

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	5
1. ТОПЛИВНЫЕ ЦИКЛЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ.....	6
1.1. Ядерное топливо .....	6
1.2. Классификация ядерных топливных циклов .....	7
1.3. Традиционные ядерные топливные циклы .....	10
1.3.1. Открытый уран-плутониевый ЯТЦ на естественном уране.....	10
1.3.2. Открытый уран-плутониевый ЯТЦ на обогащенном уране.....	12
1.3.3. Замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ с возвратом в цикл невыгоревшего урана .....	14
1.4. Перспективные ядерные топливные циклы .....	16
1.4.1. Замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ .....	16
1.4.2. Замкнутый торий-урановый ядерный топливный цикл .....	22
2. ЭКСПЛУАТАЦИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ .....	25
2.1 Общие сведения .....	25
2.2. Выделение энергии при делении .....	27
2.3. Вероятность процесса деления.....	28
2.4. Коэффициент деления .....	31
2.5. Замедление нейтронов.....	31
2.6. Коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде .....	33
2.7. Утечка нейтронов и критические размеры активной зоны .....	38
2.8. Баланс ядерных материалов в активной зоне реактора .....	40
3. НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НУКЛИДОВ, ВХОДЯЩИХ В СОСТАВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА .....	43
3.1. Нейтронно-физические параметры делящихся нуклидов .....	43
3.2. Нейтронно-физические параметры воспроизводящих нуклидов .....	48
3.3. Выход запаздывающих нейтронов при делении для делящихся и воспроизводящих нуклидов.....	52
3.4. Нейтронно-физические параметры нуклидов, накапливающихся в процессе облучения ядерного топлива.....	53
3.5. «Отравление» реакторной установки, работающей в различных ЯТЦ.....	55
3.6. Нейтронно-физические параметры промежуточных нуклидов: протактиния и нептуния.....	56

4. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ .....	59
4.1. Физика нейтронов в реакторе .....	59
4.1.1. Коэффициент размножения в мультиплицирующей системе .....	59
4.1.2. «Жизненный цикл» нейтронов .....	62
4.1.3. Эффективный коэффициент размножения в мультиплицирующей системе .....	70
4.2. Нейтронно-физический расчет реактора .....	71
4.2.1. Задачи нейтронно-физического расчета .....	71
4.2.2. Схема нейтронно-физического расчета .....	73
4.2.3. Структура нейтронно-физического расчета .....	74
4.2.4. Процедура гомогенизации и определение эффективных параметров ячейки (модуль 3) .....	76
4.2.5. Подготовка одногрупповых и двухгрупповых констант для расчета реактора в целом (модуль 4) .....	79
4.2.6. Определение эффективного коэффициента размножения (модуль 5) .....	82
4.2.7. Расчет параметров системы борного регулирования (модуль 6) ...	83
4.2.8. Определение длительности кампании реактора (модуль 8) .....	84
4.2.9. Оценочный расчет коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде .....	84
5. ВЫГОРАНИЕ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА .....	86
6. ВОСПРОИЗВОДСТВО ЯДЕРНОГО ГОРЮЧЕГО .....	90
6.1. Коэффициент воспроизводства или конверсии .....	90
6.2. Связь коэффициента воспроизводства с коэффициентом размножения для бесконечного реактора в двухгрупповом приближении .....	96
6.3. Период удвоения массы ядерного горючего .....	100
ЛИТЕРАТУРА .....	103

## ВВЕДЕНИЕ

Атомная энергетика – это сложное производство, включающее множество промышленных производств и процессов, которые в совокупности образуют ядерный топливный цикл. Существуют различные типы ядерных топливных циклов, зависящие от типа реактора, вида ядерного топлива и от того, каким образом реализуется замыкающая часть цикла.

Традиционный ядерный топливный цикл состоит из следующих процессов. В рудниках добывается руда, содержащая воспроизводящие и делящиеся материалы. Для выделения полезных в топливном цикле материалов руду измельчают на предприятиях по добыче руды, там же реализуют процесс выщелачивания и получают концентраты воспроизводящих и делящихся материалов. Затем концентраты очищают и получают гексафторид урана – газообразное соединение. Для увеличения концентрации делящихся нуклидов в ядерном топливе гексафторид урана обогащают на заводах по разделению изотопов. Затем из обогащенного гексафторида урана получают твердый диоксид урана, из которого изготавливают топливные таблетки. Из таблеток собирают тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы), которые объединяют в тепловыделяющие сборки (ТВС) для загрузки ядерного топлива в активную зону ядерного реактора. Извлеченное из активной зоны реактора облученное топливо высоко радиоактивно и требует выдержки в бассейнах на территории атомной электростанции. Затем облученное ядерное топливо транспортируется либо на переработку, с возможностью возврата в топливный цикл делящихся нуклидов, либо на долговременное хранение. По истечении срока службы и сам реактор должен быть выведен из эксплуатации (с дезактивацией и удалением в отходы узлов реактора). Каждый этап топливного цикла спроектирован так, чтобы обеспечивались защита окружающей среды, радиационная и ядерная безопасность.

В данном учебном пособии рассматриваются основы анализа параметров внутреннего ядерного топливного цикла (ЯТЦ), т.е. той части ЯТЦ, которая реализуется на атомной электростанции. Приводятся соотношения для оценки эффективности эксплуатации ядерного топлива в активной зоне реактора и определяющие параметры выгорания и воспроизводства делящихся материалов.

# 1. ТОПЛИВНЫЕ ЦИКЛЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

## 1.1. Ядерное топливо

Во всех энергетических реакторах в настоящее время в качестве ядерного топлива (ЯТ) используется уран: или природный, содержащий 0,714%  $^{235}\text{U}$  (тяжеловодные реакторы), или, как правило, обогащенный, в котором содержание  $^{235}\text{U}$  повышено до нескольких процентов. Некоторые опытные энергетические реакторы работают также на  $^{232}\text{Th}$  (в них воспроизводится делящийся изотоп  $^{233}\text{U}$ ) или на  $^{239}\text{Pu}$  в смеси с  $^{238}\text{U}$  в качестве добавки к  $^{235}\text{U}$  («смешанное топливо»).

Независимо от того, какое топливо используется в реакторе, твэл должен обладать способностью выдерживать температуры, значительно превышающие 1000 °С, не испытывая какого-либо физического или химического повреждения под воздействием тепла или облучения. Твэлы, изготовленные из металлического урана, обладают высокой теплопроводностью, что максимально снижает теплонапряженность, но, к сожалению, уран плавится при 1130 °С, а плутоний при 640 °С. Более того, металлический уран имеет три, а плутоний шесть аллотропических форм в пределах от комнатной температуры до их температур плавления. В результате влияние поля излучения и высокой температуры как в отдельности, так и вместе, может вызывать перекристаллизацию в различных аллотропических формах, приводя к значительным изменениям физических размеров топливного стержня. Такие деформации в твэле снижают механическую прочность и повышают возможность коррозии, даже если твэлы имеют металлическую оболочку.

В большинстве энергетических реакторов в настоящее время в качестве топлива используют заключенные в оболочку керамические таблетки из  $\text{UO}_2$ ,  $\text{PuO}_2$  и  $\text{ThO}_2$ . В некоторых реакторах испытывается  $\text{UC}$ . Размер цилиндрических таблеток примерно 10 × 10 мм (диаметр × высота). Твэлы из керамического топлива обладают термостойкостью, не испытывают фазовых превращений металлов и более устойчивы к радиационным эффектам. К сожалению, теплопроводность керамических твэлов ниже чем у металлических, в результате чего в керамических твэлах часто возникают довольно высокие температурные градиенты (до 100 °С/мм). Установлено, что в результате существования таких градиентов керамическое топливо может плавиться в центре твэла (температура плавления  $\text{UO}_2 = 2700$  °С), даже если температура на поверхности твэла значительно ниже температуры плавления топлива. Чтобы обеспечить максимальную теплопроводность

в керамическом топливном материале его спекают и прессуют до плотности около 11 г/см для  $\text{UO}_2$ .

В том случае, когда применяются твэлы из смешанного уран-плутониевого топлива, например в водо-водяных (<5%  $\text{PuO}_2$ ) или быстрых ( $\leq 15\%$   $\text{PuO}_2$ ) реакторах, смесь  $\text{UO}_2 - \text{PuO}_2$  должна быть более однородной в структурном отношении и находиться в форме твердого раствора. Это лучше всего достигается при совместном осаждении этих четырехвалентных актиноидов, обычно в форме оксалатов, с последующим прокаливанием получаемого осадка. Тепловыделяющие сборки из смешанного уран-плутониевого топлива уже в течение многих лет включают в активные зоны многих европейских водо-водяных реакторов без каких-либо технических трудностей. Кроме того, смешанные топлива на основе оксидов урана и тория используются в реакторах на тяжелой воде.

В гомогенном реакторе активная зона может состоять из расплавленного металла, расплавленной соли, водного или органического раствора. В гетерогенных реакторах топливо большей частью представляет собой стержни из оксида металла. Топливным материалом может быть почти любое сочетание ядер делящегося и сырьевого материала в смеси. Возможно их отделение друг от друга, как в концепции «активная зона (делящийся материал) и зона воспроизводства (сырьевой материал)». В качестве замедлителя можно использовать  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$ , Be, графит или органический растворитель. Выбор теплоносителя еще шире: им может быть расплавленный металл, расплавленная соль,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$  или органический растворитель, а также газообразная  $\text{CO}_2$ , гелий или водяной пар.

## 1.2. Классификация ядерных топливных циклов

**Ядерный топливный цикл (ЯТЦ)** включает все операции, связанные с делящимся и сырьевым материалами, необходимыми для производства электроэнергии, и радиоактивными продуктами, образующимися в ходе этих операций. Топливный цикл удобно разделить на две части: начальную и замыкающую, причем границей, разделяющей эти части, можно считать атомную электростанцию (АЭС). АЭС работает в цикле с предприятиями по добыче и переработке (включая транспортировку) ядерного топлива и является одним из звеньев предприятий и производств ЯТЦ.

**Начальная часть** включает разведку, добычу и переработку руды, изотопное разделение и изготовление тепловыделяющихборок

**Замыкающая часть** включает переработку облученного топлива, обработку и удаление радиоактивных отходов.

Схему взаимодействия предприятий ядерного топливного цикла, обслуживающие АЭС и относящиеся к начальной и замыкающей части, можно назвать **внешним ЯТЦ**. Схему обращения с ядерным топливом внутри АЭС относят к **внутреннему ЯТЦ**, включающему: ядерный реактор, обогащение и параметры эксплуатации ядерного топлива, схемы перегрузки ядерного топлива, времени его выдержки после выгрузки из реактора и т.д.

Энергию деления можно получать, используя в качестве исходного материала уран (вариант топливного цикла с однократным использованием урана и уран-плутониевый топливный цикл) и торий (торий-урановый топливный цикл). Ядерную энергию нельзя получить с одним торием, поскольку у природного тория нет делящихся изотопов; торий-урановый цикл начинается с реакторов, работающих на уране или плутонии.

Выбор ЯТЦ является критичным фактором будущего развития атомной энергетики отвечающий на вопросы:

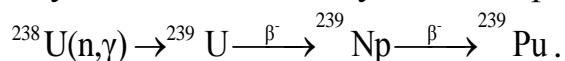
- какой вид ядерного топлива используется (начальная часть)?
- какие типы ядерных реакторов эксплуатируются?
- какие методы применяются при обращении с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ) (замыкающая часть)?

Решение этих вопросов затрагивает четыре ключевые **проблемы атомной энергетики**:

- **ядерная и радиационная безопасность;**
- **стоимость энергии;**
- **распространение ядерных материалов;**
- **захоронение отходов.**

ЯТЦ можно разделить по начальной части на:

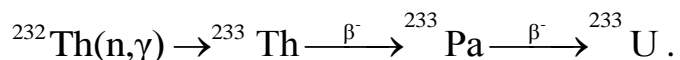
1) **уран-плутониевый ЯТЦ** – когда в качестве основного воспроизводящего нуклида используется  $U^{238}$ . При его облучении образуется делящийся нуклид  $Pu^{239}$  по следующей ядерной реакции



В свою очередь нейтроны могут испытать несколько последовательных радиационных захватов ядром  $Pu^{239}$ , образуя другие более тяжелые изотопы плутония. Уран-плутониевые ЯТЦ подразделяются на циклы:

- 1.1) **на естественном (природном) уране;**
- 1.2) **на обогащенном уране.**

2) **торий-урановый ЯТЦ** – когда в качестве основного воспроизводящего (сырьевого) нуклида используется  $\text{Th}^{232}$ . При его облучении образуется делящийся нуклид  $\text{U}^{233}$  по следующей ядерной реакции



Аналогично уран-плутониевому ЯТЦ в этом топливном цикле также образуются другие изотопы урана.

3) **смешанный топливный цикл** – когда в качестве основных воспроизводящих и делящихся нуклидов используются различные комбинации Th, U и Pu.

Все эти топливные циклы, как правило, начинаются с единственного имеющегося в природе делящегося изотопа урана  $\text{U}^{235}$ .

ЯТЦ можно разделить по замыкающей части:

1) **открытый ЯТЦ** – когда облученное топливо без извлечения воспроизводящих и делящихся нуклидов, таких как Th, U и Pu, после промежуточного хранения отправляют на долговременное хранение непереработанного облученного топлива;

2) **замкнутый (закрытый) ЯТЦ** – когда из облученного топлива извлекают воспроизводящие и делящиеся нуклиды с целью возврата их в ядерный топливный цикл.

Химические соединения и элементы, входящие в состав урановой руды накладывают ограничения на технологию ее добычи, переработки и получения самого урана. Поэтому совершенствование технологии и внедрение более дорогостоящих химических методов позволяет вовлекать в ЯТЦ обедненные ураном руды или руды с более сложным химическим составом. Затраты на извлечение урана составляют от 10 до 70 \$ за 1 кгU. Объем всего урана, который доступен в природе для человека, практически прямопропорционален затратам на его извлечение [1]. Например, достоверные мировые запасы урана при затратах на извлечение 10 \$/кгU составляют около 300 тыс. тонн, а при 70 \$/кгU – около 3 млн. тонн.

Реализация открытого топливного цикла зависит от имеющихся запасов урана по коммерчески привлекательной цене. Замкнутый ЯТЦ продлевает период поставок топлива, а при использовании реакторов – размножителей на быстрых нейтронах может перевести ядерную энергетику в режим самообеспечения, т.е. масса воспроизводимого делящегося материала в быстром реакторе равна массе «сжигаемого» делящегося материала в тепловых реакторах. В настоящее время действующая технология переработки отработанного ядерного топлива требует больших капитальных вложений, главным образом, для

обеспечения ядерной и радиационной безопасности. Далекo не каждая страна, эксплуатирующая ядерную энергетику, может позволить себе переработку ОЯТ. В целом для выбора открытого или замкнутого ЯТЦ проводится экономическое обоснование, которое учитывает запасы урана в стране, его стоимость и затраты на переработку ОЯТ.

Традиционными ядерными топливными циклами являются открытые уран-плутониевые ЯТЦ на природном или обогащенном уране (в литературе их зачастую называют урановые ЯТЦ) и замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ с возвратом в цикл невыгоревшего урана. Все остальные топливные циклы находятся на стадии исследований или реализованы в единичных случаях, и относятся к перспективным ЯТЦ.

### 1.3. Традиционные ядерные топливные циклы

#### 1.3.1. Открытый уран-плутониевый ЯТЦ на естественном уране

История развития ядерной энергетики начиналась с реализации открытого уран-плутониевого ЯТЦ на естественном (природном) уране. Схема этого ЯТЦ изображена на рисунке 1.1.

ЯТЦ на природном уране является открытым, т.к. наработанный в нем плутоний не возвращается в цикл, а идет на специальные работы или накапливается во временных хранилищах. Уран в случае регенерации топлива имеет слишком малое содержание делящегося изотопа  $^{235}\text{U}$  для того, чтобы использовать его в качестве основного топлива (примерно 2...5 кг на одну тонну урана).

Отсутствие звена обогащения в открытом ЯТЦ на природном уране значительно снижает первоначальные затраты на ядерное топливо. Частично затраты на топливо окупаются накопленным плутонием, содержание которого в отработавшем ядерном топливе составляет 1,5...3,5 кг на тонну урана.

**Открытый уран-плутониевый ЯТЦ на естественном уране реализуется в тяжеловодных (тяжелая вода используется в качестве замедлителя и теплоносителя) и уран-графитовых реакторах с газовым теплоносителем, т.к. тяжелая вода, графит и газовые теплоносители, такие как гелий, слабо или совсем не поглощают нейтроны. Тяжелая вода, как замедлитель, обладает лучшими нейтронно-физическими параметрами. Она имеет значение замедляющей способности выше, а значение сечения радиационного захвата меньше, чем у графита. Поэтому тяжеловодные реакторы могут работать и на металлическом уране, и на диоксиде урана. Уран-графитовые реакторы способны работать только на металлическом**



уране. Допустимая глубина выгорания ядерного топлива на металлическом уране ограничивается прочностью оболочки ТВЭЛов, на диоксиде урана таким ограничением является запас реактивности реактора.

При оценке экономической эффективности топливных циклов на естественном уране необходимо учитывать то, что сравнительной простоте ЯТЦ и низким затратам на изготовление свежих тепловыделяющих сборок (ТВС) противостоят большие капиталовложения в АЭС и предприятия внешнего топливного цикла в замыкающей части. Это связано с тем, что ядерные реакторы на природном уране имеют низкие значения:

- удельной мощности топлива, что приводит к строительству либо большой активной зоны (АЗ) реактора, либо к сравнительно большому количеству энергоблоков на одной АЭС;

- температуры теплоносителя на выходе из АЗ, что приводит к низкому значению к.п.д. турбины и как следствие низкой электрической мощности АЭС;

- глубины выгорания ядерного топлива, что приводит к большому объему выгружаемого из ядерного реактора ОЯТ.

Все эти значения, накладываясь, еще больше увеличивают объемы ОЯТ выходящие с АЭС на предприятия замыкающей части ЯТЦ. Увеличить значения энергонапряженности топлива и температуры теплоносителя возможно с помощью уменьшения диаметра ТВЭЛов, что в свою очередь приведет к росту их стоимости.

Отработанное ядерное топливо, выгружаемое из ядерного реактора в ЯТЦ на природном уране содержит достаточно большое количество невыгоревшего  $^{235}\text{U}$ , сырьевого нуклида  $^{238}\text{U}$ , делящихся и сырьевых нуклидов плутония. Большие объемы ОЯТ в ЯТЦ на природном уране и практическое отсутствие окончательной технологии переработки ОЯТ, позволяющей перерабатывать ОЯТ в производственных масштабах, приводит к концентрации больших объемов ОЯТ во временных хранилищах (рис. 1.1). Преимущество этого варианта топливного цикла в том, что он исключает возможность использования плутония в военных целях.

Пожалуй, самым известным ядерным реактором, способным работать на природном уране, является тяжеловодный реактор – CANDU, Канада.

В настоящее время практически все ядерные реакторы работают на обогащенном уране, а ЯТЦ на естественном уране представляет собой главным образом исторический интерес.

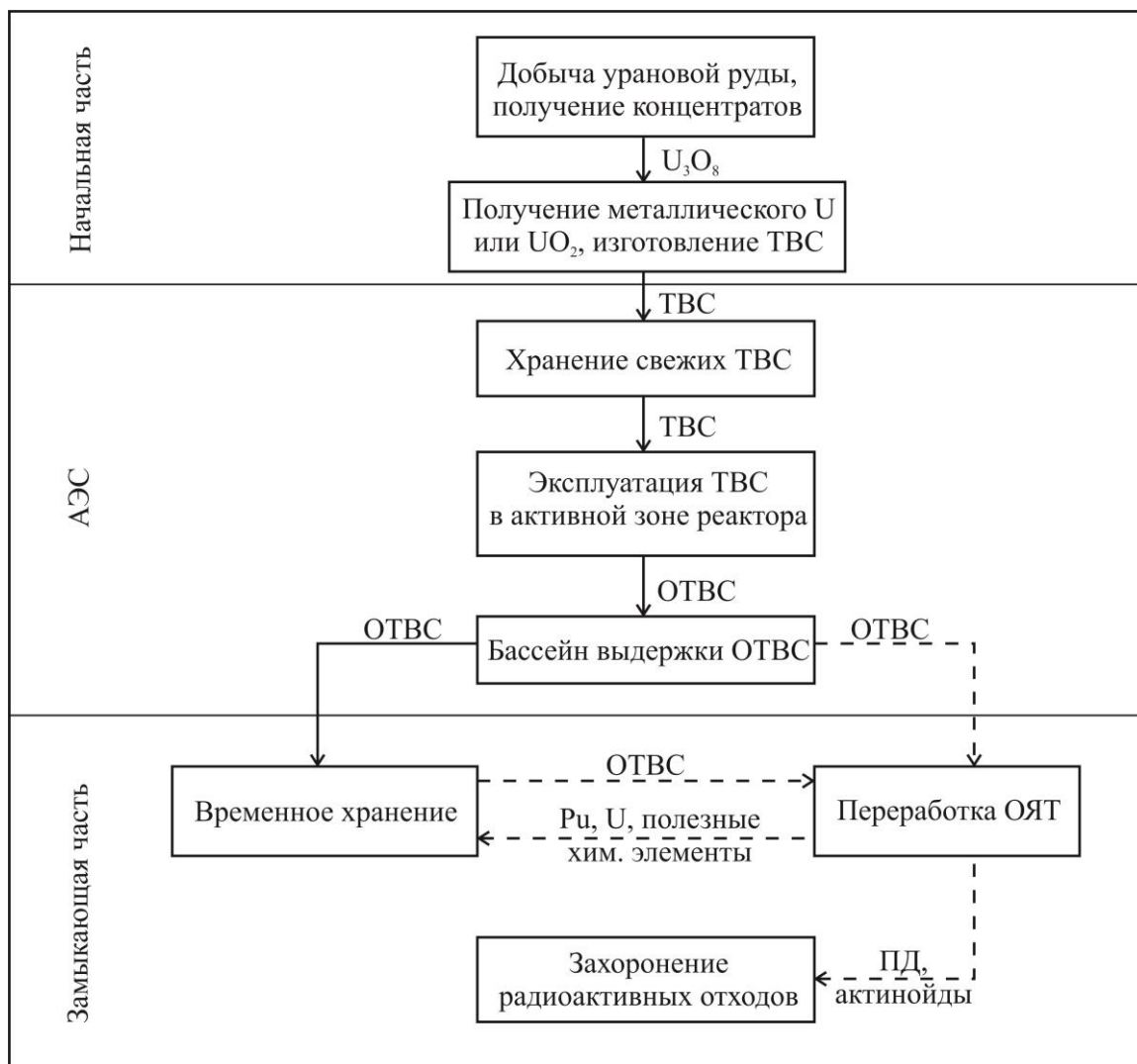


Рисунок 1.1. Открытый уран-плутониевый ядерный топливный цикл на природном уране:

сплошные стрелки – перемещение объемов ядерного топлива осуществляется в производственных масштабах; пунктирные стрелки – в экспериментальных масштабах или частично

### 1.3.2. Открытый уран-плутониевый ЯТЦ на обогащенном уране

Основной отличительной особенностью открытого уран-плутониевого ЯТЦ на обогащенном уране (рис. 1.2) от ЯТЦ на природном уране (рис. 1.1) является наличие предприятий для обогащения урана изотопом  $^{235}\text{U}$  в начальной части топливного цикла. Отходами обогатительных производств является обедненный уран (содержание  $^{235}\text{U}$  в нем составляет 0,2...0,3%), который впоследствии либо захоранивают, либо помещают на временное хранение.

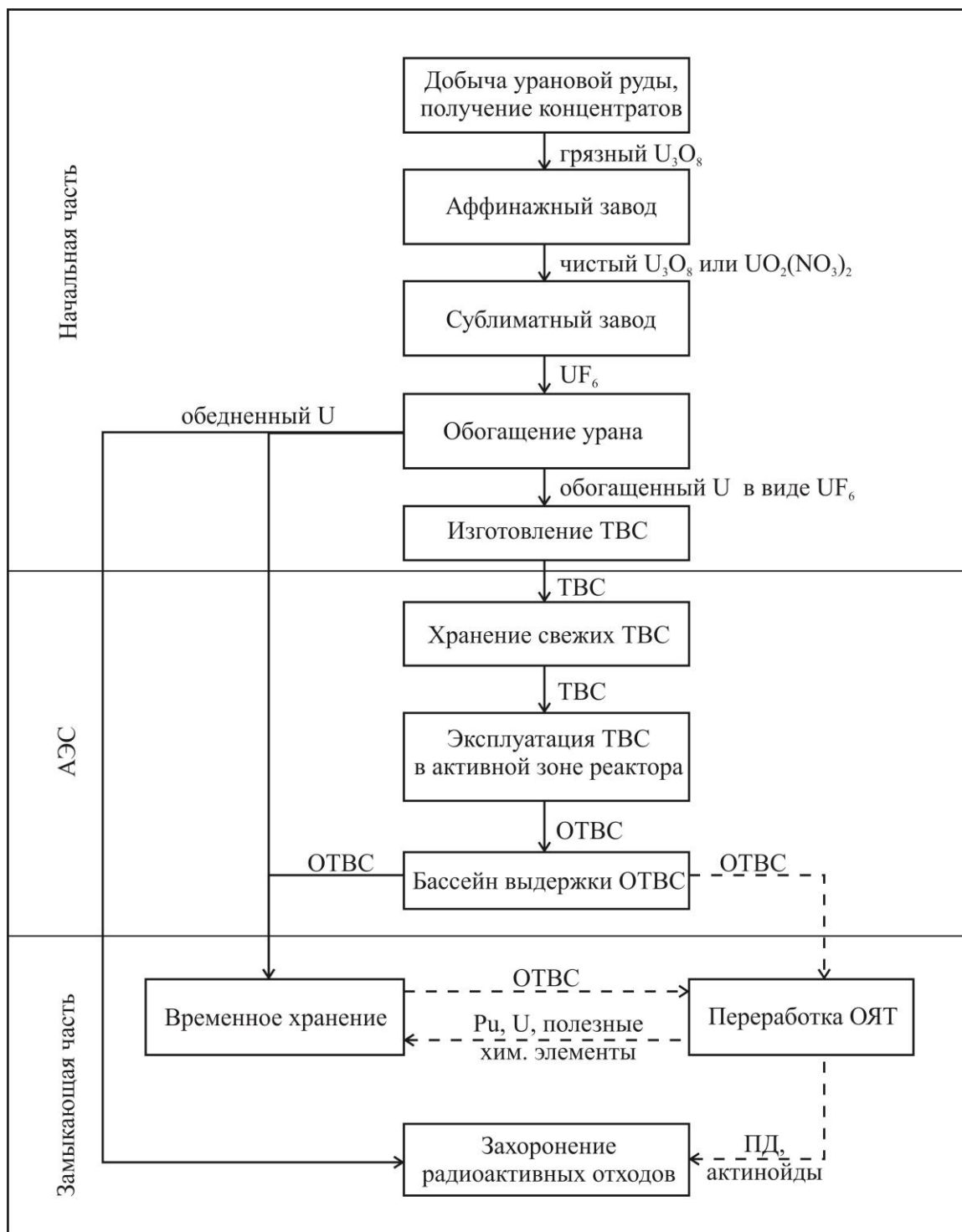


Рисунок 1.2. Открытый уран-плутониевый ядерный топливный цикл на обогащенном уране

На аффинажном заводе осуществляется очистка  $U_3O_8$  от примесей с возможностью получения для дальнейшей транспортировки либо чистого  $U_3O_8$ , либо чистого  $UO_2(NO_3)_2$ . На сублиматном заводе

осуществляется подготовка ядерного топлива к обогащению, получение гексафторида урана ( $UF_6$ ).

Применение обогащенного урана в качестве ядерного топлива значительно расширило конструкторские возможности при проектировании реакторов, позволило использовать в активной зоне такие материалы, как нержавеющая сталь, обычная вода и т.д. Привело к появлению быстрых реакторов и реакторов на промежуточных нейтронах.

Увеличение содержания  $^{235}U$  в топливе уменьшает его необходимый объем в активной зоне. Появляется возможность увеличения температуры, энергонапряженности и глубины выгорания ядерного топлива. В результате существенно сокращаются размеры активных зон реакторов и количество топлива, проходящего через предприятия внешнего топливного цикла, уменьшаются капиталовложения в АЭС, заводы по изготовлению ТВЭЛов и химической переработки ОЯТ.

С другой стороны увеличение обогащения урана приводит к росту его стоимости и росту капиталовложений в обоганительную промышленность. Выбор той или иной степени обогащения урана по  $^{235}U$  для различных типов реакторов связан с проблемой эффективного использования ядерного топлива, решаемого в рамках всего ЯТЦ, и является результатом оптимизации его физических, технических и экономических характеристик.

АЭС с реакторами на тепловых нейтронах, работающих в открытом уран-плутониевом ЯТЦ на обогащенном уране, характеризуются меньшими капиталовложениями, но большими эксплуатационными расходами по сравнению с АЭС с реакторами на природном уране.

Основная часть действующих энергетических реакторов в мире работают в открытом уран-плутониевом ЯТЦ на обогащенном уране.

### **1.3.3. Замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ с возвратом в цикл невыгоревшего урана**

Под термином «цикл» подразумевают род рециркуляции материала. Термин «ядерный топливный цикл» первоначально использовали применительно к тем стадиям, в которых делящийся и сырьевой материал выделяли из отработавших ТВС (перерабатывали) в замыкающей части и возвращали в начальную часть топливного цикла для изготовления новых ТВС. Первым замкнутым уран-плутониевым ЯТЦ стал ЯТЦ с возвратом в цикл невыгоревшего урана (рис. 1.3).

Возврат регенерированного урана в ядерный топливный цикл осуществляется в виде соединения  $U_3O_8$ .

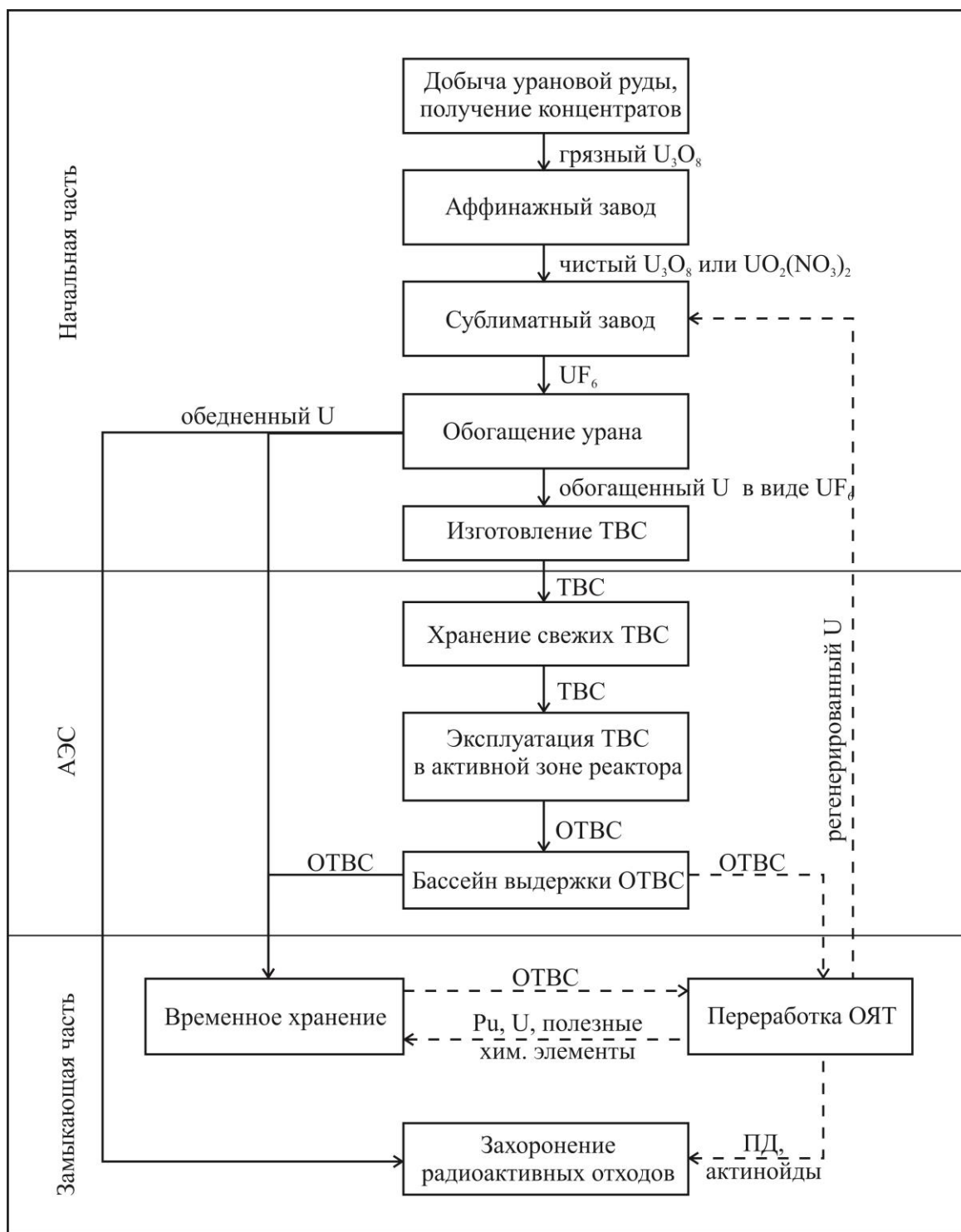


Рисунок 1.3. Замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ с возвратом в цикл невыгоревшего урана

В настоящее время в мировой ядерной энергетике масштабы вернувшегося урана в ЯТЦ по сравнению с его объемами, выгружаемыми из ядерного реактора в качестве ОЯТ, значительно меньше. Поэтому на рисунке 1.3 возврат урана обозначен пунктирной стрелкой.

В отработавших ТВС легководных реакторов содержится более 0,9%  $^{235}\text{U}$  и 0,7%  $^{239+241}\text{Pu}$ . В результате извлечения из топлива только невыгоревшего урана и возврата его в топливный цикл потребности в новом количестве урана и в услугах по обогащению сокращаются примерно на 15...20%. В целом на конец кампании ядерного топлива в реакторе 50% тепловой мощности реактора достигается за счет деления  $^{235}\text{U}$  и 50% за счет  $^{239+241}\text{Pu}$ .

**Длина кампании ядерного топлива** – это время между загрузкой свежего ядерного топлива и его выгрузкой из активной зоны реактора в качестве ОЯТ.

**Длина микрокампании ядерного топлива** – это время между перегрузками ядерного топлива в активной зоне реактора, время между перестановками ТВС. В легководных реакторах совпадает со временем между планово предупредительными ремонтами (ППР).

## 1.4. Перспективные ядерные топливные циклы

### 1.4.1. Замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ

Замкнутым уран-плутониевым ядерным топливным циклом является ЯТЦ с возвратом в цикл невыгоревшего урана и образовавшегося плутония. Энергетическая ценность плутония зависит как от содержания в нем различных изотопов (от  $^{238}\text{Pu}$  до  $^{242}\text{Pu}$ ), так и от типа реактора, в котором предполагается использовать наработанный плутоний. Плутоний, наработанный в тепловых энергетических реакторах, содержит 15...25% четно-четных изотопов плутония, которые не делятся тепловыми нейтронами и, соответственно, наличие этих изотопов в ядерном топливе снижает его энергетическую ценность. Энергетическая ценность делящихся изотопов плутония ( $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ) в тепловых реакторах несколько выше энергетической ценности  $^{235}\text{U}$ . Они обладают более высокими значениями микроскопического сечения деления, энергии выделяемой при их делении и числа нейтронов, образованных при делении, чем у  $^{235}\text{U}$ . В целом потребительская стоимость смеси делящихся и неделящихся изотопов плутония примерно совпадает с потребительской стоимостью  $^{235}\text{U}$  в тепловых

реакторах. Схема замкнутого уран-плутониевого ЯТЦ на тепловых реакторах приведена на рисунке 1.4.

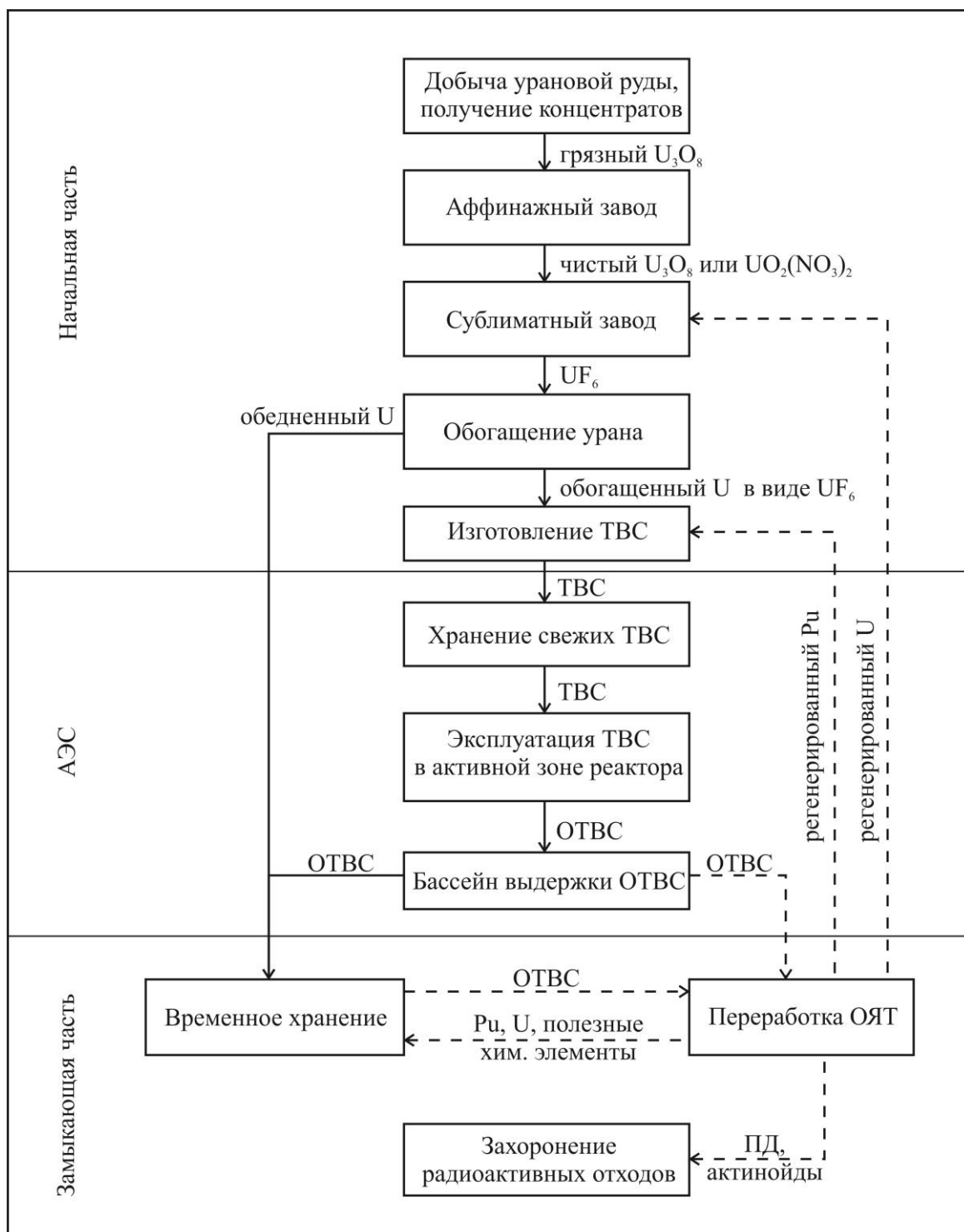


Рисунок 1.4. Замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ на тепловых реакторах

В результате извлечения из топлива невыгоревшего урана и образовавшегося плутония и возврата их в топливный цикл легко-

водных реакторов потребности в новом количестве урана и в услугах по обогащению сокращаются примерно на 30%. Для изготовления ТВС из смешанного окисного топлива уран и плутоний, выделенные из облученного топлива, смешивают после выделения на заводе по переработке или, что предпочтительно, соосаждают в соответствующей пропорции уже на заводе по производству смешанного топлива. Применяемые для загрузки в легко водные реакторы ТВС из смешанного уран-плутониевого топлива содержат около 3%  $^{239+241}\text{Pu}$ . В настоящее время уже возвратилось в форме смешанного уран-плутониевого топлива (в экспериментальном масштабе) более десятка тонн плутония.

В замкнутом уран-плутониевом ЯТЦ доля делящихся нуклидов ( $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ) в процессе многократного оборота уменьшается (таблица 1.1), требуя последовательного увеличения содержания плутония в ТВЭЛ. Попутно с этим процессом значительно увеличивается содержание четно-четных нуклидов  $^{238+240+242}\text{Pu}$ , так как эти нуклиды не делятся тепловыми нейтронами. Относительно короткий период полураспада  $^{238}\text{Pu}$  (88 лет) приводит к высокой удельной радиоактивности ОЯТ, которая увеличивает тепловыделение и радиолит технологических растворов на заводе по переработке.  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  распадаются частично спонтанным делением с испусканием нейтронов [ $2 \cdot 10^3$  нейтр./г·с]. Это затрудняет операции по загрузке в контейнеры и выгрузке из них ТВС из смешанного топлива. Все эти изменения нуклидного состава плутония во время его циркуляции в ЯТЦ делают его также менее пригодным для использования в военных целях. Нуклид  $^{241}\text{Pu}$  имеет критическую массу, примерно вдвое меньшую, чем  $^{239}\text{Pu}$ , поэтому по мере накопления  $^{241}\text{Pu}$  повышается возможность достижения критичности ядерного реактора. Накопление других актиноидов в результате рециркуляции нуклидов с высоким массовым числом еще больше увеличивает проблемы переработки ОЯТ.

Таблица 1.1. Изменение нуклидного состава (% по массе) плутония в ОЯТ во время его циркуляции в замкнутом уран-плутониевом ЯТЦ с легководным реактором

Нуклид	1-й цикл	2-й цикл	3-й цикл	4-й цикл	5-й цикл	6-й цикл
$^{238}\text{Pu}$	1,0	1,5	2,0	2,0	2,5	3,0
$^{239}\text{Pu}$	56,0	46,0	42,0	40,0	39,0	38,0
$^{240}\text{Pu}$	26,0	30,5	32,0	32,5	33,0	33,5
$^{241}\text{Pu}$	12,0	14,0	14,5	15,0	14,5	14,0
$^{242}\text{Pu}$	5,0	8,0	9,5	10,5	11,0	11,5

Из таблицы 1.1 видно, что максимум содержания изотопа  $^{241}\text{Pu}$  в ОЯТ соответствует четвертому циклу, это связано с тем, что



воспроизводящим нуклидом для него является  $^{240}\text{Pu}$ , который во время циркуляции постоянно накапливается, увеличивая скорость образования  $^{241}\text{Pu}$ . В четвертом цикле скорость образования  $^{241}\text{Pu}$  компенсируется его выгоранием (радиационный захват и деление). Затем процесс выгорания  $^{241}\text{Pu}$  начинает превосходить над процессом его образования. Достаточно большое количество воспроизводящих и делящихся изотопов у плутония, их сопоставимая концентрация в ОЯТ и малое различие в массах этих изотопов приводит к нецелесообразности процесса обогащения плутония по делящимся изотопам.

Реализация замкнутого уран-плутониевого ЯТЦ возможна как в реакторах на тепловых нейтронах, так и в реакторах-размножителях (бридерах) на быстрых нейтронах. Принципиальным преимуществом замкнутого уран-плутониевого ЯТЦ на быстром реакторе является высокое значение коэффициента воспроизводства ядерного топлива, которое может достигать 1,5.

**Коэффициент воспроизводства (КВ)** ядерного топлива – это отношение количества ядер образовавшегося вторичного топлива к числу ядер выгоревшего топлива. При  $\text{КВ} > 1$  воспроизводство ядерного топлива является расширенным и общее количество делящихся нуклидов в ядерном реакторе возрастает со временем, такие ЯР называют размножителями или бридерами.

Активная зона быстрых реакторов-размножителей содержит 15% делящегося Pu и 85% урана, в форме смешанных окислов или карбидов (рис. 1.5). Она окружена зоной воспроизводства (ЗВ) состоящей из ТВС с обедненным ураном. Зона воспроизводства может быть окружена хранилищем отработанных ТВС (ХОЯТ – хранилище ОЯТ на рисунке 1.5). Иногда под активной зоной быстрого реактора подразумевают всю область, занимаемую внутренней частью активной зоны с обогащенным ядерным топливом, зоной воспроизводства и хранилищем ОЯТ.

Содержание актиноидов и продуктов деления в топливе, выгружаемом из реактора на быстрых нейтронах и водо-водяного реактора, примерно одинаково по расчету на 1 ГВт(эл.)·год. Сравнимы также массы всего выгружаемого топлива на 1 ГВт(эл.)·год. Воспроизводство ядерного топлива происходит в зоне воспроизводства. Выгорание топлива в ТВС активной зоны реактора на быстрых нейтронах примерно втрое выше выгорания топлива в легководных реакторах, поэтому доля продуктов деления в нем также в 3 раза больше. Так как выгорает лишь небольшая часть плутония, отработавшие ТВС активной зоны сохраняют высокую экономическую ценность, что делает целесообразной их переработку после короткого периода выдержки. Удельная радиоактивность отработавших ТВС

активной зоны реакторов на быстрых нейтронах может в 10 раз превышать радиоактивность отработавших ТВС легководных реакторов во время переработки. Поэтому потребуются более совершенные методы переработки ОЯТ по сравнению с имеющимися в настоящее время.

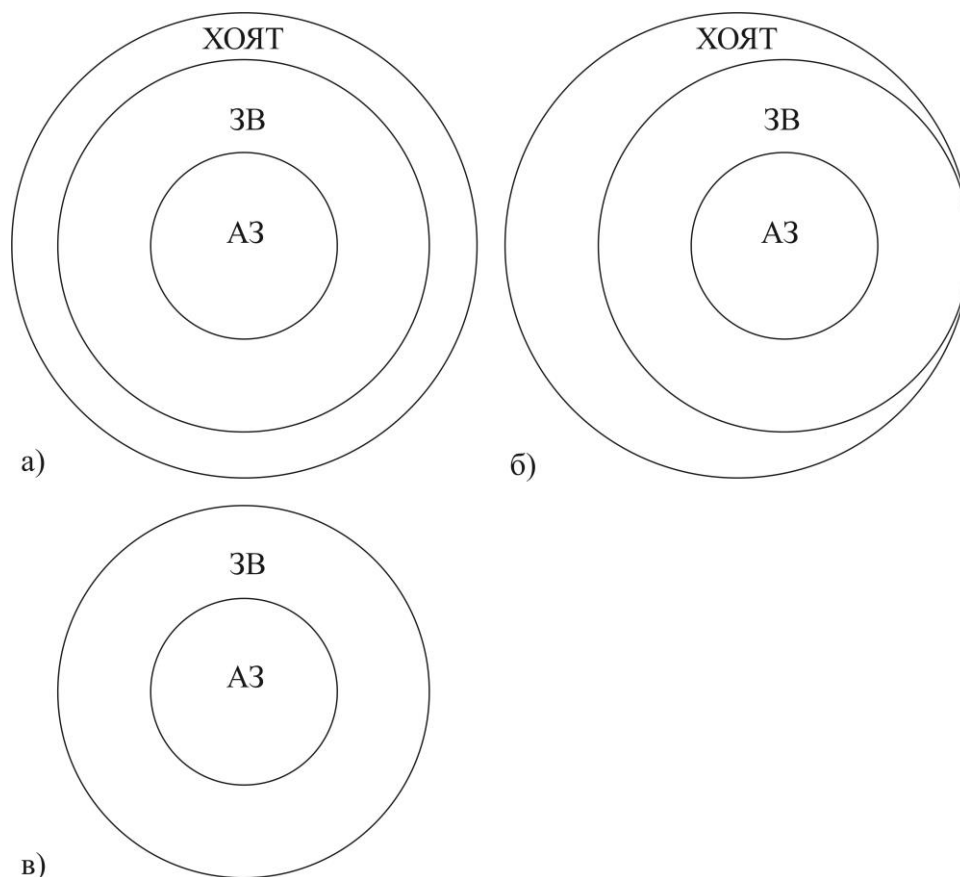


Рисунок 1.5. Варианты размещения делящихся, воспроизводящих материалов и ОЯТ внутри быстрого реактора: а) симметричное размещение зон; б) эксцентричное размещение ЗВ и АЗ; в) хранилище ОЯТ расположено вне конструкции быстрого реактора

Операции по загрузке и выгрузке ТВС из зоны воспроизводства реакторов на быстрых нейтронах проще, и перерабатывать их можно на заводах, предназначенных для переработки топлива легководных реакторов. Однако, если ТВС активной зоны разбавить ТВС зоны воспроизводства в отношении примерно 1:1, то их можно перерабатывать одновременно на «обычном» заводе по переработке топлива легководных реакторов. Извлеченные в результате переработки плутоний и уран используют для изготовления новых ТВС. Схема замкнутого уран-плутониевого ЯТЦ на базе быстрых-реакторов размножителей приведена на рисунке 1.6.

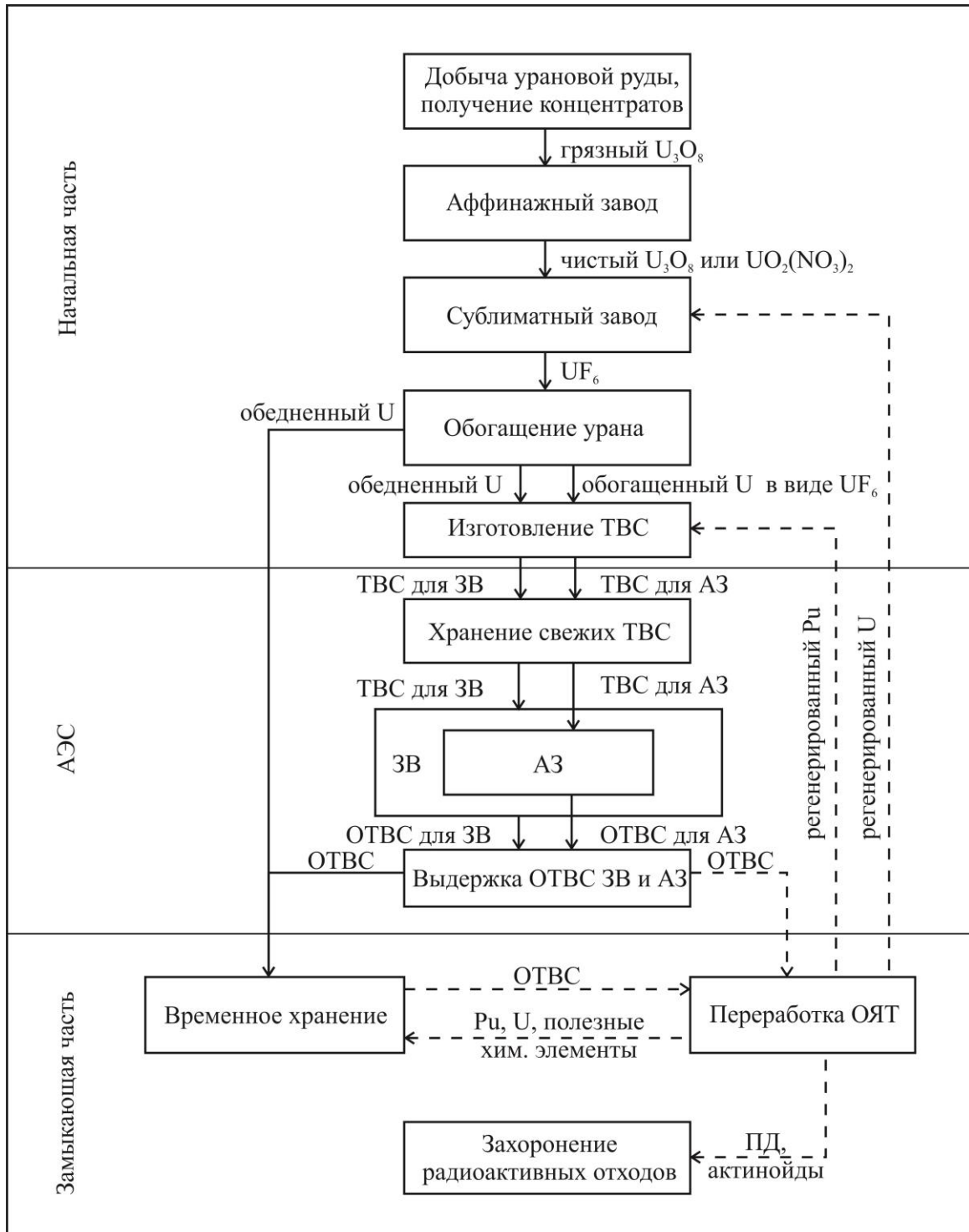


Рисунок 1.6. Замкнутый уран-плутониевый ЯТЦ на быстрых реакторах

В реакторе-размножителе на быстрых нейтронах  $^{238}U$  расходуется или через деление (т.е. на производство энергии), или на образование  $Pu$ . В замкнутом уран-плутониевом ЯТЦ на быстрых реакторах используется около 70% всего  $^{238}U$ . Это значение следует сравнивать со значением  $\leq 0,7\%$  природного урана в уран-плутониевых ЯТЦ с

однократным использованием урана (учитывая также **обогащение** топлива) или со значением  $\leq 1\%$  в замкнутом ядерном топливном цикле на легководных реакторах. Под **обогащением** понимается отношение концентрации ядер делящихся нуклидов к сумме концентрации ядер делящихся и сырьевых (воспроизводящих) нуклидов.

Необходимо отметить, что во временном хранилище находятся не только воспроизводящие, но и делящиеся материалы, которые могут в нем накапливаться при высоких значениях  $K_B > 1$ . Таким образом, временное хранилище может являться источником воспроизводящих и делящихся материалов и все типы ядерных топливных циклов могут взаимодействовать через него (на схемах ЯТЦ эти потоки не показаны).

На эффективность замкнутого уран-плутониевого ЯТЦ на быстрых реакторах влияют характеристики активной зоны, зоны воспроизводства и длительность внешнего топливного цикла. Значимость реализации замкнутого уран-плутониевого ядерного топливного цикла на быстрых реакторах определяется тем, что он является одним из наиболее реальных способов решения топливного вопроса для ядерной энергетики в будущем.

#### **1.4.2. Замкнутый торий-урановый ядерный топливный цикл**

Торий почти так же широко распространен в природе, как уран. Минералы, богатые торием более распространены, чем минералы, богатые ураном. Наличие огромных запасов ториевых руд является стимулом для некоторых стран (например, Индии) разрабатывать торий-урановый топливный цикл. Отсутствие делящихся изотопов тория в природе привело к тому, что вопрос разработки открытого торий-уранового ЯТЦ даже не ставился. В первом цикле замкнутого торий-уранового ЯТЦ воспроизводящий материал  $^{232}\text{Th}$  смешивается с делящимися  $^{235}\text{U}$  или изотопами Pu, полученными в уран-плутониевом цикле. При облучении воспроизводящего нуклида  $^{232}\text{Th}$  происходит наработка делящегося изотопа  $^{233}\text{U}$ . В случае самоподдерживающегося торий-уранового ЯТЦ ( $K_B \geq 1$ ) в процессе рециркуляции ядерного топлива содержания наработанного  $^{233}\text{U}$  в ядерном топливе увеличивается, а принудительно введенных в топливо делящихся материалов – снижается.

Реализация торий-уранового ЯТЦ позволит увеличить топливные ресурсы за счет вовлечения  $^{232}\text{Th}$  в ядерную энергетику. Большие запасы тория и возможности его полного потребления без дополнительного изотопного обогащения увеличивают перспективы внедрения данного ЯТЦ. Предпочтительные по сравнению с  $^{238}\text{U}$

нейтронно-физические и технологические свойства  $^{232}\text{Th}$  обеспечивают качественное улучшение баланса нейтронов в тепловой области. Реализация торий-уранового ядерного топливного цикла может позволить получить:

- повышение экономической эффективности при условии совместимости большинства технологических процессов с аналогичными процессами для уранового топлива;

- повышение безопасности и надежной эксплуатации ядерных реакторов на тепловых нейтронах в связи с требованием более низкой избыточной реактивности активной зоны;

- уменьшение образования плутония и других тяжелых актиноидов.

Сырьевой материал  $^{232}\text{Th}$  может превращаться в делящийся  $^{233}\text{U}$  в любом тепловом реакторе. По сравнению с другими делящимися материалами, используемыми в ядерных реакторах на тепловых нейтронах,  $^{233}\text{U}$  имеет наибольшую эффективность деления, т.е. отношение микроскопических сечений деления и радиационного захвата для него максимально ( $\sigma_f / \sigma_\gamma$ ). Число вторичных нейтронов на акт поглощения для  $^{233}\text{U}$  ( $\nu_{эф}$ ) достаточно высоко, что делает возможным расширенное воспроизводство  $^{233}\text{U}$  в тепловой области, т.к.  $\text{KB} \approx \nu_{эф} - 1$ . Радиационный захват нейтронов  $^{233}\text{U}$  не является серьезным недостатком, так как при повторном захвате нейтрона ядром  $^{234}\text{U}$  образуется делящийся  $^{235}\text{U}$ .

Торий-урановый ЯТЦ (рис. 1.7) в сочетании с уран-плутониевым мог бы более чем вдвое увеличить время существования запасов урана в результате эксплуатации реакторов с высоким коэффициентом воспроизводства ( $\text{KB} \geq 1$ ) и обороте топлива. Отсутствие у тория делящихся изотопов приводит к тому, что в начальной части этого ЯТЦ отсутствует стадия обогащения ядерного топлива. Замкнутый торий-урановый ЯТЦ реализовался только в экспериментальном масштабе на основе легководных и высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов в США, Великобритании, Германии и ряде других стран.

При разработке этого топливного цикла приходится преодолевать трудности, связанные с высокой активностью вследствие присутствия  $^{228}\text{Th}$ , образующегося в ториевой части, и  $^{232}\text{U}$ , образующегося в урановой части цикла. Торий-урановый цикл имеет довольно специфическое преимущество по сравнению с уран-плутониевым циклом в том отношении, что его высокоактивные отходы, образующиеся в процессе переработки, содержат значительно меньше

тяжелых долгоживущих актиноидов и, следовательно, представляют меньшую опасность в течение длительных периодов времени.

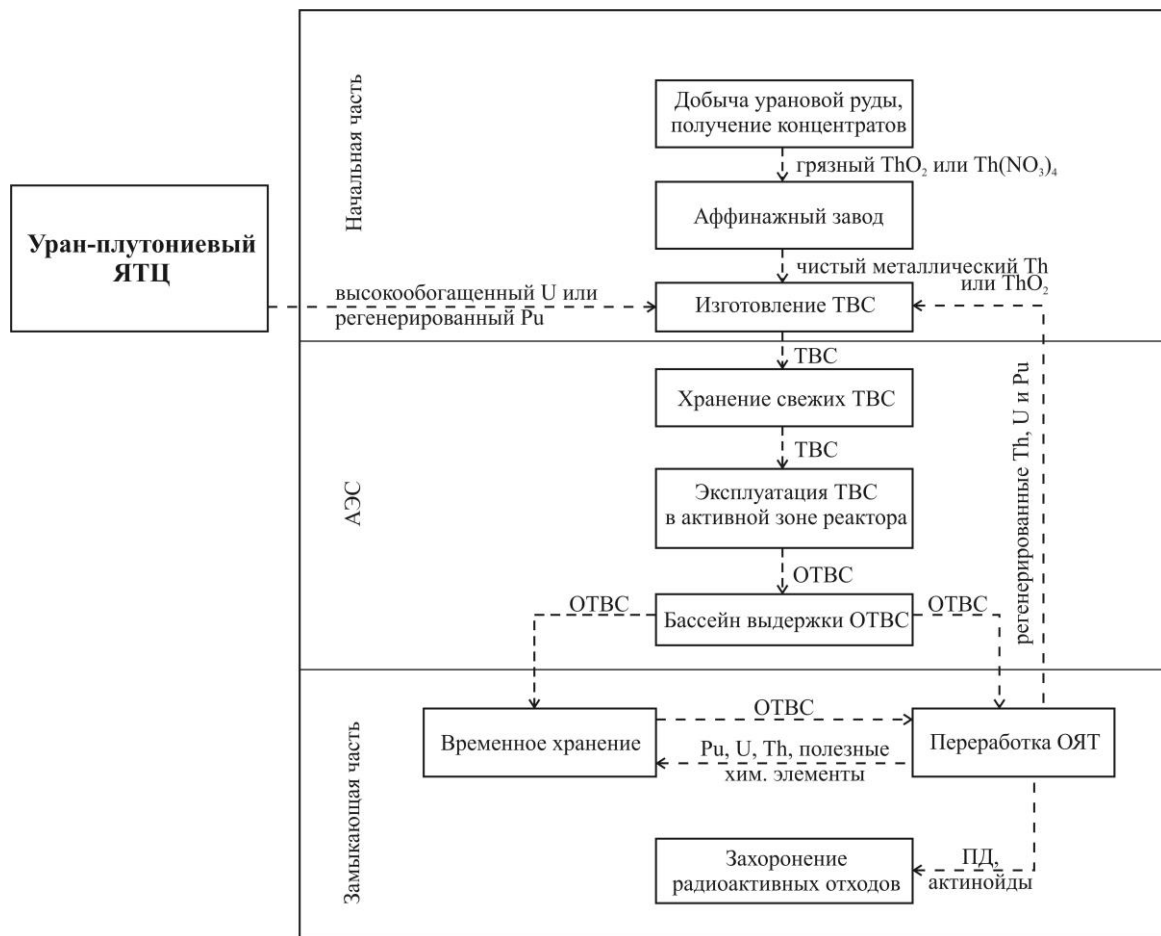


Рисунок 1.7. Замкнутый торий-урановый ядерный топливный цикл

## 2. ЭКСПЛУАТАЦИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

### 2.1 Общие сведения

В процессе деления ( $^{235}\text{U} + n \rightarrow \text{продукты деления} + \nu n$ ) на каждый поглощенный нейтрон в среднем образуется 2,5 новых нейтронов ( $\nu$ ). Эти нейтроны могут использоваться для деления других ядер  $^{235}\text{U}$ , приводя к образованию еще большего числа нейтронов. В ядерном реакторе цепные ядерные реакции регулируются таким образом, что состояние равновесия достигается, когда на каждый акт деления используется только один из новых нейтронов для дальнейшего деления. В этих условиях эффективный коэффициент размножения равен 1. Если этот коэффициент выше, число нейтронов и, следовательно, интенсивность делений возрастают по экспоненциальному закону. Без какого-либо механизма регулирования выделяющееся при делении тепло в конечном итоге разрушило бы установку на основе цепной реакции деления. Это исключено в энергетических реакторах благодаря различным механизмам регулирования. В ядерных боеприпасах регулирующие механизмы не применяются. Напротив, фактически все условия созданы для достижения возможно большей интенсивности протекания реакции.

Существует широкая возможность выбора конструкции для управляемой цепной реакции деления. Каждая реакторная концепция имеет свои преимущества и недостатки, поэтому было разработано и введено в эксплуатацию более десятка различных типов промышленных и опытных атомных электростанций (АЭС). Более 90% этих АЭС относятся к водо-водяным энергетическим реакторам. Поэтому описание реакторов начнем с АЭС с водо-водяным реактором, причем основное внимание будет уделено принципам работы и основным компонентам ядерной энергетической установки.

Основной частью любого реактора является активная зона, в которой размещен делящийся топливный материал. Обычно это обогащенный изотопом  $^{235}\text{U}$  диоксид урана ( $\text{UO}_2$ ) в виде стержней, заключенных в трубки из циркониевого сплава (оболочка). Эти тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы), собранные в пучки, образуют тепловыделяющие сборки (ТВС) или кассеты.

Образующиеся в результате деления ядерного топлива осколки имеют высокую кинетическую энергию, которую они теряют при столкновении с атомами в окружающем материале, в результате чего

практически вся кинетическая энергия превращается в тепло. Чтобы поддерживать устойчивую рабочую температуру в реакторе по мере выделения этого тепла, необходимо обеспечить теплоотвод. Охлаждающий материал (теплоноситель), которым в легководном реакторе (LWR) является вода и который поступает в активную зону снизу, нагревается, проходя вдоль ТВЭЛОВ, и выходит из активной зоны в верхней части или в виде перегретой воды (в реакторах с водой под давлением (PWR, DWR, ВВЭР)), или пара высокой температуры (в кипящих реакторах (BWR)). В реакторах с водой пар генерируется в отдельном теплообменнике. Этот пар приводит в движение ротор турбины, соединенный с генератором электрического тока, и конденсируется во внешнем контуре охлаждения на выходе из турбины. За исключением внешней системы охлаждения (река, градирни и т.д.), пароводяные контуры представляют собой замкнутые контуры.

Скорость цепной реакции деления в реакторе регулируется с помощью стержней управления и защиты, которые изготавливают из материала с большим сечением поглощения нейтронов.

Чтобы максимально увеличить сечение деления, которое является наибольшим для нейтронов низких энергий, нейтроны «замедляют» материалом (замедлителем), который упруго рассеивает, а не захватывает нейтроны. В реакторах с водой под давлением функции замедлителя и теплоносителя выполняет обычная (но очень чистая) вода. В других реакторах замедлителем может быть твердый материал, например, графит, а теплоносителем – газ, например гелий.

Реакторы этого типа, в которых топливо физически отделено от замедлителя, называют гетерогенными, тогда как в гомогенных реакторах топливо непосредственно растворено в материале замедлителя (например, жидкосолевые реакторы).

Система активной зоны реактора размещена в баке (корпусе) из нержавеющей стали. Чтобы защитить обслуживающий персонал от воздействия нейтронов и  $\gamma$ -излучения, испускаемых при делении, корпус реактора окружен толстой биологической защитой. Здание реактора полностью находится во внешней защитной оболочке, так что в случае аварии исключается возможность попадания радиоактивности в окружающую среду. Небольшие потоки воздуха и воды, сбрасываемые с АЭС, подвергаются контролю и очистке от радиоактивных загрязнителей в устройствах «подавления» активности (УПАК).

Тепловыделяющие сборки нельзя использовать до 100%-ного расхода  $^{235}\text{U}$ . Деление приводит к образованию продуктов деления. Некоторые из них имеют очень большие сечения поглощения нейтронов



(более 100 б) и конкурируют с цепной реакцией деления в установлении баланса нейтронов. Прежде чем реактор будет «отравлен» или «зашлакован» этими продуктами деления, ТВС приходится заменять. Это осуществляется с помощью разгрузочно-загрузочной машины. Из-за большого числа радиоактивных продуктов деления отработавшие ТВС всегда выдерживают («охлаждают»), чтобы снизить радиоактивность и тепловыделение, в течение нескольких месяцев в бассейнах-хранилищах, заполненных водой и расположенных в здании реактора.

Отработавшие (облученные) ТВС можно позднее перерабатывать, чтобы извлечь невыгоревший делящийся материал, а также любой сырьевой (воспроизводящий) материал; ядра сырьевого материала могут превращаться в делящиеся ядра, например,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ , захватывая нейтроны, образуют делящиеся  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , соответственно. Химическая переработка ядерного топлива позволяет удалить продукты деления, некоторые из которых являются достаточно ценными. Однако большей частью продукты деления не выделяют индивидуально, а хранят как радиоактивные отходы. Извлеченный делящийся материал можно использовать для изготовления новых ТВС.

## 2.2. Выделение энергии при делении

Как видно из таблицы 2.1, при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами образуются осколки деления с кинетической энергией около 165 МэВ (в среднем), 2,5 образующихся при делении мгновенных нейтрона имеют среднюю кинетическую энергию около 5 МэВ в целом, а сопутствующие мгновенные  $\gamma$ -кванты – 7 МэВ. Это мгновенное, связанное с единичным актом деления, выделение энергии, равное 177 МэВ, поглощается в окружающем материале.

Продукты деления – радиоактивны и распадаются, испуская  $\beta$ -частицы,  $\gamma$ -кванты и антинейтрино; общая энергия распада продуктов деления составляет около 23 МэВ. Около 11 МэВ (значение точно неизвестно) теряется вследствие утечки антинейтрино из реактора и около 1 МэВ энергии распада остается в твэлах реактора; таким образом, в реакторе поглощается ~12 МэВ энергии  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -излучения, которая делится примерно поровну между ними. Захват мгновенных нейтронов в материале реактора происходит с выделением энергии связи; она составляет примерно 10 МэВ. Таким образом, общее количество энергии, выделяющейся в одном акте деления в управляемом реакторе с защитой, составляет примерно  $177+12+10\approx 199$  МэВ. На практике пользуются средним значением 200 МэВ на деление:

$$E_f = 200 \text{ МэВ/деление} = 3,20 \cdot 10^{-11} \text{ Дж.}$$

Таким образом,  $(3,20 \cdot 10^{-11})^{-1} \approx 3,1 \cdot 10^{10}$  делений в секунду соответствуют производству 1 Вт тепла в реакторе. Тепловую мощность реактора можно определить по соотношению:

$$P = E_f \Delta N_f / \Delta t ,$$

где  $\Delta N_f / \Delta t$  – число делений в единицу времени. Атомная электростанция, производящая 3 ГВт тепловой энергии, будет иметь электрическую мощность 1 ГВт при КПД процесса преобразования тепловой энергии в электрическую 33%; это соответствует  $8,1 \cdot 10^{24}$  делений/сут. Так как масса ядра  $^{235}\text{U}$  равна  $3,90 \cdot 10^{-22}$  г, то это должно соответствовать делению  $8,1 \cdot 10^{24} \cdot 3,9 \cdot 10^{-22} = 3160$  г  $^{235}\text{U}$ /сут; истинный расход  $^{235}\text{U}$  несколько выше, поскольку незначительная часть нейтронов поглощается ядрами  $^{235}\text{U}$  без деления.

### 2.3. Вероятность процесса деления

При облучении урана нейтронами в дополнение к их захвату с последующим делением  $(n, f)$  протекает несколько различных процессов: реакции рассеяния,  $(n, \gamma)$ ,  $(n, 2n)$  и т.д. Все эти реакции важны при анализе физики реакторов, а также при определении химического состава облученных ТВС. Вероятность протекания различных реакций зависит от энергии нейтронов. Различают три области 1) в случае тепловых нейтронов со средними кинетическими энергиями  $E_n \leq 1$  эВ деление преобладает над захватом нейтронов, т. е.  $\sigma_f > \sigma_\gamma$ ; 2) в случае надтепловых нейтронов  $1 \leq E_n \leq 10^5$  эВ превалируют значительный радиационный захват и резонансное деление. В этой области образуются тяжелые изотопы по реакциям  $(n, \gamma)$ :  $^{235}\text{U}(n, \gamma)^{236}\text{U}$ ;  $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ ;  $^{239}\text{Pu}(n, \gamma)^{240}\text{Pu}$ ; 3) в случае быстрых нейтронов  $E_n > 0,1$  МэВ сечения относительно малы (менее 1 б).

Деление преобладает над радиационным захватом. Особое значение имеет возможность деления  $^{238}\text{U}$  при высоких энергиях нейтронов.

Спектр нейтронов реактора играет важную роль в физике реактора. На рисунке 2.1 показан спектр незамедленных нейтронов деления при  $E_n \approx 2$  МэВ. В ядерном оружии практически все деление происходит на быстрых нейтронах. Ядерные реакторы можно спроектировать таким образом, чтобы деление происходило главным образом на быстрых или медленных нейтронах (нейтронах, замедленных до тепловых энергий, прежде чем они вызовут деление).

Это позволяет реализовать две концепции реакторов — реакторы на быстрых и тепловых нейтронах.



Рисунок 2.1. Нейтронные спектры некоторых систем на основе цепной реакции деления:

- 1 – максвелловское распределение; 2 – тепловой реактор; 3 – ядерное оружие;
- 4 – быстрый реактор; 5 – спектр незамедленных нейтронов деления

На рисунке 2.1 показан примерный вид спектра нейтронов для реакторов этих типов. В настоящее время наиболее распространены реакторы на тепловых нейтронах, поэтому удобно начать рассмотрение с физики этих реакторов.

Можно предположить, что в реакторе на тепловых нейтронах большая часть нейтронов находится в термодинамическом равновесии с атомами замедлителя, хотя на практике спектр потока нейтронов в энергетических реакторах смещен в сторону больших энергий. Поскольку  $E_n = kT$ , то при температуре около  $300^\circ\text{C}$  (обычная температура в реакторе типа LWR)  $E_n \approx 0,05$  эВ (рис. 2.1). Сечения при «энергиях тепловых нейтронов» ( $E_T$ ) нормализованы к моноэнергетическим нейтронам, имеющим скорость 2200 м/с; что соответствует  $E_n = 0,025$  эВ. Значения сечений при этой энергии приведены в таблице 2.1 для сырьевых и делящихся нуклидов. По закону  $1/v$  можно рассчитать сечения при низких энергиях нейтронов для нерезонансных областей. Поскольку в реакторах на тепловых нейтронах нет энергетического спектра тепловых нейтронов в «чистом виде», для расчета выходов продуктов деления в реакторе следует применять значения эффективных сечений, которые отличаются для различных реакторов ввиду особенностей конструкции и материального состава активной зоны.

Таблица 2.1. Ядерные характеристики основных нуклидов [2]

Параметр	<sup>232</sup> Th	<sup>233</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	Природный U	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu
<b>Радиоактивный распад:</b>	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$		$\alpha$	Спонтанное деление	Спонтанное деление
период полураспада, годы	$1,405 \cdot 10^{10}$	$1,59 \cdot 10^5$	$7,04 \cdot 10^{18}$	$4,47 \cdot 10^9$	-	$2,44 \cdot 10^4$	$6,54 \cdot 10^3$	14,9
удельная радиоактивность, расп./с·мкг)	$4,06 \cdot 10^{-3}$	357	0,0800	0,01244		2270	8430	$3,69 \cdot 10^6$
<b>Тепловые нейтроны (0,025 эВ):</b>								
радиационный захват, $\sigma_{\gamma}$ , б	7,40	48	99	2,70	3,42	269	290	368
деление, $\sigma_f$ , б	–	531	582	–	4,18	742	0,030	1009
выход нейтронов, $\nu$	–	2,49	2,42	–		2,87	2,90	3,00
коэффициент деления, $\eta$	–	2,29	2,07	–	1,33	2,11		2,15
<b>Быстрые нейтроны (~0,25;~1 МэВ):</b>								
радиационный захват, $\sigma_{\gamma}$ , б	0,18; 0,15	0,39; 0,08	0,24; 0,11	0,14; 0,17	0,16; 0,18	0,27; 0,09	0,20	0,18
деление, $\sigma_f$ , б		2,25; 1,95	1,35; 1,25	0; 0,17	0,11	1,62; 1,65	0,11; 1,59	1,96; 1,65
выход нейтронов, $\nu$		2,52; 2,59	2,49; 2,58	0; 2,85		2,93; 3,02		2,47; 3,3
коэффициент деления, $\eta$		2,29; 2,45	2,12; 2,39			2,53; 2,88		

## 2.4. Коэффициент деления

В реакторах на тепловых нейтронах  $^{235}\text{U}$  расходуется главным образом за счет деления и радиационного захвата (поглощения без деления).  $^{236}\text{U}$  испытывает  $\alpha$ -распад. Вследствие большого периода полураспада ( $2,3 \cdot 10^7$  лет) он накапливается в реакторе. Ядро  $^{236}\text{U}$  до  $\alpha$ -распада может захватывать нейтрон, образуя  $^{237}\text{U}$ , который через несколько суток распадается с образованием  $^{237}\text{Np}$ . Выход нейтронов на деление  $\nu$  зависит от энергии нейтрона, вызвавшего деление; в случае деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами  $\nu = 2,42$  (табл. 2.1).

Если ввести отношение:

$$\alpha = \sigma_{\gamma} / \sigma_f = \Sigma_{\gamma} / \Sigma_f,$$

то вероятность, что поглощенный нейтрон вызовет деление, равна  $\sigma_f / (\sigma_f + \sigma_{\gamma}) = 1 / (1 + \alpha)$ . Число нейтронов, произведенных на каждый нейтрон, поглощенный в делящемся нуклиде, равно:

$$\eta = \nu / (1 + \alpha),$$

где  $\eta$  – выход нейтронов на поглощение, называемый также коэффициентом деления. Он определяет среднее число нейтронов деления на акт поглощения нейтрона в ядерном топливе (часто обозначается как  $\nu_{эф}$ ). Одним из основных условий для протекания цепной реакции деления является  $\eta > 1$ . В таблице 2.1 приведены величины  $\eta$  для наиболее важных нуклидов. Наибольшее значение  $\eta$  имеет в случае деления  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами и деления  $^{239}\text{Pu}$  быстрыми нейтронами.

Для смеси изотопов в расчете  $\alpha$  следует использовать макроскопическое сечение  $\Sigma_{\gamma}$ . Так как для природного урана  $\Sigma_f \approx 0,71 \cdot 582 / 100$  и  $\Sigma_{\gamma} \approx (0,71 \cdot 99 + 99,3 \cdot 2,7) / 100$ , то  $\alpha = 0,82$  и  $\eta = 1,33$ , что означает возможность цепной реакции деления в природном уране в ядерной энергетической установке на тепловых нейтронах.

## 2.5. Замедление нейтронов

Техническая реализация процесса замедления нейтронов – одна из определяющих конструктивных особенностей теплового реактора. Быстрые нейтроны, испускаемые при делении, теряют свою кинетическую энергию при упругих столкновениях с ядрами конструкционных материалов.

Средне логарифмическая потеря энергии нейтронов на одно столкновение определяется выражением [3]:

$$\xi = \ln(E_n / E_n'),$$

где  $E_n'$  – энергия нейтрона после столкновения. Из таблицы 2.2 видно, что обычная вода (т.е. H<sub>2</sub>O) наиболее эффективно понижает энергию (скорость) нейтрона. Среднее число столкновений  $n$ , требуемое для понижения энергии нейтрона с  $E_n^0$  до  $E_n$  определяется выражением:

$$n = \frac{1}{\xi} \ln(E_n^0 / E_n).$$

Таблица 2.2. Физические свойства некоторых материалов замедлителей [2]

Свойство	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	Be	C
Ядерная концентрация $N_0 \cdot 10^{-30}$ , ядер/м <sup>3</sup>	0,0334	0,0334	0,123	0,0803
Плотность $\rho$ , т/м <sup>3</sup>	1,0	1,10	1,84	1,62
Микроскопическое сечение поглощения $\sigma_a$ (тепловые), б	0,66	0,00092	0,009	0,0045
Макроскопическое сечение поглощения $\Sigma_a$ (тепловые), м <sup>-1</sup>	1,7	0,0080	0,13	0,036
Микроскопическое сечение рассеяния $\sigma_s$ (надтепловые), б	49	10,6	5,9	4,7
$\xi$	0,927	0,510	0,209	0,158
$\xi \cdot \Sigma_s$ (надтепловые) $\cdot \Sigma_a^{-1}$ (тепловые)	62	5860	138	166
Квадрат длины диффузии $L_m^2$ , м <sup>2</sup>	$7,62 \cdot 10^{-4}$	2,89	$4,8 \cdot 10^2$	0,287
Возраст $\tau$ , м <sup>2</sup>	0,0028	0,0115	0,0100	0,0380

Замедляющая способность ( $3C$ ) замедлителя зависит также от сечения рассеяния нейтронов и числа ядер рассеивающей среды на единицу объема ( $N_0$ ) [2]:

$$3C = \xi N_0 \sigma_s = \xi \Sigma_s$$

Замедляющая способность – средняя величина по всей надтепловой области энергий нейтронов. Хороший замедлитель должен слабо поглощать нейтроны, т. е. иметь малое сечение поглощения нейтронов.

В этом отношении воду  $H_2O$  превосходят тяжелая вода (т. е.  $D_2O$ ) и графит, так как в случае  $H_2O$  относительно велика вероятность реакции  ${}^1_0n + {}^2_1H \rightarrow {}^3_1H + \gamma$  (табл. 2.2). Чтобы учесть это свойство, в качестве критерия качества замедлителя в тепловой области энергий нейтронов используют понятие коэффициента замедления [2]:

$$K_{зам} = \xi C / \Sigma_a = \xi \Sigma_s / \Sigma_a$$

Замедляющие свойства некоторых материалов приведены в таблице 2.2. Качество замедлителя уменьшается в порядке  $D_2O > C > Be > H_2O$ . В случае энергетического реактора следует также учитывать стоимость и другие факторы, поэтому в большинстве реакторов при выборе между  $H_2O$  и  $D_2O$  предпочтение отдается  $H_2O$ .

## 2.6. Коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде

Для возникновения и поддержания цепной реакции, по меньшей мере, один из нейтронов, испускаемых при делении, должен вызвать новый акт деления. Это условие определяется эффективным коэффициентом размножения  $k$ :

$$k = \frac{\text{Число нейтронов в данном поколении}}{\text{Число нейтронов в предыдущем поколении}}$$

При  $k > 1$  число нейтронов во втором поколении превышает число поглощенных нейтронов. При этом условии поток и, следовательно, число актов деления увеличиваются в каждом последующем поколении нейтронов, что в результате приводит к росту мощности реактора (кинетика реактора рассматривается далее).

При  $k = 1$  число делений в единицу времени и, следовательно, производство энергии – постоянны. При  $k < 1$  цепная реакция не может поддерживаться. Реактор, работающий при  $k = 1$ , называют критическим, при  $k > 1$  – надкритическим и  $k < 1$  – подкритическим. Значение коэффициента размножения регулируют с помощью стержней управления и защиты. Они выполняются из материалов, сильно поглощающих нейтроны.

В каждом поколении нейтроны вступают в различные типы взаимодействий (рис. 2.2). Некоторые нейтроны покидают пределы реактора или поглощаются конструкционными материалами или защитой (например, стержнями управления и защиты, замедлителем, теплоносителем и т.д.). Это также следует принимать во внимание.

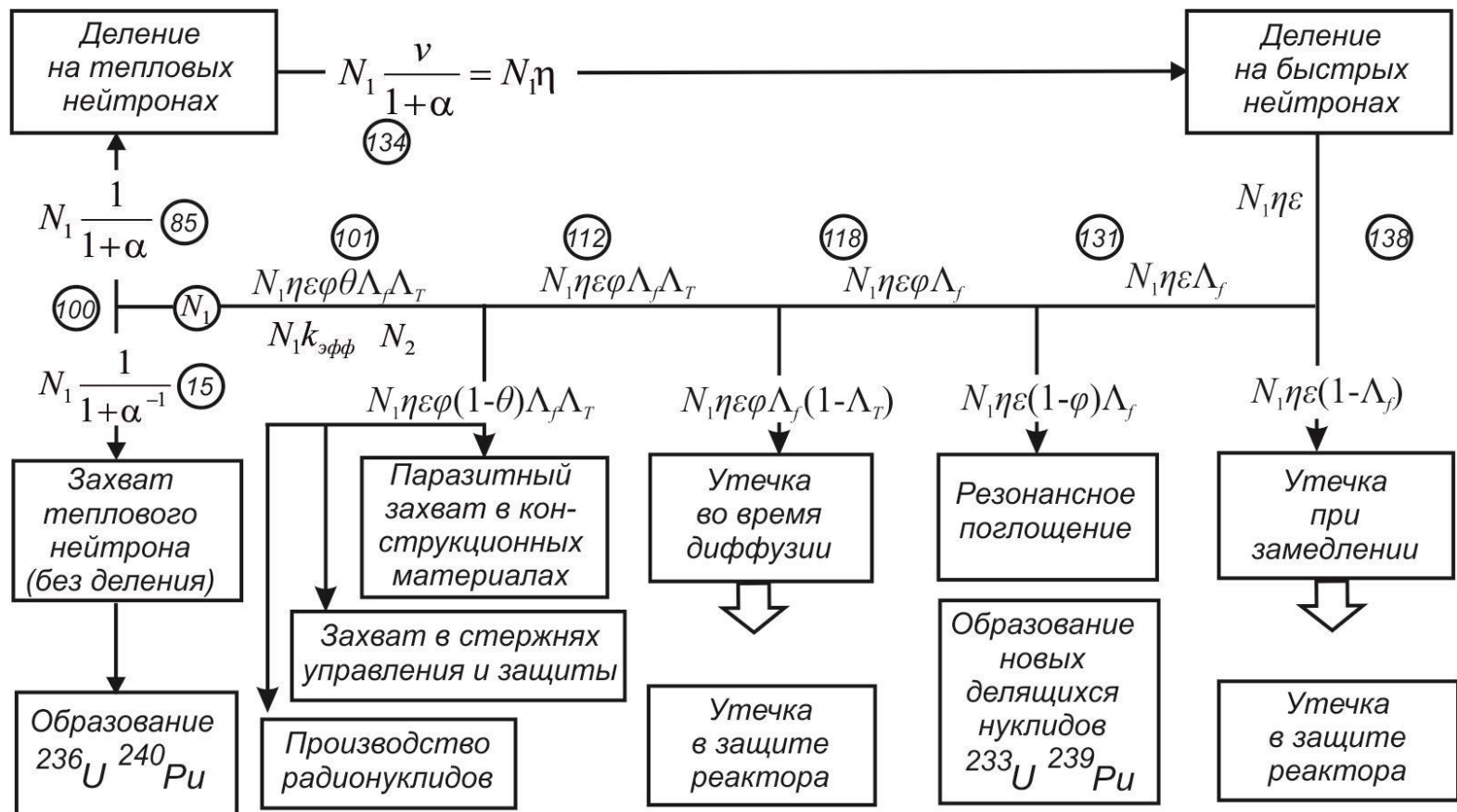


Рисунок 2.2. Нейтронный цикл в тепловом реакторе. Значения числа нейтронов в зависимости от  $N_1=100$  (первое поколение), приведенные в кружках, относятся к бельгийскому исследовательскому воздухоохлаждаемому реактору BRI с графитовым замедлителем (в соответствии с [2])



На практике используют два различных коэффициента размножения:  $k_{\infty}$  – в среде бесконечных размеров (т. е. к реактору без утечки нейтронов), и  $k_{эф}$  – в физической среде (т. е. в реакторе конечных размеров):

$$k_{эф} = k_{\infty} \Lambda,$$

где  $\Lambda$  – вероятность для нейтрона деления избежать утечки из активной зоны. Его называют эффективным коэффициентом размножения. Чтобы свести утечку нейтронов к минимуму, активную зону реактора окружают отражателем нейтронов, которым для тепловых нейтронов обычно бывает графит, вода или бериллий, а для быстрых нейтронов часто используют железо.

Рассмотрим нейтронный цикл в реакторе, т. е. судьбу нейтронов по мере их перехода из одного поколения в следующее (рис. 2.2, где учтена также утечка, рассмотренная ниже). Начнем с предположения, что имеется реактор, содержащий природный уран и графитовый замедлитель в конфигурации, которая допускает пренебрежимо малую утечку нейтронов ( $\Lambda=1$ ). Если урановое топливо поглощает 100 нейтронов ( $N_1$ ), то при делении испускается  $N_1 \cdot \eta$  или  $100 \cdot 1,34=134$  новых нейтрона. Эти быстрые нейтроны вызывают деление в уране, в результате чего испускаются новые нейтроны. Этот процесс характеризуется величиной  $\varepsilon$  – коэффициентом размножения на быстрых нейтронах (часто обозначается как  $\mu$ ). Значение этой величины в ядерном реакторе зависит от замедлителя. Для природного урана в графите  $\varepsilon \equiv 1,03$ . В результате к 134 нейтронам, выделяющимся при делении на исходных 100 тепловых нейтронах, добавляются еще нейтроны и всего их станет  $N_1 \cdot \eta \cdot \varepsilon$  или  $1,03 \cdot 134 = 138$  нейтронов. В гомогенных реакторах  $\varepsilon \approx 1$ .

Эти высокоэнергетические нейтроны замедляются в результате столкновений с ядрами окружающей среды, их энергии постепенно снижаются до тепловой. В диапазоне энергий от 1 до  $10^4$  эВ зависимости сечений от энергии для  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  имеют большие резонансные пики, характеризующие радиационный захват, тогда как деление ядер  $^{235}\text{U}$  преобладает при тепловых энергиях. Чтобы максимально повысить вероятность деления, необходимо предельно уменьшить потери в результате радиационного захвата в надтепловой области. Этого можно достичь, разделив пространственно замедлитель и ТВС. Быстрые нейтроны, которые образуются в ТВС, замедляются главным образом в замедлителе. Поскольку замедлитель представляет собой материал с легкими ядрами, число столкновений, требуемое для

замедления этих нейтронов, минимально. Поэтому недопустимо, чтобы нейтроны диффундировали в ТВС (и поглощались) до того, как будут достигнуты тепловые энергии. Вероятность, что нейтроны пройдут через область энергий резонансных пиков без захвата, называется вероятностью избежать резонансного поглощения и обозначается  $\varphi$ . Из первоначального числа нейтронов  $N_1$  будет, вероятно, получено  $N_1 \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi$  нейтронов. В реакторе с природным ураном и графитом  $\varphi \approx 0,9$ . Поэтому из первоначальных 100 нейтронов в область тепловых энергий попадут  $138 \cdot 0,9$  или 124 нейтрона следующего поколения.

Сечения поглощения нейтронов увеличиваются для всех нейтронов при приближении к тепловой энергии. В результате, даже если используются материалы с небольшим сечением, некоторое число нейтронов поглощается конструкционным материалом и замедлителем. Вероятность избежать захвата для тепловых нейтронов, таким образом, обозначается  $\theta$  и называется коэффициентом использования тепловых нейтронов, который в нашем случае можно принять 0,9. Таким образом, из первоначального числа нейтронов  $N_1$  из следующего поколения остаются 112 тепловых нейтронов, чтобы вызвать деление в ядерном горючем.

Эти 112 тепловых нейтронов составляют второе поколение нейтронов, которое в соответствии с определением коэффициента размножения нейтронов соответствует  $k_\infty$ :

$$k_\infty = \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi \cdot \theta . \quad (2.1)$$

Это выражение называют формулой четырех сомножителей. В нашем случае  $k_\infty = 1,12$ .

Для любого гомогенного реактора:

$$\theta = \Sigma_a(\text{горючее}) / [\Sigma_a(\text{горючее}) + \Sigma_a(\text{замедлитель}) + \Sigma_a(\text{другие материалы})]^{-1},$$

где выражение в квадратных скобках – макроскопическое сечение всех реакций поглощения в ТВС; последний термин включает поглощение примесями в конструкционных материалах и продуктами деления равновесной концентрации, образующимися в процессе работы реактора. При введении в активную зону стержней управления  $\Sigma_a(\text{другие материалы})$  возрастает. В случае нуклидов с большими надтепловыми резонансами следует использовать значение эффективных сечений.

Чтобы компенсировать уменьшение  $\theta$  во время работы, энергетические реакторы проектируют с  $k_\infty = 1,2 \div 1,3$ , а не 1,12, как в приведенном выше примере. Используют еще более высокие значения

$k_{\infty}$ , как, например, в случае реакторов с высокообогащенным топливом. В реактор с высоким  $k_{\infty}$ , который обеспечивает большую глубину выгорания топлива, чтобы уменьшить  $k_{\infty}$ , вначале кампании вводят выгорающий поглотитель нейтронов. Таким поглотителем является гадолиний, особенно  $^{157}\text{Gd}$ , который составляет 16% природного гадолиния и имеет сечение поглощения для тепловых нейтронов 254000 б. Даже небольшое количество гадолиния значительно понижает  $\theta$ . Хотя концентрация гадолиния непрерывно убывает в процессе работы реактора, одновременно образуются продукты деления, являющиеся поглотителями нейтронов, компенсируя таким образом убыль гадолиния. В результате поддерживается удовлетворительное значение  $k_{\infty}$ , позволяющее без затруднений компенсировать его превышение над единицей с помощью стержней управления.

Поскольку некоторые элементы имеют очень большие сечения поглощения тепловых нейтронов, все материалы в реакторе должны быть исключительно чистыми (ядерно-чистыми материалами), чтобы  $k_{\infty}$  был как можно большим. Точные соотношения, которые определяют зависимость различных сомножителей формулы (2.1) от геометрии, изотопного состава топлива и т. д., весьма сложны. С помощью современных вычислительных средств расчетным путем можно достаточно точно определить оптимальное геометрическое расположение топлива и замедлителя.

Одним из важных факторов является температурная зависимость  $k$ . Повышение температуры обычно оказывает незначительное влияние на  $\eta\varepsilon$ , но  $\theta$  увеличивается - приближается к 1 – вследствие уменьшения плотности замедлителя и увеличения средней энергии нейтронов, а это приводит к большему захвату нейтронов с последующим делением в  $^{239}\text{Pu}$ , который имеет резонанс реакции деления при энергии 0,3 эВ. С другой стороны, вследствие доплеровского уширения линий сечения захвата в резонансах в надтепловой области уменьшается  $\varphi$ . Доплеровское уширение также увеличивает захват в стержнях управления. Эти эффекты обычно преобладают, так что  $k_{\infty}$  несколько уменьшается с ростом температуры в активной зоне реактора. Этот эффект называют отрицательным температурным коэффициентом реактивности. В кипящем реакторе отрицательный температурный коэффициент обеспечивается также за счет образования пузырьков пара (или паровых пустот), образующихся в замедлителе. Это уменьшает интенсивность термализации нейтронов при одновременном повышении вероятности утечки нейтронов.

Эти особенности важны с точки зрения безопасности реактора. Если возрастает  $k$ , то увеличивается интенсивность деления и повышается температура. Если температурный коэффициент положительный, то  $k$  будет продолжать возрастать, приводя к дальнейшему повышению температуры и т. д. В конечном итоге реактор достигнет температуры, при которой произойдет термическое разрушение активной зоны, если не будут приведены в действие органы управления и защиты, чтобы уменьшить  $k$ . Однако при отрицательном температурном коэффициенте происходит саморегулирование реактора: повышение мощности (и, следовательно, температуры) уменьшает  $k$ , что ведет к ограничению повышения мощности. Это называется отрицательной обратной связью по температуре.

## 2.7. Утечка нейтронов и критические размеры активной зоны

Во всех действующих реакторах имеет место утечка нейтронов из активной зоны. Вероятность избежать утечки  $\Lambda$  приблизительно описывается вероятностью избежать утечки для быстрого или теплового нейтрона  $\Lambda_f$  и  $\Lambda_T$ , соответственно:

$$\Lambda = \Lambda_f \Lambda_T.$$

Влияние этой утечки, показанное на рисунке 2.2, приводит к уменьшению числа нейтронов во втором поколении (112), рассчитанного ранее для  $k_\infty$ , до  $N_2 = 101$ . Следовательно,  $k_{эф} = 1,01$  и  $\Lambda = 0,9$ , т.е. 10% нейтронов теряется в результате утечки. Пример, приведенный на рисунке 2.2, относится к небольшому исследовательскому реактору, работающему на природном уране. В энергетических реакторах  $k_\infty$  значительно больше вследствие больших величин  $\eta$  (ввиду использования обогащенного топлива), хотя утечка нейтронов значительно меньше. Вероятность избежать утечки в них составляет более 0,97.

Утечка зависит от среднего расстояния, которое проходит нейтрон от точки рождения, до точки, где он вызовет новое деление, и от геометрии активной зоны и отражателя (геометрического параметра  $B$ ):

$$\Lambda_f = \exp(-B^2 \tau),$$

$$\Lambda_T = (1 + B^2 L^2)^{-1},$$

где  $B$  – геометрический параметр;  $L$  – длина диффузии для теплового нейтрона и  $\tau$  – возраст нейтронов (переменная, введенная в возрастной теории Ферми) [3].

Объединив все уравнения, можно получить критическое уравнение:

$$k_{эф} = \frac{k_{\infty} \exp(-B^2 \tau)}{1 + B^2 L^2} \approx \frac{k_{эф}}{1 + B^2 (L^2 + \tau)}.$$

Энергетические тепловые реакторы имеют достаточно большие объем активной зоны и относительное содержание ядер замедлителя вследствие чего вероятность быстрому нейтрону испытать утечку из АЗ практически равна нулю, а вероятность избежать утечки, соответственно,  $\Lambda_f = \exp(-B^2 \tau) \approx 1$ . Величину  $L^2 + \tau$ , обычно обозначаемую  $M^2$ , называют площадью миграции, а  $M$  – длиной миграции:

$$M^2 = L^2 + \tau.$$

Следовательно, для критического реактора больших размеров на тепловых нейтронах имеет место равенство:

$$k_{эф} = \frac{k_{\infty}}{1 + B^2 M^2} = 1.$$

Длину диффузии для теплового нейтрона  $L$  рассчитывают по выражению:

$$L^2 = L_m^2 (1 - \theta),$$

где  $L_m$  – длина диффузии в чистом замедлителе. Значения  $L_m^2$  и  $\tau$  для различных замедлителей приведены в таблице 2.2.

Геометрический параметр зависит от распределения потока нейтронов в реакторе, которое в свою очередь зависит от общей геометрии ТВС, включая граничные условия. Расчет геометрического параметра для гетерогенных реакторов довольно сложный, а для гомогенных реакторов действительны следующие простые отношения:

$$B^2 = \pi^2 r^{-2} (\text{сфера});$$

$$B^2 = 3\pi^2 a^{-2} (\text{куб});$$

$$B^2 = 3.3b^{-2} (\text{цилиндр}),$$

где  $r$  – радиус сферы;  $a$  – сторона куба;  $b$  – высота цилиндра, равная его диаметру.

Для иллюстрации выше изложенного можно рассмотреть задачу:

Ядерный реактор работает на постоянном уровне мощности ( $k_{эф} = 1$ ).

Потеря нейтронов в результате поглощения без деления составляет 45 %. Какова доля нейтронов, покидающих активную зону?

Решение: на каждые  $\approx 2,5$  нейтрона, рождающихся при делении ядра, один расходуется на поддержание цепной реакции (реактор работает на постоянном уровне мощности). В соответствии с условием задачи,  $2,5 \cdot 0,45 = 1,1$  нейтрона поглощается без деления. В активной

зоне поглощается  $1+1,1 = 2,1$  нейтрона. Активную зону покидает  $2,5 - 2,1 = 0,4$  нейтрона или  $0,4/2,5 \approx 0,16$  (16 %).

## 2.8. Баланс ядерных материалов в активной зоне реактора

На рисунке 2.3 показан расход делящегося нуклида  $^{235}\text{U}$  и образование новых делящихся нуклидов  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  (также некоторых продуктов деления и других актиноидов) в результате радиационного захвата в сырьевом нуклиде  $^{238}\text{U}$ . Данный рисунок относится к определенному типу реактора, а для других реакторов будут несколько другие зависимости. В реакторе, работающем на тепловой мощности 3 ГВт, будут претерпевать деление 3,16 кг  $^{235}\text{U}$ /сут. Некоторое дополнительное количество урана расходуется вследствие реакции  $^{235}\text{U} (n, \gamma) ^{236}\text{U}$ . Чтобы это учесть, используем множитель  $(\sigma_f + \sigma_\gamma) / \sigma_f = 1,17$ ; следовательно, расход  $^{235}\text{U}$  составляет  $3,16 \cdot 1,17 = 3,70$  кг/сут. Это значение действительно для свежей активной зоны реактора; однако после того как активная зона проработает некоторое время, деление в  $^{239}\text{Pu}$ , образующемся в результате захвата нейтрона в  $^{238}\text{U}$ , начинает вносить заметный вклад в производство энергии, а еще позднее вклад будет вносить также деление  $^{241}\text{Pu}$ . По этой причине расход  $^{235}\text{U}$  постепенно уменьшается при приблизительно постоянном производстве энергии в работающей активной зоне. В течение всего срока службы активной зоны из урана, обогащенного до  $2 \div 3\%$  по  $^{235}\text{U}$ , примерно 40% общего производства энергии обусловлено делением изотопов плутония (рис. 2.4). В среднем АЭС с легководным реактором электрической мощностью 1000 МВт (КПД 33%) в течение кампании расходует 2,2 кг  $^{235}\text{U}$  и 2,0 кг  $^{238}\text{U}$  в сутки.

В результате деления урана и плутония образуется около 3,1 кг продуктов деления в сутки. Чтобы рассчитать выходы этих продуктов, необходимо использовать значения эффективных сечений. Чем больше будет произведено  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  на каждое ядро сгоревшего  $^{235}\text{U}$ , тем эффективнее может быть использование топлива.

Эффективность использования топлива определяется выгоранием. Выгорание можно выражать количеством топлива (в процентах), израсходованным до момента, когда его нужно заменять. Например, выгорание, равное 1%, означает, что на 1 т топлива расходуется 10 кг делящихся и сырьевых ядер (за счет деления и захвата). Однако обычно выгорание топлива выражается количеством тепловой энергии, выделившейся на 1 т топлива.

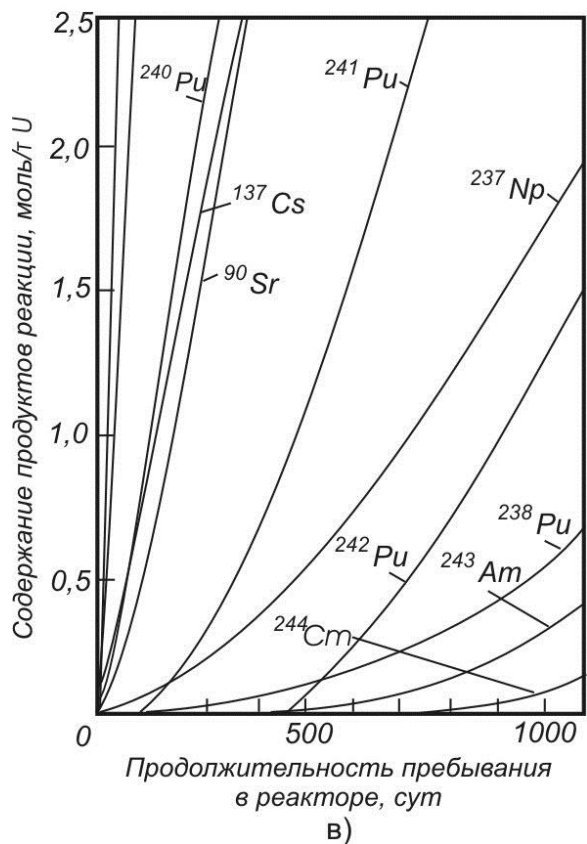
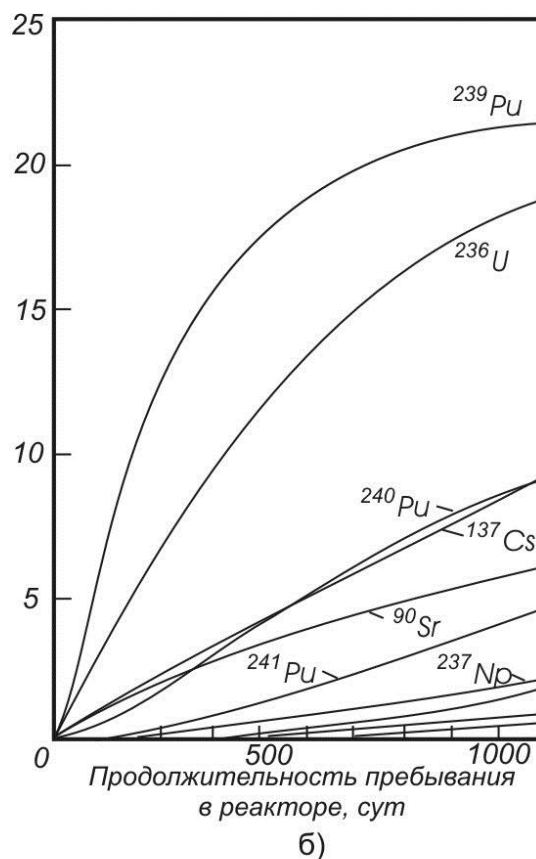
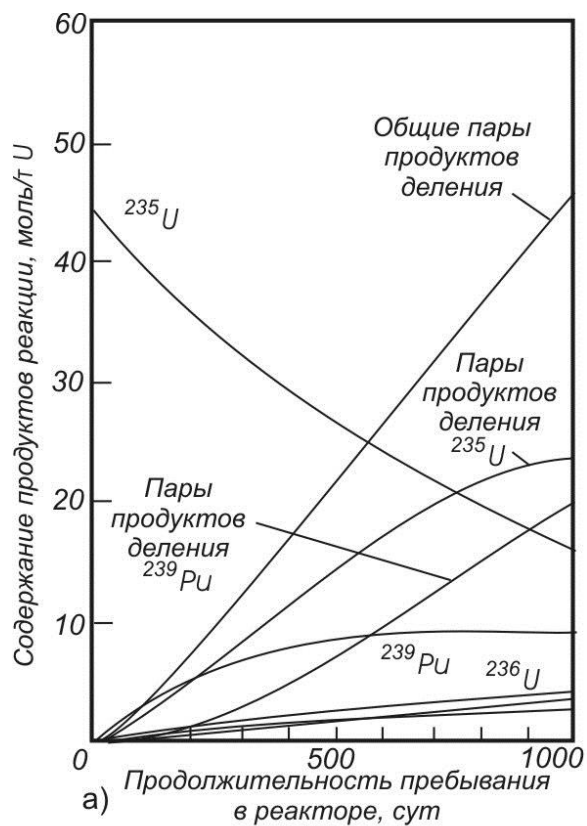


Рисунок 2.3. Накопление продуктов деления и актиноидов в топливе: а – топливо с начальным обогащением  $^{235}\text{U}$  до 1%, облученное в графитовом реакторе малой тепловой мощности ( $\sim 230$  МВт); б, в – топливо с начальным обогащением  $^{235}\text{U}$  до 3,3%, облученное в водо-водяном реакторе высокой электрической мощности ( $\sim 1000$  МВт) (в соответствии с [2])

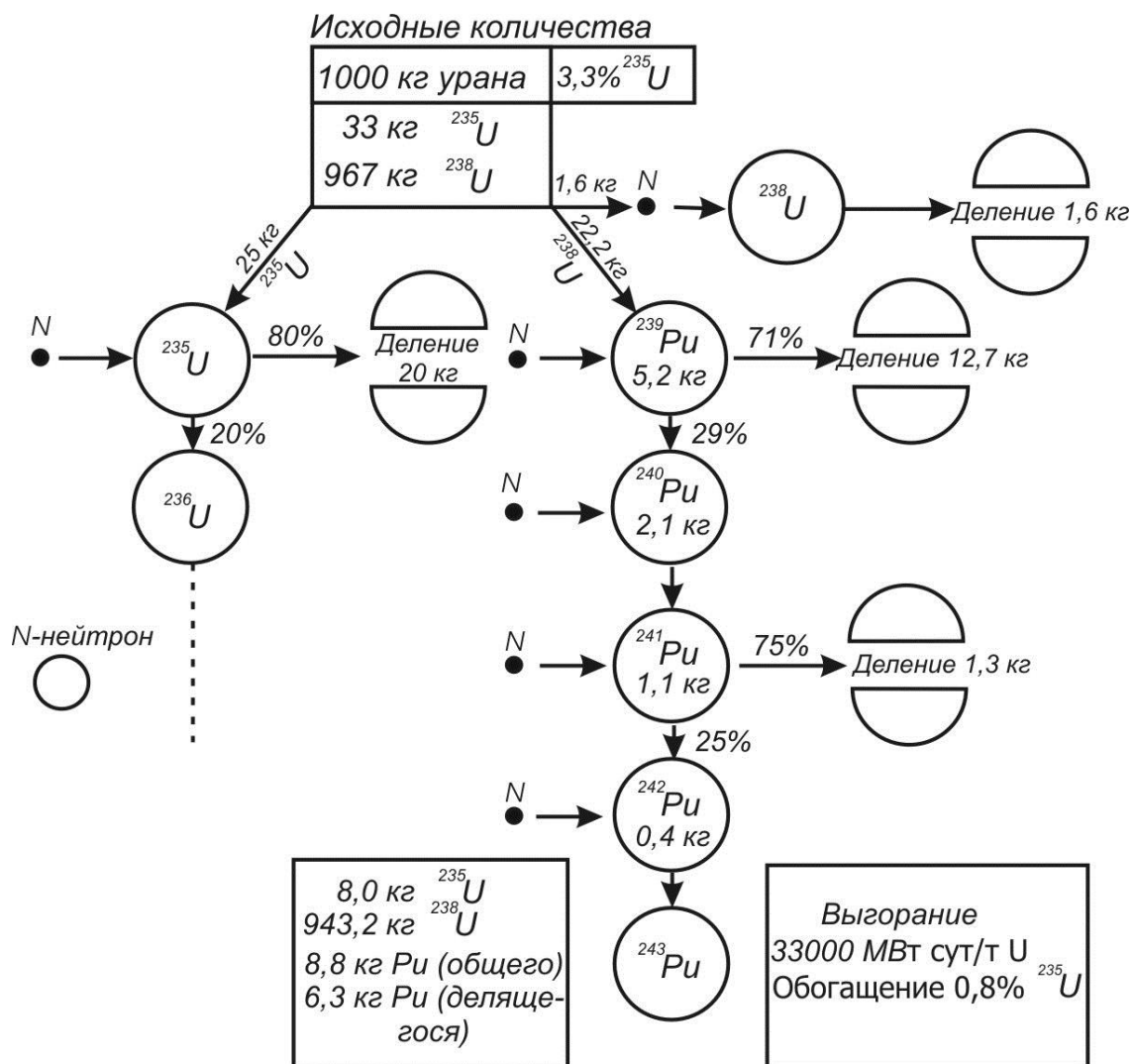


Рисунок 2.4. Баланс актиноидов в водо-водяном энергетическом реакторе  
(в соответствии с [2])

На производство 33000 МВт·сут тепловой энергии [МВт(т)·сут] из 1000 кг обогащенного урана в водо-водяном реакторе расходуется 25 кг  $^{235}\text{U}$  и 23,8 кг  $^{238}\text{U}$  (рис. 2.4) или 4,88% первоначального количества урана. Тогда 1%-ное выгорание соответствует  $33000/4,88 = 6762$  МВт(т)·сут/тU. Однако, если учесть 6,3 кг образующегося делящегося плутония (который «заменяет»  $^{235}\text{U}$ ) общий расход уменьшится до  $48,8 - 6,3 = 42,5$  кг (или 4,25%). Следовательно, 1%-ное выгорание соответствует 7765 МВт(т)·сут/тU.



### 3. НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НУКЛИДОВ, ВХОДЯЩИХ В СОСТАВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

#### 3.1. Нейтронно-физические параметры делящихся нуклидов

Значения нейтронно-физических параметров основных делящихся нуклидов при взаимодействии с тепловыми нейтронами приводятся в таблице 3.1 (для энергии стандартизированного теплового нейтрона  $E_n = 0,0252$  эВ). В таблице 3.2 приведены значения для различных энергий нейтронов. Тепловые нейтроны – это нейтроны, которые находятся в термодинамическом равновесии со средой. Считается, что нейтроны с энергией меньше 1 эВ являются тепловыми. Распределение тепловых нейтронов по энергии описывается спектром Максвелла. Одна из основных характеристик тепловых нейтронов является температура нейтронного газа. Энергия нейтронов 0,0252 эВ соответствует температуре нейтронного газа 20°C, т.е. это тепловые нейтроны, находящиеся в нормальных условиях. Для определения действительных нейтронно-физических параметров тепловых нейтронов необходимо учитывать поправки на температуру нейтронного газа в активной зоне ядерного реактора.

Таблица 3.1. Основные ядерно-физические параметры делящихся ядер для энергии тепловых нейтронов  $E_n = 0,0252$  эВ [4, 5]

№ п/п	Параметр	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
1	Микросечение деления $\sigma_f$ , б	531	580	742	1007
2	Микросечение радиационного захвата $\sigma_c$ , б	47	98	271	368
3	Микросечение поглощения $\sigma_a$ , б	578	678	1013	1375
4	$\alpha = \sigma_c / \sigma_f$	0,089	0,169	0,366	0,365
5	$\sigma_f / \sigma_a = 1 / (1 + \alpha)$	0,917	0,855	0,732	0,732
6	Среднее число нейтронов на акт деления $\nu_f$	2,487	2,423	2,880	2,936
7	Среднее число нейтронов на акт поглощения $\nu_{эф} = \nu_f \sigma_f / \sigma_a = \nu_f / (1 + \alpha)$	2,284	2,072	2,109	2,149

Микроскопическое сечение деления ядер является одним из важнейших нейтронно-физических параметров среды с данным делящимся изотопом, в частности, чем оно выше тем меньше значение плотности потока тепловых нейтронов для поддержания того же уровня тепловой мощности ядерного реактора. Тепловая мощность реакторной установки связана с плотность потока повреждающих нейтронов по соотношению:

$$Q = E_f \bar{\Sigma}_f^{\text{топ}} \Phi_T V^{\text{топ}} = E_f \bar{\Sigma}_f^{\text{A3}} \Phi_T V^{\text{A3}},$$

где  $E_f$  – энергия деления, выделяемая в одном акте деления, около 200 МэВ и слабо зависит от типа делящегося нуклида (таблица 3.2);  $\Phi_T$  – плотность потока тепловых нейтронов;  $\bar{\Sigma}_f^{\text{топ}}$  и  $\bar{\Sigma}_f^{\text{A3}}$  – среднее значение макроскопического сечения деления для ядерного топлива и активной зоны, соответственно;  $V^{\text{топ}}$  и  $V^{\text{A3}}$  – объем ядерного топлива и активной зоны, соответственно.

Таблица 3.2. Энергия деления для различных нуклидов ( $E_f$ ), МэВ [6]

$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
199	202	210	213

Как известно, процесс деления ядер является одним из вариантов выхода реакции поглощения нейтронов. В случае тепловых нейтронов другим вариантом выхода реакции поглощения является радиационный захват, т.е.  $\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma$ . Радиационный захват нейтронов ядрами  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  не наносит такого негативного характера, как радиационный захват на ядрах  $^{235}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , т.к. при последующем захвате  $^{234}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  преобразуются в делящиеся нуклиды  $^{235}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . При радиационном захвате нейтронов ядрами  $^{235}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$  теряется не только нейтрон, но и потенциальная возможность получить делящийся нуклид. Значения микросечения радиационного захвата изменяется от одного делящегося нуклида к другому вместе с микросечением деления, а значит, анализ его значений необходимо проводить совместно со значениями микросечений деления ядер.

Коэффициент  $\alpha$  определяется как отношение микросечений радиационного захвата к делению и характеризует эффективность деления ядерного горючего, чем выше значение  $\alpha$ , тем меньше эффективность деления. Для анализа лучше воспользоваться вероятностью протекания процесса деления при поглощении нейтрона ( $\sigma_f / \sigma_a = 1 / (1 + \alpha)$ ). Эта вероятность наиболее точно характеризует

эффективность деления ядерного горючего и чем выше ее значение, тем выше вероятность деления ядер.

Необходимо разделять термины ядерное топливо и ядерное горючее. **Ядерное топливо** – это химическое соединение, содержащее делящиеся, воспроизводящие материалы и другие химические элементы, например, легирующие добавки. **Ядерное горючее** – это только делящиеся материалы, находящиеся в ядерном топливе.

Среднее число нейтронов на акт деления характеризует значение плотности потока быстрых нейтронов, чем выше это число, тем выше плотность потока быстрых нейтронов.

Среднее число нейтронов на акт поглощения характеризует значение коэффициента воспроизводства ядерного топлива. Значение КВ без учета размножения нейтронов в сырьевом – воспроизводящем материале без учета непроизводительных потерь нейтронов и утечки определяется величиной  $KB \approx \bar{\nu}_{эф} - 1$ . В этом соотношении один нейтрон идет на поддержание цепной реакции деления.

В таблице 3.3 приведены основные ядерно-физические параметры делящихся нуклидов от энергии нейтронов. Средняя энергия тепловых нейтронов в ЯР на тепловых нейтронах лежит в пределах  $0,0252 < E_n < 1$  эВ, чем выше температура эксплуатации активной зоны ЯР, тем выше средняя энергия тепловых нейтронов. Средняя энергия нейтронов в ЯР на промежуточных или резонансных нейтронах составляет около 100 эВ. Средняя энергия нейтронов  $10^5$  эВ соответствует ЯР на быстрых нейтронах со смягченным спектром, а энергия  $10^6$  эВ – ЯР на быстрых нейтронах. Таким образом, представленные в таблице 3.3 значения позволяют выбрать, какой ЯТЦ наиболее эффективно реализовывать в данном типе ЯР при решении вопросов топливо использования.

Таблица 3.3. Основные ядерно-физические параметры делящихся нуклидов от энергии нейтронов [4, 5]

$E_n$ , эВ	$^{233}\text{U}$			$^{235}\text{U}$			$^{239}\text{Pu}$		
	$\nu_{эф}$	$\alpha$	$\sigma_f$ , б	$\nu_{эф}$	$\alpha$	$\sigma_f$ , б	$\nu_{эф}$	$\alpha$	$\sigma_f$ , б
0,0252	2,28	0,089	531	2,07	0,169	580	2,11	0,366	740
1	2,2	0,125	150	2,0	0,20	60	2,0	0,45	40
$10^2$	1,8	0,40	35	1,5	0,90	12	1,64	0,75	12
$10^5$	2,25	0,11	2,45	2,0	0,28	1,65	2,45	0,21	1,8
$10^6$	2,7	0,04	2,0	2,6	0,09	1,25	3,15	0,03	1,6

Очевидно, что условию принципиальной возможности расширенного воспроизводства ядерного топлива ( $KB > 1$ )

соответствует  $\nu_{эф} > 2$ . Наиболее высокое значение КВ для тепловых реакторов имеют ЯР с  $^{233}\text{U}$  в качестве ядерного горючего с принципиальной возможностью расширенного воспроизводства ядерного топлива в торий-урановом ЯТЦ. В области высоких энергий нейтронов значения  $\nu_{эф}$  для  $\text{Pu}^{239}$  максимальны. Следовательно, для быстрых реакторов наиболее высокое значение КВ достигается в уран-плутониевом ЯТЦ.

Среднее значение  $\nu_{эф}$  в реакторе зависит от конкретного вида энергетического спектра нейтронов. В тепловом реакторе средняя величина  $\nu_{эф}$  в первую очередь определяется его значением в энергетическом интервале 0,01...1,00 эВ. Различия энергетических спектров нейтронов в тепловой области обусловлено разными температурами эксплуатации замедлителя. В таблице 3.4 приведены данные, которые демонстрируют отличие значений  $\nu_{эф}$ , обусловленное различием спектров нейтронов в тепловых ядерных реакторах с графитовым и тяжеловодным замедлителями. Из данных следует, что для тепловых реакторов с пониженной температурой замедлителя использование  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  приводит к увеличению  $\nu_{эф}$  и коэффициента воспроизводства ядерного топлива. Наименьшим значением  $\nu_{эф}$  и КВ характеризуется реактор с использованием плутония.

Различие ядерно-физических параметров основных делящихся нуклидов проявляется также в количестве делящегося материала, требуемого для обеспечения критичности ЯР. В области энергий тепловых нейтронов значение критической массы для  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  примерно одинаково. Критическая масса плутония в этом интервале энергий оказывается меньше. При изменении энергии нейтронов в реакторе от “тепловой” до “быстрой” значение критической массы для всех делящихся элементов существенно возрастает. В результате быстрые реакторы характеризуются более высокой загрузкой делящегося материала, чем тепловые реакторы. В быстрых реакторах с жестким спектром нейтронов наименьшей критической массой характеризуются реакторы в уран-плутониевом цикле, причем наилучшим с этой точки зрения ядерным горючим является плутоний-241 [7]. В быстрых реакторах со смягченным спектром нейтронов, например в реакторах с оксидным топливом,  $^{233}\text{U}$  имеет более низкое значение критической массы, чем  $^{239}\text{Pu}$ .  $^{235}\text{U}$  характеризуется наибольшим значением критической массы во всем диапазоне энергий нейтронов, характерных для быстрых реакторов. В таблице 3.5 приведены относительные значения критической массы основных делящихся нуклидов для быстрого реактора с оксидным топливом.

Таблица 3.4. Значения  $\nu_{эф}$ , усредненные по спектру нейтронов в реакторе [4, 8]

Тип реактора	Температура замедлителя, °C	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
HTGR	600	2,24	1,95	1,78
Тяжеловодный	100	2,25	2,01	1,78

Таблица 3.5. Относительные значения критической массы ( $m/m_5$ ) и  $\nu_{эф}$  основных делящихся нуклидов по отношению к  $^{235}\text{U}$  в быстром реакторе [4, 8]

Нуклид	$\nu_{эф}$	$m/m_5$
$^{233}\text{U}$	2,31	0,67
$^{235}\text{U}$	1,93	1,00
$^{239}\text{Pu}$	2,49	0,82
$^{241}\text{Pu}$	2,72	0,48

где  $m$ ,  $m_5$  – значение критической массы для текущего нуклида и  $^{235}\text{U}$  в данном типе реакторов, соответственно.

При рассмотрении изменений критической массы делящихся нуклидов в ЯТЦ необходимо учитывать различие в количестве ядерного горючего, необходимого для подпитки активной зоны в процессе работы реактора. Количество ядерного горючего подпитки обуславливается различием внутренних коэффициентов воспроизводства и отличием эффективности выгорающего и накапливаемого делящихся нуклидов. Это различие находит свое отражение в более обобщенном по сравнению с критической массой значении начальной загрузки, которая также учитывает дополнительное количество делящегося материала, необходимое для компенсации изменения реактивности в процессе работы реактора. В частности, воспроизводство ядерного горючего для тепловых реакторов более существенно в торий-урановом цикле, чем в уран-плутониевом. В результате, чем больше длительность кампании реактора на тепловых нейтронах (чем выше глубина выгорания топлива в тепловом реакторе), тем очевиднее преимущество торий-уранового цикла с точки зрения требуемой подпитки реактора делящимся материалом.

В быстрых реакторах со смягченным спектром ситуация обратная. Несмотря на то, что наиболее низким значением критической массы из трех основных делящихся нуклидов характеризуется  $^{233}\text{U}$  (табл. 3.5), соотношение коэффициентов воспроизводства, накопление тяжелых нуклидов и их "эффективность" приводят к большому преимуществу уран-плутониевого ЯТЦ на базе быстрых реакторов с ростом глубины выгорания.

Ядерно-физические параметры элементов торий-уранового и уран-плутониевого циклов отличаются также средней энергией нейтронов

деления; энергией, выделяемой при делении и кинетической энергией осколков деления (табл. 3.6).

Таблица 3.6. Энергетические характеристики деления ядер, МэВ [4, 8]

Характеристика	<sup>233</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>239</sup> Pu
Средняя энергия нейтронов деления	1,97	1,94	2,01
Энергия, выделяемая при делении одного ядра*	192	195	202
Кинетическая энергия на одно деление	168	168	175

\* Без учета  $\gamma$ -излучения от радиационного захвата нейтронов

### 3.2. Нейтронно-физические параметры воспроизводящих нуклидов

Характеристики ядерных топливных циклов в значительной мере определяются нейтронно-физическими параметрами сырьевых – воспроизводящих нуклидов. Основное влияние на характеристики ядерных реакторов оказывает значение сечения радиационного захвата  $\sigma_\gamma$  и его изменение в зависимости от энергии нейтронов (таблица 3.7, рисунки 3.1 и 3.2).

Таблица 3.7. Значения сечения радиационного захвата нейтронов воспроизводящими нуклидами от энергии налетающих нейтронов, барн [9]

Вид нейтронов	$E_n$ , эВ	<sup>232</sup> Th	<sup>238</sup> U
тепловые	0,0252	7,6	2,7
тепловые	1	1,5	0,6
резонансные	$10^2$	28,0	15,0
быстрые	$10^5$	0,4	0,4
быстрые	$10^6$	0,1	0,1

Из рисунка 3.2 видно, что радиационный захват нейтронов в резонансной области энергии нейтронов превалирует у урана, в тепловой и быстрой областях у тория.

При одинаковой концентрации сырьевого нуклида показанное выше поведение сечения захвата в низкоэнергетической области спектра приводит к тому, что критическая масса для тепловых реакторов, работающих в ториевом цикле, должна быть больше, чем в урановом. В то же время характер поведения сечения захвата урана и тория в резонансной области должен привести к более значительному увеличению критической массы в урановом цикле по сравнению с ториевым за счет резонансного поглощения нейтронов. Указанный эффект в тепловых реакторах определяется **степенью гетерогенности топлива**.

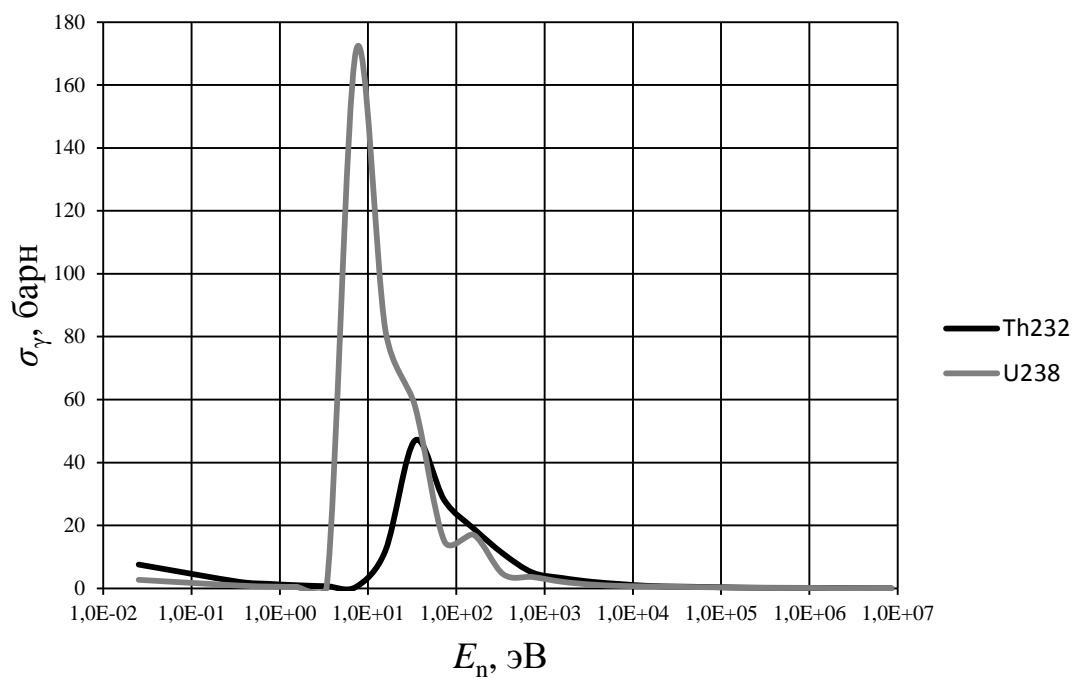


Рисунок 3.1. Зависимости сечений радиационного захвата нейтронов воспроизводящими нуклидами от энергии налетающих нейтронов

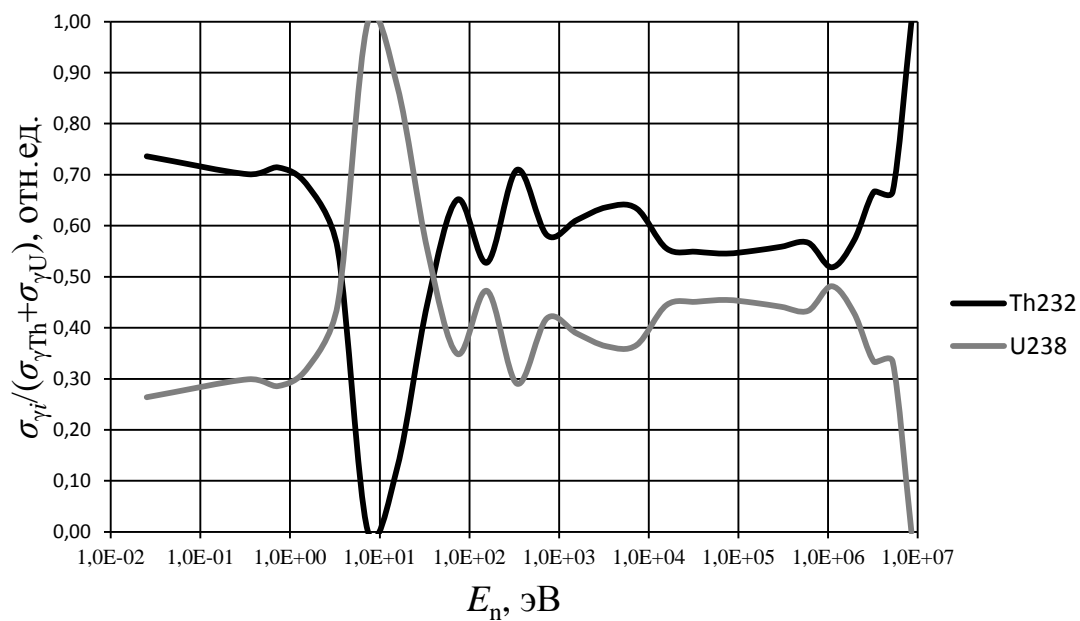


Рисунок 3.2. Зависимости сечений радиационного захвата нейтронов воспроизводящими нуклидами от энергии налетающих нейтронов относительно их суммарного значения

**Степень гетерогенности топлива** – физический термин, характеризующий на качественном уровне диаметр топливной таблетки или ТВЭЛ, чем больше диаметр ТВЭЛ, тем выше степень гетерогенности топлива.

Резонансный интеграл поглощения при бесконечном разбавлении ( $I_\infty^a$ ) составляет 95 и 280 б для  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ , соответственно [10]. С ростом концентрации воспроизводящего материала значение величины эффективного резонансного интеграла поглощения  $I_{\text{эф}}^a$  как для тория-232, так и для урана-238 уменьшается от величины  $I_\infty^a$ . Концентрация воспроизводящего материала в активной зоне водо-водяных реакторов может характеризоваться **водно-топливным отношением**. **Водно-топливное отношение** – отношение количества ядерного топлива к количеству водного замедлителя. Рост степени гетерогенности топлива дополнительно снижает значения  $I_{\text{эф}}^a$ . Однако при концентрациях горючего и степени гетерогенности топлива, характерных для реальных энергетических реакторов на тепловых нейтронах, сохраняется существенное различие эффективных резонансных интегралов для обоих нуклидов. В тяжеловодных канальных реакторах, обладающих более высокой степенью гетерогенности топлива, значения  $I_{\text{эф}}^a$  для обоих элементов относительно малы и различия между ними становятся несущественными.

Снижение значения макроскопического сечения радиационного захвата воспроизводящих нуклидов в активной зоне, с одной стороны, приводит к снижению критической массы делящихся нуклидов, с другой, может обуславливать снижение коэффициента воспроизводства ядерного горючего.

Другой важной характеристикой воспроизводящего (сырьевого) нуклида является **коэффициент размножения на быстрых нейтронах**. Для примера будем рассматривать уран-плутониевый ЯТЦ. Воспроизводящим нуклидом является  $^{238}\text{U}$ . Нейтроны способные разделить ядро  $^{238}\text{U}$  должны обладать энергией выше 1 МэВ, средняя энергия таких нейтронов деления составляет  $E_0 = 2,56$  МэВ. В процессе замедления от энергии  $E_0$  до  $E < 1$  МэВ нейтроны пройдут расстояние  $\sqrt{\tau}$  ( $\tau$  – возраст нейтронов при замедлении нейтрона в среде от энергии  $E_0 = 2,56$  МэВ до  $E = 1$  МэВ). За это расстояние нейтроны могут вызвать деление воспроизводящих ядер  $^{238}\text{U}$  или  $^{232}\text{Th}$  в торий-урановом ЯТЦ. При этом исчезнет  $\Sigma_f^{(8)}\Phi_1$  нейтронов и появятся новые в количестве  $\nu_f^{(8)}\Sigma_f^{(8)}\Phi_1$ , где  $\Sigma_f^{(8)}$  – макроскопическое сечение деления  $^{238}\text{U}$ ;  $\Phi_1$  –



плотность потока первоначальных быстрых нейтронов деления;  $\nu_f^{(8)}$  – среднее число нейтронов на акт деления  $^{238}\text{U}$ . Изменение плотности потока быстрых нейтронов при прохождении ими расстояние  $\sqrt{\tau}$  можно определить по соотношению:

$$\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\sqrt{\tau}} = \nu_f^{(8)} \Sigma_f^{(8)} \Phi_1 - \Sigma_f^{(8)} \Phi_1,$$

где  $\Phi_2$  – суммарная плотность потока первичных и вторичных нейтронов прошедших границу  $E = 1$  МэВ. Отсюда можно получить значение  $\Phi_2$ :

$$\Phi_2 = \Phi_1 + \sqrt{\tau} \nu_f^{(8)} \Sigma_f^{(8)} \Phi_1 - \sqrt{\tau} \Sigma_f^{(8)} \Phi_1.$$

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах есть отношение  $\Phi_2/\Phi_1$  и учитывает относительное увеличение числа быстрых нейтронов за счет деления воспроизводящих ядер:

$$\mu^{(8)} = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} = 1 + \sqrt{\tau} \Sigma_f^{(8)} (\nu_f^{(8)} - 1) = 1 + \sqrt{\tau} \Sigma_a^{(8)} (\nu_{\text{эф}}^{(8)} - 1);$$

$$\tau = \frac{\ln(E_0 / E)}{3\xi \Sigma_s^2 (1 - \cos \Theta)} = \frac{\ln 2,56}{3\xi \Sigma_s^2 (1 - \cos \Theta)},$$

где  $\Sigma_a^{(8)}$  – макроскопическое сечение поглощения нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ ;  $\nu_{\text{эф}}^{(8)}$  – среднее число нейтронов на акт поглощения нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ ;  $\xi$  – средняя логарифмическая потеря энергии в среде;  $\Sigma_s$  – макроскопическое сечение рассеяния нейтронов в среде;  $\cos \Theta$  – средний косинус угла рассеяния в среде.

Максимально возможное значение КВ с учетом размножения в сырьевом материале определяется выражением:

$$\text{КВ} = \nu_{\text{эф}} \mu^{(8)} - 1,$$

где  $\nu_{\text{эф}}$  – среднее число нейтронов на акт поглощения нейтрона в среде.

Таким образом, значение коэффициента воспроизводства ядерного топлива прямопропорционально нейтронно-физическим параметрам воспроизводящих ядер, таким как, значения среднего числа нейтронов на акт деления и сечения деления.

Зависимости микроскопического сечения деления от энергии для  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  приведены на рисунке 3.3. Можно видеть, что микроскопическое сечение деления для  $^{238}\text{U}$  “на плато” в 3÷5 раз больше, чем для  $^{232}\text{Th}$ . Порог деления для урана находится в области более низкой энергии нейтронов, поэтому усредненное по спектру нейтронов значение  $(\mu - 1)$  для  $^{238}\text{U}$  примерно в 4÷5 раз больше, чем для тория. Это различие особенно существенно для быстрого реактора. Например, в

типичном спектре теплового реактора, работающего в уран-плутониевом цикле,  $(\mu - 1) \approx 0,01 \div 0,03$ , в то время как в быстрых реакторах это значение оказывается равным примерно 0,1. Если в качестве воспроизводящего материала вместо  $^{238}\text{U}$  будет использован  $^{232}\text{Th}$ , то значение  $(\mu - 1)$  составит только 20÷25% от приведенных выше и снижение значения коэффициента воспроизводства будет существенно в быстрых реакторах.

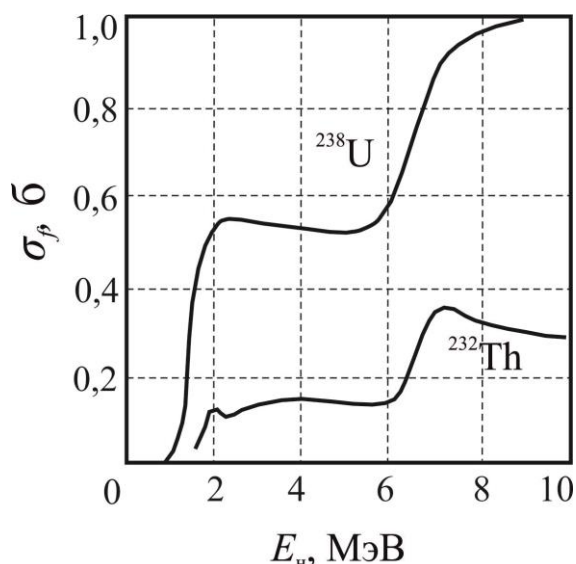


Рисунок 3.3. Зависимости микроскопических сечений деления для  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  от энергии нейтронов [4, 11]

Из выше сказанного следует, что среднее число нейтронов за счет деления ядерного горючего и сырьевого (воспроизводящего) нуклида на одно поглощение нейтрона в топливе для спектра активной зоны в быстрых уран-плутониевых реакторах составит примерно 2,75, а в быстрых торий-урановых реакторах 2,4. Это и определяет существенные преимущества уран-плутониевого ядерного топливного цикла для этого случая.

### 3.3. Выход запаздывающих нейтронов при делении для делящихся и воспроизводящих нуклидов

Доля запаздывающих нейтронов  $\beta$  для  $^{233}\text{U}$  ниже, чем для  $^{235}\text{U}$ , и немного выше, чем для  $^{239}\text{Pu}$  (табл. 3.8). Значение  $\beta$  для  $^{232}\text{Th}$  выше, чем для  $^{238}\text{U}$ . Однако, как известно, торий имеет существенно более низкое значение сечения деления и, как следствие, пониженный вклад от деления на быстрых нейтронах. По этой причине величина доли запаздывающих нейтронов в быстрых реакторах будет приблизительно

одинакова как для торий-уранового, так и для уран-плутониевого топливных циклов. В тепловых реакторах с топливом на основе  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  значение  $\beta$  относительно мало в сравнении с его значением для реактора с  $^{235}\text{U}$ .

Таблица 3.8. Доля запаздывающих нейтронов при делении различных ядер [4, 8]

Ядро	Доля запаздывающих нейтронов $\beta$
$^{233}\text{U}$	0,0026
$^{235}\text{U}$	0,0064
$^{239}\text{Pu}$	0,0021
$^{241}\text{Pu}$	0,0049
$^{238}\text{U}$	0,0148
$^{232}\text{Th}$	0,0203

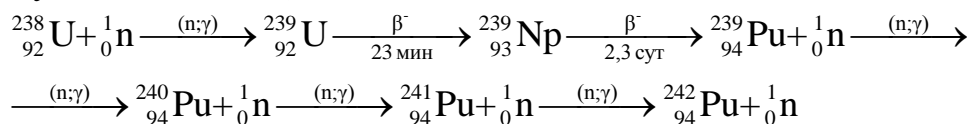
### 3.4. Нейтронно-физические параметры нуклидов, накапливающихся в процессе облучения ядерного топлива

Еще одним фактором, влияющим на сравнительную оценку уран-плутониевого и торий-уранового циклов, является физическая характеристика нуклидов  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ . В процессе работы реактора происходит накопление тяжелых ядер по соответствующим цепочкам превращений. Поэтому  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  будут накапливаться в торий-урановом ЯТЦ, даже если их не было первоначально. В результате тепловой реактор, работающий в **равновесном** торий-урановом ЯТЦ, будет производить около 90% энергии от деления  $^{233}\text{U}$  и около 10% за счет деления  $^{235}\text{U}$ . Среднее значение  $\nu_{\text{эф}}$  для ядерного топлива составит при этом  $\approx 2,21$  [8].

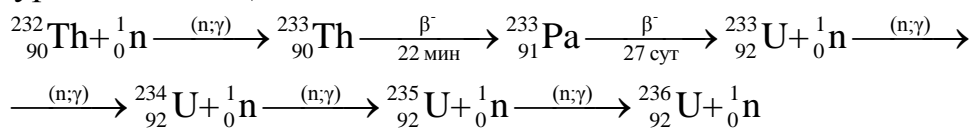
Словосочетание **равновесный ЯТЦ** означает, что коэффициент воспроизводства ядерного топлива равен или более 1.

Схемы ядерных превращений в ядерном топливе выглядят следующим образом:

1) уран-плутониевый ЯТЦ:



2) торий-урановый ЯТЦ:



Если указанный выше реактор имеет коэффициент воспроизводства меньше единицы, то потребуется некоторая дополнительная подпитка  $^{235}\text{U}$  для каждой новой загрузки топлива, что приведет к увеличению относительной доли делений, приходящейся на  $^{235}\text{U}$ . При  $\text{KB} = 0,9$  равновесная доля делений, приходящихся на  $^{233}\text{U}$ , будет около 70% и около 30% – на  $^{235}\text{U}$ . Общее эффективное значение  $\nu_{\text{эф}}$  для смеси двух нуклидов, образующих ядерное топливо, составит около 2,35 [8].

В уран-плутониевом цикле  $^{241}\text{Pu}$  является аналогом  $^{235}\text{U}$  в торий-урановом цикле. Более высокое значение  $\nu_{\text{эф}}$   $^{241}\text{Pu}$  будет приводить к росту эффективного значения  $\nu_{\text{эф}}$  для топливной смеси делящихся нуклидов плутония.

Рост концентрации нуклидов  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  приводит к увеличению критической массы, но с тем различием, что  $^{234}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  являются воспроизводящими нуклидами, т.е. захват нейтронов в них ведет к накоплению делящихся нуклидов ( $^{235}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , соответственно).  $^{236}\text{U}$  и  $^{242}\text{Pu}$  являются в этом смысле паразитными нуклидами.  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ , образующиеся в уран-плутониевом цикле, имеют более высокие значения сечения радиационного захвата нейтронов в тепловой области спектра, чем  $^{234}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  в торий-урановом ЯТЦ. В области высоких энергий сечения захвата для указанных нуклидов сравнимы, исключая  $^{242}\text{Pu}$ , имеющий вообще низкое сечение радиационного захвата нейтронов.

Кроме того, указанные четыре нуклида являются делящимися при высоких энергиях нейтронов. При этом эффект размножения на быстрых нейтронах для нуклидов плутония более значителен, чем для нуклидов урана, на что указывают значения  $(\nu_{\text{эф}} - 1)\sigma_a$  для них, приведенные на рис. 3.4. Для спектра быстрого реактора значения  $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$  для  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  относительно близки. Но в спектре реакторов на тепловых нейтронах значение  $\alpha$  для  $^{233}\text{U}$  составляет примерно 0,1, а для  $^{239}\text{Pu}$  около 0,4. Поэтому для теплового реактора в торий-урановом топливном цикле тяжелые нуклиды урана оказывают значительно меньшее влияние на величину  $\text{KB}$ , чем тяжелые нуклиды плутония в уран-плутониевом цикле.

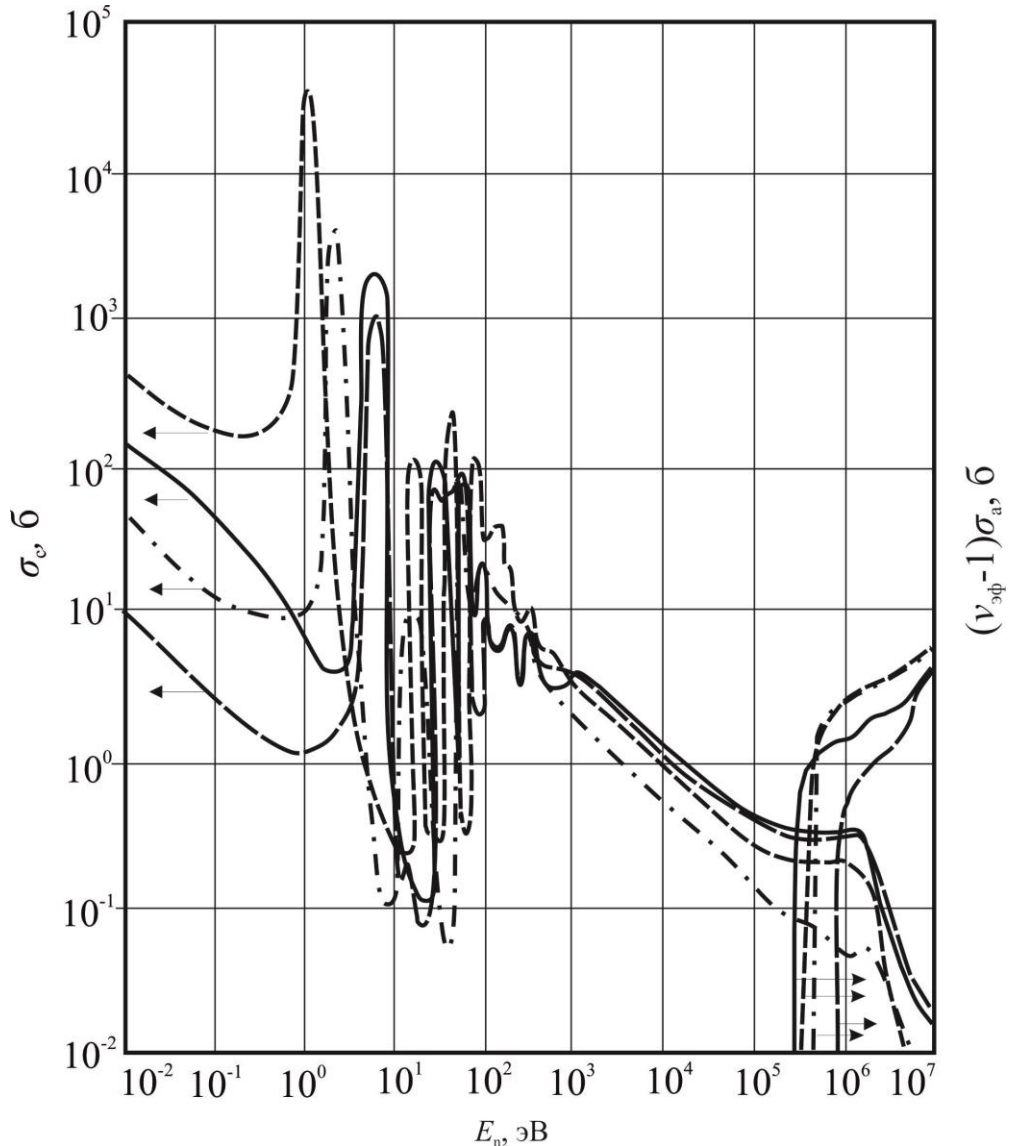


Рисунок 3.4. Зависимости микроскопических сечений радиационного захвата и дополнительного размножения нейтронов  $(\nu_{\text{эф}} - 1)\sigma_a$  от энергии нейтронов для:  $^{234}\text{U}$  (—);  $^{236}\text{U}$  (---);  $^{240}\text{Pu}$  (- · -) и  $^{242}\text{Pu}$  (- - -) [4, 8]

### 3.5. «Отравление» реакторной установки, работающей в различных ЯТЦ

Поглощение нейтронов в продуктах деления заметно влияет на характеристики реактора. Это влияние относительно мало в быстрых реакторах, но может быть значительно в тепловых реакторах. Следует отметить, что продукты деления  $^{233}\text{U}$  имеют более низкое усредненное сечение радиационного захвата нейтронов по сравнению с  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . Это определяется снижением выхода нуклидов, определяющих отравление реактора: ксенона и самария. Необходимо отметить, что для

неделящихся нуклидов микроскопические сечения радиационного захвата и поглощения нейтронов примерно равны, так как реакции типа  $(n,\alpha)$ ;  $(n,p)$ ;  $(n,2n)$  и т.д. маловероятны (имеют низкие значения микроскопических сечений).

В таблице 3.9 представлены значения выходов и сечений радиационного захвата наиболее значимых поглотителей нейтронов в продуктах деления для основных делящихся нуклидов.

Для неравновесных продуктов деления, т. е. для продуктов деления, концентрация которых не достигает равновесного состояния за время облучения, выход основных отравителей при делении  $^{233}\text{U}$  приблизительно на 10÷20 % меньше, чем соответствующих отравителей при делении  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . Относительное отравление, связанное с продуктами деления, характеризующимися высоким сечением захвата ( $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{151}\text{Sm}$ ) меньше для топлива с  $^{233}\text{U}$ , чем для других делящихся нуклидов. Так как отравление продуктами деления, а также потеря реактивности с выгоранием более существенны в тепловых, чем в быстрых реакторах, то указанное различие создает преимущества ториевому циклу главным образом в тепловых реакторах.

Таблица 3.9. Сечения захвата нейтронов и выходы поглотителей нейтронов (отравителей) в продуктах деления [8, 10, 11]

Характеристика	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
Эффективное топливное сечение (2200 м/с)*, б	39	44	52	55
Эффективный резонансный интеграл ( $E_n > 0,4$ эВ)*, б	173	209	281	300
Общий выход $^{135}\text{Xe}$ , %	6,2	6,4	7,2	7,1
Выход $^{149}\text{Sm} + ^{151}\text{Sm}$ , %	1,1	1,6	2,1	2,5

\* Для неравновесных продуктов деления

### 3.6. Нейтронно-физические параметры промежуточных нуклидов: протактиния и нептуния

Ядра протактиния ( $^{233}\text{Pa}$ ) и нептуния ( $^{239}\text{Np}$ ) являются промежуточными между основными воспроизводящими нуклидами и основными делящимися нуклидами для торий-уранового и уран-плутониевого циклов, соответственно. Поглощение нейтрона промежуточным нуклидом приводит не только к потере нейтрона, но также и к потере потенциально делящегося ядра, поскольку  $^{233}\text{U}$  образуется из  $^{233}\text{Pa}$ , а  $^{239}\text{Pu}$  образуется из  $^{239}\text{Np}$  не мгновенно, а со значительным запозданием. Кроме этого, промежуточные нуклиды поглощают нейтроны без последующего деления. Поглощение

нейтронов в  $^{233}\text{Pa}$  или  $^{239}\text{Np}$  приблизительно вдвое превышает другие потери нейтронов. Под потерей нейтрона подразумевается то, что он выбывает из ветвящейся цепочки делений в «жизненном цикле» поколения нейтронов.

Потери, связанные с поглощением нейтронов в протактинии или нептунии, являются функцией:

1) времени, требуемого для превращения промежуточного ядра в делящееся ядро в результате распада, т.е. периода полураспада  $^{233}\text{Pa}$  или  $^{239}\text{Np}$ ;

2) микроскопического сечения радиационного захвата нейтронов;

3) плотности потока нейтронов.

Период полураспада для  $^{233}\text{Pa}$  составляет 27 сут., а для  $^{239}\text{Np}$  2,3 сут. В то же время микроскопические сечения поглощения этих двух ядер сопоставимы. Зависимости микроскопических сечений радиационного захвата от энергии нейтронов приведены на рисунке 3.5, на нем также приведены зависимости микроскопических сечений деления в быстрой энергетической группе нейтронов.

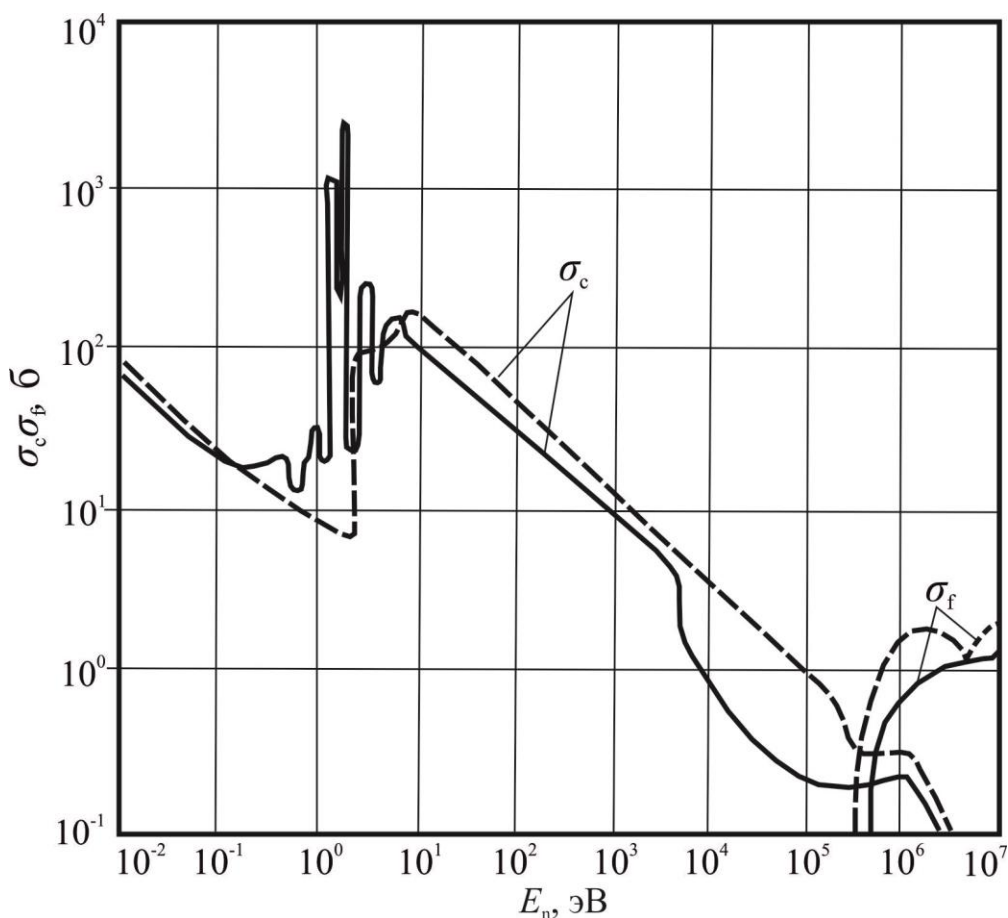


Рисунок 3.5. Изменение микросечений захвата и деления в зависимости от энергии нейтронов для протактиния-233 (—) и нептуния-239 (- - -) [4, 8]

Видно, что эти зависимости (рис. 3.5) примерно одинаковы для обоих ядер. Следовательно, для того чтобы доля промежуточных ядер, успевших за время своей жизни поглотить нейтрон, была невелика, необходимый уровень потока нейтронов должен быть существенно ниже в реакторе, работающем в торий-урановом ЯТЦ, чем в реакторе, работающем в уран-плутониевом ЯТЦ. Указанное отличие особенно существенно для реакторов на тепловых нейтронах. Так как концентрация  $^{239}\text{Np}$  и  $^{233}\text{Pa}$  в реакторах будет мала, то ни один из этих элементов практически не даст вклада в эффект размножения на быстрых нейтронах. Следовательно, если протактиний присутствует в активной зоне такого реактора, то уровень поглощения нейтронов в протактинии накладывает ограничение на величину нейтронного потока, которая оптимальна для реактора на тепловых нейтронах. Точный учет влияния поглощения в  $^{233}\text{Pa}$  определяется прежде всего надежностью константного обеспечения в эпитепловой области спектра.

Характеристики промежуточных ядер протактиния и нептуния могут также повлиять на поведение реактивности реактора во времени. Так как распад  $^{233}\text{Pa}$  медленнее распада  $^{239}\text{Np}$  более чем в 12 раз, то с распадом протактиния связан большой потенциальный запас реактивности по сравнению с нептунием. Этот эффект требует необходимого учета в системе управления и защиты реактора.



## 4. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

### 4.1. Физика нейтронов в реакторе

#### 4.1.1. Коэффициент размножения в мультиплицирующей системе

Рассмотрим поведение нейтронов в мультиплицирующей среде, когда появление быстрых нейтронов обусловлено поглощением нейтронов предыдущего поколения при любых энергиях. Процесс, связывающий исчезновение нейтронов и появление новых, – это деление тяжелых нечетно-четных ядер ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ ), при котором каждый нейтрон, вызвавший деление, заменяется двумя – тремя новыми.

При этом скорость генерации начинающих замедляться нейтронов становится пропорциональной числу делений ядер. В общем случае:

$$S_f(E) = f(E) \int_0^{\infty} v_f(E') \Sigma_f(E') \Phi(E') dE',$$

где  $S_f$  – полное число нейтронов, образующихся при делении в единице объема в единицу времени;  $f(E)dE$  – вероятность для нейтрона спектра деления иметь энергию в интервале  $dE$  вблизи значения  $E$ ;  $v_f(E)$  – число вторичных быстрых нейтронов с энергией  $E$ , образующихся в одном акте деления;  $\Sigma_f(E)$  – макроскопическое сечение деления для энергии нейтронов  $E$ ;  $\Phi(E)$  – плотность потока нейтронов с энергией  $E$ .

В односкоростном приближении неоднородное уравнение диффузии

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a \Phi + S_f = 0$$

заменяется однородным уравнением

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a \Phi + v_f \Sigma_f \Phi = 0, \quad (4.1)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $\Sigma_a$  – макроскопическое сечение поглощения.

Число делений при различных энергиях в больших реакторах, для которых мала утечка замедляющихся нейтронов, в первую очередь зависит от вероятности избежать резонансного поглощения. Известно, что

$$-\ln \varphi \equiv \Psi \equiv N_0 I_{a_{\phi}} / (\bar{\xi} \Sigma_s),$$

где  $\varphi$  – вероятность избежать резонансного поглощения;  $I_{a_{эф}}$  – эффективный резонансный интеграл поглощения, имеющий смысл интегрального по энергии микроскопического сечения поглощения;  $N_0$  – концентрация ядер поглотителя;  $\overline{\xi\Sigma_s}$  – замедляющая способность.

В предположении, что концентрация делящегося нуклида мала по сравнению с концентрацией воспроизводящего, спектр нейтронов, вызывающих деление ядер, определяется значением параметра  $\psi$ .

В реакторах на быстрых нейтронах нет замедлителя, поэтому  $N_0 I_{a_{эф}} / (\overline{\xi\Sigma_s}) \gg 1$  даже тогда, когда в замедляющей способности  $\overline{\xi\Sigma_s}$  учтены неупругие взаимодействия нейтронов с ядрами. В реакторах на тепловых нейтронах, для которых  $N_0 I_{a_{эф}} / (\overline{\xi\Sigma_s}) \ll 1$  (мало топлива и много замедлителя), подавляющая часть нейтронов замедляется до тепловых энергий. При значении  $N_0 I_{a_{эф}} / (\overline{\xi\Sigma_s}) \sim 1$  основная часть нейтронов не замедлится до тепловых энергий, так как будет захвачена в процессе замедления в области промежуточных энергий.

Таким образом, вклад делений в отдельных энергетических областях в объемную скорость генерации нейтронов источниками  $S_f(E)$  различен для разных типов реакторов. Но, как показывает опыт, общего вида зависимости  $S_f$  от  $E$  достаточно для описания жизненного цикла нейтронов в реакторе любого типа: различие состоит в детальности рассмотрения. Наиболее простой случай – это реактор на тепловых нейтронах. В таком реакторе скорость генерации практически полностью определяется скоростью делений в тепловой области (4.1), для которой поток нейтронов  $\Phi$  хорошо известен.

Рассмотрим бесконечную мультиплицирующую среду, состоящую из топлива и замедлителя, которая по составу и свойствам близка к среде активной зоны реактора на тепловых нейтронах. При этом будем считать, что топливо представляет собой уран, обогащение которого по  $^{235}\text{U}$  составляет несколько процентов, т. е.  $N_5 \ll N_8$ . Рассмотрим случай, когда доля топлива в среде такова, что подавляющее число нейтронов успевает до поглощения приобрести тепловые энергии. В этом случае можно пренебречь поглощением замедляющихся и быстрых нейтронов всеми ядрами, кроме радиационного захвата в области резонансов и поглощения с последующим делением ядрами  $^{238}\text{U}$  в области энергии быстрых нейтронов.

Выделим  $S_1$  нейтронов (нейтроны первого поколения), образовавшихся при делении ядер  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами, и рассмотрим их “историю”. Часть нейтронов деления имеет  $E \geq 1$  МэВ и может, следовательно, вызвать деление ядер  $^{238}\text{U}$  (в гомогенных реакторах на тепловых нейтронах, в отличие от гетерогенных, вклад делений  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами в общее число делений пренебрежимо мал). В результате число быстрых нейтронов увеличится в  $\varepsilon$  раз. Множитель  $\varepsilon$ , учитывающий вклад нейтронов, образующихся при делении  $^{238}\text{U}$ , в общее число нейтронов, называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах.

Таким образом, начнут замедляться  $S_1\varepsilon$  нейтронов. В процессе замедления часть из них поглотится, а до тепловых энергий замедлится  $S_1\varepsilon\varphi$  нейтронов, где  $\varphi$  – вероятность избежать резонансного захвата ядрами  $^{238}\text{U}$ . Тепловые нейтроны поглощаются как топливом, так и замедлителем. Для физики реактора определяющим является число нейтронов, поглощенных топливом. Поэтому введем в рассмотрение коэффициент  $\theta$ , который представляет собой отношение числа тепловых нейтронов, поглощенных в топливе, к полному числу поглощенных тепловых нейтронов. По-существу,  $\theta$  есть вероятность для теплового нейтрона быть поглощенным в топливе и называется коэффициентом использования тепловых нейтронов.

Таким образом, число тепловых нейтронов, поглощенных топливом, равно  $S_1\varepsilon\varphi\theta$ . Часть этих нейтронов вызовет деление ядер  $^{235}\text{U}$ , в результате чего образуются новые нейтроны деления (нейтроны второго поколения). Введем в рассмотрение величину  $\nu_{\varphi}^T$ , которая по определению равна отношению числа вторичных нейтронов деления к числу поглощенных в топливе первичных тепловых нейтронов, т. е. числу быстрых нейтронов, образующихся в среднем при поглощении в топливе одного теплового нейтрона. Тогда число быстрых нейтронов второго поколения  $S_2 = S_1\varepsilon\varphi\theta\nu_{\varphi}^T$ . Отношение числа нейтронов данного поколения к числу нейтронов предыдущего поколения в бесконечной однородной среде есть коэффициент размножения, т. е.

$$k_{\infty} = S_2 / S_1 = \varepsilon\varphi\theta\nu_{\varphi}^T. \quad (4.2)$$

Эффективный коэффициент размножения определяется как

$$k_{\text{эф}} = k_{\infty} \cdot P,$$

где  $P$  – вероятность избежать утечку из мультиплицирующей системы.

Формула (4.2) называется **формулой четырех сомножителей**. В начальный период развития физики ядерных реакторов она являлась

основной для расчета (см. формулу 2.1) размножающих свойств среды. Она и в настоящее время с успехом используется для расчетов размножающих свойств многих типов ядерных реакторов.

Мы определили коэффициент размножения, рассматривая последовательные поколения нейтронов. Однако это не единственное определение. Рассматривая баланс нейтронов в “жизненном цикле” нейтронов, можно показать, что коэффициент размножения есть отношение числа родившихся за единицу времени и в единице объема нейтронов  $\langle v_f \Sigma_f \Phi \rangle$  к числу поглощенных  $\langle \Sigma_a \Phi \rangle$ :

$$k_\infty = \frac{\langle v_f \Sigma_f \Phi \rangle}{\langle \Sigma_a \Phi \rangle} = \frac{\int_0^\infty v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE}{\int_0^\infty \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}. \quad (4.3)$$

#### 4.1.2. «Жизненный цикл» нейтронов

Определение коэффициента размножения неоднозначно. Однозначное толкование имеет только постоянная времени для процесса размножения нейтронов в среде

$$T = \bar{l} / (k_\infty - 1)$$

где  $\bar{l}$  – время жизни нейтронов одного поколения. Пусть

$$k_\infty = \frac{\int_0^\infty v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE - \Delta}{\int_0^\infty \Sigma_a(E) \Phi(E) dE - \Delta} \quad \text{и} \quad \bar{l} = \frac{\int_0^\infty n(E) dE}{\int_0^\infty \Sigma_a(E) \Phi(E) dE - \Delta} \quad (4.4)$$

где  $\Delta$  – некоторая часть полного поглощения. Тогда величина

$$\omega = \frac{k_\infty - 1}{\bar{l}} = \frac{\int_0^\infty v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE - \int_0^\infty \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}{\int_0^\infty n(E) dE}$$

не зависит от выбора величины  $\Delta$ . При  $k_\infty = 1$  зависимость от  $\Delta$  исчезает, но чем больше отличие  $k_\infty$  от 1, тем сильнее могут отличаться значения этой разности, соответствующие различным определениям  $\Delta$ .

Рассуждая в терминах формулы четырех сомножителей, рассмотрим различные варианты описания “жизненного цикла” нейтронов.

**Вариант I.** Пусть  $\Delta = 0$ . Это означает, что любое поглощение нейтрона прерывает его жизненный цикл. Тогда коэффициент размножения, который обозначим  $k_{\infty}^p$ , определяется выражением (4.3). Индекс «р» обозначает, что размножение нейтронов происходит не только на тепловых, но и на резонансных нейтронах.

Обозначим граничную энергию между тепловой областью и областью замедления энергию через  $E_{zp}$  и представим выражение (4.3) в виде произведения следующих сомножителей:

$$\begin{aligned} \varepsilon^p &= \int_0^{\infty} v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE / \int_0^{E_{zp}} v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE ; \\ \varphi^p &= \int_0^{E_{zp}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE / \int_0^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE = \\ &= 1 - \int_{E_{zp}}^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE / \int_0^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE ; \\ \eta &= \int_0^{E_{zp}} v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE / \int_0^{E_{zp}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE , \end{aligned} \quad (4.5)$$

причём  $k_{\infty}^p = \varepsilon^p \varphi^p \eta$ . Здесь  $\varepsilon^p$  – коэффициент размножения на надтепловых и быстрых нейтронах. Он определен как отношение числа всех родившихся нейтронов к числу нейтронов, родившихся в результате делений, тепловыми нейтронами. Вероятность поглощения в процессе замедления  $(1 - \varphi^p)$  определена как отношение всего поглощения нетепловых нейтронов к полному поглощению. Величина  $\eta$  представляет собой среднее число быстрых нейтронов, образующихся при поглощении одного теплового нейтрона:

$$\begin{aligned} \eta &= \left[ \int_0^{E_{zp}} v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE / \int_0^{E_{zp}} \Sigma_{a0}(E) \Phi(E) dE \right] \times \\ &\times \left[ \int_0^{E_{zp}} \Sigma_{a0}(E) \Phi(E) dE / \int_0^{E_{zp}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE \right] = v_{\varepsilon\varphi}^T \theta \end{aligned}$$

где  $\Sigma_{a0}$  – сечение поглощения тепловых нейтронов топливом;

$$v_{\text{эф}}^T = \int_0^{E_{zp}} v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE \Big/ \int_0^{E_{zp}} \Sigma_{a0}(E) \Phi(E) dE;$$

$$\theta = \int_0^{E_{zp}} \Sigma_{a0}(E) \Phi(E) dE \Big/ \int_0^{E_{zp}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE.$$

Если размножение нейтронов имеет место при любых значениях энергий, а коэффициент размножения записан в форме (4.3), то удобно представить  $k_\infty$  не как произведение отдельных сомножителей, а в виде суммы слагаемых. Рассмотрим аддитивную форму на примере четырех энергетических групп нейтронов. В этом случае выражение (4.3) примет вид:

$$k_\infty^p = \frac{\sum_{n=1}^4 \int_{\Delta E_n} v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE}{\sum_{n=1}^4 \int_{\Delta E_n} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE} = \frac{\sum_{n=1}^4 (v_f \Sigma_f)^{(n)} \Phi^{(n)}}{\sum_{n=1}^4 \Sigma_a^{(n)} \Phi^{(n)}},$$

где  $\Delta E_n$  – интервалы энергии, сумма которых охватывает весь спектр реакторных нейтронов. Нормируя скорость генерации нейтронов на единицу

$$\sum_{n=1}^4 (v_f \Sigma_f)^{(n)} \Phi^{(n)} = 1,$$

плотность потока нейтронов в  $n$ -й группе можно определить из выражения:

$$\Phi^{(n)} = \Gamma^{(n)} / k_\infty^p, \quad (4.6)$$

где

$$\Gamma^{(n)} = \frac{\chi^{(n)} + \sum_R^{(n-1)} \Gamma^{(n-1)}}{\Sigma_a^{(n)} + \Sigma_R^{(n)}}. \quad (4.7)$$

При условии, что  $\Gamma^{(0)} = 0$  и  $\chi^{(3)} = \chi^{(4)} = 0$ ,  $\chi^{(n)} = \int_{u_n}^{u_n + \Delta u_n} f(u) du$ .

Подстановка соотношения (4.7) в условие нормировки (4.6), дает соотношение:

$$k_\infty^p = \sum_{n=1}^4 (v_f \Sigma_f)^{(n)} \Gamma^{(n)}.$$

Схема размножения нейтронов в четырехгрупповом приближении и значения коэффициента размножения в каждой группе представлены на рисунке 4.1.

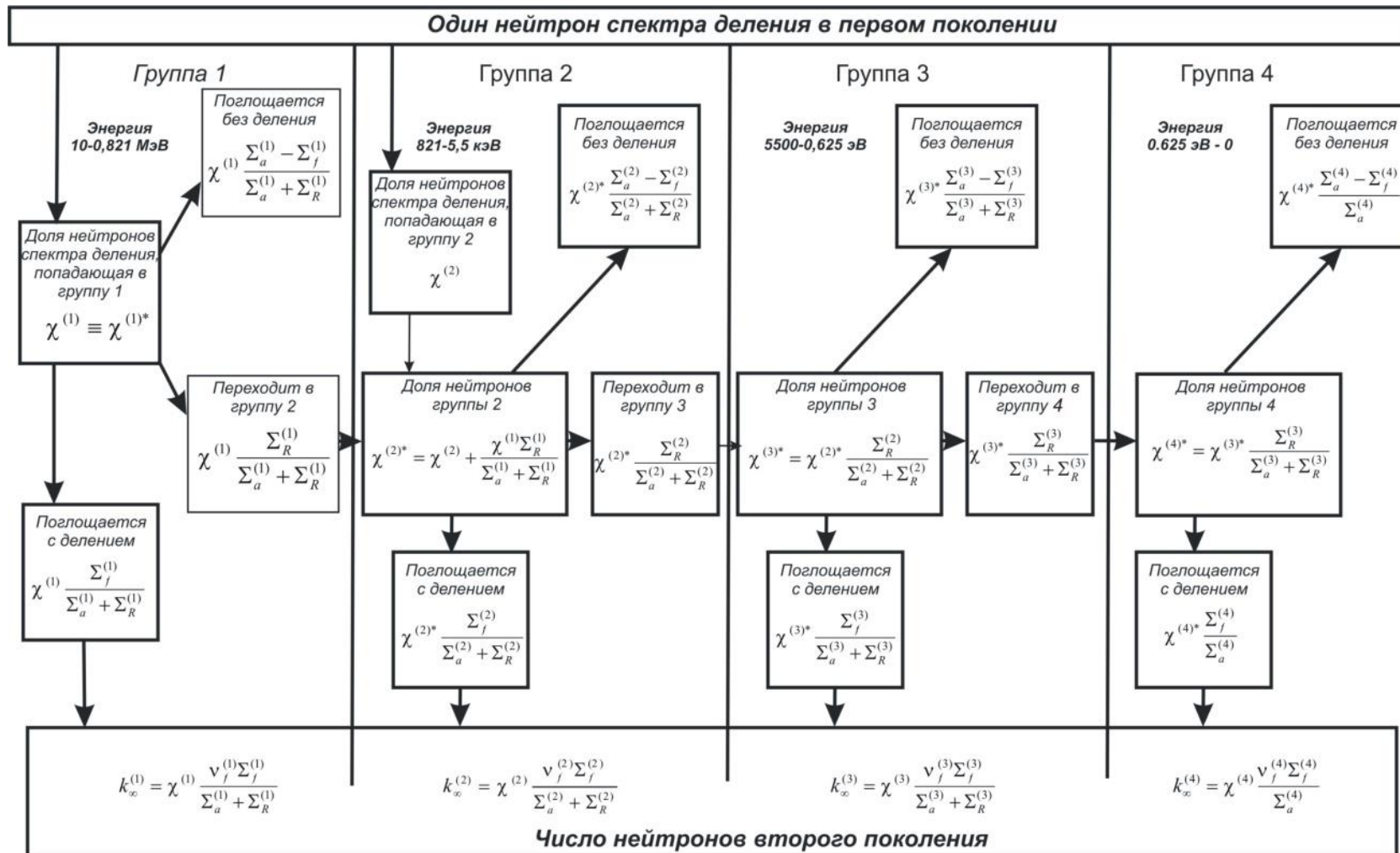


Рисунок 4.1. Форма представления коэффициента размножения в четырех групповом приближении (в соответствии с [3]):

$$\chi^{(1)} + \chi^{(2)} = 1, \quad k_{\infty} = k_{\infty}^{(1)} + k_{\infty}^{(2)} + k_{\infty}^{(3)} + k_{\infty}^{(4)}; \quad \chi^{(n)} - \text{доля нейтронов от источников в группе } n$$

**Вариант II.** Вклад в размножение резонансных нейтронов невелик и обусловлен в основном надтепловыми нейтронами. В этом

случае полагают  $\Delta = \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE$  и, соответственно:

$$k_{\infty} = k_{\infty}^{HT} = \frac{\int_0^{E_{\text{пор}}} \nu_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE + \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} [\nu_f(E) \Sigma_f(E) - \Sigma_a(E)] \Phi(E) dE}{\int_0^{E_{\text{пор}}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE},$$

где  $E_{\text{пор}}$  – пороговая энергия для деления  $^{238}\text{U}$ .

Здесь “жизненный цикл” нейтрона прерывается только подпороговым поглощением, а размножение выше порога образует подцикл. Введем обозначения:

$$\varepsilon^{HT} = 1 + \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} [\nu_f(E) \Sigma_f(E) - \Sigma_a(E)] \Phi(E) dE}{\int_0^{E_{\text{пор}}} \nu_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE}; \quad (4.8)$$

$$\varphi^{HT} = 1 - \frac{\int_{E_{\text{тр}}}^{E_{\text{пор}}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{E_{\text{пор}}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}; \quad (4.9)$$

$$\langle \nu_{\text{эф}} \theta \rangle^{HT} = \frac{\int_{E_{\text{тр}}}^{E_{\text{пор}}} \nu_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_{\text{тр}}}^{E_{\text{пор}}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}. \quad (4.10)$$

Видно, что  $\varphi^{HT}$  отличается от  $\varphi^p$  заменой бесконечного верхнего предела в интегралах формулы (4.5) на  $E_{\text{пор}}$ . Это отличие незначительно, так как имеет место следующее соотношение:



$$\frac{1 - \varphi^{HT}}{\varphi^{HT}} = \frac{1 - \varphi^p}{\varphi^p} \left[ 1 - \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_{\text{гр}}}^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE} \right]. \quad (4.11)$$

С учетом выражений (4.8 – 4.11) формула для расчета коэффициента размножения принимает вид:

$$k_{\infty}^{HT} = \varepsilon^{HT} \varphi^{HT} \langle v_{\text{эф}} \theta \rangle^{HT} + \varepsilon^{HT} \langle v_{\text{эф}} \theta \rangle^{HT} (1 - \varphi^{HT}). \quad (4.12)$$

В данной схеме удобнее записывать двухгрупповые уравнения с размножением в каждой группе. Такая схема удобна при расчете размножающих свойств водо-водяных реакторов.

**Вариант III.** Вклад в размножение нейтронов обусловлен только поглощением тепловых нейтронов. Это означает, что

$$\Delta = \int_{E_{\text{гр}}}^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE.$$

Пренебрегая размножением в энергетическом интервале  $E_{\text{гр}} \div E_{\text{пор}}$ , получаем классическое определение,  $k_{\infty}$ , введенное в начальный период развития теории реакторов для реакторов с природным ураном:

$$k_{\infty} = k_{\infty}^T = \frac{\int_0^{E_{\text{гр}}} v_f(E) \Sigma_f(E) \Phi(E) dE + \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} [v_f(E) \Sigma_f(E) - \Sigma_a(E)] \Phi(E) dE - \int_0^{E_{\text{гр}}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{- \int_{E_{\text{гр}}}^{E_{\text{пор}}} \Sigma_a(E) \Phi(E) dE}{1}. \quad (4.13)$$

В данном варианте только тепловое поглощение нейтрона прерывает его “жизненный цикл”: поглощение и размножение в надпороговой области, обусловленное поглощением ядрами  $^{238}\text{U}$ , образует подцикл.

В рассматриваемой схеме определение произведения  $v_{\text{эф}} \theta$  не меняется, а сомножители  $\varepsilon^T$  и  $\varphi^T$  определяются следующими соотношениями:

$$\varepsilon^T = 1 + \frac{\int_{E_{nop}}^{\infty} [v_f(E)\Sigma_f(E) - \Sigma_a(E)]\Phi(E)dE}{\int_0^{E_{ep}} v_f(E)\Sigma_f(E)\Phi(E)dE + \int_{E_{nop}}^{\infty} [v_f(E)\Sigma_f(E) - \Sigma_a(E)]\Phi(E)dE}. \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \varphi^T &= 1 - \frac{\int_{E_{gp}}^{E_{nop}} \Sigma_a(E)\Phi(E)dE}{\int_0^{E_{gp}} v_f(E)\Sigma_f(E)\Phi(E)dE + \int_{E_{nop}}^{\infty} [v_f(E)\Sigma_f(E) - \Sigma_a(E)]\Phi(E)dE} = \\ &= 1 - \frac{\int_{E_{gp}}^{E_{nop}} \Sigma_a(E)\Phi(E)dE}{\varepsilon^T \int_0^{E_{gp}} v_f(E)\Sigma_f(E)\Phi(E)dE}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Величины  $\varphi^T$  и  $\varphi^p$  связаны следующим образом:

$$\frac{1 - \varphi^T}{\varphi^T} k_{\infty}^T = \frac{1 - \varphi^{HT}}{\varphi^{HT}} = \frac{1 - \varphi^p}{\varphi^p} \left[ 1 - \frac{\int_{E_{nop}}^{\infty} \Sigma_a(E)\Phi(E)dE}{\int_{E_{gp}}^{\infty} \Sigma_a(E)\Phi(E)dE} \right]. \quad (4.16)$$

При  $k_{\infty}^T > 1$  отличие  $\varphi^T$  от  $\varphi^p$  может быть очень существенным.

**Вариант IV.** Этот способ вычисления коэффициента размножения используется в расчетах реакторов РБМК при усреднении сечений. При описании цикла размножения нейтронов из полного сечения поглощения выделяют ту часть сечения  $^{238}\text{U}$ , которая не описывается законом  $1/\nu$ , – сечение  $\Sigma_{a8}^*$ . В этом случае:

$$\Delta = \int_0^{\infty} \Sigma_{a8}^*(E)\Phi(E)dE.$$

Поскольку при энергии нейтронов выше  $E_{nop}$  часть сечения поглощения  $^{238}\text{U}$ , изменяющаяся по закону  $1/\nu$ , пренебрежимо мало, а ниже  $E_{gp}$  величина  $\Sigma_{a8}^* = 0$ , то выражение (4.4) можно представить в виде:

$$k_{\infty}^B = \frac{\int_0^{\infty} \nu_f(E) \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE + \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} [\nu_f(E) \Sigma_{f8}(E) - \Sigma_{a8}(E)] \Phi(E) dE - \int_0^{\infty} \Sigma'_a(E) \Phi(E) dE - \int_{E_{\text{тр}}}^{E_{\text{пор}}} \Sigma_{a8}^*(E) \Phi(E) dE}{1} \rightarrow \quad (4.17)$$

где  $\Sigma_{f5}$  – сечение деления  $^{235}\text{U}$ ;  $\Sigma'_a = \Sigma_a - \Sigma_{a8}^*$ .

Размножение на быстрых нейтронах  $\varepsilon^B$  и поглощение в процессе замедления  $(1 - \varphi^B)$  определяются соотношениями:

$$\varepsilon^B = 1 + \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} [\nu_{f8}(E) \Sigma_{f8}(E) - \Sigma_{a8}(E)] \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \nu_{f5}(E) \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE} ; \quad (4.18)$$

$$1 - \varphi_8^B = \frac{\int_{E_{\text{тр}}}^{E_{\text{пор}}} \Sigma_{a8}^*(E) \Phi(E) dE}{\varepsilon^B \int_0^{\infty} \nu_{f5}(E) \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE} = \frac{\int_{E_{\text{тр}}}^{E_{\text{пор}}} \Sigma_{a8}^*(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \nu_{f5}(E) \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE + \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} [\nu_{f8}(E) \Sigma_{f8}(E) - \Sigma_{a8}(E)] \Phi(E) dE} \quad (4.19)$$

Произведение  $\nu_{\text{эф}}^B \theta$  описывается выражениями:

$$\nu_{\text{эф}}^B \theta^B = \frac{\int_0^{\infty} \nu_{f5}(E) \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Sigma'_a(E) \Phi(E) dE} = \bar{\nu}_{f5} \theta_5^B, \quad (4.20)$$

где

$$\bar{v}_{f5} = \frac{\int_0^{\infty} v_{f5}(E) \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE}; \quad (4.21)$$

$$\theta_5^B = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma_{f5}(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Sigma'_a(E) \Phi(E) dE}. \quad (4.22)$$

Таким образом, коэффициент размножения  $k_{\infty}$ , определяется соотношением:

$$k_{\infty} = \varepsilon^B \varphi_8^B v_{\phi}^B \theta^B. \quad (4.23)$$

Величины  $\varphi_8^B$  и  $\varphi_8^P$  связаны соотношением:

$$\frac{1 - \varphi_8^B}{\varphi_8^B} k_{\infty}^B \approx \frac{1 - \varphi_8^P}{\varphi_8^P} \left[ 1 - \frac{\int_{E_{гр}}^{\infty} \Sigma_{a8}^{(1/\nu)}(E) \Phi(E) dE}{\varphi_8^P \int_{E_{гр}}^{\infty} \Sigma_{a8}(E) \Phi(E) dE} \right]. \quad (4.24)$$

#### 4.1.3. Эффективный коэффициент размножения в мультиплицирующей системе

Выше был рассмотрен коэффициент размножения в бесконечной среде, т.е. не учитывалась утечка нейтронов из реактора. Аналогом коэффициента размножения в бесконечной среде для конечного реактора служит эффективный коэффициент размножения  $k_{\phi}$ . В соответствии с определением:

$$k_{\phi} = R_{ген} / (R_{погл} + R_{ут}), \quad (4.25)$$

где  $R_{ген}$ ,  $R_{погл}$  – интегральные по энергии и объему скорости генерации и поглощения нейтронов в реакторе;  $R_{ут}$  – интегральная по энергии и поверхности скорость утечки нейтронов из реактора.

Запишем формулу (4.25) в виде:

$$k_{\phi} = \frac{R_{ген}}{R_{погл}} \frac{R_{погл}}{R_{погл} + R_{ут}}. \quad (4.26)$$

Первый сомножитель (по определению) равен коэффициенту размножения, второй (по смыслу) есть вероятность для нейтронов избежать утечки. Тогда:

$$k_{эф} = k_{\infty} P \quad (4.27)$$

где

$$P = R_{ногл} / (R_{ногл} + R_{ут}) \quad (4.28)$$

– вероятность избежать утечки, слабо зависящая от энергии нейтронов и значительно – от геометрических характеристик реактора, от материального состава активной зоны и отражателя. Расчетные выражения для  $P$  видоизменяются при выборе схемы представления “жизненного цикла” нейтронов.

Таким образом, эффективный коэффициент размножения можно представить в виде произведения двух величин, одна из которых ( $k_{\infty}$ ) определяется только свойствами среды, а другая ( $P$ ) зависит также и от геометрических характеристик реактора. Энергетические реакторы, как правило, гетерогенные. Прямой расчет эффективного коэффициента размножения (критических размеров) для реактора с гетерогенной структурой чрезвычайно сложен, поэтому задача решается в два этапа. Сначала реальная среда заменяется гомогенной, эквивалентной исходной по нейтронно-физическим характеристикам. Реальная ячейка реактора (тепловыделяющая сборка) заменяется гомогенизированной эквивалентной ячейкой. Для неё рассчитываются параметры решетки (коэффициент размножения  $k_{\infty}$ , длина замедления  $\sqrt{\tau}$  и длина диффузии  $L$ , коэффициент диффузии  $D$ ) – эффективные параметры ячейки. Затем определяется  $k_{эф}$  гомогенного реактора.

## 4.2. Нейтронно-физический расчет реактора

### 4.2.1. Задачи нейтронно-физического расчета

Основные задачи нейтронно-физического расчета ядерного реактора состоят в следующем [3]:

- 1) расчет запасов и эффектов реактивности в любом состоянии реактора;
- 2) расчет нуклидного состава топлива в зависимости от энерговыработки;
- 3) расчет эффективности СУЗ и системы ядерной безопасности;
- 4) расчет распределения энерговыделения по объему активной зоны в любой момент времени.

В настоящее время физический расчет проводится с помощью многочисленных специализированных пакетов программ.

Рассмотрим общую последовательность расчетов на примере реактора ВВЭР-1000. Оптимальным считается вариант с минимальными топливной и капитальной составляющими приведенных затрат. Топливная составляющая в установившемся (равновесном) режиме перегрузок (перестановок) топлива в основном зависит от начального обогащения и глубины выгорания. Чем больше начальное обогащение топлива, тем больше глубина выгорания, но выше стоимость загружаемого в реактор топлива. При современных ценах на уран оптимальное по достижению абсолютного минимума топливной составляющей обогащение составляет 5%. При таком начальном обогащении выгорание может достигать 50 МВт·сут/кгU. Однако опыт эксплуатации тепловыделяющих элементов в реакторах ВВЭР и уровень технологии их изготовления не позволяют пока выйти на такие значения выгораний. Поэтому выбирают те значения выгорания, которые в настоящее время достигнуты и обеспечивают надежную и безопасную работу всех тепловыделяющих элементов во время их пребывания в реакторе. Для реактора ВВЭР-1000 в качестве максимальной выбрана величина 40 МВт·сут/кгU.

Глубина выгорания зависит также от водо-уранового отношения, режимов и числа перегрузок за кампанию. В меньшей степени глубина выгорания определяется диаметром топливных таблеток (от 0,7 до 1,2 см). Поэтому значение диаметра в этих пределах выбирается из теплотехнических соображений, исходя из условий недопущения плавления диоксида урана в центре таблеток и кризисов теплообмена 1-го или 2-го рода на поверхности твэлов. Из допустимых значений диаметров выбирается наибольшее. Это позволяет увеличить загрузку топлива в серийно изготавливаемом корпусе заданных размеров.

При выбранном режиме перегрузок проводятся расчеты выгорания в зависимости от водо-уранового отношения для различных начальных обогащений топлива. Используя данные по глубине выгорания, можно найти массу загружаемого урана, содержание урана и плутония в выгружаемом топливе. Расчеты показывают, что по приведенным затратам более выгодными оказываются те варианты, у которых меньше размер активной зоны и масса урана в первой топливной загрузке.

Кроме указанных существуют и другие ограничения, например ограничения по скорости теплоносителя, по обеспечению устойчивой и надежной работы реактора в стационарном и переходных режимах и др. Скорость теплоносителя выбирается в результате проведения

теплогидравлического и прочностного расчетов. Устойчивая и безопасная работа реактора в значительной степени определяется водородным отношением  $V_1/V_0$ . Комплексные нейтронно-физические и теплогидравлические расчеты показывают, что устойчивая работа ВВЭР-1000 при наличии бора в активной зоне обеспечивается при  $V_1/V_0 = 1,8$ .

Таким образом, чтобы получить в ВВЭР-1000 глубину выгорания 40 МВт·сут/кгU, необходимо при  $V_1/V_0 = 1,8$  иметь обогащение топлива в среднем по активной зоне 4,5%. В этом случае, топливная составляющая приведённых затрат минимальна.

#### 4.2.2. Схема нейтронно-физического расчета

Расчетная модель должна сочетать простоту описания физических процессов и точность. Выбор той или иной модели определяется прежде всего целью расчета, а также физическими и конструктивными особенностями реактора.

В упрощенной структуре реактора реальная структура активной зоны заменяется кольцевой, содержащей  $L$  однородных областей (кольцевых зон); регулирующие и компенсирующие стержни находятся вне активной зоны. Такая модель удобна для расчета, однако она лишь приближенно отражает реальность. Поэтому количественные характеристики распределения потока нейтронов в отдельных областях объема реактора, рассчитанные с помощью этой модели, могут значительно отличаться от действительных. Отражатель в ВВЭР – многослойный, включающий в себя не только воду, но и некоторые элементы конструкции реактора (шахту, граненый пояс и т.д.). В расчетах принимается, что отражатель представляет собой гомогенную смесь из воды и стали.

Инженерные методы расчета принципиально не отличаются от точных, поскольку приближение достаточно хорошо “подогнано” к наиболее простому и узкому классу задач. Подгонка выполняется путем сравнения результатов с экспериментальными данными или результатами более точных (реперных) расчетов.

Обширные экспериментальные исследования послужили основой для широкого использования мало групповых (в частности, четырехгруппового) приближений в применении к расчету эффективных параметров ячейки для различных состояний реактора. Преимущества расчета по этим схемам определяются тем, что они соединяют в себе простоту и наглядность с точностью, которая обеспечивается соответствующим образом подобранными групповыми

константами. Рассмотрим одну из схем четырехгруппового приближения. Нейтроны всех энергий в этой схеме делятся на группы следующим образом ( $n$  — номер группы):

$n = 1$ , 10 МэВ — 0,821 МэВ;

$n = 2$ , 821 кэВ — 5,53 кэВ;

$n = 3$ , 5530 эВ — 0,625 эВ;

$n = 4$ , 0,625 эВ — 0.

Ширина каждой энергетической группы выбрана такой, чтобы можно было не учитывать «проскоки» нейтронов через группу, например из первой в третью.

Для первой группы — быстрых или надпороговых нейтронов — в качестве нижней границы принята условная энергия порога деления  $^{238}\text{U}$ . Вторая группа объединяет надрезонансные нейтроны и ограничена энергией, ниже которой практически отсутствуют нейтроны деления. При таком выборе энергетических границ между группами доля нейтронов деления, попадающих в первую группу,  $\chi^{(1)} = 0,752$ , во вторую  $\chi^{(2)} = 1 - \chi^{(1)} = 0,248$ . Третья группа нейтронов охватывает область резонансных энергий. В нее попадают нейтроны только в результате замедления, они распределены (в отсутствие поглощения и утечки) по спектру Ферми. Последняя группа включает нейтроны тепловых энергий. Верхняя граница этой группы 0,625 эВ.

#### 4.2.3. Структура нейтронно-физического расчета

Схема физического расчета реактора представлена на рисунке 4.2 и более подробно на рисунке 4.4. Физический расчет реактора начинается с выбора числа зон и уравнений (модуль 1). Далее готовятся константы для расчета ячейки (модуль 2). При этом используются входные данные и система групповых микроскопических констант — библиотека констант (модуль Т). После подготовки констант для каждой зоны проводится гомогенизация ячейки (модуль 3). Гомогенизированные сечения рассчитываются независимо от расчета критичности реактора в целом. Необходимо добавить, что правомерность такого разделения в водо-водяных реакторах обусловлена также тем, что пространственная неоднородность спектра («всплеск» тепловых и «завал» замедляющихся нейтронов) проявляется в основном вблизи границ тепловыделяющих сборок. Во внутренних же областях, занимающих в большинстве случаев значительную часть объема тепловыделяющих сборок, спектр нейтронов близок к асимптотическому.



После гомогенизации эквивалентной ячейки определяется спектр нейтронов и вычисляются одно- или двухгрупповые константы в активной зоне и отражателе для расчета реактора в целом (модуль 4).

В связи с малым вкладом квадрата длины диффузии  $L_p^2$  в площадь миграции нейтронов в решетке  $M_p^2$  и малым различием свойств тепловыделяющих сборок в надтепловой области энергий задача о критичности реактора может быть решена в одногрупповом приближении ( $N = 1$ ). Тем не менее, предусмотрена возможность решения критической задачи и в двухгрупповом приближении ( $N = 2$ ).

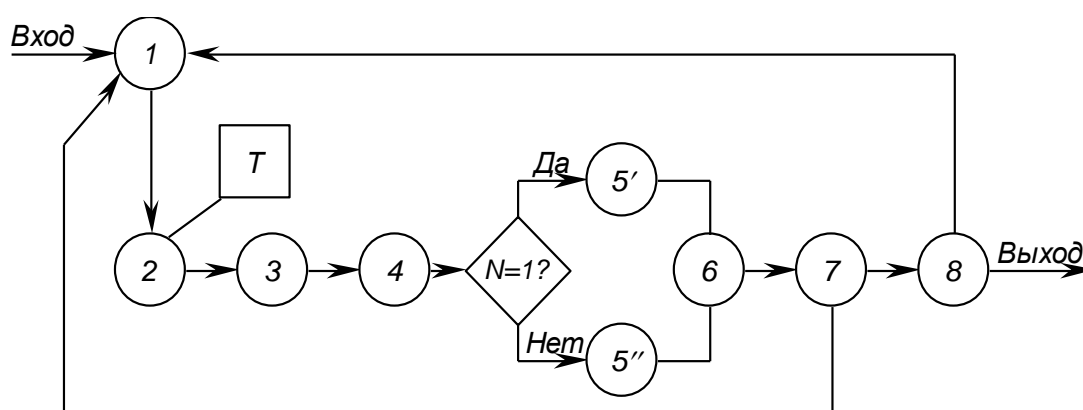


Рисунок 4.2. Структура нейтронно-физического расчета реактора (в соответствии с [3])

В энергетических реакторах форма и размеры активной зоны выбираются до физического расчета исходя из технических требований проекта, поэтому собственным числом задачи является эффективный коэффициент размножения  $k_{эф}$ . Оно определяется из решения системы, в которую входят уравнения, описывающие поведение нейтронов в активной зоне и отражателе (модуль 5). Количество уравнений зависит от выбранного приближения [одногруппового (модуль 5') или двухгруппового (модуль 5'') см. рисунок 4.2] и числа кольцевых зон  $L$ , на которые разделена цилиндрическая активная зона реактора. Сюда надо добавить уравнения, описывающие поведение нейтронов в отражателе.

Физический расчет выполняется для различных состояний реактора (холодного, горячего неотравленного, горячего отравленного и т. д.). После этого рассчитывается эффективность органов системы управления и защиты (СУЗ) (модуль 6).

Нейтронно-физический расчет связан с другими расчетами (в первую очередь с теплогидравлическими), из которых находятся

значения плотностей и температур различных материалов активной зоны и отражателя. Поэтому в структуре предусмотрено проведение различных расчетов (модуль 7), связанных с нейтронно-физическим.

В заключение рассчитывается глубина выгорания топлива и определяется его нуклидный состав (модуль 8).

#### 4.2.4. Процедура гомогенизации и определение эффективных параметров ячейки (модуль 3)

Гомогенизированные сечения находят усреднением истинных сечений с весами потоков нейтронов и объемов различных зон ячейки. Реальная ячейка (рис. 4.3, а) заменяется расчетным аналогом. Последовательность расчета гомогенизированных констант представлена в блоке 3 (рис. 4.4).

В первых трех энергетических группах расчетным аналогом может служить двухзонная ячейка, состоящая из топлива (индекс 0) и гомогенной смеси материалов оболочки и замедлителя (индекс 1) (рис. 4.3, б). Такая модель справедлива для замедляющихся нейтронов, поскольку потоки нейтронов в оболочке и замедлителе мало различаются между собой и при расчете отношение этих потоков можно принять равным единице. Тогда макроскопическое сечение взаимодействия вида  $i$  определяется формулой:

$$\Sigma_{i1}^{(n)} = \frac{\Sigma_{i\text{об}}^{(n)} V_{\text{об}} + \Sigma_{i\text{зам}}^{(n)} V_{\text{зам}}}{V_{\text{об}} + V_{\text{зам}}} \quad (n=1, 2, 3), \quad (4.29)$$

где  $\Sigma_{\text{об}}$ ,  $\Sigma_{\text{зам}}$ ,  $V_{\text{об}}$ ,  $V_{\text{зам}}$  – макроскопические сечения и объемы оболочки и замедлителя, соответственно.

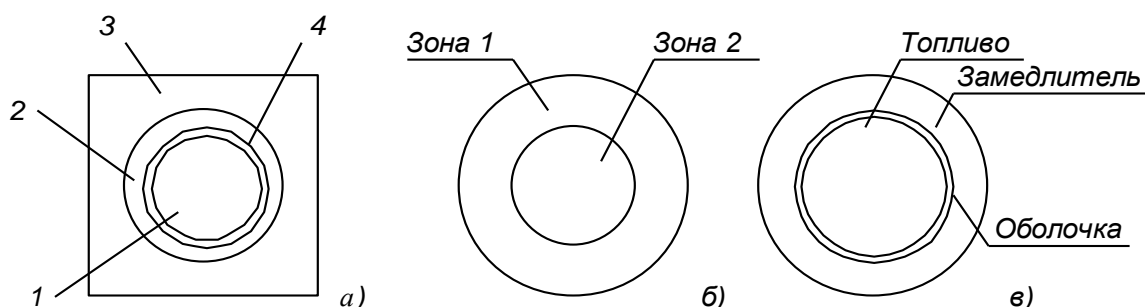


Рисунок 4.3. Реальная ячейка (а) и ее расчетные аналоги в первых трех группах (б) и четвертой (в): 1 – топливо; 2 – оболочка; 3 – замедлитель; 4 – зазор

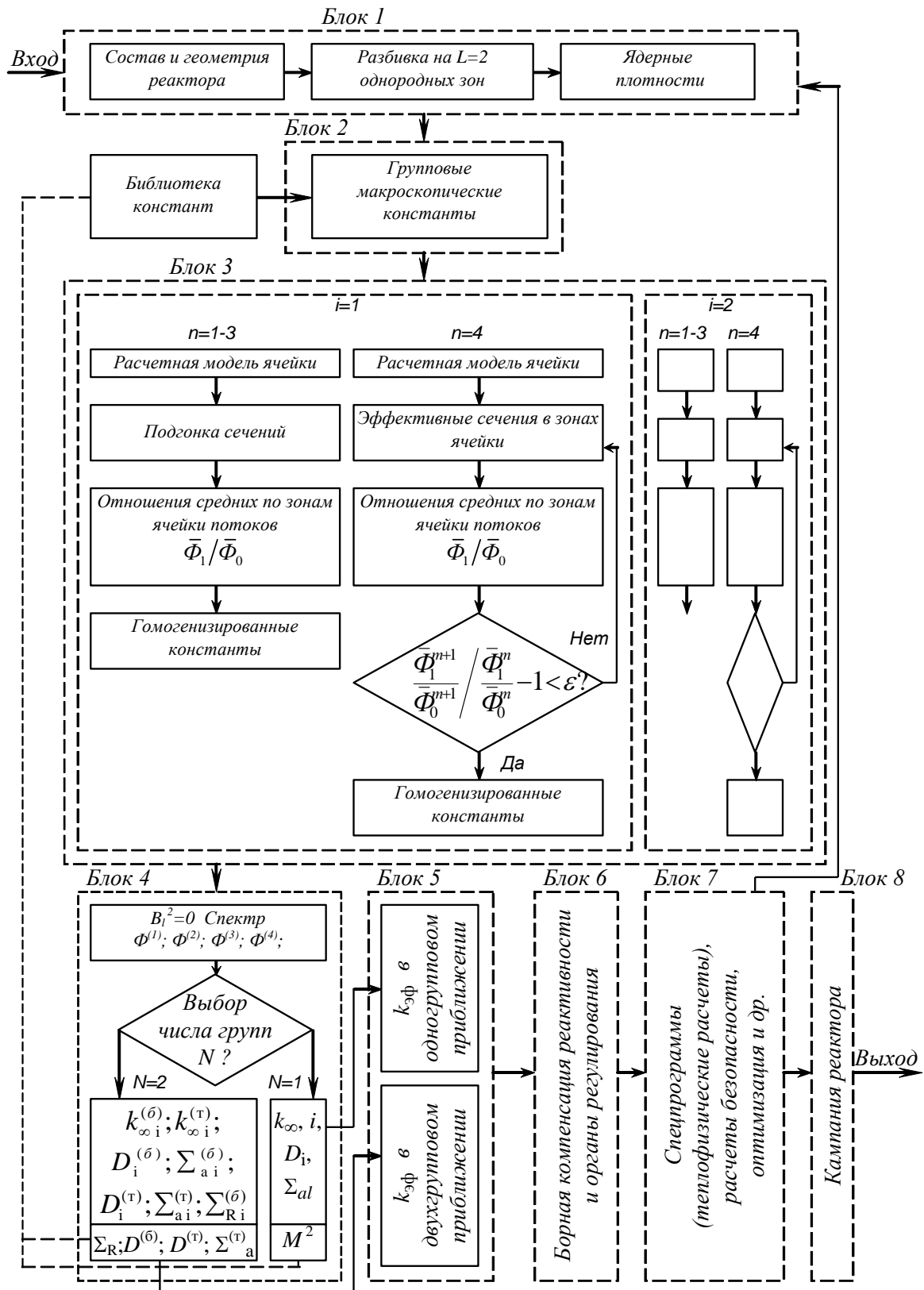


Рисунок 4.4. Развернутая структурная схема нейтронно-физического расчета реактора (в соответствии с [3])

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

$$\gamma_{об} = \gamma_{об}^{ист} [V_{об} / (V_{об} + V_{заз})], \quad (4.30)$$

где  $V_{заз}$  – объем зазора;  $\gamma_{об}^{ист}$  – плотность оболочки. Зная сечения в зонах 0 и 1, можно найти средние по ячейке сечения:

$$\Sigma_i^{(n)} = \frac{\Sigma_{i0}^{(n)} + \Sigma_{i1}^{(n)} V_1 \bar{\Phi}_1^{(n)} / (V_0 \bar{\Phi}_0^{(n)})}{1 + V_1 \bar{\Phi}_1^{(n)} / (V_0 \bar{\Phi}_0^{(n)})}. \quad (4.31)$$

В области энергий тепловых нейтронов следует учитывать различие потоков в оболочке и замедлителе. В данном случае рассматривается трехзонная ячейка (рис. 4.3, в), а сечения определяются по формуле:

$$\Sigma_i^{(4)} = \frac{\Sigma_{iоб}^{(4)} + \Sigma_{iоб}^{(4)} \frac{V_{об} \bar{\Phi}_{об}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}} + \Sigma_{изам}^{(4)} \frac{V_{зам} \bar{\Phi}_{зам}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}}}{1 + \frac{V_{об} \bar{\Phi}_{об}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}} + \frac{V_{зам} \bar{\Phi}_{зам}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}}}. \quad (4.32)$$

В уран-водных решетках возникают различия в свойствах среды в направлениях, параллельном и перпендикулярном топливным блокам. Можно приближенно учесть эту анизотропию при расчете коэффициентов диффузии. Коэффициенты диффузии вдоль тепловыделяющих элементов  $D_{\parallel}^{(n)}$  можно вычислить по соотношению, аналогичному (4.31):

$$D_{\parallel}^{(n)} = \frac{D_0^{(n)} + D_1^{(n)} V_1 \bar{\Phi}_1^{(n)} / (V_0 \bar{\Phi}_0^{(n)})}{1 + V_1 \bar{\Phi}_1^{(n)} / (V_0 \bar{\Phi}_0^{(n)})} \quad (n = 1, 2, 3); \quad (4.33)$$

$$D_{\parallel}^{(4)} = \frac{D_0^{(4)} + D_{об}^{(4)} \left( \frac{V_{об} \bar{\Phi}_{об}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}} \right) + D_{зам}^{(4)} \left( \frac{V_{зам} \bar{\Phi}_{зам}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}} \right)}{1 + \frac{V_{об} \bar{\Phi}_{об}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}} + \frac{V_{зам} \bar{\Phi}_{зам}^{(4)}}{V_0 \bar{\Phi}_0^{(4)}}}, \quad (4.34)$$

а в перпендикулярном направлении  $D_{\perp}^{(n)}$  — через транспортные сечения:

$$D_{\perp}^{(n)} = 1 / 3 \Sigma_{tr}^{(n)}. \quad (4.35)$$

Транспортные сечения для первых трех групп рассчитываются по (4.31), а для четвертой – по (4.32). Полный коэффициент диффузии  $D^{(n)}$  определяется простым геометрическим усреднением:

$$D^{(n)} = \frac{1}{3}D_{\parallel}^{(n)} + \frac{2}{3}D_{\perp}^{(n)}. \quad (4.36)$$

Таким образом, расчет эффективных (гомогенизированных) констант сводится к определению отношения средних потоков в зонах.

#### 4.2.5. Подготовка одногрупповых и двухгрупповых констант для расчета реактора в целом (модуль 4)

Чтобы найти групповые константы, необходимо знать спектр нейтронов. Этот спектр рассчитывается вначале для каждой кольцевой зоны реактора. Рассмотрим систему четырехгрупповых уравнений в диффузионном приближении для кольцевой зоны:

$$\begin{cases} D^{(1)}\Delta\Phi^{(1)} - (\Sigma_a^{(1)} + \Sigma_R^{(1)})\Phi^{(1)} + \frac{S}{k_{эф}}\chi^{(1)} = 0; \\ D^{(2)}\Delta\Phi^{(2)} - (\Sigma_a^{(2)} + \Sigma_R^{(2)})\Phi^{(2)} + \Sigma_R^{(1)}\Phi^{(1)} + \frac{S}{k_{эф}}\chi^{(2)} = 0; \\ D^{(3)}\Delta\Phi^{(3)} - (\Sigma_a^{(3)} + \Sigma_R^{(3)})\Phi^{(3)} + \Sigma_R^{(2)}\Phi^{(2)} = 0; \\ D^{(4)}\Delta\Phi^{(4)} - \Sigma_a^{(4)}\Phi^{(4)} + \Sigma_R^{(3)}\Phi^{(3)} = 0, \end{cases} \quad (4.37)$$

где объемная скорость генерации нейтронов деления:

$$S = \sum_{n=1}^4 \nu_f^{(n)} \Sigma_f^{(n)} \Phi^{(n)}. \quad (4.38)$$

Входящие в систему (4.37) величины  $\Phi^{(n)}$  представляют собой групповые потоки нейтронов в гомогенизированной кольцевой зоне активной зоны реактора.

Для достаточно большой однородной области все потоки нейтронов удовлетворяют волновому уравнению:

$$\Delta\Phi^{(n)} = -B^2 \Phi^{(n)}.$$

С учетом последнего соотношения и условия нормировки источников на единицу, система дифференциальных уравнений (4.37) сводится к системе алгебраических:

$$\begin{cases} (D^{(1)}B^2 + \Sigma_a^{(1)} + \Sigma_R^{(1)})\Phi^{(1)} = \chi^{(1)} / k_{\text{эф}}; \\ (D^{(2)}B^2 + \Sigma_a^{(2)} + \Sigma_R^{(2)})\Phi^{(2)} = \frac{\chi^{(2)}}{k_{\text{эф}}} + \Sigma_R^{(1)}\Phi^{(1)}; \\ (D^{(3)}B^2 + \Sigma_a^{(3)} + \Sigma_R^{(3)})\Phi^{(3)} = \Sigma_R^{(2)}\Phi^{(2)}; \\ (D^{(4)}B^2 + \Sigma_a^{(4)})\Phi^{(4)} = \Sigma_R^{(3)}\Phi^{(3)}. \end{cases} \quad (4.39)$$

Поскольку размеры зон обычно велики, то влияние утечки нейтронов на спектр относительно невелико и в первом приближении его можно не учитывать, т. е. положить  $B_l^2 = 0$  (бесконечная среда). В этом случае  $k_{\text{эф}} = k_{\infty}$  и поток нейтронов в  $n$ -й группе определяется выражением (4.6).

**Подготовка одногрупповых констант.** Зная спектр нейтронов, можно найти необходимые константы для расчета реактора в целом. Такими константами для активной зоны являются:

коэффициенты размножения  $k_{\infty l}$ ;

коэффициенты диффузии  $\bar{D}_l$ ;

площади миграции  $\bar{M}_l^2$ .

Для отражателя необходимо знать коэффициент диффузии  $\bar{D}_{\text{отр}}$  и площадь миграции  $\bar{M}_{\text{отр}}^2$ .

Коэффициент размножения в  $l$ -й зоне определяется формулой:

$$k_{\infty l} = \sum_{n=1}^4 (v_f \Sigma_f)_l^{(n)} \Gamma_l^{(n)}.$$

Коэффициенты диффузии и площади миграции в активной зоне вычисляются по формулам усреднения:

$$\bar{D}_l = \frac{\sum_{n=1}^4 D_l^{(n)} \Phi_l^{(n)}}{\sum_{n=1}^4 \Phi_l^{(n)}}; \quad (4.40)$$

$$\bar{M}_l^2 = \frac{\bar{D}_l}{\bar{\Sigma}_{al}} = \frac{\sum_{n=1}^4 D_l^{(n)} \Phi_l^{(n)} / \sum_{n=1}^4 \Phi_l^{(n)}}{\sum_{n=1}^4 \Sigma_{al}^{(n)} \Phi_l^{(n)} / \sum_{n=1}^4 \Phi_l^{(n)}}. \quad (4.41)$$

Коэффициент диффузии в отражателе  $\bar{D}_{отр}$  определяется выражением:

$$\bar{D}_{отр} \approx D_T(1 + \tau_T / L_T^2), \quad (4.42)$$

а площадь миграции:

$$M_{отр}^2 = \bar{D}_{отр} / \Sigma_a^{отр}, \quad (4.43)$$

где  $\Sigma_a^{отр}$  – сечение поглощения тепловых нейтронов. Отражатель представляет собой гомогенную смесь стали и воды. Поэтому все константы, относящиеся к отражателю, определяются через константы, относящиеся к стали и к воде, взвешенные с соответствующими объемными долями.

**Подготовка двухгрупповых констант.** При расчете реактора в двухгрупповом приближении выделяются две области энергий: замедления (от  $E_f$  до  $E_{гр}$ ) и тепловых нейтронов ( $E < E_{гр}$ ). В соответствии с этим усредняются и константы: первые три группы нейтронов объединяются в одну и им присписывается индекс «б», четвертая группа соответствует области энергий тепловых нейтронов (индекс «т»).

Для каждой  $l$ -й зоны необходимо знать следующие константы: коэффициенты диффузии  $D^b$  и  $D^t$ ; сечения поглощения  $\Sigma_a^b$  и  $\Sigma_a^t$ ; сечение увода  $\Sigma_R^b$ ; произведения  $(\nu_f \Sigma_f)^b$  и  $(\nu_f \Sigma_f)^t$ ; вероятность избежать резонансного поглощения  $\varphi$ . Ее значение и значение сечения увода определяются соотношениями:

$$\varphi = \frac{1}{1 + \Sigma_a^3 / \Sigma_R^3}; \quad \Sigma_R^b = \Sigma_R^3 \Phi^3 / \sum_{n=1}^3 \Phi^{(n)}, \quad (4.44)$$

а значения  $D^b$  и  $\Sigma_a^b$  с весами потоков — по выражениям, аналогичным (4.40).

Коэффициенты размножения  $k_{ол}$  в каждой кольцевой зоне рассчитываются, как и в **варианте I**. Зная значения коэффициентов диффузии и сечений, можно найти возраст нейтронов:

$$\tau_p = D^b / (\Sigma_a^b + \Sigma_R^b)$$

и квадрат длины диффузии:

$$L_p^2 = D^{(4)} / \Sigma_a^{(4)}.$$

Для отражателя определяются следующие величины: сечение увода

$$\Sigma_{\text{Ротр}} = \frac{\sum_{\text{Ротр}}^{(3)} \Delta u^{(3)}}{\sum_{n=1} \Delta u^{(n)}}, \quad (4.45)$$

где  $\Delta u$  – разность летаргии [формула (4.45) справедлива в предположении равенства групповых потоков  $\Phi^{(n)}$  в первых трех группах];

коэффициенты диффузии быстрых:

$$D_{\text{отр}}^{\delta} = \tau_{\text{отр}} \Sigma_{\text{Ротр}}$$

и тепловых нейтронов:

$$D_{\text{отр}}^{\text{T}} = 1/3 \Sigma_{\text{tr}}^{(4)}.$$

#### 4.2.6. Определение эффективного коэффициента размножения (модуль 5)

Следующий этап расчета – определение эффективного коэффициента размножения, который в одногрупповом приближении ( $N = 1$ ) находится из решения системы  $L + 1$  дифференциальных уравнений:

для активной зоны

$$\Delta \Phi_l + \aleph_l^2 \Phi_l = 0,$$

где

$$\aleph_l^2 = \frac{k_{\infty, l} / k_{\text{эф}} - 1}{M_l^2};$$

и отражателя

$$\Delta \Phi_{\text{отр}} - \Phi_{\text{отр}} / \overline{M}_{\text{отр}}^2 = 0$$

с соответствующими граничными условиями.

В двухгрупповом приближении ( $N=2$ )  $k_{\text{эф}}$  можно найти из решения системы  $2(L+1)$  уравнений:

в активной зоне

$$D_l^{\delta} \Delta \Phi_l^{\delta} - \Sigma_{\text{Rl}}^{\delta} \Phi_l^{\delta} + \frac{k_{\infty l}}{k_{\text{эф}} \varphi_l} \Sigma_{\text{al}}^{\text{T}} \Phi_l^{\text{T}} = 0;$$

$$D_l^{\text{T}} \Delta \Phi_l^{\text{T}} - \Sigma_{\text{al}}^{\text{T}} \Phi_l^{\text{T}} + \varphi_l \Sigma_{\text{Rl}}^{\delta} \Phi_l^{\delta} = 0;$$

и в отражателе

$$D_{\text{отр}}^{\delta} \Delta \Phi_{\text{отр}}^{\delta} - \Sigma_{\text{Ротр}} \Phi_{\text{отр}}^{\delta} = 0;$$



$$D_{\text{отр}}^T \Delta \Phi_{\text{отр}}^T - \sum_{a\text{отр}}^T \Phi_{\text{отр}}^T + \sum_{R\text{отр}} \Phi_{\text{отр}}^{\beta} = 0;$$

с соответствующими граничными условиями.

#### 4.2.7. Расчет параметров системы борного регулирования (модуль б)

После того, как определено начальное значение эффективного коэффициента размножения, проводится расчет органов системы управления и защиты и необходимой концентрации жидкого поглотителя (водного раствора борной кислоты). В реакторах с относительно небольшим обогащением урана (до 3,5%) практически весь начальный запас реактивности может быть скомпенсирован борной кислотой, введенной в воду, которая выполняет функцию и замедлителя, и теплоносителя (борное регулирование).

Концентрация бора  $C_B$ , обеспечивающая в неоднородном реакторе критическое состояние  $k_{\infty\phi} = 1$ , приближенно определяется следующим образом.

В реакторах с профилированной центральной частью активной зоны  $C_B$  подбирается таким образом, чтобы коэффициент размножения в периферийной части  $k_{\infty}^{\parallel}$  уменьшился до определенного значения  $k_{\infty}^H$ . Предполагая, что  $k_{\infty}$  рассчитывается по формуле четырех сомножителей, а при добавлении в теплоноситель борной кислоты изменение размножающих свойств происходит только за счет изменения коэффициента использования тепловых нейтронов, можно записать:

$$\frac{\Delta k_{\infty}}{k_{\infty}^{\parallel}} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta}, \quad (4.46)$$

где  $\Delta \theta = \theta - \theta_B$ ;  $\Delta k_{\infty} = k_{\infty}^{\parallel} - k_{\infty}^H$ .

При расчете коэффициента использования тепловых нейтронов с бором  $\theta_B$  можно считать, что отношения средних по кольцевым зонам потоков в ячейке остаются неизменными. Тогда

$$\theta_B = \frac{1}{1 + q + q_B} = \theta \frac{1 + q}{1 + q + q_B} = \theta \left( 1 - \frac{q_B}{1 + q + q_B} \right), \quad (4.47)$$

где  $q$  – относительное поглощение нейтронов во всех компонентах ячейки, кроме бора;  $q_B = V_1 \bar{\Phi}_1 \sum_{aB} / V_0 \bar{\Phi}_0 \sum_{a0}$  – относительное поглощение в боре. Из совместного решения уравнений (4.46) и (4.47) определяется концентрация бора в реакторе. Добавление борной кислоты в

теплоноситель изменяет распределение потока нейтронов по радиусу. Однако предполагается, что характер распределения потока по радиусу остается неизменным, что достигается с помощью системы подвижных компенсаторов реактивности (стержней).

#### 4.2.8. Определение длительности кампании реактора (модуль 8)

В процессе выгорания топлива происходит перераспределение потока нейтронов по объему реактора, т. е. среднее значение плотности потока нейтронов в  $l$ -й зоне  $\bar{\Phi}_l$  изменяется во времени. При расчете выгорания рассматривают изменение эффективного коэффициента размножения  $\Delta k_{эф}^m$  за такой промежуток времени  $\Delta t_m$ , в течение которого поток нейтронов меняется незначительно и его можно считать постоянным. При этом:

$$\Delta k_{эф}^m / k_{эф}^m = \left[ \sum_l (\Delta k_{эф}^m / k_{эф}^m) \bar{\Phi}_l^2 V_l \right] / \sum_l \bar{\Phi}_l^2 V_l. \quad (4.48)$$

Здесь  $\Delta k_{эф}^m$  – эффективный коэффициент размножения в момент времени  $t_m$ ;  $\Delta k_{эф}^m = k_{эф}^m - k_{эф}^{m-1}$  – изменение коэффициента размножения для  $l$ -й зоны за время  $\Delta t_m = t_{m+1} - t_m$ ;  $V_l$  – объем  $l$ -й зоны;  $\bar{\Phi}_l^2$  – среднее значение квадрата плотности потока нейтронов в  $l$ -й зоне.

Обычно для определения кампании реактора достаточно рассмотреть два-три временных интервала. Рассмотрение проводится последовательно для  $m = 0, 1, 2$  и т. д. Расчет  $\Delta k_{эф}^m = k_{эф}^m - k_{эф}^{m-1}$  сводится к нахождению значений коэффициентов размножений  $k_{эф}^{m-1}$ , соответствующих нуклидному составу топлива в момент времени  $t_{m-1}$ .

#### 4.2.9. Оценочный расчет коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде

В предположении, что вклад в размножение резонансных нейтронов невелик и обусловлен преимущественно надтепловыми нейтронами, принимается схема последовательного поглощения нейтронов на резонансах воспроизводящего  $(1 - \varphi_8^{HT})$  и делящегося  $(1 - \varphi_5^{HT})$  нуклидов. При этом также учитывается поглощение в оболочке

твэла  $(1 - \varphi_{об})$ . При этих условиях формула (4.12) преобразуется к следующему виду:

$$k_{\infty} = k_{\infty}^T + k_{\infty}^{HT}, \quad (4.49)$$

где

$$k_{\infty}^T = \varepsilon^{HT} \varphi_5^{HT} \varphi_8^{HT} \varphi_{об}^{HT} \theta v_{эф}^T; \quad (4.50)$$

$$k_{\infty}^{HT} = \varepsilon^{HT} \varphi_8^{HT} (1 - \varphi_5^{HT}) \varphi_{об}^{HT} v_{эф}^{HT5}. \quad (4.51)$$

По формуле (4.49) рассчитывается коэффициент размножения в уран-водных решетках для холодного, горячего неотравленного и горячего отравленного состояний. В расчетах не учитывается разница между значениями  $\varepsilon^{HT}$ ,  $\varphi^{HT}$  и  $\varepsilon^T$ ,  $\varphi^T$  соответственно. Поэтому коэффициент размножения на быстрых нейтронах  $\varepsilon$  вычисляется по формуле:

$$\varepsilon = 1 + \frac{\chi(v_f^8 \sum_{f0}^8 - \sum_{a0})}{\sum_0 / \bar{Q}_{\infty} - (\sum_{s0} + \chi v_f^8 \sum_{f0}^8)}, \quad (4.52)$$

а вероятность избежать резонансного поглощения в воспроизводящем нуклиде  $\varphi_8^{HT}$  – через эффективный резонансный интеграл. Величины  $\varphi_5^{HT}$  и  $\varphi_{об}^{HT}$  рассчитываются через соответствующие истинные интегралы поглощения  $I_{a\infty}$ . Величина  $v_{эф}^{HT}$  для  $^{235}\text{U}$  принимается равной 1,59.

## 5. ВЫГОРАНИЕ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

**Выгорание ядерного топлива** – это процесс превращения ядер делящегося нуклида в неделящиеся ядра при взаимодействии с нейтронами. Как правило, это происходит вследствие процессов деления ядер и радиационного захвата нейтронов делящимися ядрами.

Количество (масса) разделившегося  $^{235}\text{U}$  за время  $t$  (сут) работы на мощности  $N$  (МВт), т. е. при энерговыработке  $Q = N \cdot t$  (МВт·сут), будет определяться соотношением [12]:

$$m_f = 1,05Nt = 1,05Q \text{ (г)}, \quad (5.1)$$

где 1,05 – масса урана (г), который необходимо разделить, чтобы получить энергию 1 МВт·сут, для  $^{239}\text{Pu}$  – 1,07 г/(МВт·сут).

Масса образовавшегося  $^{236}\text{U}$  вследствие радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{235}\text{U}$  при работе ЯР на мощности  $N$  (МВт) в течение времени  $t$  (сут) определяется по соотношению:

$$m_\gamma = (\sigma_\gamma / \sigma_f) m_f = 1,05\alpha Q \text{ (г)}, \quad (5.2)$$

где  $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$  – параметр, зависящий от энергии нейтронов, взаимодействующих с топливом.

Масса выгоревшего  $^{235}\text{U}$ , т.е. масса разделившегося и претерпевшего радиационный захват нейтронов ядрами  $^{235}\text{U}$  при работе ЯР на мощности определяется соотношением:

$$m_a = m_f + m_\gamma = 1,05(1 + \alpha)Nt = 1,05(1 + \alpha)Q \text{ (г)}. \quad (5.3)$$

В ЯР на тепловых нейтронах для  $^{235}\text{U}$   $\alpha = 100 / 580 \approx 0,17$  и

$$m_a = 1,05(1 + \alpha)Nt = 1,05(1 + 0,17)Nt \approx 1,23Nt \text{ (г)}. \quad (5.4)$$

где 1,23 – удельный расход ядерного горючего  $^{235}\text{U}$ , г/(МВт·сут). Определяет массу ядерного горючего, которую нужно «сжечь», чтобы получить единицу энергии, в данном случае 1 МВт·сут. Для делящегося нуклида  $^{239}\text{Pu}$  значение удельного расхода ядерного горючего составит около 1,52 г/(МВт·сут).

Скорость выгорания прямо пропорциональна мощности ЯР. Например, для  $^{235}\text{U}$

$$dm_a / dt = 1,23N \text{ (г/сут)}. \quad (5.5)$$

При работе ядерного реактора на мощности кроме основного делящегося изотопа  $^{235}\text{U}$  частично быстрыми нейтронами делится также  $^{238}\text{U}$ , что учитывается коэффициентом размножения на быстрых нейтронах ( $\mu$ ). Кроме того, часть энергии деления ядра уносится за

пределы активной зоны. Если учесть эту потерю энергии коэффициентом  $\beta$  и деление  $^{238}\text{U}$  коэффициентом  $\mu$ , то в общем случае масса выгоревшего  $^{235}\text{U}$  при работе ЯР на мощности будет определяться соотношением:

$$m_a(^{235}\text{U}) = \frac{1,23}{\mu\beta} Nt \text{ (г)}. \quad (5.6)$$

Для основного делящегося нуклида  $^{239}\text{Pu}$  это соотношение примет вид:

$$m_a(^{239}\text{Pu}) = \frac{1,52}{\mu\beta} Nt \text{ (г)}. \quad (5.7)$$

Необходимо напомнить, что в этих соотношениях мощность подставляется в МВт, а время в сутках.

Один из важнейших показателей экономичности ядерного реактора, атомной электростанции и ядерного топливного цикла в целом является **глубина выгорания ядерного топлива**. **Глубина выгорания ядерного топлива** – это количество энергии, полученной за все время эксплуатации ядерного топлива в активной зоне (за кампанию ядерного топлива), на единицу массы загруженного ядерного топлива. Чаще всего при определении экономичности ЯТЦ оперируют средней глубиной выгорания ( $\bar{B}$ ), которая может называться удельным энерговыделением.

Если ядерный реактор с массой загруженного ядерного топлива  $m$  (кг или т) выработал  $Q$  (МВт·сут) энергии, то глубина выгорания

$$\bar{B} = Q / m = Nt / m \text{ (МВт·сут/кг или МВт·сут/т)}. \quad (5.8)$$

Иногда массу загруженного ядерного топлива выражают в единицах массы загруженного урана (кгU или тU), тогда удельное энерговыделение будет выражаться в единицах МВт·сут/кгU или МВт·сут/тU, соответственно.

Для металлического урана глубина выгорания ядерного топлива составляет от 3 до 3,5 МВт·сут/кг, а для его соединений может быть значительно больше. В современных ВВЭР с обогащением до 5 % глубина выгорания ядерного топлива составляет около 50 МВт·сут/кг, а в максимально напряженных твэлах и больше. В энергетических быстрых и высокотемпературных ЯР глубина выгорания составляет около 150 МВт·сут/кг. В экспериментальном быстром реакторе (Франция) достигнуто значение выгорания 210 МВт·сут/кг. Максимальная глубина выгорания в отдельных твэлах всегда больше среднего по активной зоне значения на величину, пропорциональную

коэффициентам неравномерности тепловыделения и, соответственно, плотности потока нейтронов. Предельная глубина выгорания определяется технологической стойкостью ТВЭЛов в зависимости от обогащения топлива, типа теплоносителя, материала оболочки и конструкции ТВЭЛА.

Глубину выгорания можно выразить через отношение масс выгоревшего и загруженного ядерного топлива:  $\bar{B}' = m_a / m$  (кг/т).

Сжигая в активной зоне ЯР  $1,23 \text{ г } ^{235}\text{U}$  можно получить энергию  $1 \text{ МВт}\cdot\text{сут}$ , таким образом, получим:

$$1 \text{ МВт}\cdot\text{сут/т} = 1,23 \cdot 10^{-3} \text{ кг/т}; 1 \text{ МВт}\cdot\text{сут/кг} = 1,23 \text{ кг/т};$$

$$\bar{B}' = 1,23 \bar{B} \text{ (кг/т)}, \quad (5.9)$$

если  $\bar{B}$  выразить в  $\text{МВт}\cdot\text{сут/кг}$ .

Понятно, что глубину выгорания также можно выразить в процентах или долях от массы загруженного ядерного топлива, либо по количеству накопленных продуктов деления.

**Полный расход ядерного топлива** учитывает все ядерное топливо, которое загружается в активную зону для обеспечения заданной кампании ЯТ: и выгоревшее, и оставшееся ( $m'$ ) к концу кампании, но выгружаемое из активной зоны при перегрузке. Тогда используя соотношения (5.4) и (5.9) можно получить соотношение, которое позволит связать параметры атомной электростанции с полным расходом ядерного топлива:

$$m = m_a + m' = \frac{m_a}{\bar{B}'} = \frac{1,23 \cdot 10^{-3} N_s n \tau / \eta}{1,23 \cdot 10^3 \bar{B}} = 10^{-6} \frac{N_s n \tau}{\eta \bar{B}} \text{ (т/год)}, \quad (5.10)$$

где  $N_s$  – номинальная электрическая мощность одного энергоблока, МВт;  $\eta = N_s / N$  – к.п.д. турбины;  $n$  – количество энергоблоков на АЭС;  $\tau$  – время работы энергоблока на мощности  $N_s$  в год, сут/год; глубина выгорания ядерного топлива измеряется в  $\text{МВт}\cdot\text{сут/т}$ .

Соотношение между массами природного урана ( $m_U$ ) и обогащенного ( $m$ ), требуемого для одного года эксплуатации АЭС, имеет вид:

$$m_U = m \frac{C - C_{омв}}{C_U - C_{омв}} \approx m \frac{C}{0,5}, \text{ т.к. } C \gg C_{омв}. \quad (5.11)$$

где  $C$ ,  $C_U$ ,  $C_{омв}$  – значения обогащения урана по  $^{235}\text{U}$  требуемое, природного (около 0,7%) и отвального (около 0,2%) урана, соответственно.

С учетом последнего соотношения можно оценить массу природного урана требуемую для реализации открытого уран-плутониевого ядерного топливного цикла

$$m_U = 2 \cdot 10^{-6} \frac{N_0 n \tau C}{\eta \bar{B}} \text{ (тU/год)}. \quad (5.12)$$

## 6. ВОСПРОИЗВОДСТВО ЯДЕРНОГО ГОРЮЧЕГО

### 6.1. Коэффициент воспроизводства или конверсии

Для количественной оценки процесса образования новых делящихся ядер используется понятие **коэффициента воспроизводства (КВ)** ядерного топлива, правильнее сказать горючего. Существует несколько определений этой величины. Если речь идет об образовании того же делящегося нуклида, который был первоначально загружен в ядерный реактор, то принято говорить о воспроизводстве ядерного горючего и коэффициенте воспроизводства. Тогда КВ удобно определять как отношение скоростей образования делящихся ядер и скорости их выгорания.

Если образующийся делящийся нуклид отличен от первоначально загруженного в реактор, то говорят о конверсии либо превращении и КВ называют **коэффициентом конверсии (КК)**. При загрузке в реактор уранового топлива образуется плутоний, и тогда КВ называют иногда **плутониевым коэффициентом**. В случае конверсии КК удобно определить как отношение скорости накопления новых делящихся нуклидов к скорости выгорания первоначально загруженных в реактор делящихся ядер.

В целом в ядерном реакторе образуются все известные делящиеся изотопы, но в различных концентрациях. Они также вносят вклад в энерговыделение в ядерном реакторе, но этот вклад незначителен по сравнению с  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  в торий-урановом ЯТЦ и  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  в уран-плутониевом ЯТЦ. Виды воспроизводства и конверсии ядерного горючего представлены в таблице 6.1, там же приведен вид ЯТЦ с возможностью реализации замкнутого ЯТЦ.

Таблица 6.1. Виды воспроизводства и конверсии ядерного горючего

Ядерное горючее	Сырьевой нуклид	Вторичное горючее	Коэффициент	Вид ЯТЦ
$^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$	$^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$	КВ	Замкнутый торий-урановый
$^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Pu}$	КК	Открытый уран-плутониевый
$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$	$^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$	КК	Открытый торий-урановый
$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Pu}$	КК	Открытый уран-плутониевый
$^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Pu}$	$^{232}\text{Th}$	$^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$	КК	Открытый смешанный
$^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Pu}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Pu}$	КВ	Замкнутый уран-плутониевый



Оба определения коэффициента воспроизводства или конверсии можно использовать, однако удобнее пользоваться первым из них. Поэтому здесь речь пойдет о коэффициенте воспроизводства, понимая под ним и коэффициент конверсии ядерного горючего. Необходимо отметить, что при любом рассмотрении коэффициент воспроизводства является функцией времени и зачастую используется значение  $KB$ , полученное усреднением, например в пределах кампании или микрокампании ядерного топлива:

$$KB = \frac{\int_0^{T_p} KB(t) dt}{T_p},$$

где  $T_p$  – продолжительность кампании ядерного топлива.

Сжигая 1 кг загруженного в реактор делящегося материала можно получить  $KB$  кг нового (вторичного) ядерного горючего, сжечь его и получить  $(KB)^2$  кг ядерного горючего и т.д. В результате из одного килограмма первоначально загруженного горючего сгорит в реакторе (без учета потерь при переработке):

$$1 + KB + KB^2 + \dots = 1 / (1 - KB) \text{ кг}$$

делящегося материала, если  $KB < 1$ .

При  $KB > 1$  процесс воспроизводства заканчивается тогда, когда практически весь воспроизводящий материал переведен в делящийся и сожжен. Таким образом, при воспроизводстве делящихся материалов в ядерную энергетику в зависимости от значения  $KB$  в большей или меньшей степени вовлекаются воспроизводящие материалы. Особенно важно расширенное воспроизводство ( $KB > 1$ ), которое может сыграть решающую роль в удовлетворении энергетических потребностей в будущем.

Для определения  $KB$  необходимо рассмотреть пример баланса нейтронов в активной зоне реактора с урановой загрузкой. Образованием и выгоранием изотопов плутония тяжелее  $^{239}\text{Pu}$  пренебрегается. Скорость генерации нейтронов должна равняться сумме скоростей поглощения и утечки нейтронов из активной зоны, т.е.:

$$v_{\text{эф}}^5 R_a^5 + v_{\text{эф}}^9 R_a^9 + v_{\text{эф}}^8 R_a^8 = R_a^5 + R_a^9 + R_a^8 + R_a^{\text{п}} + J, \quad (6.1)$$

где  $J$  – скорость утечки нейтронов из активной зоны; индексы 5, 9, 1, 8, «п» – характеризуют материал  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и прочие (замедлитель, поглотитель, теплоноситель, конструкционный материал и продукты деления), соответственно;  $R_a$  – интегральные по спектру нейтронов и

объему реактора скорости поглощения, определяет полное число актов поглощения нейтронов в активной зоне рассматриваемым материалом в единицу времени,  $\text{с}^{-1}$ . Если активную зону реактора и спектр потока нейтронов разбить на несколько зон и групп, соответственно, то  $R_a$  для каждого материала можно определить по соотношению:

$$R_a = \sum_j V_j \left( \sum_i \Sigma_a^{i,j} \Phi^{i,j} \right),$$

где  $j$  – номер зоны;  $i$  – номер энергетической группы нейтронов;  $V_j$  – объем  $j$ -ой зоны;  $\Sigma_a^{i,j}$  – среднее макроскопическое сечение поглощения нейтронов рассматриваемым материалом в  $j$ -ой зоне для  $i$ -ой группы нейтронов;  $\Phi^{i,j}$  – средняя плотность потока  $i$ -ой группы нейтронов в  $j$ -ой зоне. В общей математической формулировке интегральная по спектру нейтронов и объему реактора скорость поглощения ( $R_a$ ) определяется из выражением:

$$R_a = \iiint \Sigma_a(r, z, E) \frac{\partial \Phi(r, z, E)}{\partial E} dE dV,$$

где  $r$  – радиальная координата в активной зоне;  $z$  – аксиальная координата;  $E$  – энергия нейтронов.

За кампанию ядерного топлива образуется  $T_p R_c^8$  плутония (где  $R_c^8$  – интегральная по спектру нейтронов и объему реактора скорость радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{235}\text{U}$ ). За это время выгорит образованного плутония  $T_p R_a^9$  и первоначально загруженного  $^{235}\text{U}$   $T_p R_a^5$ . Тогда используя соотношение (6.1) получится выражение для коэффициента воспроизводства:

$$\begin{aligned} KB &= \frac{T_p R_c^8 - T_p R_a^9}{T_p R_a^5} = \frac{R_c^8 - R_a^9}{R_a^5} = \\ &= \frac{\nu_{\text{эф}}^5 R_a^5 + \nu_{\text{эф}}^9 R_a^9 + \nu_{\text{эф}}^8 (R_a^8 - R_c^8) - R_a^5 - R_a^9 - (R_a^8 - R_c^8) - R_a^{\text{п}} - J - R_a^9}{R_a^5} = \\ &= (\nu_{\text{эф}}^5 - 1) + (\nu_{\text{эф}}^9 - 2) \frac{R_a^9}{R_a^5} + (\nu_{\text{ф}}^8 - 1) \frac{R_{\text{ф}}^8}{R_a^5} - \frac{R_a^{\text{п}} + J}{R_a^5}, \end{aligned} \quad (6.2)$$

где  $\nu_{\text{ф}}^8$  – среднее число нейтронов на акт деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами;  $R_{\text{ф}}^8$  – интегральная по спектру нейтронов и объему реактора скорость деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами.

Полученное соотношение (6.2) применимо к любому реактору с урановой загрузкой и справедливо для любого момента кампании ядерного топлива, т.к. по определению:

$$KB = \frac{dN_9 / dt}{dN_5 / dt} = \frac{R_c^8 - R_a^9}{R_a^5},$$

где  $dN_9 / dt$ ;  $dN_5 / dt$  – скорости изменения ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  в активной зоне реактора, соответственно.

Основной вклад в КВ дает первое слагаемое  $(\nu_{\text{эф}}^5 - 1)$ , соответствующее первоначально загруженному делящемуся нуклиду. Второе слагаемое учитывает вклад в КВ, образующийся в процессе работы реактора  $^{239}\text{Pu}$ . Третье слагаемое учитывает вклад в КВ воспроизводящий материал –  $^{238}\text{U}$ . Последнее слагаемое учитывает геометрическую утечку нейтронов из активной зоны и поглощения во всех других материалах, не приводящее к изменению концентрации ядер делящегося и воспроизводящего материала. Таким образом, первые три члена определяют общее число нейтронов на акт поглощения в  $^{235}\text{U}$ , за исключением нейтронов идущих на поддержание цепной реакции деления, последний член определяет число нейтронов, испытавших утечку и поглощение, на акт поглощения в  $^{235}\text{U}$ . Их разница дает число нейтронов поглощенных в воспроизводящем материале на акт поглощения в  $^{235}\text{U}$ .

Выражение для КВ при других загрузках топлива можно получить аналогично. Всегда основной вклад в КВ вносит первое слагаемое  $(\nu_{\text{эф}} - 1)$  с индексом первоначально загруженного в реактор делящегося нуклида.

Используя коэффициент размножения на быстрых ( $\mu$ ) нейтронах без значительной потери точности можно получить более простое соотношение для определения КВ. Баланс нейтронов в реакторе будет иметь вид:

$$(\nu_{\text{эф}}^5 R_a^5 + \nu_{\text{эф}}^9 R_a^9) \mu = R_a^5 + R_a^9 + R_c^8 + R_a^n + J,$$

откуда

$$KB = \frac{R_c^8 - R_a^9}{R_a^5} = (\nu_{\text{эф}}^5 \mu - 1) + (\nu_{\text{эф}}^9 \mu - 2) \frac{R_a^9}{R_a^5} - q, \quad (6.3)$$

где  $q = (R_a^n + J) / R_a^5$  – число нейтронов, испытавших утечку и поглощение, на акт поглощения в  $^{235}\text{U}$ . Эта величина является функцией времени, т.к. во времени меняется концентрация ядер топлива и

распределение плотности потока нейтронов. В начале кампании ядерного топлива плутония нет и поэтому соотношение примет вид:

$$KB = v_{\text{эф}}^5 \mu - 1 - q_0,$$

где  $q_0$  – значение  $q$  на начало кампании ядерного топлива. Данное соотношение имеет простой физический смысл. При поглощении одного нейтрона ядром  $^{235}\text{U}$  образуется  $v_{\text{эф}}^5$  нейтронов деления. За счет деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами это число увеличится в  $\mu$  раз. Один нейтрон идет на поддержание цепной реакции деления. Часть нейтронов испытывают утечку и поглощение. Оставшиеся нейтроны испытывают радиационный захват ядрами  $^{238}\text{U}$  и, следовательно, образуют ядра  $^{239}\text{Pu}$ . Для расширенного воспроизводства ядерного горючего необходимо иметь значение  $KB > 1$ , а следовательно  $v_{\text{эф}}^5 \mu > 2 + q_0$  в начале кампании ядерного топлива.

В реакторах на тепловых нейтронах основное число поглощений нейтронов всеми материалами активной зоны происходит в тепловой области энергии нейтронов. Исключение составляет радиационный захват нейтронов в области резонансов для  $^{238}\text{U}$  (резонансные нейтроны). Баланс тепловых нейтронов в таком случае запишется в виде:

$$(v_{\text{эф}}^5 R_a^5 + v_{\text{эф}}^9 R_a^9) \mu \varphi = R_a^5 + R_a^9 + R_c^8 + R_a^n + J.$$

Тогда число нейтронов, испытавших утечку и поглощение, на акт поглощения в  $^{235}\text{U}$  будет определяться выражением:

$$q = \frac{(R_a^n + J)}{R_a^5} = \frac{(v_{\text{эф}}^5 R_a^5 + v_{\text{эф}}^9 R_a^9) \mu \varphi - R_a^5 - R_a^9 - R_c^8}{R_a^5}.$$

Подставляя полученное выражение в соотношение (6.3) получится:

$$KB = \frac{R_c^8}{R_a^5} + \frac{(v_{\text{эф}}^5 R_a^5 + v_{\text{эф}}^9 R_a^9) \mu (1 - \varphi)}{R_a^5} - \frac{R_a^9}{R_a^5}. \quad (6.4)$$

Используя среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне реактора, скорость  $i$ -го вида взаимодействия будет определяться по соотношению:

$$R_i = \Sigma_i \bar{\Phi} V_{AZ}.$$

Плотность потока тепловых нейтронов ( $\bar{\Phi}$ ) и объем активной зоны ( $V_{AZ}$ ) в соотношении (6.4) сократятся и получится, что:

$$KB = \frac{\Sigma_c^8}{\Sigma_a^5} + \frac{(v_{\text{эф}}^5 \Sigma_a^5 + v_{\text{эф}}^9 \Sigma_a^9) \mu (1 - \varphi)}{\Sigma_a^5} - \frac{\Sigma_a^9}{\Sigma_a^5}. \quad (6.5)$$

В последнем соотношении все макроскопические сечения и среднее число нейтронов на акт поглощения относятся к тепловой области энергии нейтронов, а коэффициент воспроизводства является коэффициентом конверсии ( $KB = KK$ ).

Если определять  $KB$  в тепловом реакторе как отношение скорости образования делящихся ядер к скорости их выгорания, то отношение примет вид:

$$KB = \frac{R_c^8}{R_a^5 + R_a^9} = \frac{\Sigma_c^8}{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^9} + \frac{(v_{\text{эф}}^5 \Sigma_a^5 + v_{\text{эф}}^9 \Sigma_a^9) \mu (1 - \varphi)}{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^9}. \quad (6.6)$$

В начале кампании ядерного топлива соотношения (6.5) и (6.6) можно упростить и оба они примут вид:

$$KB = v_{\text{эф}}^5 \mu (1 - \varphi) + (\Sigma_c^8 / \Sigma_a^5). \quad (6.7)$$

Первое слагаемое в соотношении (6.7) представляет собой часть коэффициента воспроизводства, образованного резонансным поглощением нейтронов  $^{238}\text{U}$ . Второе слагаемое учитывает увеличение  $KB$  за счет радиационного захвата тепловых нейтронов  $^{238}\text{U}$ .

Все рассмотренные соотношения для  $KB$  справедливы только для критического реактора. В противном случае необходимо в балансовых уравнениях скорость генерации нейтронов разделить на эффективный коэффициент размножения нейтронов ( $k_{\text{эф}}$ ). Изменения в соотношениях для  $KB$ , вытекающие из такой операции, очевидны. Например, в начале кампании ядерного топлива соотношения для  $KB$  примут вид:

$$KB = \frac{v_{\text{эф}}^5 \mu}{k_{\text{эф}}} - 1 - q_0, \quad KB = \frac{v_{\text{эф}}^5 \mu (1 - \varphi)}{k_{\text{эф}}} + \frac{\Sigma_c^8}{\Sigma_a^5}.$$

Значение коэффициента размножения на быстрых нейтронах ( $\mu$ ) для тепловых реакторов ниже, чем для быстрых реакторов. Число нейтронов, испытавших утечку и поглощение, на акт поглощения в  $^{235}\text{U}$  ( $q$ ) для тепловых реакторов выше, чем для быстрых. Таким образом, в реакторах на тепловых нейтронах, работающих в уран-плутониевых топливных циклах,  $KB < 1$ . Для идеального теплового реактора в торий-урановом ЯТЦ значение  $KB$  может достигать 1,2. В реальных аппаратах величина утечки и поглощения ( $q$ ) достаточно велика, поэтому даже в

торий-урановом цикле возможно лишь незначительное превышение КВ над единицей.

Как видно из соотношения (6.7), значение КВ тем больше, чем меньше обогащение ядерного топлива и чем выше скорость радиационного захвата резонансных нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ . В свою очередь, снижение обогащения урана приводит к уменьшению длительности кампании ядерного топлива.

В реакторах на природном уране значение для КВ лежит в пределах от 0,57 до 1,07. Верхний предел КВ соответствует значению  $(\nu_{\text{эф}}-1)$ , нижний отношению  $(\Sigma_c^8 / \Sigma_a^5)$  – для тепловых нейтронов). Вклад от замедляющихся нейтронов приводит к увеличению КВ до значения, примерно равного 0,8 в реакторах с графитовым и особенно тяжеловодным замедлителями, специально предназначенных для получения делящегося материала. Такие реакторы принято называть конверторами или промышленными реакторами. В других реакторах на тепловых нейтронах КВ еще меньше. Так, в водо-водяных реакторах КВ составляет около 0,5. Это означает, что в таких реакторах можно сжечь примерно одинаковые количества загруженного и образующегося в процессе работы делящихся материалов, т.е. удвоить количество выгорающего ядерного горючего.

В реакторах на быстрых нейтронах, достаточно легко получить  $\text{КВ} > 1$ . Особенно велико значение КВ в реакторах с использованием плутония в качестве ядерного горючего. В экспериментальных реакторах с плутониевым горючим с жестким спектром нейтронов достигалось значение  $\text{КВ} > 2$ . В энергетических быстрых реакторах спектр нейтронов значительно мягче спектра нейтронов деления, поэтому значение КВ находятся в диапазоне от 1,1 до 1,6 в зависимости от состава активной зоны реактора.

Таким образом, для воспроизводства ядерного горючего наиболее выгодны уран-плутониевый ЯТЦ в реакторах на быстрых нейтронах и торий-урановый ЯТЦ в реакторах на тепловых нейтронах.

## **6.2. Связь коэффициента воспроизводства с коэффициентом размножения для бесконечного реактора в двухгрупповом приближении**

Двухгрупповая система уравнений диффузии для однозонного (без отражателя) бесконечного гомогенного реактора имеет вид [13]:

$$\begin{cases} D_{\delta}\Delta\Phi_{\delta} - \Sigma_{(a+R)\delta}\Phi_{\delta} + \frac{\nu_{f\delta}\Sigma_{f\delta}\Phi_{\delta}}{k_{\infty}} + \frac{\nu_{fm}\Sigma_{fm}\Phi_m}{k_{\infty}} = 0; \\ D_m\Delta\Phi_m - \Sigma_{am}\Phi_m + \Sigma_{R\delta}\Phi_{\delta} = 0, \end{cases}$$

где  $D_{\delta}$ ,  $D_m$  – коэффициенты диффузии быстрых и тепловых нейтронов, соответственно, см;  $\Delta$  – оператор Лапласа;  $\Phi_{\delta}$ ,  $\Phi_m$  – плотности потоков быстрых и тепловых нейтронов, соответственно, см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{f\delta}$ ,  $k_{\infty}$  – коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде;  $\Sigma_{fm}$  – макроскопические сечения деления быстрыми и тепловыми нейтронами, соответственно, см<sup>-1</sup>;  $\nu_{f\delta}$ ,  $\nu_{fm}$  – среднее число нейтронов на акт деления быстрыми и тепловыми нейтронами, соответственно;  $\Sigma_{am}$  – макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов, см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{(a+R)\delta} = \Sigma_{a\delta} + \Sigma_{R\delta}$ , где  $\Sigma_{a\delta}$ ,  $\Sigma_{R\delta}$  – макроскопические сечения поглощения и увода быстрых нейтронов в тепловую группу, соответственно, см<sup>-1</sup>. Все параметры усреднены по объему реактора и энергии нейтронов в пределах соответствующей группы.

Для  $i$ -ой группы нейтронов утечка из бесконечной активной зоны определяется соотношением:

$$D_i\Delta\Phi_i = -D_iB^2\Phi_i,$$

где  $B^2$  – геометрический параметр, см<sup>-2</sup>. Как известно, геометрический параметр обратно пропорционален линейным характерным размерам активной зоны, т.к. рассматривается бесконечная активная зона, то утечка в обеих группах нейтронов будет равна нулю ( $B^2 \rightarrow 0$ ). С учетом изложенного двухгрупповая система уравнений диффузии примет вид:

$$\begin{cases} \frac{\nu_{fm}\Sigma_{fm}\Phi_m}{k_{\infty}\Sigma_{(a+R)\delta}} = \Phi_{\delta} \left( 1 - \frac{\nu_{f\delta}\Sigma_{f\delta}}{\Sigma_{(a+R)\delta}k_{\infty}} \right); \\ \Phi_m = \frac{\Sigma_{R\delta}}{\Sigma_{am}} \Phi_{\delta}. \end{cases} \quad (6.8)$$

Подставим второе уравнение в первое, сократим плотность потока быстрых нейтронов и получим соотношение:

$$\frac{\nu_{fm}\Sigma_{fm}\Sigma_{R\delta}}{k_{\infty}\Sigma_{(a+R)\delta}\Sigma_{am}} = \left( 1 - \frac{\nu_{f\delta}\Sigma_{f\delta}}{\Sigma_{(a+R)\delta}k_{\infty}} \right). \quad (6.9)$$

Введем следующие обозначения:

$$1) \frac{\nu_{f\bar{\sigma}} \Sigma_{f\bar{\sigma}}}{\Sigma_{(a+R)\bar{\sigma}}} = k_{\bar{\sigma}} - \text{коэффициент размножения на быстрых нейтронах}$$

для бесконечного реактора, т.к. из соотношения видно, что  $k_{\bar{\sigma}}$  является отношением числа вторичных быстрых нейтронов к числу исчезнувших быстрых нейтронов в результате их поглощения и замедления;

$$2) \frac{\nu_{fm} \Sigma_{fm} \Sigma_{R\bar{\sigma}}}{\Sigma_{(a+R)\bar{\sigma}} \Sigma_{am}} = k_m - \text{коэффициент размножения на тепловых}$$

нейтронах для бесконечного реактора, т.к. из соотношения видно, что  $k_m$  является отношением числа вторичных тепловых нейтронов к числу исчезнувших тепловых нейтронов в результате их поглощения. Отношение  $\Sigma_{R\bar{\sigma}} / \Sigma_{(a+R)\bar{\sigma}}$  определяет долю нейтронов деления (быстрой группы), замедлившихся до тепловой энергетической группы.

Подставляя введенные обозначения в соотношение (6.9) получим, что  $k_m / k_{\infty} = 1 - (k_{\bar{\sigma}} / k_{\infty})$ , а следовательно  $k_{\infty} = k_{\bar{\sigma}} + k_m$ .

Из второго уравнения в системе (6.8) можно определить жесткость спектра нейтронов:

$$\gamma = \Phi_{\bar{\sigma}} / \Phi_m = \Sigma_{am} / \Sigma_{R\bar{\sigma}}. \quad (6.10)$$

Представим макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов как сумму сечений поглощения в ядерном горючем ( $\Sigma_{am}^c$ ), сырьевом материале ( $\Sigma_{am}^c$ ) и других поглотителях ( $\Sigma_{am}^n$ ):

$$\Sigma_{am} = \Sigma_{am}^c + \Sigma_{am}^c + \Sigma_{am}^n = \Sigma_{am}^c (1 + KB_m + q_m^n),$$

где  $KB_m = \Sigma_{am}^c / \Sigma_{am}^c$  – коэффициент воспроизводства на тепловых нейтронах, т.е. число ядер образованного вторичного ядерного горючего из сырьевого нуклида на акт поглощения теплового нейтрона в ядерном горючем;  $q_m^n = \Sigma_{am}^n / \Sigma_{am}^c$  – число тепловых нейтронов, испытавших поглощение в других поглощающих материалах (теплоноситель, замедлитель, конструкционные материалы, поглотитель), на акт поглощения теплового нейтрона в ядерном горючем.

Представим макроскопическое сечение увода быстрых нейтронов в тепловую группу в виде:

$$\Sigma_{R\bar{\sigma}} = \Sigma_{a\bar{\sigma}}^c q_R,$$



где  $q_R = \Sigma_{R\bar{o}} / \Sigma_{a\bar{o}}^2$  – число быстрых нейтронов, замедлившихся до тепловой группы, на акт поглощения быстрого нейтрона в ядерном горючем. Тогда соотношение (6.10) для жесткости спектра примет вид:

$$\gamma = \frac{\Phi_{\bar{o}}}{\Phi_m} = \frac{\Sigma_{am}^2 (1 + KB_m + q_m^n)}{\Sigma_{a\bar{o}}^2 q_R}.$$

Как следует из последнего соотношения жесткость спектра обратно пропорциональна числу быстрых нейтронов, замедлившихся до тепловой группы, на акт поглощения быстрого нейтрона в ядерном горючем ( $q_R$ ). Т.е. с увеличением количества замедлителя в активной зоне ядерного реактора значение  $q_R$  будет расти, а жесткость спектра снижаться.

Представим полную убыль быстрых нейтронов за счет процессов поглощения и увода (замедления) быстрых нейтронов в тепловую группу в виде:

$$\Sigma_{(a+R)\bar{o}} = \Sigma_{a\bar{o}} + \Sigma_{R\bar{o}} = \Sigma_{a\bar{o}}^2 (1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R),$$

где  $KB_{\bar{o}} = \Sigma_{a\bar{o}}^c / \Sigma_{a\bar{o}}^2$  и  $q_{\bar{o}}^n = \Sigma_{a\bar{o}}^n / \Sigma_{a\bar{o}}^2$  – являются аналогами  $KB_m$  и  $q_m^n$ , только для быстрых нейтронов.

Определим коэффициенты размножения на быстрых ( $k_{\bar{o}}$ ) и тепловых ( $k_m$ ) нейтронах для бесконечного реактора используя введенные выше представления о макроскопических сечениях и получим:

$$k_{\bar{o}} = \frac{v_{f\bar{o}} \Sigma_{f\bar{o}}}{\Sigma_{(a+R)\bar{o}}} = \frac{v_{f\bar{o}} \Sigma_{f\bar{o}}}{\Sigma_{a\bar{o}}^2 (1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R)} = \frac{v_{\bar{o}f\bar{o}}}{1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R};$$

$$k_m = \frac{v_{fm} \Sigma_{fm} \Sigma_{R\bar{o}}}{\Sigma_{(a+R)\bar{o}} \Sigma_{am}} = \frac{v_{fm} \Sigma_{fm} \Sigma_{a\bar{o}}^2 q_R}{\Sigma_{a\bar{o}}^2 (1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R) \Sigma_{am} (1 + KB_m + q_m^n)} =$$

$$= \frac{v_{fm} \Sigma_{fm} q_R}{(1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R) \Sigma_{am}^2 (1 + KB_m + q_m^n)} = \frac{v_{\bar{o}fm} q_R}{(1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R) (1 + KB_m + q_m^n)},$$

где  $v_{\bar{o}f\bar{o}} = v_{f\bar{o}} \Sigma_{f\bar{o}} / \Sigma_{a\bar{o}}^2$ ,  $v_{\bar{o}fm} = v_{fm} \Sigma_{fm} / \Sigma_{am}^2$  – среднее число вторичных быстрых нейтронов деления на акт поглощения быстрого или теплового нейтрона, соответственно.

Коэффициент размножения нейтронов в бесконечном ядерном реакторе будет определяться по соотношению.

$$k_{\infty} = k_{\bar{o}} + k_m = \frac{v_{\text{эфб}}}{1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R} + \frac{v_{\text{эфм}} q_R}{(1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R)(1 + KB_m + q_m^n)} =$$

$$= \frac{v_{\text{эфб}}(1 + KB_m + q_m^n) + v_{\text{эфм}} q_R}{(1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n + q_R)(1 + KB_m + q_m^n)}.$$

Определяя коэффициент воспроизводства как отношение скоростей радиационного захвата в сырьевом материале к поглощению нейтронов в ядерном горючем можно получить соотношение, определяющее КВ как функцию  $KB_{\bar{o}}$  и  $KB_m$ :

$$KB = \frac{\Sigma_{c\bar{o}}^c \Phi_{\bar{o}} + \Sigma_{cm}^c \Phi_m}{\Sigma_{a\bar{o}}^c \Phi_{\bar{o}} + \Sigma_{am}^c \Phi_m} = \frac{KB_{\bar{o}}(1 + KB_m + q_m^n) + KB_m q_R}{1 + KB_m + q_m^n + q_R}.$$

Рассмотрим два предельных случая:

1) замедлитель отсутствует, т.е. нейтроны с большей вероятностью поглощаются в топливе, чем переходят в тепловую группу ( $q_R \rightarrow 0$ ):

$$k_{\bar{o}} \rightarrow k_{\bar{o}}^{\max} = \frac{v_{\text{эфб}}}{1 + KB_{\bar{o}} + q_{\bar{o}}^n}, \quad k_m \rightarrow k_m^{\min} = 0; \quad KB \rightarrow KB_{\bar{o}};$$

2) замедлителя много больше, чем ядерного топлива, т.е. нейтроны с большей вероятностью переходят в тепловую группу, чем поглощаются в топливе ( $q_R \rightarrow \infty$ ):

$$k_{\bar{o}} \rightarrow k_{\bar{o}}^{\min} = 0, \quad k_m \rightarrow k_m^{\max} = \frac{v_{\text{эфм}}}{1 + KB_m + q_m^n}; \quad KB \rightarrow KB_m.$$

Таким образом, получены соотношения связывающие коэффициенты размножения нейтронов в бесконечной среде ( $k_{\infty}$ ) и воспроизводства ядерного горючего (КВ) в двух групповом приближении. Видно, что с ростом значения КВ для обеспечения безопасной эксплуатации ядерного реактора нужно увеличивать утечку нейтронов за счет поглощения в не топливных материалах, тем самым принудительно снижать значение КВ, или удалять часть ядерного горючего из активной зоны ЯР, а значит сокращать кампанию ядерного топлива и время между перегрузками.

### 6.3. Период удвоения массы ядерного горючего

Рассмотрим в общем виде процесс выгорания или наработки ядерного горючего в замкнутом ядерном топливном цикле и определим

изменение массы ядерного горючего за один цикл, которая определяется как разница между массами первоначально загруженного ядерного горючего ( $m_0$ ) и вернувшегося в цикл после переработки отработанного ядерного топлива ( $m_e$ ):

$$\Delta m = m_0 - m_e.$$

Масса вернувшегося в цикл после переработки ОЯТ будет определяться по соотношению:

$$m_e = (m_0 - \delta m_0 + KB\delta m_0)\varepsilon_n = m_0\varepsilon_n(1 - (1 - KB)z),$$

где  $\delta m_0$  – масса выгоревшего ядерного горючего, т.е. испытывавшего либо деление либо радиационный захват нейтронов;  $KB\delta m_0$  – масса наработанного ядерного горючего;  $z = \delta m_0 / m_0$  – глубина выгорания ядерного топлива;  $\varepsilon_n$  – коэффициент, учитывающий неизбежные потери ядерного горючего при переработки ОЯТ. Характеризует вероятность ядерного горючего вернуться в топливный цикл.

Изменение массы ядерного горючего за один цикл будет:

$$\Delta m = m_0 - m_e = m_0 - m_0\varepsilon_n[1 - (1 - KB)z] = m_0\{1 - \varepsilon_n[1 - (1 - KB)z]\} = m_0\chi$$

где  $\chi = \varepsilon_n(1 - (1 - KB)z)$  – коэффициент, зависящий от типа ЯР, технологии облучения и переработки ядерного топлива. Из соотношения видно, что глубина выгорания играет разную роль в процессе изменения массы ядерного горючего за один цикл, например, при  $KB > 1$  увеличение глубины выгорания ядерного топлива оказывает положительный эффект на наработку топлива, при  $KB < 1$  – отрицательный.

Таким образом, количество выгоревшего или наработанного ядерного горючего при рециркуляции ядерного топлива будет определяться по соотношению:

$$k_{ЯТЦ}\Delta m = k_{ЯТЦ}\chi m_0,$$

где  $k_{ЯТЦ}$  – количество циклов ядерного топлива.

Для определения скорости изменения массы ядерного горючего во времени будем считать, что время на облучение (длительность кампании –  $T_p$ ) и переработку ядерного топлива ( $T_n$ ) стремится к нулю, т.е.  $T = (T_p + T_n) = dt \rightarrow 0$ . Это теоретическое и идеальное условие обеспечит неизменность нейтронно-физических параметров эксплуатации ядерного реактора и переработки ОЯТ. Тогда скорость изменения массы ядерного горючего во времени будет иметь вид:

$$\frac{\Delta m}{T} \rightarrow \frac{dm}{dt} = \chi m,$$

а его решение:

$$m = m_0 \exp(\chi t).$$

Коэффициент  $\chi$  назовем постоянной изменения ядерного горючего. Его значение будет положительным при наработке ядерного горючего ( $KB > 1$ ) и отрицательным при выгорании ( $KB < 1$ ).

Период удвоения массы ядерного горючего будет определяться аналогично периоду выгорания половины массы ядерного горючего по соотношению:

$$\tau_2 = \tau_{1/2} = \ln 2 / |\chi| \approx 0,693 / |\chi|.$$

Оба этих периодов определяют время, за которое масса первоначально загруженного ядерного горючего увеличится в два раза.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бергельсон Б.Р., Герасимов А.С., Тихомиров Г.В., Ли Цзиньхун. Режим самообеспечения топливом ( $^{233}\text{U}$ ) для тяжеловодного энергетического реактора типа CANDU // Атомная энергия, 2004. – Т. 97. – Вып. 5. – С. 330–336.
2. G. Choppin, J. Rydberg, J.O. Lilijentzin Radiochemistry and Nuclear Chemistry. – Oxford: Butterworth-Heinemann Ltd., 1995. – 707p.
3. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: Учебное пособие/ Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алтухов. – 2-е изд., перераб. и доп.– М.: Энергоатомиздат, 1989.– 512с.
4. Муругов В.М., Троянов М.Ф., Шмелев А.Н. Использование тория в ядерных реакторах.– М.: Энергоатомиздат, 1983.– 81с.
5. Neutron cross section / I.R. Stehn, M.D. Goldberg e.a. – BNL 325 (2nd Ed.). 1965, Suppl. 2, v. 3.
6. Тепловыделение в ядерном реакторе/ Е.С. Глушков, В.Е. Демин, Н.Н. Пономарев-Степной, А.А. Хрулев; Под ред. Н.Н. Пономарева-Степного. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 160 с.
7. Okrent D. Nuclear considerations in the selection of materials for fast power reactors. – Nucl. Metallurgy, 1963, v. IX, pg 1-56.
8. Kasten P.R. The Role of Thorium in Power Reactor Development. – Atomic Energy Review, 1970, v. 8, № 3, p. 473-534.
9. Групповые константы для расчета реакторов и защиты : Справочник / Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, М. Н. Николаев, А. М. Цибуля ; Под ред. М. Н. Николаева. – М. : Энергоиздат, 1981. – 231 с.
10. Assessment of the thorium fuel cycle in power reactors, ORNL-TM-5565, 1977.
11. The use of thorium in nuclear power reactors, 1969, WASH-1097.
12. Владимиров В.И. Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов / В. И. Владимиров. — 4-е изд., перераб. и доп. — М. : Энергоатомиздат, 1976, – 303 с.
13. Основы анализа ядерного топливного цикла (внутренний топливный цикл): учебное пособие / Старков В.А., Красноселов В.А. – Димитровград: ДИТУД УЛГТУ, 2007. – 125 с.
14. Торий в ядерном топливном цикле / В.И. Бойко, В.А. Власов, И.И. Жерин и др. – М.: Издательский дом «Руда и Металлы», 2006. – 360 с.