.2)

где - длина диффузии в j-ой зоне ячейки; - вероятность для теплового нейтрона поглотиться в j- ой зоне. Если ячейка состоит из топлива, замедлителя и оболочки, то выражение (3.2) будет иметь вид

 , (3.3)

последнее слагаемое обычно имеет малое значение в сравнении с первым и вторым и им обычно пренебрегают.

Вероятность для нейтрона поглотиться в замедлителе

 , (3.4)

можно выразить через коэффициент использования тепловых нейтронов :

 , (3.5)

и тогда будем иметь окончательную формулу для расчёта длины диффузии:

 , (3.6)

где - длина диффузии в замедлителе определяется из формулы (2.75); , значения и рассчитаны и представлены в Таблице 2.3.

Из выражения (3.6) определяем Lp2 для холодного и горячего реактора при соответствующих значениях L12 и L02.

Определим теперь возраст нейтронов в каждой n-ой группе , рассматривая канал как гомогенную смесь входящих в него компонентов

 , (3.7)

где - доля объёма, занимаемая j-ым компонентом в ячейке; значения  и представлены в Таблице 2.3.

Если - доля нейтронов деления попадающих в первую группу, а - доля нейтронов деления, попадающих во вторую и третью группу, то выражение для возраста нейтронов в твэльной решётке будет иметь вид:

 г\_ п\_ пп\_ ппп\_ р\_ т\_ ф\_ пр\_

 . (3.8)

Рассчитав  из (3.8) и Lp2 из (3.6) используя выражения (3.1) определяем площадь миграции нейтронов в твэльной решётке .

Для определения нейтронных характеристик отражателя, необходимо определить его геометрические характеристики. В общем плане отражатель можно представить как макроячейку с поперечным сечением ( в этой главе далее индекс «2» соответствует отражателю, «1» - активной зоне). В реальном реакторе ВВЭР отражатель представляет чередующиеся слои воды и стали с суммарными площадями соответственно  и , которые можно найти из литературных источников, либо в крайнем случае непосредственно из рисунка. Будем рассматривать отражатель, как гомогенную смесь стали и воды, поэтому расчёт гомогенизированных констант будем вести с учётом объёмов стали  и воды .

Сталь отражателя представляет сплав, состоящий из следующих химических элементов: .

Рассчитав ядерные плотности для каждого из компонент и используя справочные значения микроконстант с учётом мольного содержания элементов в стали определяем групповые макроконстанты для стали отражателя, результаты сводим в таблицу 3.1. Коэффициент диффузии нейтронов в стали определяем из формулы (2.104).

Таблица 3.1

Макроскопические сечения взаимодействия нейтронов в стали отражателя

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Группа |  |  |  |  |  |
| 1 |  |  |  |  |  |
| 2 |  |  |  |  |  |
| 3 |  |  |  |  |  |
| 4 |  |  |  |  |  |

Используя макроконстанты для воды, рассчитанные для активной зоны (Таблица 2.3) соответственно для холодного и горячего реактора и соответствующие данные для стали, рассчитаем гомогенизированные параметры взаимодействия нейтронов с материалом отражателя с весами их объёмных долей. Результаты сводим в Таблицу 3.2.

Таблица 3.2

Гомогенизированные константы отражателя реактора ВВЭР\_\_\_\_ при температуре \_\_\_\_К.

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Группа |  |  |  |  |  |
| 1 |  |  |  |  |  |
| 2 |  |  |  |  |  |
| 3 |  |  |  |  |  |
| 4 |  |  |  |  |  |

На данном этапе необходимо определить параметры отражателя  расчёт возраста нейтронов в отражателе , как и для твэльной решётки, производим по формуле (3.7). Значения коэффициентов диффузии материалов отражателя сведены в Таблицах 3.1 и 3.2.

Зная квадрат длины диффузии тепловых нейтронов в отражателе

 , (3.9)

можно определить одногрупповой коэффициент диффузии в отражателе, как

 , (3.10)

тогда площадь миграции нейтронов в отражателе

 . (3.11)

Итак, в результате расчёта полученные значения одногрупповых констант сводим в Таблицу 3.3.

Таблица 3.3

одногрупповые константы холодного и горячего реактора

 ВВЭР \_\_\_\_

|  |  |
| --- | --- |
| Холодный реактор\_\_\_К | Горячий реактор\_\_\_К |
|   |   |
|   |   |
|   |   |
|   |   |

## 3.2. Гомогенный реактор с отражателем

В целях определения критических размеров плоского гомогенного реактора запишем уравнения диффузии для активной зоны и отражателя с соответствующими граничными условиями. Внутри активной зоны уравнение миграции и размножения нейтронов имеет вид:

 , (3.12)

где - материальный параметр активной зоны.

Отражатель не содержит делящегося материала, поэтому чисто формально можно записать

 , (3.13)

где - материальный параметр отражателя.

Граничные условия на поверхности раздела активной зоны и отражателя имеют вид:

 . (3.14)

На экстраполированной границе отражателя поток нейтронов обращается в нуль:

 . (3.15)

Решая уравнения (3.12) и (3.13), можно получить условие критичности реактора. Так для плоского реактора оно имеет вид:

 , (3.16)

где  - толщина отражателя; Н - высота активной зоны, которая устанавливает связь между геометрическими размерами и параметрами сред .

В реакторе без отражателя =0 условие критичности сводится к утверждению

  . (3.17)

Наличие отражателя приводит к уменьшению критических размеров, что следует из критерия критичности (3.16): критическая полутолщина  меньше . Вводим понятие эффективной добавки , определяемой как

 , (3.18)

Условие критичности, используя понятие , имеет вид [1]:

  (3.19)

Для тонких отражателей, когда  и  эффективная добавка

 , (3.20)

пропорциональна толщине отражателя.

В другом пределе , будем иметь

 . (3.21)

Так как  и - величины одного порядка, то

 , (3.22)

таким образом, в случае тонких отражателей δ определяется геометрическими характеристиками, а в случае толстых - физическими свойствами.

Используя понятие эффективной добавки, реальный критический реактор можно заменить критическим реактором без отражателя. Тогда критическое уравнение для плоского реактора с отражателем имеет вид:

 . (3.23)

Перейдём к рассмотрению цилиндрического реактора с радиусом R1, окружённого только боковым отражателем толщиной T и экстраполированной высотой Нэ.

Условие критичности для такого реактора имеет вид:

 , (3.24)

где R2 = R1 + T;  и ν2 – соответственно радиальные геометрические параметры активной зоны и отражателя, равные

 , (3.25)

J0, J1, I0, I1 – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка; К0, К1 – функции Бесселя от мнимого аргумента первого и второго рода.

Если δ << R и νR1 >> 1, то левую часть выражения (3.24) можно разложить в ряд Тейлора, а для правой использовать асимптотическое разложение функции Бесселя. В этом случае условие критичности можно записать так:

 . (3.26)

Множитель  учитывает кривизну активной зоны.

Если отражатель расположен на основаниях цилиндра, то задача решается аналогично рассмотренной выше.

Определив из (3.25) эффективную добавку δ для холодного и горячего реактора, нужно сравнить её значение с принятой величиной в тепловом расчёте и оценить систематическую погрешность определения поля температур, которая должна составлять не более 10%.

Материальный параметр цилиндрического реактора в критическом состоянии определим из выражения

 , (3.27)

где  - первый корень функции Бесселя первого рода нулевого порядка.

Тогда эффективный коэффициент размножения для холодного и горячего реактора будет равен

 . (3.28)

## 3.3. Расчёт кампании водо-водяного реактора

### 3.3.1. Изменение концентрации топливных компонент в реакторе

Во время работы в реакторе непрерывно протекают процессы, приводящие к изменению нуклидного состава. С течением времени постепенно выгорают ядра загруженного в реактор топлива и образуются новые. Среди последних следует выделить делящиеся ядра . Процесс накопления этих ядер принято называть воспроизводством делящегося материала.

Поглощение нейтронов теми ядрами, концентрация которых довольно быстро достигает равновесного значения, называют отравлением реактора. К этой группе относятся .

Все остальные новые ядра называют шлаками, а поглощение нейтронов этими ядрами - шлакованием реактора.

Для решения задачи используем ряд упрощений:

1. не будем учитывать ядра   ввиду малости их времени жизни;
2. считаем  и  шлаками из-за малости их сечения поглощения нейтронов;
3. пренебрегаем радиоактивным распадом всех изотопов урана и плутония и изменением во времени ядерной плотности ;
4. не будем учитывать поглощение нейтронов в области замедления, кроме радиационного захвата ядрами ;
5. предполагаем отсутствие пространственной зависимости потока нейтронов , то есть учитываем только среднее значение потока нейтронов в топливе;
6. рассмотрение процесса изменения нуклидного состав для элементарного объёма;
7. все величины, относящиеся к различным ядрам, будем записывать с соответствующими индексами: - 5, - 8, - 9, - 0, - 1.

Тогда система дифференциальных уравнений изменения во времени ядерных плотностей компонентов реактора имеет вид:

, (3.29)

где последнее слагаемое в уравнении для  описывает прибыль  за счёт резонансного радиационного захвата нейтронов ядрами .

Вводя величину - безразмерное время, которое представляет собой относительную убыль ядерной плотности  и связанное с реальным временем  отношением: , для  можно записать так:

, (3.30)

где -начальное значение ядерной плотности ; величина в секундах.

Расчёт временных зависимостей ядерных плотностей возможен, если известна зависимость потока нейтронов во времени. Если считать неизменной во времени мощность  реактора, то значение  в любой момент времени можно определить так:

 , (3.31)

где - тепловая мощность реактора, Вт;  - объём топлива в активной зоне реактора, см3.

 Задавая различные интервалы времени и подставляя значения микроконстант в уравнениях (3.30) и (3.31) можно построить зависимость изменения ядерных плотностей рассматриваемых изотопов как функции времени.

### 3.3.2. Оценка отравления реактора

Отравление реактора практически полностью определяется ядрами  и . Предположим, что  возникает лишь при делении . Если пренебречь также из-за малости его времени жизни и поглощения нейтронов нуклидом  ввиду малости его сечения поглощения, то дифференциальные уравнения изменения ядерных плотностей  и  во времени имеют вид:

 , (3.32)

где - вероятность выхода  на один акт деления ;  и - постоянные радиоактивного распада  и ; барн- сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами .

 В состоянии равновесия , тогда

 , (3.33)

где ;

 Перейдём к оценке отравления . Если пренебречь в цепочке образования , то для ядерных плотностей и  можно записать:

  (3.34)

где - вероятность выхода  при делении ; барн.

Подобно , для самария наблюдается насыщение при

 . (3.35)

Полагая, что насыщение достигается для каждого значения , можно рассчитать изменения равновесных концентраций и при различных временах работы реактора.

### 3.3.3. Шлакование реактора

Объединим шлаки в одну группу и будем оперировать суммарной ядерной плотностью. Пусть шлаки возникают лишь при делении  и , а также при радиационном захвате нейтронов , то есть отнесём к шлакам и .

Если считать, что масса шлаков  равна массе выгоревшего топлива, то выделение энергии  будет соответствовать образованию  шлаков, тогда при работе реактора тепловой мощностью в течении времени (сутки) масса выгоревшего топлива в граммах будет равна:

 . (3.36)

Зная массу шлаков для топлива на основе , можно определить их ядерную плотность

 , (3.37)

где  объём топлива в реакторе, в см3.

Для определения сечения поглощения тепловых нейтронов шлаками можно использовать следующие эмпирические формулы [1]:

 , (3.38)

где .

Диапазон изменения сечения  невелик и приблизительно равен (50÷60) барн.

### 3.3.4. Расчёт кампании реактора

Пусть коэффициент размножения бесконечного реактора определяется формулой четырёх сомножителей. Если предположить, что практически остаётся постоянной, то в процессе работы реактора будут изменяться только коэффициент использования тепловых нейтронов . Эффективное число вторичных нейтронов на один поглощённый топливом первичный тепловой нейтрон  , коэффициент размножения на быстрых нейтронах  и вероятность избежать резонансного поглощения  будем считать постоянными. Тогда  как функция времени может быть записана в следующем виде:

. (3.39)

Из выражения (3.39) видно, что характер изменения  во времени зависит от обогащения . При использовании слабо обогащённого топлива, когда доля нейтронов, поглощённых  относительно велика, в первый период работы реактора наблюдается незначительный рост , связанный с накоплением . Для обогащённого урана  от времени уменьшается практически линейно.

Таким образом, при заданной массе загружаемого топлива реактор может проработать ограниченный промежуток времени до тех пор, пока Kэф не станет равным единице.

Последовательность расчёта  заключается в том, что для фиксированных моментов времени определяется изотопный состав и коэффициент размножения. По результатам строится график , где соответствует началу кампании, а - концу кампании . Для больших реакторов  определяется из условия , то есть

 . (3.40)

## 3.4. Воспроизводство делящегося материалаг\_ п\_ пп\_ ппп\_ р\_ т\_ ф\_ пр\_

Для количественной характеристики процесса образования новых делящихся ядер используется понятие коэффициента воспроизводства. Коэффициент воспроизводства (КВ) удобно определять как соотношение скорости (темпа) накопления новых ядер к темпу выгорания загружаемых в реактор, тогда

 , (3.41)

где - интегральные по спектру нейтронов и объёму реактора скорости радиационного захвата и поглощения.

Для реакторов на тепловых нейтронах коэффициент воспроизводства можно определить [1]

 , (3.42)

где первое слагаемое в правой части (3.42) учитывает образование  благодаря радиационному захвату тепловых нейтронов ядрами , второе - резонансных нейтронов, а третье - убыль  вследствие поглощения тепловых нейтронов. Для таких реакторов  и значения его тем больше, чем меньше обогащение урана и чем больше скорость радиационного захвата нейтронов ядрами .

В водо-водянных реакторах .

# 4. органы управления реактора

В любом реакторе имеется независимая система - СУЗ для изменения . Необходимость её очевидна, если рассмотреть задачи решаемые СУЗ:

1. компенсация избыточной реактивности, медленно уменьшающейся во времени в результате выгорания топлива;
2. регулирование - изменение мощности реактора, а также компенсация малых отклонений от критичности, вызванных случайными изменениями параметров реактора, например, температуры теплоносителя;
3. аварийная защита - быстрое прекращение процесса деления.

Чаще всего - это подвижные цилиндрические стержни, в состав которых входит бор.

Из нейтронно-физического расчёта известны значения эффективных коэффициентов размножения реактора для различных температур. Максимальный избыток реактивности  должен быть скомпенсирован регулирующими стержнями. Кроме того, необходимость перевода реактора в подкритическое состояние требует реализации значения Кэф0≈ 0.99. Эффективность стержней СУЗ ΔКэфст должна быть таковой, чтобы скомпенсировать избыточный запас реактивности и перевод реактора в подкритическое состояние

 ΔКэфст = Кэфмакс - Кэф0. (4.1)

Эффективность стержней определяется двумя факторами, каждый из которых приводит к снижению Кэф реактора. Первый из них - поглощение нейтронов материалом самого стержня, второй эффект связан с увеличением утечки нейтронов из реактора после введения в него поглощающего стержня, за счёт радиального перераспределения потока нейтронов и увеличения его вблизи границы реактора (при постоянной мощности реактора).

Можно считать, что введение в реактор поглощающего стержня эквивалентно появлению внутри активной зоны новой границы, на которой поток обращается в нуль. Положение этой границы определяется эффективным радиусом стержня.

Таким образом, при расчёте поглощающих стержней необходимо рассмотреть две задачи: определение эффективного размера и определение эффективности стержня с заданным эффективным размером.

Первая задача решается просто в случае, если в стержне поглощаются все попадающие в него нейтроны (абсолютно чёрное тело). Выражение для Rстэф имеет вид [1]

 , (4.2)

где Rст - геометрический радиус стержня;  - гомогенизированное транспортное сечение материалов активной зоны в тепловой группе;  - безразмерная длина экстраполяции, которая определяется из выражения:

 . (4.3)

Значения функции  приведены в Таблице 4.1

Таблица 4.1

Значения функции 

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  | F |  | F |
| 0 | - | 0.60 | 0.697 |
| 0.025 | 2.644 | 0.7 | 0.627 |
| 0.050 | 2.305 | 0.8 | 0.574 |
| 0.10 | 1.835 | 0.90 | 0.524 |
| 0.20 | 1.334 | 1.00 | 0.485 |
| 0.30 | 1.070 | 5.00 | 0.124 |
| 0.40 | 0.903 | 10.0 | 0.064 |
| 0.50 | 0.784 | ∞ | 0 |

Как уже отмечалось, введение в реактор поглощающего стержня эквивалентно появлению новой - внутренней границы реактора, то есть изменение Kэф в реакторе со стержнем обусловлено изменением геометрического параметра. Сравнивая два критических реактора со стержнем и без него, можно получить выражение для расчёта эффективности стержня ΔКэфст:

 , (4.4)

где Rэф - эффективный радиус реактора;  - площадь миграции нейтронов в активной зоне реактора.

При рассмотрении реактора с учётом только тепловых нейтронов выражение (4.4) будет иметь вид

 . (4.5)

Формулы (4.4) и (4.5) можно применять для реакторов, у которых эффективная добавка значительно меньше размеров активной зоны.

Если в реакторе требуется установка большого количества регулирующих стержней, располагаемых на различных j - х радиусах rj, то их суммарная эффективность

 , (4.6)

где  - эффективность стержня в центре активной зоны; Ф(0) и Ф(rj) - потоки нейтронов в центре активной зоны и на радиусе rj.

Для однородного реактора с экстраполированным радиусом Rэ без отражателя выражение (4.5) будет иметь вид

 , (4.7)

где J0 - функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Более точный расчёт эффективности регулирующего стержня можно провести в двухгрупповом приближении, для этого случая физический вес стержня можно определить из выражения:

 , (4.8)

где  - возраст нейтронов в активной зоне реактора.

Часто в реакторе бывает так много стержней СУЗ, что они образуют правильную решётку. В этом случае можно считать, что влияние стержней на Kэф сводится лишь к изменению коэффициента использования тепловых нейтронов Θ на величину ΔΘ. Тогда для тепловых нейтронов, поглощённых в регулирующем стержне:

 . (4.9)

Тогда

 , (4.10)

где K∞макс - максимальный коэффициент размножения в среде без стержней СУЗ.

Расчёт Θр аналогичен расчёту коэффициента использования тепловых нейтронов Θ. Рассмотрим двухзонную ячейку, состоящую из центральной зоны радиусом Rcт (индекс «0») - регулирующий стержень и периферийной зоны внешним радиусом r1 (индекс «1») - часть гомогенизированной среды реактора, приходящаяся на один стержень. Будем считать, что в стержне поглощаются все падающие на него тепловые нейтроны. Тогда достаточно решить уравнение диффузии зоны 1 с граничными условиями

 . (4.11)

По определению Θр равно отношению скоростей поглощения нейтронов в зоне 0 и во всей ячейке. Решая эту задачу в диффузионном приближении можно получить [1]:

 , (4.12)

где  материальный параметр зоны «1».

Если , то формула (4.12) будет иметь вид

 . (4.13)

Выразив из (4.12) значение r1 и вычислив площадь, приходящуюся на один стержень Sст, можно определить число стержней:

 . (4.14)

В реакторе ВВЭР-1000 используется кластерное стержневое регулирование. Стержни диаметром 8.2 мм расположены в 108 кассетах по 12 в каждой.

### Выводы:

По проделанным расчётам необходимо сравнить полученные результаты с экспериментальными и попытаться объяснить их расхождение. Сравнение лучше представить в виде таблицы.

Таблица 4.2

Сравнение экспериментальных и расчётных данных реактора ВВЭР \_\_\_.

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| №  | Величина | Эксперимент | Расчёт |
| п/п |  | холодный р-р | горячий р-р | холодный р-р | горячий р-р |
| 1. | Коэффициент размножения на быстрых нейтронах -μ |  |  |  |  |
| 2. | Вероятность избежать резонансного захвата -ϕ |  |  |  |  |
| 3. | Коэффициент использования тепловых нейтронов -Θ |  |  |  |  |
| 4. | Доля вторичных нейтронов деления на один поглощённый топливом нейтрон -νэфт |  |  |  |  |
| 5. | Возраст нейтронов τр, м |  |  |  |  |
| 6. | Квадрат длины диффузии Lр2, м |  |  |  |  |
| 7.  | Начальный запас реактивности ΔKэф |  |  |  |  |
| 8. | Коэффициент воспроизводства KB |  |  |  |  |
| 9. | Число стержней регулирования |  |  |  |  |
| 10. | Время компании, сут. |  |  |  |  |

Список используемой и рекомендуемой литературы:

1. Бартоломей Г. Г., Бать Г. А., Основы теории и методы расчёта ядерных энергетических реакторов. - М.: Энергоиздат, 1989. - 512 с.
2. Деменьтьев Б. А., Ядерные энергетические реакторы. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 280 с.
3. Емельянов И. Я., Конструирование ядерных реакторов. - М.: Энергоатомиздат, 1982. - 398 с.
4. Галанин А. Д., Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. - М.: Атомиздат, 1959. - 420 с.
5. Марчук Г. И., Методы расчёта ядерных реакторов - М.: Атомиздат, 1961. - 360 с.
6. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П., Справочник по теплогидравлическим расчётам. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 293 с.
7. Гордеев И. В., Кондрашёв Д. А., Малышев А. В., Ядерно-физические константы. Справочник. - М.: Госатомиздат, 1963.