

Оглавление

Тема 1.	
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ.....	7-17
Тема 2.	
НЕЙТРОННЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ.....	19-46
Тема 3.	
КРИТИЧНОСТЬ РЕАКТОРА И УСЛОВИЯ ЕЁ РЕАЛИЗАЦИИ.....	50-61
Тема 4.	63-71
ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ АКТИВНЫХ ЗОН ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ.....	73-94
Тема 5.	
ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ И ЕГО РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА.....	96-112
Тема 6.	
ДИФфуЗИЯ И РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА ТЕПЛОВОГО РЕАКТОРА.....	115-133
Тема 7.	
УРАН-235, ПЛУТОНИЙ-239 И РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА РЕАКТОРА.....	136-151
Тема 8.	
УРАН-238 И РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА РЕАКТОРА.....	153-172
Тема 9.	
КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ И НЕЙТРОННОЕ ПОЛЕ В РЕАКТОРЕ С ОТРАЖАТЕЛЕМ.....	175-193
Тема 10.	
ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА.....	196-197
Раздел 3.	
КИНЕТИКА РЕАКТОРА.....	199-213
Тема 11.	215-236
ЭЛЕМЕНТАРНАЯ КИНЕТИКА ТЕПЛОВОГО РЕАКТОРА.....	238-247
Тема 12.	
КИНЕТИКА РЕАКТОРА С УЧЁТОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ.....	
Тема 13.	
ОСНОВЫ КИНЕТИКИ ПОДКРИТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА ПРИ ЕГО ПУСКЕ.....	249-251
Раздел 4..	252-256
ИЗМЕНЕНИЯ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ ПРИ РАБОТЕ РЕАКТОРА.	
Тема 14..	
ПОНЯТИЯ ОБЩЕГО И ОПЕРАТИВНОГО ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА.....	257-261
Тема 15.	
УМЕНЬШЕНИЕ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ С ВЫГОРАНИЕМ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА.....	262-265
Тема 16.	
УМЕНЬШЕНИЕ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ ЗА СЧЁТ ШЛАКОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА.....	267-270
Тема 17.	271-289
РОСТ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ С ВОСПРОИЗВОДСТВОМ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА.....	
Тема 18.	290-297
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫГОРАЮЩИХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ.....	
Тема 19.	
ОТРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРА КСЕНОНОМ.....	299-316
Тема 20.	
ОТРАВЛЕНИЯ РЕАКТОРА САМАРИЕМ- 149.....	318-325
Раздел 5.	
СРЕДСТВА УПРАВЛЕНИЯ РЕАКТОРОМ И ИХ ЭФФЕКТИВНОСТЬ	327-339
Тема 21.	
ЭФФЕКТИВНОСТЬ СТЕРЖНЯ-ПОГЛОТИТЕЛЯ И ГРУППЫ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ.....	
Тема 22	
БОРНОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ ВВЭР.....	
Тема 23	
РАСЧЁТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ВВЭР ПРИ ЕГО ЭКСПЛУАТАЦИИ.....	

Тема 1.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ**1.1. Строение вещества**

Все вещества состоят из *молекул* - частиц, каждая из которых определяет все физико-химические свойства вещества.

Молекулы *простых* веществ (К, Не, O₂, Н₂, Мо,...) состоят из одного или нескольких атомов *одного химического элемента*.

Молекулы *сложных* веществ (UO₂, Н₃ВО₃, В₄С, ...) состоят из атомов *нескольких* химических элементов.

Молекулы и составляющие их атомы различаются прежде всего по их *массе*. Для удобства сравнения массы различных молекул (атомов) принято измерять в относительных единицах, называемых *атомными единицами массы (а.е.м.)*.

1 а.е.м. - это 1/12 часть массы изотопа атома углерода-12. В единицах системы СГС (которая чаще всего используется в нейтронно-физических расчетах) 1 а.е.м. эквивалентна $1.660567 \cdot 10^{-24}$ г. Относительная масса молекулы или атома, выраженная в а.е.м., называется *молекулярной* (или *атомной* соответственно) *массой* и обозначается символом А.

Пространственную плотность молекул (атомов) в различных веществах принято оценивать величиной *молекулярной (атомной) концентрации*, то есть числом молекул (атомов), содержащихся в единице объема вещества.

Опираясь на следствие закона Авогадро о том, что *число молекул в 1 моле вещества - величина постоянная* (называемая числом Авогадро $N_A = 6.0221 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹), молекулярная концентрация любого вещества легко рассчитывается по известным величинам плотности γ и молекулярной массы А вещества по формуле:

$$N = \frac{\gamma}{A} N_A. \quad (1.1)$$

В единицах системы СГС размерность вычисленной по формуле (1.1) величины молекулярной концентрации – см⁻³, то есть *молекул в 1 см³*.

Таким образом, получается:

а) для простых веществ, каждая молекула которых содержит только один атом, молекулярная концентрация вещества по величине совпадает с атомной концентрацией и вычисляется по формуле (1.1);

б) для сложных веществ, каждая молекула которых содержит m сортов атомов различных химических элементов, молекулярная концентрация также находится по формуле (1.1), в которой молекулярная масса

$$A = n_1 A_1 + n_2 A_2 + \dots + n_i A_i + \dots + n_m A_m = \sum_{i=1}^m n_i A_i, \quad (1.2)$$

находимая по правилам химии, представляет собой сумму масс всех компонентов молекулы вещества; (здесь n_i - число атомов каждого компонента в молекуле вещества, а A_i - атомная масса i-го компонента);

Пример. Кристаллическая борная кислота Н₃ВО₃ плотностью $\gamma = 1.28$ г/см³ будет иметь относительную молекулярную массу:

$$A = 3A_{\text{H}} + 1A_{\text{B}} + 3A_{\text{O}} = 3 \cdot 1 + 1 \cdot 10.81 + 3 \cdot 16 = 61.81 \text{ а.е.м.},$$

а, следовательно, её молекулярная концентрация будет равна:

$$N = \frac{\gamma}{A} \cdot N_A = \frac{1.28}{61.81} \cdot 6.0221 \cdot 10^{23} = 1.2471 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

в) атомные концентрации компонентов сложных веществ находятся по общей формуле:

$$N_i = n_i \cdot N, \quad (1.3)$$

где n_i - число атомов i -го компонента в каждой молекуле вещества, а N - молекулярная концентрация вещества.

Пример.

В упомянутом выше примере борной кислоты:

- атомная концентрация водорода $N_H = 3N = 3 \cdot 1.2471 \cdot 10^{22} = 3.7413 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, т.к. в каждой молекуле борной кислоты содержится по три атома водорода;
- атомная концентрация бора $N_B = N = 1.2471 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, т.к. в молекуле борной кислоты содержится только один атом бора;
- атомная концентрация кислорода $N_O = 3N = 3 \cdot 1.2471 \cdot 10^{22} = 3.7413 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, т.к. в каждой молекуле борной кислоты по три атома кислорода.

г) атомные концентрации в простых многоатомных веществах, очевидно, можно рассматривать как частность случая (в) и находить по общей формуле (1.3).

Пример. Молекула йода (J_2) содержит по два атома химического элемента йода, поэтому атомная концентрация йода в кристаллическом йоде плотностью $\gamma = 4.9 \text{ г/см}^3$ будет равна

$$N_J = \frac{\gamma}{A} \cdot N_A \cdot n = \frac{4.9}{2 \cdot 126.9} \cdot 6.0221 \cdot 10^{23} \cdot 2 = 2.325 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

1.2. Строение и характеристики атомов

Атомы различных химических элементов отличаются прежде всего по их массе, и атомная масса в какой-то мере определяет периодичность повторения химических свойств различных атомов. Однако массовое число A не является однозначной характеристикой *всех* свойств атомов любых веществ.

Действительной характеристикой, определяющей физико-химическую индивидуальность атома вещества, является его **атомный номер (z)** в открытой Д.И.Менделеевым Периодической Системе элементов. Называя атомный номер элемента z , мы фактически называем **сам этот элемент**, об атомах которого идёт речь.

Например, если $z = 6$, нам ясно, что речь идет об углероде (C), а если $z = 92$, это равносильно тому, что элемент назван ураном (U), и т.д.

Поэтому атомный номер элемента z - характеристика, *равноценная* принятому химическому символу атомов вещества.

Массовое число A и атомный номер z элемента - пара характеристик, полностью определяющих физико-химическую индивидуальность атомов любого вещества.

Атомная теория раскрывает физический смысл этих характеристик в следующих основных положениях:

а) Все атомы состоят из положительно заряженного **ядра** и обращающихся вокруг него отрицательно заряженных частиц - **электронов**.

б) **Электрический заряд электрона $q_e = -1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$** - наименьший электрический заряд, обнаруженный экспериментально, и это дало повод назвать его **элементарным зарядом**, а заряды других частиц и структур на микроуровне - измерять в элементарных зарядах.

в) **Атомный номер элемента z - есть не что иное, как суммарное количество электронов в атоме.**

г) Поскольку устойчивый атом любого химического элемента электронейтрален, отрицательный заряд электронных оболочек в атоме нейтрализуется *равным по величине положительным зарядом ядра*. Поэтому другое представление об атомном номере состоит в том, что **атомный номер химического элемента - это положительный заряд ядра его атома, выраженный в величинах элементарных электрических зарядов (то есть в зарядах электрона).**

д) **Масса покоя одиночного электрона $m_e = 9.1095 \cdot 10^{-28}$ з**, что соответствует приблизительно $5.486 \cdot 10^{-4}$ а.е.м. Разница в порядках величин масс всего атома (от единицы до сотен а.е.м.) и электронов в нём (от $5.486 \cdot 10^{-4}$ до величин порядка 10^{-2} а.е.м.), которая, как видно из приведенных цифр, составляет *четыре порядка*, приводит к выводу о том, что **практически вся масса атома (более 99.9%) сосредоточена в его ядре**.

е) Размеры атомов, найденные в экспериментах, выполненных по различным методикам, имеют порядок 10^{-8} см, а размеры ядер атомов - величины порядка 10^{-13} см. Эти цифры свидетельствуют о том, что **ядро занимает ничтожную часть объёма атома**.

Если под объёмом ядра понимать *сферу*, в пределах которой эффективно действуют ядерные силы, радиус этой сферы можно оценить по полуэмпирической формуле:

$$R_{\text{я}} \approx 1.21 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{A}, \text{ см}, \quad (1.4)$$

где A , а.е.м. - атомная масса элемента.

1.3. Строение ядер и свойства ядерных сил

1.3.1. Ядро любого атома имеет сложную структуру **и состоит из частиц, называемых нуклонами**. Известно два типа нуклонов - **протоны и нейтроны**.

Протоны - нуклоны массой 1 а.е.м. с положительным зарядом, равным единице, то есть элементарному заряду электрона.

Нейтроны - электронейтральные нуклоны массой 1 а.е.м.

*) Строго говоря, массы покоя протонов и нейтронов несколько отличаются: $m_p = 1.6726 \cdot 10^{-24}$ г $m_n = 1.67439 \cdot 10^{-24}$ г. Об этом различии - речь впереди.

1.3.2. Так как масса ядра *практически* равна A , заряд ядра - z , а массы протона и нейтрона *практически равны*, при таких представлениях следует принять как должное, что **ядро устойчивого электронейтрального атома состоит из z протонов и $(A - z)$ нейтронов**. Следовательно, атомный номер элемента - есть не что иное как **протонный заряд ядра атома, выраженный в элементарных зарядах электрона**. Другими словами, **z - это число протонов в ядре атома**.

1.3.3. Наличие в ядре протонов (частиц с электрическим зарядом одного знака) вследствие кулоновских сил отталкивания между ними должно было бы привести к разлёту нуклонов. В реальности этого не происходит. Существование в природе множества устойчивых ядер приводит к выводу о *существовании между нуклонами ядра более мощных, чем кулоновы, ядерных сил притяжения*, которые, преодолевая кулоновское отталкивание протонов, стягивают нуклоны в устойчивую структуру - ядро.

1.3.4. Размеры ядер атомов, определенные по формуле (1.4), есть величины порядка 10^{-13} см. Отсюда первое свойство ядерных сил (в отличие от кулоновых, гравитационных и других) - **короткодействие**: *ядерные силы действуют только на малых расстояниях, сравнимых по величине с размерами самих нуклонов*.

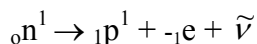
Даже не зная точно, что за материальное образование представляет собой протон или нейтрон, можно оценить их *эффективные* размеры как диаметр сферы, на поверхности которой ядерное притяжение двух соседних протонов уравнивается их кулоновским отталкиванием. Эксперименты на ускорителях по рассеянию ядрами электронов позволили оценить эффективный радиус нуклона $R_n \approx 1.21 \cdot 10^{-13}$ см.

1.3.5. Из короткодействия ядерных сил вытекает второе их свойство, кратко именуемое **насыщением**. Это означает, что *любой нуклон ядра взаимодействует не со всеми другими нуклонами, а лишь с ограниченным числом нуклонов, являющихся его непосредственными соседями*.

1.3.6. Третье свойство ядерных сил - их **равнодействие**. Поскольку считается, что ядерные силы взаимодействия между нуклонами обоих видов являются силами одной природы, предпола-

гается, что на расстояниях порядка 10^{-13} см **два протона, два нейтрона или протон с нейтроном взаимодействуют одинаково.**

1.3.7. Протон в свободном состоянии (то есть вне атомных ядер) стабилен. Нейтрон в свободном состоянии длительно существовать не может, он претерпевает распад на протон, электрон и *антинейтрино* с периодом полураспада $T_{1/2} = 11.2$ мин. по схеме:



*) Антинейтрино ($\bar{\nu}$) - электронейтральная частица материи с нулевой массой покоя.

1.3.8. Итак, любое ядро считается полностью **индивидуализированным**, если известны две его основные характеристики - число протонов z и массовое число A , поскольку разница ($A - z$) определяет число нейтронов в ядре. Индивидуализированные ядра атомов принято в общем случае называть **нуклидами**.

Среди множества нуклидов (а их в настоящее время известно более 2000 - естественных и искусственных) есть такие, у которых одна из двух упомянутых характеристик одинакова, а другая – различна по величине.

Нуклиды с одинаковым z (числом протонов) называют изотопами. Поскольку атомный номер определяет в соответствии с Периодическим Законом Д.И.Менделеева индивидуальность только *химических* свойств атома элемента, об изотопах всегда говорят со ссылкой на символ соответствующего им химического элемента в Периодической Системе.

Например, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{234}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{236}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{U}$ - все это изотопы урана, который в Периодической Системе элементов Д.И.Менделеева имеет порядковый номер $z = 92$.

Изотопы любого химического элемента, как видим, имеют равное число протонов, но различные числа нейтронов.

Нуклиды равной массы (A), но с различными зарядами z называют изобарами.

Изобары, в отличие от изотопов, - нуклиды *различных* химических элементов.

Примеры. ${}_5^{11}\text{B}$ и ${}_4^{11}\text{C}$ - изобары нуклидов бора и углерода; ${}_3^7\text{Li}$ и ${}_4^7\text{Be}$ - изобары нуклидов лития и бериллия; ${}_{53}^{135}\text{I}$, ${}_{54}^{135}\text{Xe}$ и ${}_{55}^{135}\text{Cs}$ - также являются изобарами йода, ксенона и цезия соответственно.

1.3.9. Из формулы (1.4) можно оценить плотность нуклонов в ядрах и массовую плотность ядерного вещества. Если считать ядро сферой с радиусом R и количеством нуклонов в ее объёме, равным A , число нуклонов в единице объёма ядра найдётся как

$$N_n = A/V_n = 3A/4\pi R^3 = 3A/4\pi(1.21 \cdot 10^{-13} A^{1/3})^3 = 1.348 \cdot 10^{38} \text{ нукл/см}^3,$$

а, так как масса одного нуклона равна 1 а.е.м. = $1.66056 \cdot 10^{-24}$ г, то плотность ядерного вещества будет

$$\gamma_{\text{яв}} = N_n m_n = 1.348 \cdot 10^{38} \cdot 1.66056 \cdot 10^{-24} = 2.238 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3 = 223.8 \text{ Мт/см}^3$$

Порядок приведенного расчёта свидетельствует о том, что **плотность ядерного вещества одинакова в ядрах всех химических элементов.**

Объём, приходящийся на 1 нуклон в ядре,

$$V_n/A = 1/N_n = 1/1.348 \cdot 10^{38} = 7.421 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$$

также одинаков для всех ядер, поэтому среднее расстояние между центрами соседних нуклонов в любом ядре (которое можно условно назвать средним диаметром нуклона) будет равно

$$D_n = (V_n)^{1/3} = (7.421 \cdot 10^{-39})^{1/3} = 1.951 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

1.4. Энергия связи и устойчивость ядер атомов

1.4.1. Масса (m) и энергия (E) - две формы существования материи, пропорционально взаимосвязанные между собой соотношением А.Эйнштейна

$$E = mc^2, \quad (1.5)$$

где c - скорость света в вакууме ($c = 2.997924 \cdot 10^8$ м/с).

Следовательно, 1 кг массы вещества обладает полной энергией

$$E = 1 \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 9 \cdot 10^{16} \text{ Дж} = 2.5 \cdot 10^{10} \text{ кВт} \cdot \text{час}$$

(т.к. $1 \text{ кВт} \cdot \text{час} = 3.6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$).

1.4.2. Так как 1 а.е.м. соответствует в единицах СИ массе $1.66056 \cdot 10^{-27}$ кг, то в размерности системы СИ полная энергия 1 а.е.м. вещества равна:

$$E = 1.66056 \cdot 10^{-27} (3 \cdot 10^8)^2 = 1.4924 \cdot 10^{10} \text{ Дж}.$$

В ядерной физике энергии частиц принято измерять в **электрон-Вольтах (эВ)**.

1 эВ - это энергия, приобретаемая электроном при прохождении ускоряющей разности потенциалов в 1 В.

Соотношение между упомянутыми единицами энергии:

$$1 \text{ эВ} = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \text{ или } 1 \text{ Дж} = 6.2414 \cdot 10^{18} \text{ эВ}.$$

Следовательно, энергетический эквивалент 1 а.е.м. вещества

$$E_{1\text{а.е.м}} = 9.315 \cdot 10^8 \text{ эВ} = 931.5 \text{ МэВ}$$

1.4.3. Сумма масс покоя отдельных свободных нуклонов, составляющих ядро, **несколько больше массы покоя ядра**, т.к. нуклоны в ядре связаны между собой ядерными силами притяжения, и, поскольку для осуществления этой связи необходима энергия (которой неоткуда взяться, кроме как из самих нуклонов), на эту связь нуклонов при образовании ядра при их сближении **должна каким-то образом расходоваться часть массы самих нуклонов**.

Разница масс покоя составляющих ядро нуклонов и массы покоя ядра называется избытком (или дефектом) масс и обозначается Δm .

Таким образом, в общем случае избыток массы ядра с массовым числом A и числом протонов в нём z найдётся как

$$\Delta m = zm_p + (A - z)m_n - M_{\text{я}} \quad (1.6)$$

1.4.4. Энергия, потребная для разделения ядра на составляющие его нуклоны, называется энергией связи ядра. Разумеется, эта энергия численно равна энергии, затраченной при создании ядра из отдельных нуклонов, а потому в соответствии с законом А.Эйнштейна она должна равняться избытку (дефекту) массы:

$$E_{\text{св}} = \Delta m \cdot c^2 = [zm_p + (A - z)m_n - M_{\text{я}}] c^2. \quad (1.7)$$

1.4.5. Энергия связи, приходящаяся на один нуклон ядра

$$\varepsilon_{\text{св}} = E_{\text{св}} / A, \quad (1.8)$$

называется удельной энергией связи. Эта величина является **средней** характеристикой ядерных сил, стягивающих нуклоны в ядро.

Благодаря точному измерению масс ядер и составляющих их нуклонов стало возможным точно проанализировать характер изменения $\varepsilon_{\text{св}}$ в созданных Природой устойчивых ядрах различных масс. Представление о результатах такого анализа дает график рис.1.1., из которого следует, что при малых значениях массовых чисел ядер величина удельной энергии связи ε с ростом A резко увеличивается, достигая максимума при $A = 50 \div 60$ а.е.м., а при дальнейшем увеличении A - плавно уменьшается.

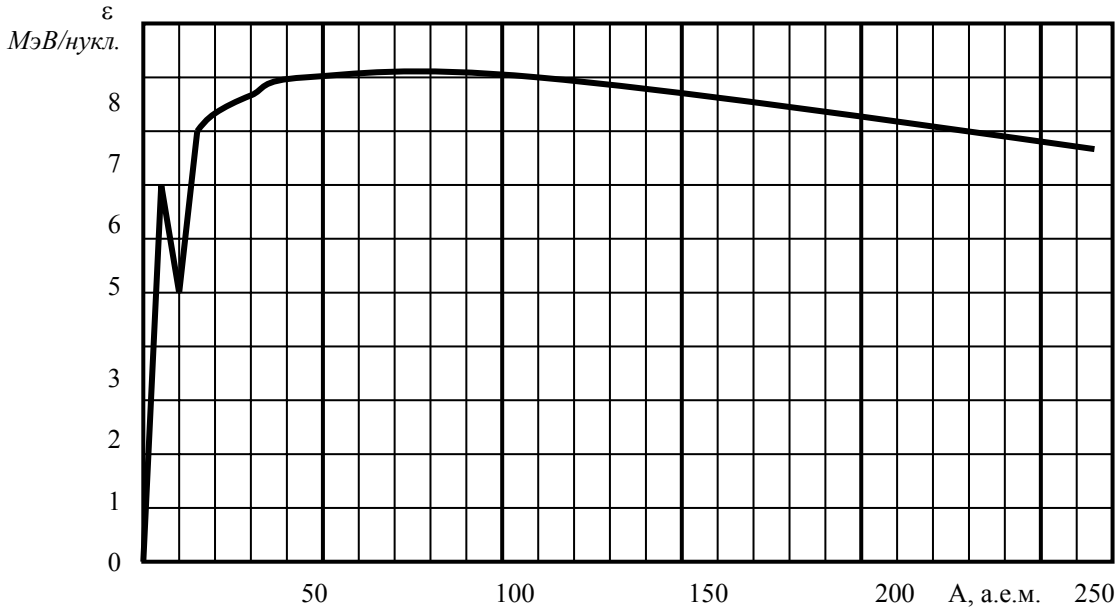
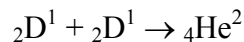


Рис.1.1. Величины удельной энергии связи нуклонов в ядрах устойчивых атомов различных атомных масс.

1.4.6. Из характера зависимости $\varepsilon_{\text{св}}(A)$ следуют две принципиальные возможности получения ядерной энергии:

а) **СИНТЕЗ** лёгких нуклидов, например, дейтерия ${}^2\text{D}^1$ по схеме:



У дейтерия $\varepsilon_{\text{св}} = 1.11$ МэВ/нуклон, следовательно, у двух ядер дейтерия, участвующих в процессе синтеза, суммарная энергия связи

$$E_{\text{св}} = 2 \cdot 1.11 + 2 \cdot 1.11 = 4.44 \text{ МэВ}.$$

У продукта синтеза - гелия - $\varepsilon_{\text{св}} = 7.07$ МэВ/нуклон, следовательно, энергия связи четырёх его нуклонов

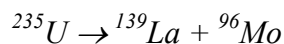
$$E_{\text{св}} = 4 \cdot 7.07 = 28.28 \text{ МэВ}$$

Разница суммарных энергий связи гелия и двух ядер дейтерия будет

$$\Delta E_{\text{св}} = 28.28 - 4.44 = 23.84 \text{ МэВ},$$

и эта энергия высвободится при синтезе ядра гелия из двух ядер дейтерия.

б) **ДЕЛЕНИЕ** ядер тяжёлых элементов, например, ядра ${}^{235}\text{U}$:



(одна характерная из множества возможных схем деления ${}^{235}\text{U}$).

У лантана $\varepsilon_{\text{св}} = 8.4$ МэВ/нуклон, у молибдена $\varepsilon_{\text{св}} = 8.5$ МэВ/нуклон, следовательно, суммарная энергия связи этих двух осколков деления

$$E_{\text{св}} = 8.4 \cdot 139 + 8.5 \cdot 96 = 1983.6 \text{ МэВ}$$

У урана $\varepsilon_{\text{св}} = 7.6$ МэВ/нуклон, следовательно, суммарная энергия связи нуклонов в нём $E_{\text{св}} = 7.6 \cdot 235 = 1786.0 \text{ МэВ}$.

Разница энергий связи осколков деления урана и самого ядра урана

$$\Delta E_{\text{св}} = 1983.6 - 1786.0 = 197.6 \text{ МэВ},$$

и эта энергия высвободится при делении ядра урана-235 на эту пару осколков.

1.4.7. Устойчивость нуклидов (то есть их способность к длительному существованию без изменений структуры и характеристик) *должна* определяться их массой A и зарядом z . Исследования стабильных ядер показали, что устойчивость ядер зависит от величины параметра $(A-z)/z$, т.е. от соотношения чисел нейтронов и протонов в ядре. **Диаграмма устойчивости** (см. рис.1.2),

которая как раз и иллюстрирует величину этого соотношения в зависимости от массового числа нуклидов, наглядно свидетельствует о том, что:

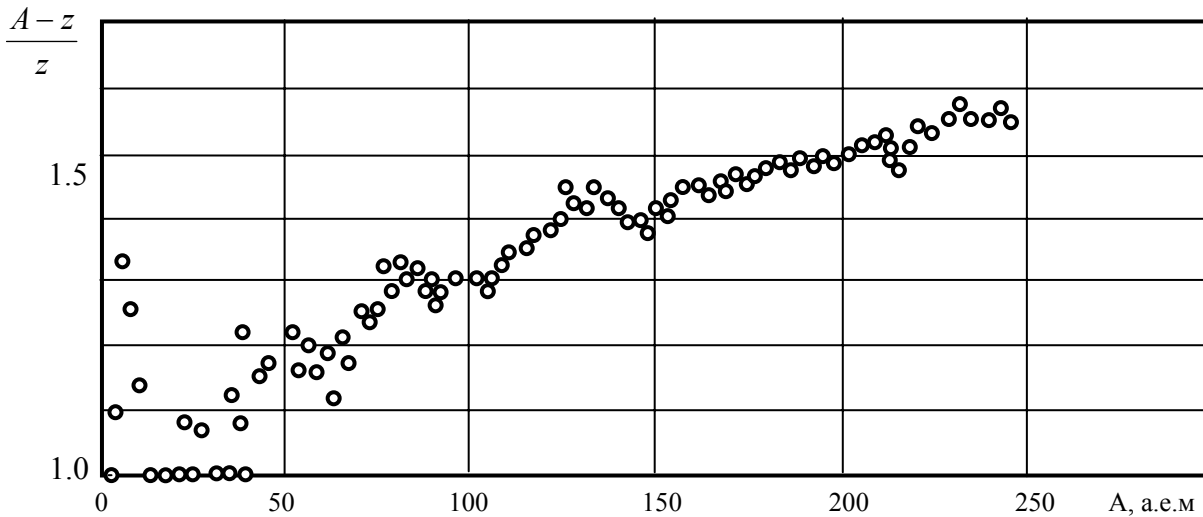


Рис.1.2. Нейтронно-протонное отношение в устойчивых ядрах различных масс.

а) в ядрах лёгких элементов (с атомной массой до 20 а.е.м.) нейтронно-протонное отношение приблизительно равно 1, то есть в лёгких устойчивых ядрах содержится приблизительно одинаковое число протонов и нейтронов;

б) с дальнейшим ростом атомной массы нуклидов A область устойчивости смещается в область больших нейтронно-протонных отношений и достигает при больших значениях A величины 1.58.

Из последнего свойства устойчивых нуклидов следует важный практический вывод: **при делении тяжёлых ядер образующиеся осколки деления - неустойчивы (то есть радиоактивны) по причине пересыщенности их избыточными для их устойчивости нейтронами.** Для того, чтобы образовавшийся при делении осколок стал устойчивым (или, по крайней мере, приблизился к устойчивому состоянию), он должен каким-то образом сбросить, испустить из своего состава избыточные для устойчивости нейтроны. Что и наблюдается в действительности.

Испускание свободных нейтронов при делении тяжёлых ядер, имеющее решающее значение для осуществления самоподдерживающейся цепной ядерной реакции деления, обусловлено именно этим фактом.

1.4.8. На устойчивость ядер сильное влияние оказывает **чётность или нечётность чисел протонов и нейтронов в них.** Из всех природных стабильных ядер:

- 167 являются **чётно-чётными** (то есть содержащими чётное число протонов и чётное число нейтронов);
- 55 - являются **чётно-нечётными** (с чётным числом протонов z и нечётным числом нейтронов $A - z$);
- 53 - являются **нечётно-чётными** (с нечётным числом протонов и чётным числом нейтронов);
- и лишь 4 являются **нечётно-нечётными**, и это все ядра легких элементов (${}^2\text{H}^1$, ${}^6\text{Li}^3$, ${}^{10}\text{B}^5$ и ${}^{14}\text{N}^7$).

Более высокую устойчивость чётно-чётных ядер объясняют природной склонностью протонов и нейтронов стягиваться в ядре *парами с противоположными спинами*.

1.4.9. Одинаковость плотностей нуклонов в ядрах, плотности ядерного вещества, а также одинаковость среднего расстояния между соседними нуклонами в стабильных ядрах (см.п.1.3.9) позволили на основе аналогии ядерной структуры и несжимаемой жидкости построить *капельную модель ядра атома* и на её основе получить полуэмпирическую формулу для величины энергии связи - формулу Вайцзеккера:

$$E_{св} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma z^2/A^{1/3} - \varepsilon(A/2 - z)^2/A + \delta, \quad (1.4.5)$$

где:

- αA - энергия связи ядра массой A в предположении, что все нуклоны *равноценны* и каждый из них взаимодействует *только* с ближайшими к нему соседями (подобно вандерваальсовому взаимодействию молекул в капле несжимаемой жидкости); величина коэффициента $\alpha = 15.56$ МэВ установлена экспериментально;

- $\Delta E_1 = \beta A^{2/3}$ - поправка на то, что находящиеся на поверхности ядра нуклоны связаны с соседями *слабее*, чем нуклоны внутри ядра (подобно поверхностным молекулам в капле воды); коэффициент $\beta = 17.23$ МэВ;

- $\Delta E_2 = \gamma z^2/A^{1/3}$ - вторая поправка на ослабление ядерных сил притяжения за счёт наличия кулоновского отталкивания протонов в ядре; величина эмпирического коэффициента $\gamma = 0.71$ МэВ;

- $\Delta E_3 = \varepsilon(A/2 - z)^2/A$ - третья поправка на ослабление энергии связи вследствие отклонения протонно-нейтронного отношения от *единицы*, называемая *поправкой на протонно-нейтронную асимметрию*; величина коэффициента $\varepsilon = 93.46$ МэВ;

- величина четвёртой поправки δ - *поправки на чётность* - равна:

+ δ - для чётно-чётных ядер;

0 - для ядер с нечётными массовыми числами A ;

- δ - для нечётно-нечётных ядер;

абсолютная величина этой поправки вычисляется по формуле:

$$\delta = kA^{-3/4}, \text{ где } k = 34 \text{ МэВ.}$$

1.4.10. Энергия связи ядра - по сути своей - энергия *потенциальная*. Стабильное ядро (как и всё стабильное в Природе) должно обладать *минимумом потенциальной энергии*. Энергетическое состояние ядра с минимумом его потенциальной энергии, благодаря чему оно длительно стабильно, называется *основным состоянием*.

Привнесение в стабильное ядро извне дополнительной энергии сверх уровня энергии основного состояния *выводит ядро из устойчивого состояния*, делает его нестабильным (или *возбуждённым*, *радиоактивным*).

1.4.11. Реализуя свое природное стремление к устойчивости, возбуждённое ядро стремится "скатиться" к уровню основного состояния путём сбрасывания избытка энергии сверх уровня устойчивости с излучением микрочастиц из своего состава или жёсткого гамма-излучения. *Этот физический процесс называется радиоактивным распадом ядра.*

1.5. Закономерность и характеристики радиоактивного распада

1.5.1. В зависимости от вида испускаемых возбуждённым ядром частиц известны следующие виды радиоактивного распада:

- α -распад, то есть распад, сопровождающийся испусканием возбуждёнными ядрами α -частиц (массой 4 *а.е.м.* с зарядом $z = 2$), по существу являющихся лишёнными внешних электронов ядрами атомов *гелия*, а потому часто обозначаемых как ${}^4_2\text{He}$;

- β -распад, то есть распад, сопровождающийся испусканием быстрых *электронов или позитронов*; эти два вида частиц *равной* массы отличаются только *знаками электрического заряда*: электроны имеют элементарный *отрицательный* заряд, а позитроны - *положительный* заряд такой же величины; эти частицы имеют общее название - β -частицы;

- γ -распад - то есть распад, сопровождающийся испусканием жёсткого электромагнитного излучения с частотой выше частоты рентгеновского излучения, называемого гамма-излучением;

- нейтронный распад - распад, сопровождающийся испусканием возбуждённым ядром нейтрона; благодаря этому виду радиоактивного распада в ядерном реакторе появляются так называемые *запаздывающие* нейтроны, имеющие большое значение для управляемости реактора.

1.5.2. Независимо от вида радиоактивный распад подчиняется единой закономерности:

Скорость радиоактивного распада (количество ежесекундно испускаемых частиц, равное числу ежесекундно распадающихся ядер) прямо пропорциональна только наличному в данный момент количеству радиоактивных ядер.

$$dN/dt = -\lambda N(t), \quad (1.5.1)$$

где $N(t)$, см^{-3} - ядерная концентрация радиоактивных ядер в рассматриваемый момент времени t ;

dN/dt , $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$ - скорость радиоактивного распада, то есть количество распадающихся в 1 см^3 ядер за 1 с (в данный момент времени);

λ , с^{-1} - постоянная радиоактивного распада, имеющая смысл *доли ежесекундно распадающихся радиоактивных ядер от общего наличного их количества в рассматриваемый момент*.

Дифференциальное уравнение (1.5.1) называют **законом радиоактивного распада в дифференциальной форме**.

Если проинтегрировать дифференциальное уравнение (1.5.1) при начальном условии ($t = 0$ $N = N_0$), можно получить:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (1.5.2)$$

то есть:

концентрация нераспавшихся радиоактивных ядер во времени падает по экспоненциальному закону, и темп радиоактивного распада определяется только одной величиной - величиной постоянной радиоактивного распада.

Выражение (1.5.2) называют **законом радиоактивного распада в интегральной форме**.

1.5.3. Часто в качестве характеристики интенсивности радиоактивного распада используется не сама постоянная радиоактивного распада λ , а обратная ей величина

$$T = 1/\lambda, \quad (1.5.3)$$

называемая **периодом радиоактивного распада**.

Период радиоактивного распада - это время, в течение которого количество радиоактивных ядер уменьшается в $e = 2.7182818...$ раз.

Действительно, $N(T)/N_0 = \exp(-T/T) = e^{-1} = 1/e$.

Ещё чаще в практических расчётах и оценках пользуются не периодом распада, а **периодом полураспада ($T_{1/2}$)**, под которым понимается **время, в течение которого количество нераспавшихся радиоактивных ядер уменьшается ровно в 2 раза**.

Нетрудно увидеть, что T и $T_{1/2}$ - пропорционально взаимосвязанные характеристики. Действительно, при $t = T_{1/2}$ $N(T_{1/2}) / N_0 = 1/2$, то есть $\exp(-T_{1/2}/T) = 1/2$, откуда

$$T_{1/2}/T = \ln 2 \approx 0.693, \text{ а, значит}$$

$$\boxed{T_{1/2} \approx 0.693 T, \text{ или } T \approx 1.44 T_{1/2}} \quad (1.5.4)$$

1.5.4. Пользуясь известным из элементарной математики свойством показательных функций:

$$e^{\frac{t}{T}} = 2^{\frac{t}{T_{1/2}}},$$

закон радиоактивного распада можно записать и в несколько иной форме:

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{\frac{t}{T_{1/2}}}. \quad (1.5.5)$$

1.5.5. Экспонента, как известно, кривая *асимптотическая*, поэтому убывающая экспонента может обращаться в нуль только теоретически (при *бесконечно большом значении t*). Поэтому, интересуясь вопросом о времени *практически полного* распада радиоактивных ядер, следует условиться, при каком количестве оставшихся нераспавшимися радиоактивных ядер распад считать *практически полным*. Если договориться считать радиоактивный распад *практически завершившимся* тогда, когда осталось не более 1% от начального количества нераспавшихся ядер, то, как

хорошо видно из графика (рис.1.3), **время практически полного распада радиоактивного вещества составляет 6-7 периодов его полураспада или 4-5 периодов распада T .**

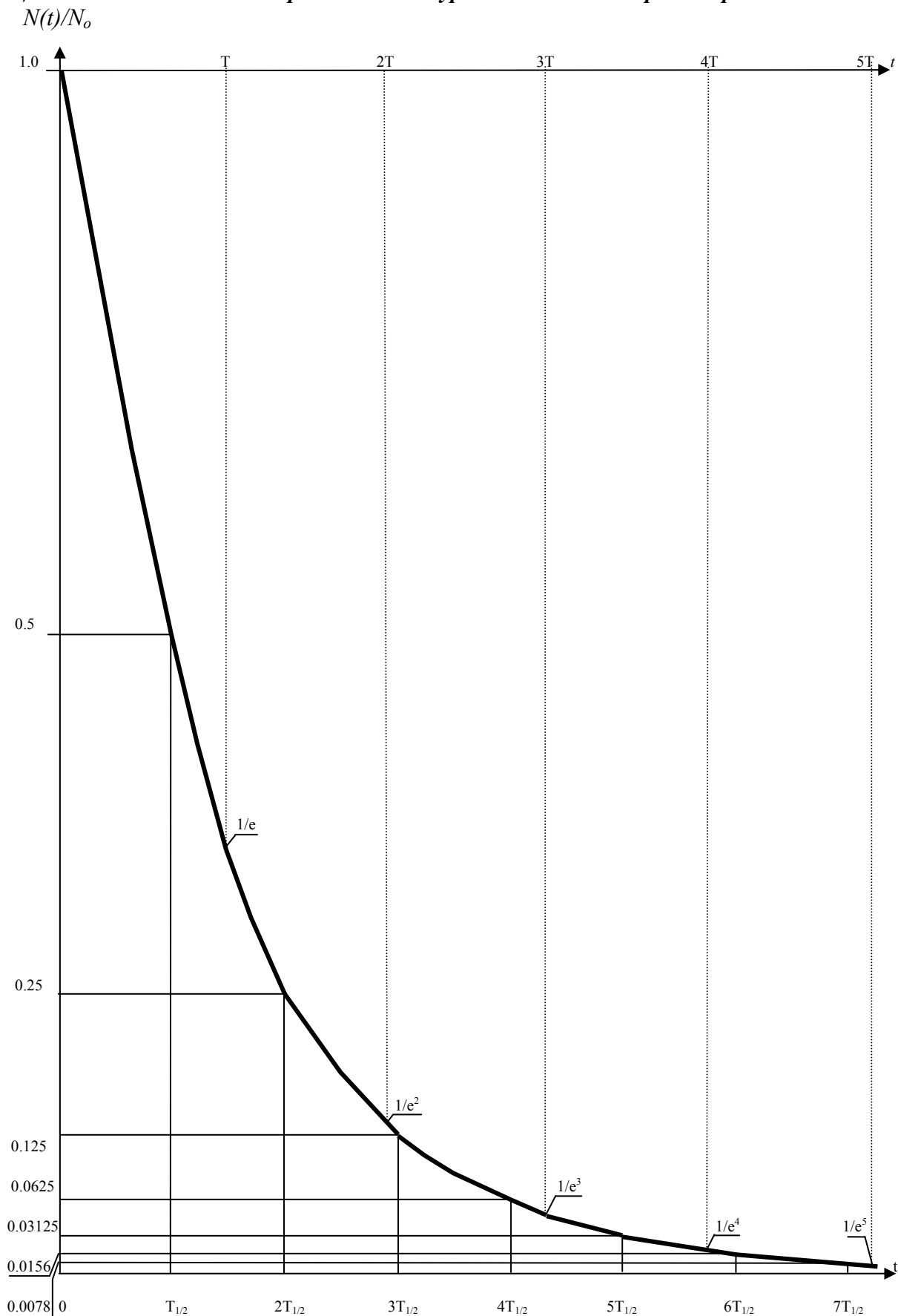


Рис.1.3. Экспоненциальный закон радиоактивного распада.

Это свойство экспоненциальной функции есть смысл запомнить: нам ещё не раз предстоит использовать его в разделах «Кинетика реактора» и «Расходование запаса реактивности реактора в процессе кампании» при оценках практической завершённости переходных процессов в реакторе, в которых обязательными фигурантами являются процессы радиоактивного распада.

Тема 2

НЕЙТРОННЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерной реакцией принято называть процесс и результат взаимодействия ядер с различными ядерными частицами (альфа-, бета-частицами, протонами, нейтронами, гамма-квантами и т.д.).

Для понимания физических процессов в ядерном реакторе, наиболее важен класс *нейтронных* ядерных реакций, то есть реакций, инициируемых нейтронами.

Нейтронные реакции - это процесс и результат взаимодействия свободных нейтронов с атомными ядрами.

Нейтроны, входящие в состав атомных ядер, называют *связанными*, в отличие от нейтронов, перемещающихся в объёме среды вне ядер атомов, которые называют *свободными*. Именно они, эти свободные нейтроны, сталкиваясь в процессе своего пространственного перемещения с ядрами атомов среды и взаимодействуя с последними, вызывают различного рода нейтронные реакции.

Лёгкая осуществимость подавляющего большинства нейтронных реакций обусловлена *электронейтральностью* нейтронов, благодаря которой (в отличие от частиц с электрическим зарядом) они имеют возможность легко преодолевать *энергетический барьер* электростатического поля заряженного ядра, попадать в сферу действия его ядерного притяжения и взаимодействовать с нуклонами ядра, вызывая его кардинальную перестройку. Это и составляет суть нейтронных ядерных реакций.

2.1. Основные типы нейтронных реакций в ядерном реакторе

Начнём с тривиального факта: всякая нейтронная реакция начинается с *проникновения* свободного нейтрона в объём ядра, в сферу диаметром порядка 10^{-13} см, в пределах которой действуют силы притяжения нуклонов.

Но устойчивое ядро, как отмечалось, может быть образовано не из любых произвольных количеств протонов и нейтронов. В реальных комбинациях, которые соответствуют устойчивым ядрам, потенциальная энергия связанных нуклонов принимает не произвольные, а *строго определённые значения*.

Квантовая физика рассматривает ядро любого устойчивого атома как систему частиц (нуклонов), суммарная потенциальная энергия которых может принимать ряд строго определённых, присущих только этому ядру, значений (энергетических уровней). И если в устойчивое ядро привносится извне дополнительная масса, энергия, или то и другое вместе, суммарная потенциальная энергия такого ядра в общем случае уже не будет соответствовать ни одному из присущих ему уровней устойчивости. А это значит, что образующееся в результате проникновения в него нейтрона *составное ядро* - ядро возбуждённое или неустойчивое.

Возбуждённое составное ядро (как и любая другая неустойчивая система в Природе) в таком состоянии длительно существовать не может и по мере возможностей стремится "скапиться" к ближайшему устойчивому энергетическому уровню, то есть - избавиться от избытка потенциальной энергии сверх ближайшего уровня устойчивости. Время пребывания составного ядра в возбужденном состоянии - величина порядка $10^{-15} \div 10^{-13}$ с.

Это естественное стремление возбуждённого составного ядра к устойчивому состоянию может быть реализовано различными способами.

Рассмотрим их, поскольку от того, каким способом возбуждённое составное ядро переходит к устойчивости, зависит конечный результат взаимодействия нейтрона с ядром, что и определяет *тип* нейтронной реакции.

Кратко охарактеризуем основные способы (каналы) превращения возбуждённого составного ядра в более устойчивые образования.

2.1.1. Радиационный захват. Возбуждённое составное ядро оказывается способным *удержать* в своём составе проникший в него нейтрон, а избыток энергии сверх ближайшего уровня устойчивости - "сбросить" в виде испускаемого γ -кванта электромагнитного излучения.

Таким образом, результатом подобного взаимодействия нейтрона с ядром является *захват* нейтрона исходным ядром, сопровождающийся испусканием γ -радиации, благодаря чему этот тип нейтронной реакции и получил название *реакции радиационного захвата*.

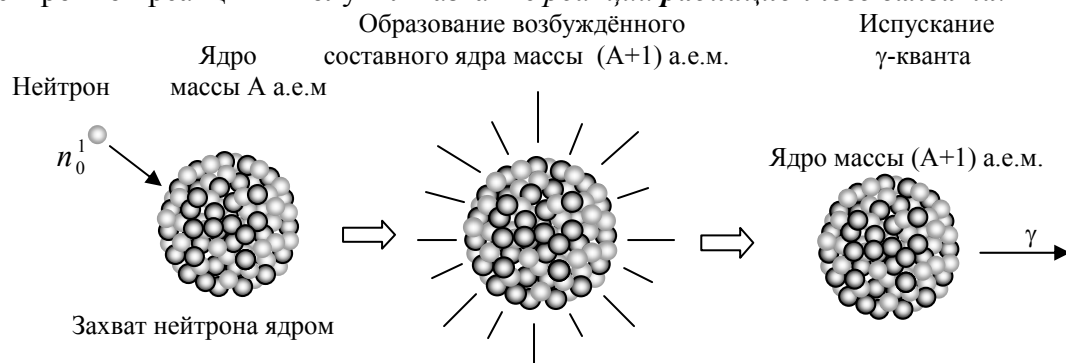


Рис.2.1. Схематическое представление о реакции радиационного захвата

К реакциям радиационного захвата склонны в различной степени все без исключения известные нуклиды. Наиболее склонные к радиационному захвату сорта атомных ядер называют *поглотителями* нейтронов.

Например, бор-10 (^{10}B), самарий-149 (^{149}Sm), ксенон-135 (^{135}Xe), европий (Eu), кадмий (Cd), гадолиний (Gd) - все это сильные поглотители нейтронов. Уран-235 (^{235}U), основной *топливный компонент* подавляющего большинства ядерных реакторов, а также плутоний-239 (^{239}Pu), являющийся *вторичным ядерным топливом, воспроизводимым в реакторах*, - также являются достаточно сильными поглотителями нейтронов.

2.1.2. Рассеяние. При неспособности возбуждённого составного ядра удержать в своем составе проникший в него нейтрон природное стремление ядра к устойчивости может быть реализовано путем "выталкивания" из ядра захваченного или любого другого нейтрона, равноценного захваченному по квантовым свойствам.

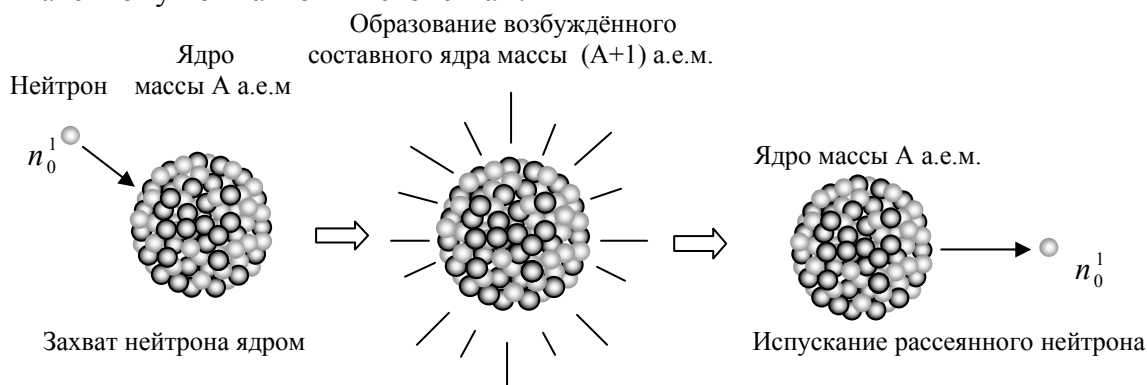


Рис.2.2. Схематическое представление о ядерной реакции рассеяния.

Таким образом, и *до*, и *после* взаимодействия нейтрона с ядром имеются *свободный нейтрон и одно и то же ядро*, и единственным результатом такого взаимодействия является лишь то, что кинетические энергии исходного и испущенного нейтронов *неодинаковы*: энергия испускаемого нейтрона в подавляющем большинстве случаев оказывается *ниже* энергии исходного нейтрона. Кроме того, направления движения исходного и испускаемого нейтронов также *неодинаковы*.

Внешне такое взаимодействие выглядит не как ядерное, а скорее как обычное *механическое соударение* нейтрона с ядром, в результате которого нейтрон передает ядру часть своей кинетической энергии, меняя при этом свою скорость и направление движения.

Многokrатно повторяемые акты таких соударений в классической механике, как известно, называют *рассеяниями*. По аналогии с механическими рассеяниями нейтронные реакции подобного типа называют *реакциями рассеяния*.

Склонностью к реакции рассеяния, как и склонностью к радиационному захвату, обладают все (без исключения) известные нуклиды, хотя и в различной степени.

Для реакторщика важно знать, ядра каких элементов наделены Природой этой склонностью к рассеянию, поскольку в тепловом реакторе за счёт реакций рассеяния идёт процесс *уменьшения кинетической энергии нейтронов* при их перемещении в среде активной зоны. Этот процесс коротко именуется *замедлением нейтронов*. Поэтому ядра - хорошие рассеиватели нейтронов, - обладающие пониженной склонностью к радиационному захвату, как правило, оказываются хорошими *замедлителями нейтронов*.

Например, ядра атомов водорода (^1H), дейтерия (^2D), бериллия (^9Be), углерода (^{12}C), кислорода (^{16}O), циркония (^{91}Zr) и ряд других ядер со слабыми захватными свойствами и сильно выраженной склонностью к рассеянию являются хорошими замедлителями рождаемых в реакторе быстрых нейтронов.

Материалы - простые и сложные - с хорошими замедляющими свойствами являются столь же принципиально важными компонентами конструкции активных зон ядерных реакторов, как и ядерное топливо и поглотители.

И ещё одна аналогия ядерного рассеяния с механическим: рассеяние может быть *упругим и неупругим*, причём, критерии оценки упругости рассеяния в обоих случаях одинаковы:

- если суммы кинетических энергий ядра и нейтрона до и после рассеяния *равны* между собой

$$(E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{до}} = (E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{после}},$$

рассеяние называют *упругим*. Иначе говоря, при упругом рассеянии происходит простое перераспределение кинетической энергии: нейтрон отдаёт часть своей кинетической энергии ядру, кинетическая энергия ядра увеличивается после рассеяния именно на величину этой отдачи, а потенциальная энергия ядра (энергия связи нуклонов) остаётся прежней, а, следовательно, энергетическое состояние и структура ядра до и после рассеяния остаются неизменными;

- если же сумма кинетических энергий ядра и нейтрона после рассеяния оказывается *ниже*, чем их сумма до рассеяния,

$$(E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{до}} > (E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{после}},$$

рассеяние называют *неупругим*.

Не следует думать, что при неупругом рассеянии нарушается закон сохранения энергии: просто разница сумм кинетических энергий до и после рассеяния затрачивается на изменение внутренней структуры ядра подобно тому, как при неупругом механическом соударении тел (например, свинцовых шариков) суммарное изменение их кинетической энергии расходуется на их *деформацию*. Изменение структуры исходного ядра в процессе неупругого рассеяния равноценно переходу ядра в новое квантовое состояние, в котором в общем случае всегда имеет место некоторый избыток энергии сверх уровня устойчивости, который "сбрасывается" ядром в виде испускаемого гамма-кванта. Физические эксперименты подтверждают, что электромагнитное излучение - неременный спутник реакций неупругого рассеяния, что делает эту реакцию похожей на реакцию радиационного захвата, с той лишь разницей, что при неупругом рассеянии исходный нейтрон *не удерживается ядром*.

Отметим для памяти ещё одну закономерность ядерного рассеяния:

- *упругое рассеяние в большей степени свойственно лёгким ядрам* (с атомной массой $A < 20$) при взаимодействии их с нейтронами *сравнительно небольших* кинетических энергий ($E < 0.1 \text{ МэВ}$), в то время как к реакциям неупругого рассеяния более склонны *тяжёлые ядра* при взаимодействии с нейтронами больших ($E > 1 \text{ МэВ}$) энергий.

*) Иногда выделяют ещё один вид рассеяния - так называемое *потенциальное рассеяние*, представляя его механизм как скользящий проход нейтрона по периферийной зоне сферы действия ядерных сил ядра и последующий выход его за пределы этой сферы с изменениями в направлении движения и его скорости (кинетической энергии). Структура ядра от такого взаимодействия, конечно, не меняется, составного ядра не образуется, и результатом взаимодействия является только обмен кинетическими энергиями нейтрона и ядра. Разумеется, такой вид рассеяния может быть только упругим, и, поскольку потенциальное рассеяние в работе реактора особо выдающейся роли не играет, его попросту рассматривают как небольшую составляющую упругого рассеяния.

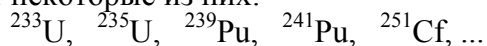
И последнее замечание по рассеянию. Качественная идентичность исходных объектов и продуктов реакции рассеяния позволяет при решении некоторых задач физики реакторов игнорировать то, что рассеяние является полноправной нейтронной *ядерной реакцией*, начинающейся с поглощения ядром свободного нейтрона и образования составного ядра.

Создатель теории замедления Э.Ферми для упрощения представлений рассматривал акт упругого ядерного рассеяния как его механический аналог (то есть как упругое *соударение* нейтрона с ядром) и получил на такой упрощённой *аналитической модели* теоретические результаты, правильность которых хорошо согласовывалась с физическими экспериментами.

При рассмотрении процесса *замедления нейтронов* в реакторе мы тоже будем пользоваться такими представлениями по той причине, что классические механические образы *просты, понятны, привычны, легко воспринимаемы и запоминаемы*. Однако, находя в них правильное отражение закономерностей процесса замедления нейтронов, не будем всё же забывать, что это - лишь механическая модель процесса, а сам процесс - значительно более сложен.

2.1.3. Реакция деления. Третий способ выхода возбуждённого составного ядра в более устойчивые образования - *деление его* на две, три или даже более протонно-нейтронных комбинации, называемые *осколками деления*.

В отличие от реакций радиационного захвата и рассеяния, к делению склонны далеко не все известные ядра, а лишь некоторые (главным образом, чётно-нечётные) ядра тяжёлых элементов. Вот некоторые из них:



Наиболее важным из перечисленных нуклидов является уран-235 - основное топливо большинства существующих ядерных реакторов. Уран-235 делится нейтронами *любых* кинетических энергий, но лучше всего - нейтронами с малыми энергиями.

Вторым по значимости делящимся нуклидом является плутоний-239 - вторичное топливо в урановых реакторах, воспроизводящееся в процессе их работы. Как и уран-235, плутоний-239 делится нейтронами *любых* кинетических энергий, но наиболее эффективно - тепловыми нейтронами.

Третьим по значению делящимся нуклидом является *чётно-чётный* изотоп урана - уран-238 (^{238}U). Чётное число нейтронов в его ядре даёт более устойчивую комбинацию, чем нечётное их число, благодаря чему **деление урана-238 имеет пороговый характер**: для инициации деления ядер ^{238}U годны не любые нейтроны, а лишь нейтроны с энергиями выше $E_n = 1.1 \text{ МэВ}$. (Говорят: $E_n = 1.1 \text{ МэВ}$ - *энергетический порог деления ядер урана-238*).

Казалось бы: стоит ли обращать серьёзное внимание на уран-238? - Стройте себе реакторы с ураном-235 в качестве топлива, раз он такой хороший! Но:

- во-первых, урана-238 в Природе *больше всего*: природная смесь изотопов урана содержит в себе 99.28% урана-238 и лишь 0.71% урана-235; операции разделения изотопов с целью получения чистого или высокообогащенного урана-235 *весьма энергоёмки*, а потому экономически невыгодны; уже по этой причине следует задуматься над тем, что следует "сжигать" в реакторах в первую очередь - уран-235 или уран-238?

- во-вторых, уран-238 как раз и является тем исходным *сырьевым* нуклидом, из которого в работающем реакторе воспроизводится вторичное топливо - плутоний-239; это побуждает не просто терпимо относиться к неизбежному присутствию в реакторе урана-238, но и думать о том, *как организовать* в реакторе процесс наиболее эффективного превращения урана-238 в плутоний-239 с целью получения и использования для получения энергии *наибольшего количества* последнего.

Реакция деления, разумеется, является самой важной и практически значимой из трёх упомянутых выше нейтронных реакций. Ядерный реактор, по существу, конструируется и строится ради осуществления *самоподдерживающейся цепной реакции деления* требуемой интенсивности, а реакции радиационного захвата и рассеяния оказываются либо вынужденно необходимыми, либо просто неизбежными, идущими параллельно и одновременно с реакцией деления, сопутствующими ей.

Особая роль реакции деления в ядерном реакторе побуждает к более детальному рассмотрению её особенностей. Но прежде, чем сделать это, упомянем ещё о некоторых видах нейтронных реакций, сопровождающих работу ядерного реактора, но не имеющих принципиального значения.

2.1.4. Ещё три нейтронные реакции. Во-первых, это реакция типа (n,p) - то есть нейтронная реакция, завершающаяся испусканием протона.

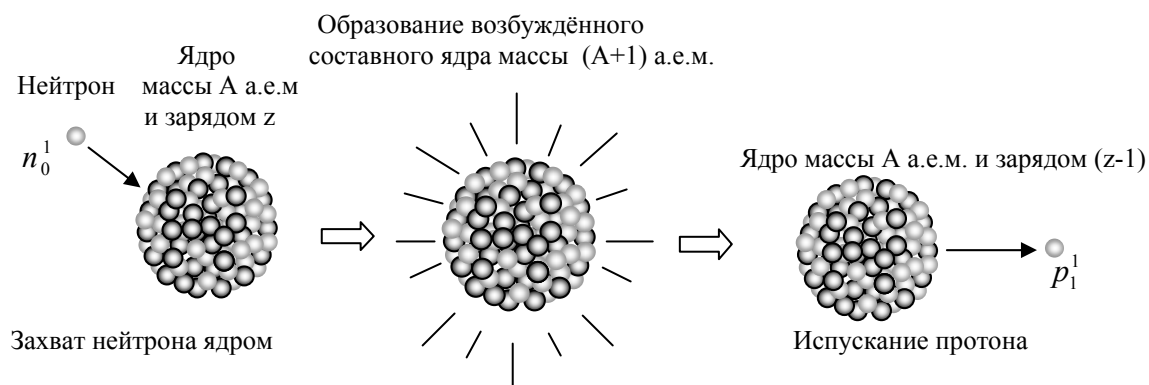


Рис.2.3. Схематическое представление о реакции типа (n,p) .

В результате этой реакции образуется *изобара* исходного ядра, поскольку протон уносит один элементарный заряд, а масса ядра практически не меняется (нейтрон привнесён, а равный ему по массе протон - унесён).

Во-вторых, это реакция типа (n,α) - то есть реакция, завершающаяся испусканием возбуждённым составным ядром α -частицы (лишённого электронной оболочки ядра атома гелия ${}^4\text{He}$), в результате которой массовое число результирующего ядра снижается на 3 а.е.м. сравнительно с массой исходного ядра, а протонный заряд уменьшается на 2 единицы.

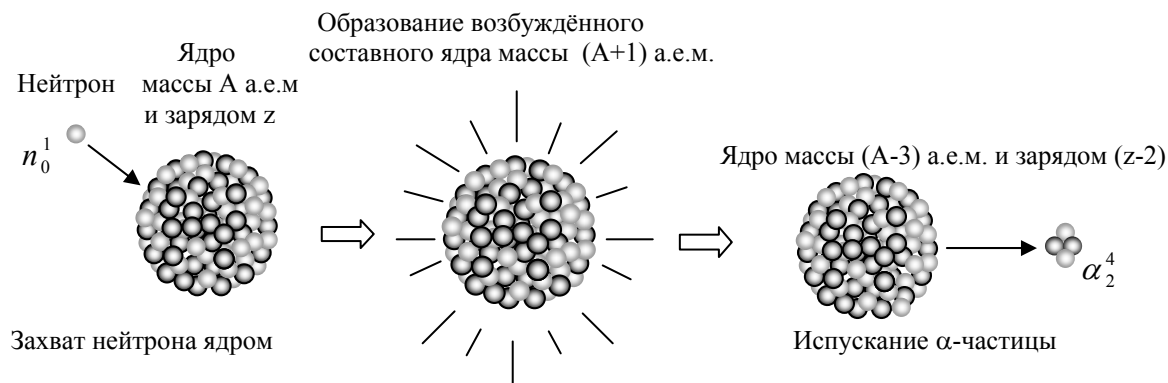
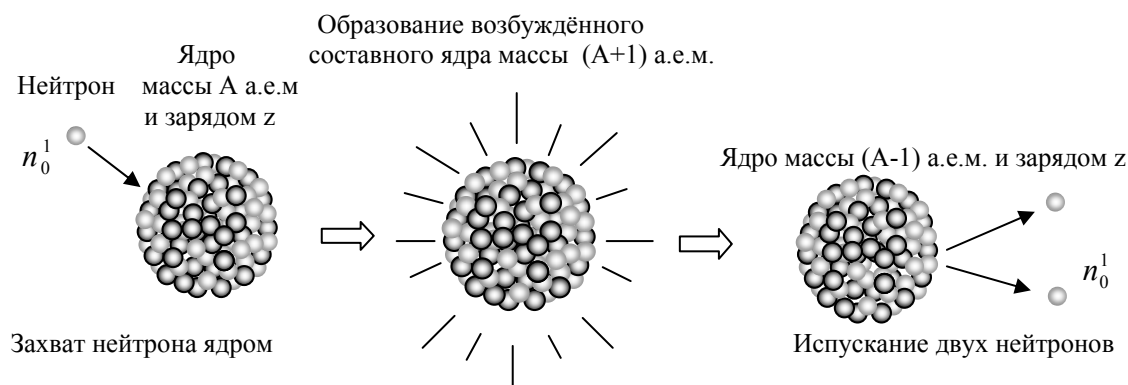


Рис.2.4. Схематическое представление о реакции типа (n,α) .

И, наконец, это реакция типа $(n,2n)$ - то есть реакция с испусканием возбуждённым составным ядром двух нейтронов, в результате которой образуется изотоп исходного элемента, на единицу меньшей массы сравнительно с массой исходного ядра.



Все три упомянутых реакции свойственны лишь очень немногим ядрам при их взаимодействии с нейтронами высоких кинетических энергий. В ядерных реакторах эти типы нейтронных взаимодействий относительно редки и принципиального влияния на работу реактора не оказывают. Упомянуты они здесь лишь потому, что используются в плутоний-бериллиевых и полоний-бериллиевых искусственных источниках нейтронов, о необходимости которых будет сказано при изучении *кинетики ядерных реакторов*.

2.2. Особенности реакции деления и их практическое значение.

Нейтронная ядерная реакция деления тяжёлых ядер, как уже отмечалось, является главной и центральной реакцией в ядерных реакторах. Поэтому есть смысл с самого начала познакомиться с физическими представлениями о реакции деления и теми её особенностями, которые так или иначе накладывают свой отпечаток на все стороны жизни и быта сложнейшего технического комплекса, который именуется Атомной Электростанцией.

Представление о делении ядра урана-235 в наглядных образах даёт рис.2.6.

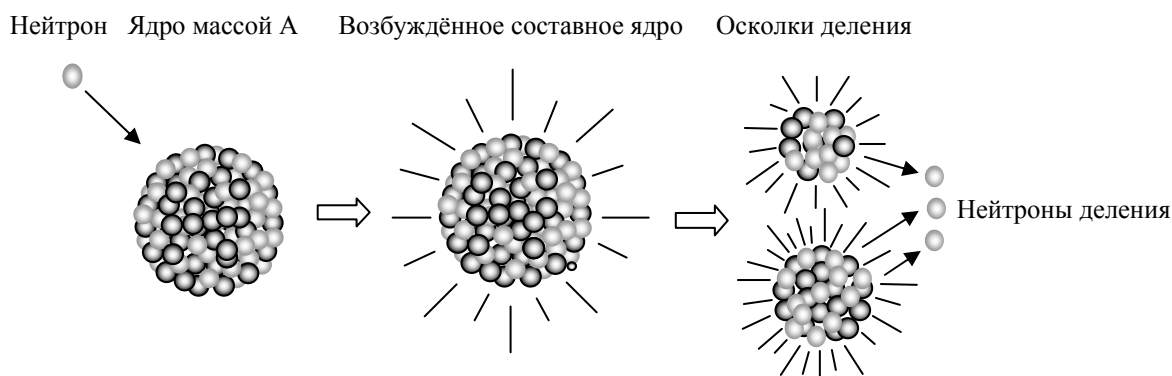
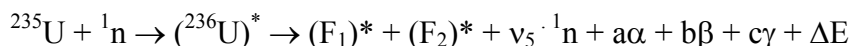


Рис.2.6. Схематическое представление о делении ядра ^{235}U .

На основании этой схемы обобщённое «уравнение» реакции деления (которое является скорее логическим, чем строго математическим) можно записать так:



где:

- $(F_1)^*$ и $(F_2)^*$ - символьные обозначения *возбуждённых* осколков деления (индексом (*) здесь и далее обозначаются неустойчивые, возбужденные или радиоактивные элементы); осколок $(F_1)^*$ имеет массу A_1 и заряд Z_1 , осколок $(F_2)^*$ - массу A_2 и заряд Z_2 ;

- $\nu_5 \cdot {}^1_0\text{n}$ обозначены ν_5 нейтронов деления, высвобождающихся в среднем в каждом акте деления ядра урана-235;

- α , β и γ - α -частицы, β -частицы и γ -кванты, средние числа которых на акт деления ядра урана-235 равны соответственно a , b и c ;

- ΔE - среднее количество энергии, высвобождаемой в акте деления.

Подчеркнём ещё раз: записанное выше выражение не является уравнением в строгом смысле этого слова; это скорее просто удобная для запоминания форма записи, отражающая основные особенности нейтронной реакции деления:

а) образование осколков деления;

б) образование новых свободных нейтронов при делении, которые впредь будем кратко называть *нейтронами деления*;

в) радиоактивность осколков деления, обуславливающая их дальнейшие трансформации к более устойчивым образованиям, из-за чего возникает ряд побочных эффектов - как позитивных,

полезных, так и негативных, которые следует обязательно учитывать при проектировании, постройке и эксплуатации ядерных реакторов;

г) высвобождение энергии при делении - главное свойство реакции деления, позволяющее создать **энергетический** ядерный реактор.

Каждый из перечисленных выше физических процессов, сопровождающий реакцию деления, играет в реакторе определённую роль и имеет свое практическое значение. Поэтому познакомимся с ними подробнее.

2.2.1. Образование осколков деления. Об одиночном акте деления ядра можно говорить как о явлении до известной степени *случайном*, имея в виду, что тяжёлое ядро урана, состоящее из 92 протонов и 143 нейтронов, принципиально способно разделиться на различное число осколков с различными атомными массами. В таком случае к оценке возможности деления ядра на 2, 3 или более осколков можно подходить с вероятностными мерками. По данным, приведенным в [1], вероятность деления ядра на два осколка составляет более 98%, следовательно, подавляющее большинство делений завершается образованием именно двух осколков.

Спектроскопическими исследованиями продуктов деления установлено более 600 качественно различных осколков деления с различными атомными массами. И здесь в кажущейся случайности при большом числе делений сразу выявилась одна *общая закономерность*, которую кратко можно выразить так:

Вероятность появления осколка определённой атомной массы при массовом делении конкретного нуклида - величина строго определённая, свойственная этому делящемуся нуклиду.

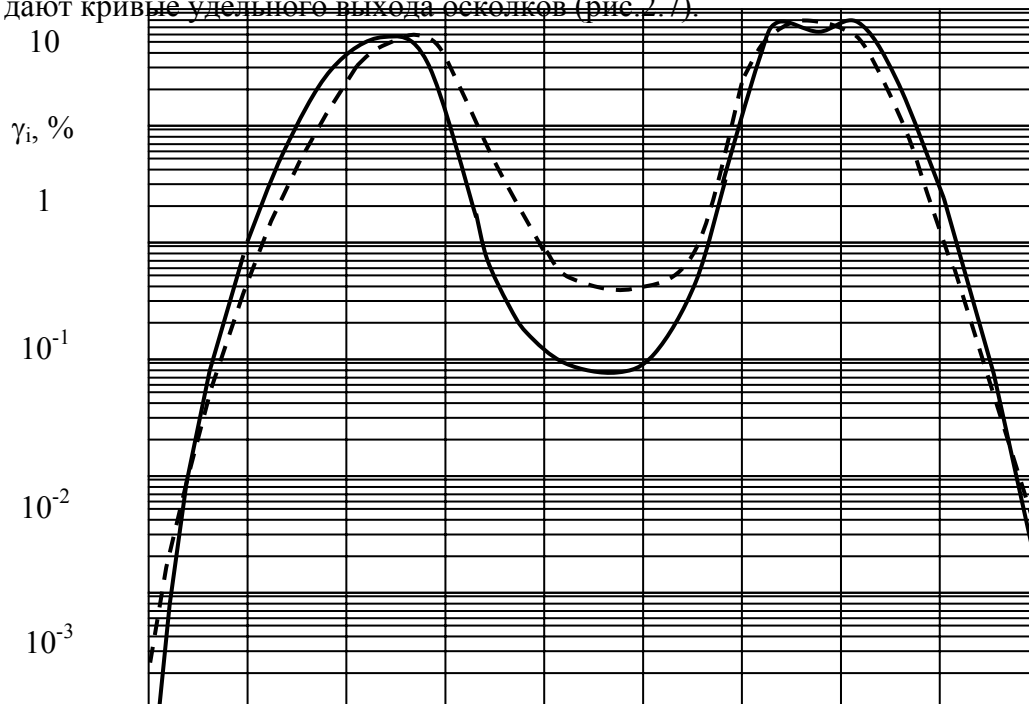
Эту величину принято называть **удельным выходом осколка**, обозначать малой греческой буквой γ_i (гамма) с нижним индексом - символом химического элемента, ядром которого является этот осколок, или символом изотопа.

Например, в физических экспериментах зафиксировано, что осколок ксенона-135 (^{135}Xe) при осуществлении каждой тысячи делений ядер ^{235}U появляется в среднем в трёх случаях. Это означает, что удельный выход осколка ^{135}Xe составляет

$$\gamma_{\text{Xe}} = 3/1000 = 0.003 \text{ от всех делений,}$$

и применительно к одиночному акту деления ядра ^{235}U величина $\gamma_{\text{Xe}} = 0.003 = 0.3\%$ - есть *вероятность того, что деление завершится образованием именно осколка ^{135}Xe .*

Наглядную оценку закономерности образования осколков деления различных атомных масс дают кривые **удельного выхода осколков** (рис. 2.7).



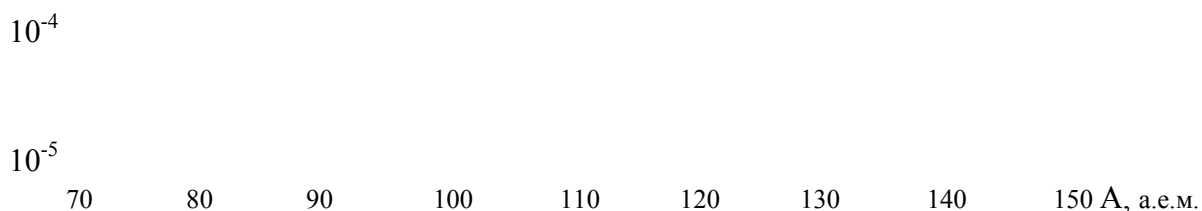


Рис. 2.7. Удельные выходы осколков деления различных атомных масс при делении ядер ^{235}U (сплошная линия) и ^{239}Pu (штриховая линия).

Характер этих кривых позволяет заключить следующее:

а) Атомные массы осколков, образующихся при делении, в подавляющем большинстве случаев лежат в пределах $70 \div 165$ а.е.м. Удельный выход более лёгких и более тяжёлых осколков очень мал (не превышает $10^{-4}\%$).

б) Симметричные деления ядер (то есть деления на два осколка равных масс) крайне редки: их удельный выход не превышает 0.01% для ядер урана-235 и 0.04% - для ядер плутония-239.

в) Чаще всего образуются *лёгкие* осколки с массовыми числами в пределах $83 \div 104$ а.е.м. и *тяжёлые* осколки с $A = 128 \div 149$ а.е.м. (их удельный выход составляет 1% и более).

г) Деление ^{239}Pu под действием тепловых нейтронов влечёт образование несколько *более тяжёлых* осколков по сравнению с осколками деления ^{235}U .

*) В будущем при изучении кинетики реактора и процессов его отравления и шлакования нам ещё не раз предстоит обращаться к величинам удельных выходов многих осколков деления при составлении дифференциальных уравнений, описывающих физические процессы в активной зоне реактора.

Удобство этой величины состоит в том, что, зная скорость реакции деления (число делений в единице объёма топливной композиции в единицу времени), несложно подсчитать скорость образования любых осколков деления, накопление которых в реакторе так или иначе влияет на его работу:

$$\text{Скорость генерации } i\text{-го осколка} = \gamma_i \times (\text{скорость реакции деления})$$

И ещё одно замечание, связанное с образованием осколков деления. Генерируемые при делении осколки деления обладают *высокими кинетическими энергиями*. Передавая при столкновениях с атомами среды топливной композиции свою кинетическую энергию, осколки деления тем самым *повышают средний уровень кинетической энергии атомов и молекул*, что в соответствии представлениями кинетической теории воспринимается нами как *повышение температуры* топливной композиции или как *тепловыделение в ней*.

Большая часть тепла в реакторе образуется именно таким путём.

В этом заключается определённая позитивная роль образования осколков в рабочем процессе энергетического ядерного реактора.

2.2.2. Образование нейтронов деления. Ключевым физическим явлением, сопровождающим процесс деления тяжёлых ядер, является *испускание возбуждёнными осколками деления вторичных быстрых нейтронов*, иначе называемых *мгновенными нейтронами* или *нейтронами деления*.

Значение этого явления (открытого Ф.Жолио-Кюри с сотрудниками - Альбано и Коварски - в 1939 г.) неоспоримо: *именно благодаря ему при делении тяжёлых ядер появляются новые свободные нейтроны взамен тех, что вызвали деления; эти новые нейтроны могут взаимодействовать с другими делящимися ядрами в топливе и вызывать их деления, сопровождаемые испусканием новых нейтронов деления и т.д.* То есть, благодаря образованию нейтронов деления, появляется возможность **организовать** процесс равномерно следующих во времени друг за другом делений без поставки в топливосодержащую среду свободных нейтронов от внешнего источника. В такой поставке, попросту говоря, *нет необходимости*, коль скоро "инструменты", с помощью которых осуществляются деления ядер, находятся *здесь же, в этой самой среде*, в связанном состоянии в

делящихся ядрах; для того, чтобы "пустить в дело" связанные нейтроны, их надо лишь сделать свободными, то есть разделить ядро на осколки, а далее - все доделают сами осколки: в силу их возбужденного состояния они испустят "лишние" нейтроны из своего состава, мешающие их устойчивости, причём, это произойдет за время порядка $10^{-15} - 10^{-13}$ с, совпадающее по порядку величины с временем пребывания составного ядра в возбуждённом состоянии. Это совпадение и дало повод для представлений, что нейтроны деления появляются *не из пересыщенных нейтронами возбуждённых осколков деления после окончания деления, а непосредственно в тот короткий промежуток времени, в течение которого происходит деление ядра*. То есть не после акта деления, а *в течение* этого акта, словно бы одновременно с разрушением ядра. По этой же причине эти нейтроны часто называют *мгновенными нейтронами*.

Анализ возможных комбинаций протонов и нейтронов в устойчивых ядрах различных атомных масс (вспомните диаграмму устойчивых ядер) и сопоставление их с качественным составом продуктов деления показали, что *вероятность образования устойчивых осколков при делении очень мала*. А это значит, что подавляющее большинство осколков рождаются *нестабильными* и могут испускать один, два, три или даже более "лишних" для их устойчивости нейтронов деления, причём, понятно, что каждый определённый возбуждённый осколок должен испускать *своё, строго определённое*, число "лишних" для его устойчивости нейтронов деления.

Но так как каждый осколок при большом числе делений имеет строго определённый удельный выход, то при определённом большом числе делений число образовавшихся осколков деления каждого сорта будет также определённым, а, следовательно, число нейтронов деления, испущенных осколками каждого сорта, будет тоже определённым, а, значит, определённым будет и их суммарное количество. Разделив суммарное количество полученных в делениях нейтронов на число делений, в которых они получены, мы должны получить *среднее число нейтронов деления, испускаемых в одном акте деления*, которое, исходя из приведенных рассуждений, должно быть также строго определённым и *постоянным для каждого сорта делящихся нуклидов*. Эта физическая константа делящегося нуклида и обозначена ν .

По данным 1998 г. (величина этой константы периодически уточняется по результатам анализа физических экспериментов во всём мире) *при делении под действием тепловых нейтронов*

- для урана-235 $\nu_5 = 2.416$,
- для плутония-239 $\nu_9 = 2.862$,
- для плутония-241 $\nu_1 = 2.938$ и т.д.

Последнее замечание нелишнее: величина константы ν *существенно зависит от величины кинетической энергии нейтронов, вызывающих деления и с ростом последней увеличивается приблизительно прямо пропорционально E* .

Для двух наиболее важных делящихся нуклидов приближённые зависимости $\nu(E)$ описываются эмпирическими выражениями:

- для урана-235 $\nu_5(E) = 2.416 + 0.1337 E$;
- для плутония-239 $\nu_9(E) = 2.862 + 0.1357 E$.

*) Энергия нейтронов E подставляется в [МэВ].

Таким образом, величина константы ν , рассчитанная по этим эмпирическим формулам, при различных энергиях нейтронов может достигать следующих значений:

При E , МэВ	1	5	10
Величина ν_5	2.549	3.081	3.746
Величина ν_9	2.997	3.537	4.212

Итак, первой характеристикой нейтронов деления, испускаемых при делении конкретных делящихся нуклидов, является свойственное этим нуклидам *среднее число нейтронов деления, получаемых в акте деления ν* .

Факт, что для всех делящихся нуклидов $\nu > 1$, создаёт предпосылку к осуществимости **цепной** нейтронной реакции деления. Ясно, что для реализации *самоподдерживающейся цепной реакции деления* необходимо создать условия, чтобы *один* из ν получаемых в акте деления нейтронов

обязательно вызывал следующее деление другого ядра, а остальные ($\nu - 1$) нейтронов каким-то образом исключались из процесса деления ядер. В противном случае интенсивность делений во времени будет лавинообразно нарастать (что и имеет место в атомной бомбе).

Поскольку теперь известно, что величина константы ν увеличивается с ростом энергии вызывающих деления нейтронов, возникает закономерный вопрос: а с какой же кинетической энергией рождаются нейтроны деления?

Ответ на этот вопрос даёт вторая характеристика нейтронов деления, называемая *энергетическим спектром нейтронов деления* и представляющая собой функцию распределения нейтронов деления по их кинетическим энергиям.

Если в единичном (1 см^3) объёме среды в некоторый рассматриваемый момент времени появляются n нейтронов деления всех возможных энергий, то *нормированный энергетический спектр* - это функция от величины энергии E , величина которой при любом конкретном значении E показывает, *какую часть (долю) всех этих нейтронов составляют нейтроны, обладающие энергиями элементарного интервала dE вблизи энергии E* . Иначе говоря, речь идет о выражении

$$n(E) = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dE}$$

Распределение нейтронов деления по энергиям достаточно точно описывается *спектральной функцией Уатта (Watt)*:

$$n(E) = 0.4839 \exp(-E) \cdot \text{sh} \sqrt{2E}, \quad (2.2.2)$$

графической иллюстрацией которой служит рис.2.8. на следующей странице.

Спектр Уатта показывает, что, хотя нейтроны деления и рождаются с самыми различными энергиями, лежащими в очень широком интервале, *больше всего нейтронов имеют начальную энергию, равную $E_{\text{нв}} = 0.7104 \text{ МэВ}$* , соответствующую максимуму спектральной функции Уатта. По смыслу эта величина - *наиболее вероятная энергия нейтронов деления*.

Другая величина, характеризующая энергетический спектр нейтронов деления - *средняя энергия нейтронов деления*, то есть та величина энергии, которую имел бы каждый нейтрон деления, если бы всю суммарную реальную энергию всех нейтронов деления поровну разделить между ними:

$$E_{\text{ср}} = \int_0^{\infty} E n(E) dE / \int_0^{\infty} n(E) dE \quad (2.2.3)$$

Подстановка в (2.2.3) выражения (2.2.2) даёт значение средней энергии нейтронов деления

$$E_{\text{ср}} = 2.0 \text{ МэВ}$$

А это означает, что *практически все* нейтроны деления рождаются *быстрыми* (то есть с энергиями $E > 0.1 \text{ МэВ}$). Но быстрых нейтронов с относительно высокими кинетическими энергиями рождается мало (менее 1 %), хотя осязаемое количество нейтронов деления появляется с энергиями до 18 – 20 МэВ.

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dE}$$

0.35

0.30

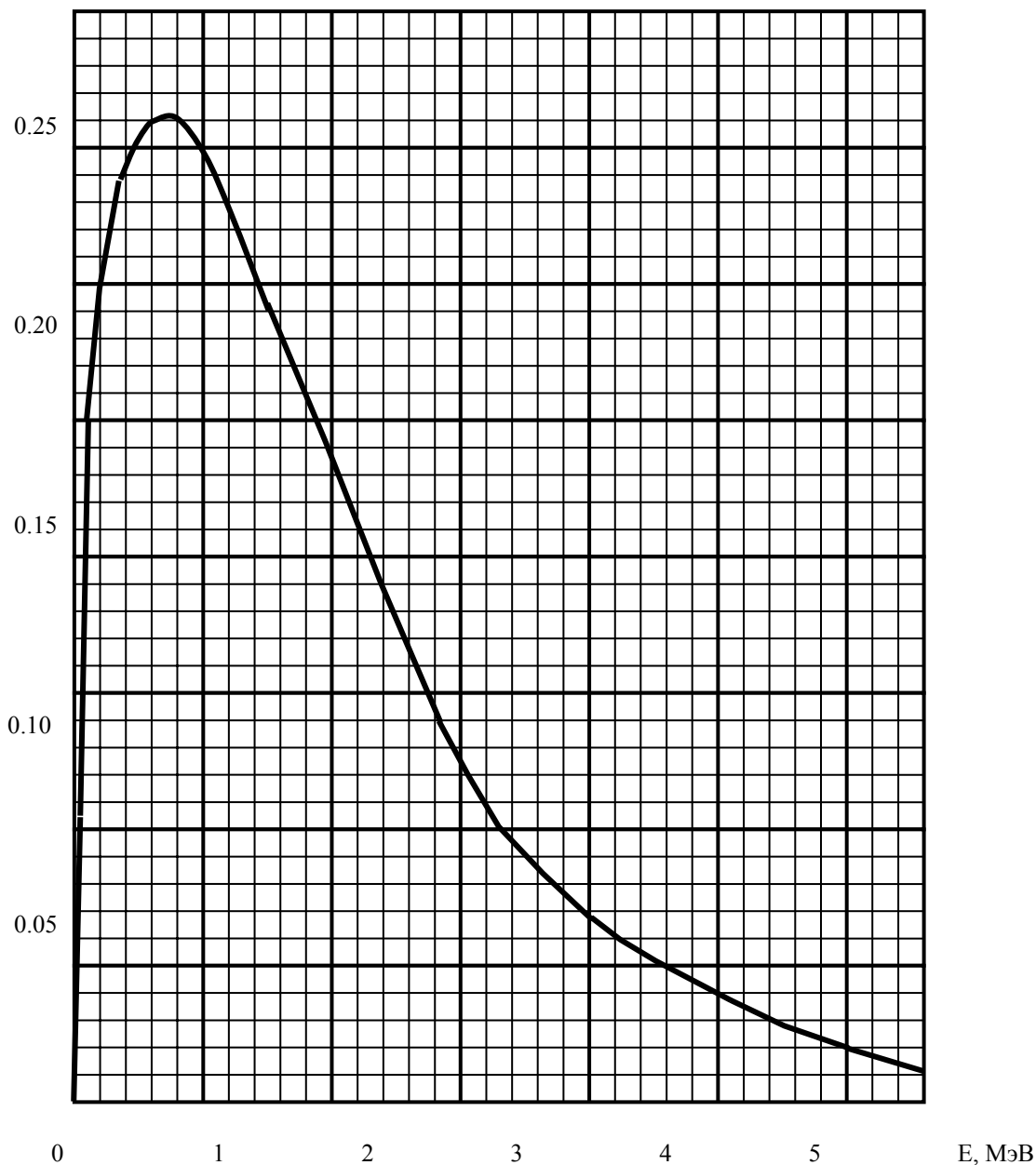


Рис.2.8. Энергетический спектр нейтронов деления – спектр Уатта.

Спектры нейтронов деления для разных делящихся нуклидов отличаются друг от друга *незначительно*. Скажем, для интересующих нас в первую очередь нуклидов ^{235}U и ^{239}Pu величины средних энергий нейтронов деления (скорректированные по результатам физических экспериментов):

$$E_{\text{ср}} = 1.935 \text{ МэВ} - \text{для } ^{235}\text{U} \text{ и } E_{\text{ср}} = 2.00 \text{ МэВ} - \text{для } ^{239}\text{Pu} \quad [2]$$

Величина средней энергии спектра нейтронов деления *возрастает с увеличением энергии нейтронов, вызывающих деления, но это возрастание незначительно* (по крайней мере, в пределах до 10 - 12 МэВ). Это позволяет не учитывать его и приближенно считать энергетический спектр нейтронов деления *единым для различных ядерных топлив и для различных по спектру (быстрых, промежуточных и тепловых) реакторов*.

Для урана-238, несмотря на пороговый характер его деления, спектр нейтронов деления *также практически совпадает с выражением (2.2.2)*, а зависимость среднего числа нейтронов деления ν_8 от энергии вызывающих деления нейтронов - *также практически линейная* при энергиях выше пороговой ($E_n = 1.1 \text{ МэВ}$):

$$\nu_8(E) = 2.409 + 0.1389E. \quad (2.2.4)$$

2.2.3. Радиоактивность осколков деления. Уже говорилось, что установлено около 600 типов осколков деления, отличающихся по массе и протонному заряду, и о том, что практически *все они рождаются сильно возбуждёнными*.

Дело усложняется ещё и тем, что они несут в себе значительное возбуждение и *после* испускания нейтронов деления. Поэтому в естественном стремлении к устойчивости они и в дальнейшем продолжают "сбрасывать" избыточную сверх уровня основного состояния энергию до тех пор, пока не будет достигнут этот уровень.

Этот сброс осуществляется путём последовательного испускания осколками всех видов радиоактивного излучения (альфа-, бета- и гамма-излучений), причём у разных осколков различные виды радиоактивного распада протекают в различной последовательности и (в силу различия в величинах постоянных распада λ) в различной степени растянуты во времени.

Таким образом, в работающем ядерном реакторе идёт не только процесс *накопления* радиоактивных осколков, но и процесс непрерывной их *трансформации*: известно большое число *цепочек* следующих друг за другом превращений, приводящих в конечном счёте к образованию стабильных ядер, но все эти процессы требуют различного времени, для одних цепочек - весьма небольшого, а для других - достаточно продолжительного.

Поэтому радиоактивные излучения не только сопровождают реакцию деления в *работающем* реакторе, но и долгое время испускаются топливом после его останова.

Этот фактор, во-первых, порождает особый вид физической опасности - опасности *облучения персонала*, обслуживающего реакторную установку, кратко именуемой *радиационной опасностью*. Это вынуждает конструкторов реакторной установки предусматривать окружение её *биологической защитой*, размещать её в изолированных от окружающей среды помещениях и принимать ряд других мер по исключению возможности опасного облучения людей и радиоактивного загрязнения окружающей среды.

Во-вторых, после останова реактора все виды радиоактивного излучения, хотя и уменьшаются по интенсивности, но продолжают взаимодействие с материалами активной зоны и, подобно самим осколкам деления в начальный период их свободного существования, передают свою кинетическую энергию атомам среды активной зоны, *повышая их среднюю кинетическую энергию*. То есть в реакторе после его остановки имеет место *остаточное тепловыделение*.

Несложно понять, что мощность остаточного тепловыделения в реакторе в момент останова прямо пропорциональна количеству осколков, накопленных при работе реактора к этому моменту, а темп её спада в дальнейшем определяется периодами полураспада этих осколков. Из сказанного следует другой *негативный* фактор, обусловленный радиоактивностью осколков деления - *необходимость длительного расхолаживания* активной зоны реактора после его останова с целью снятия остаточных тепловыделений, а это связано с ощутимым расходом электроэнергии и моторесурса циркуляционного оборудования.

Таким образом, образование радиоактивных осколков в процессе деления в реакторе - явление, главным образом, *негативное*, но... нет худа без добра!

В радиоактивных превращениях осколков деления можно увидеть и *позитивный* аспект, которому ядерные реакторы буквально *обязаны своим существованием*. Дело в том, что из большого множества осколков деления есть около 60 типов таких, которые после первого β -распада становятся *нейтроноактивными*, способными испускать так называемые *запаздывающие* нейтроны. Запаздывающих нейтронов в реакторе испускается сравнительно немного (приблизительно 0.6% от общего числа генерируемых нейтронов), однако именно благодаря их существованию возможно *безопасное управление* ядерным реактором; в этом убедимся при изучении кинетики ядерного реактора.

2.2.4. Высвобождение энергии при делении. Ядерная реакция деления в физике является одним из наглядных подтверждений гипотезы А.Эйнштейна о взаимосвязи массы и энергии, которая применительно к делению ядра формулируется так:

Величина высвобождаемой при делении ядра энергии прямо пропорциональна величине дефекта масс, причём коэффициентом пропорциональности в этой взаимосвязи является квадрат скорости света:

$$\Delta E = \Delta mc^2$$

При делении ядра избыток (дефект) масс определяется как разница сумм масс покоя исходных продуктов реакции деления (т.е. ядра и нейтрона) и результирующих продуктов деления ядра (осколков деления, нейтронов деления и остальных микрочастиц, испускаемых как в процессе деления, так и после него).

Спектроскопический анализ позволил установить большинство продуктов деления и их удельные выходы. На этой основе оказалось не так уж сложно подсчитать *частные* величины дефектов масс при различных результатах деления ядер урана-235, а по ним - рассчитать *среднюю величину высвобождаемой в одиночном делении энергии, которая оказалась близкой к*

$$\Delta mc^2 = 200 \text{ МэВ}$$

Достаточно сравнить эту величину с высвобождаемой энергией в акте одной из самых эндотермических *химических* реакций - реакции окисления ракетного топлива (величиной менее 10 эВ), - чтобы понять, что на уровне объектов микромира (атомов, ядер) 200 МэВ - *очень большая энергия*: она по меньшей мере на восемь порядков величины (в 100 миллионов раз) больше энергии, получаемой при химических реакциях.

Энергия деления рассеивается из объёма, где произошло деление ядра, через посредство различных материальных *носителей*: осколков деления, нейтронов деления, α - и β -частицами, γ -квантами и даже нейтрино и антинейтрино.

Распределение энергии деления между материальными носителями при делении ядер ^{235}U и ^{239}Pu приведено в табл.2.1.

Таблица 2.1. Распределение энергии деления ядер урана-235 и плутония-239 между продуктами деления.

Носители энергии деления	Урана-235	Плутония-239
1. Кинетическая энергия осколков деления	166.0	171.5
2. Кинетическая энергия нейтронов деления	4.9	5.8
3. Энергия мгновенных гамма-квантов	7.2	7.0
4. Энергия γ -квантов из продуктов деления	7.2	7.0
5. Кинетическая энергия β -излучения осколков	9.0	9.0
6. Энергия антинейтрино	10.0	10.0
Итого:	204.3	210.3

Различные составляющие энергии деления трансформируются в тепло *не одновременно*.

Первые три составляющие обращаются в тепло за время менее 0.1 с (считая с момента деления), а потому и называются *мгновенными источниками тепловыделения*.

β - и γ -излучения продуктов деления испускаются возбуждёнными осколками с *самыми различными по величине периодами полураспада* (от нескольких долей секунды до нескольких десятков суток, если брать в расчёт только осколки с *заметным удельным выходом*), а потому упоминавшийся выше процесс *остаточного тепловыделения*, который как раз и обусловлен радиоактивными излучениями продуктов деления, может длиться десятки суток после остановки реактора.

*) По очень приблизительным оценкам мощность остаточного тепловыделения в реакторе после его останова снижается за первую минуту - на 30-35%, по истечении первого часа стоянки реактора она составляет примерно 30% от мощности, на которой реактор работал до останова, а после первых суток стоянки - примерно 25 процентов. Ясно, что об остановке принудительного охлаждения реактора в таких условиях не может быть и речи, т.к. даже кратковременное прекращение циркуляции теплоносителя в активной зоне чревато опасностью теплового разрушения твэлов. Лишь после нескольких суток принудительного расхолаживания реактора, когда мощность остаточного тепловыделения снижается до уровня отводимой за счёт естественной конвекции теплоносителя, циркуляционные средства первого контура можно остановить.

Второй практический для инженера вопрос: *где и какая часть энергии деления трансформируется в тепло в реакторе?* - так как это связано с необходимостью организации сбалансированного теплоотвода от различных его внутренних частей, оформленных в различные технологические конструкции.

Топливная композиция, в составе которой находятся делящиеся нуклиды, содержится в герметичных оболочках, препятствующих выходу образующихся осколков из топливной композиции тепловыделяющих элементов (ТВЭлов) в охлаждающий их теплоноситель. И, если осколки деления в исправном реакторе не покидают ТВЭлов, ясно, что кинетические энергии осколков и слабопроникающих β -частиц превращаются в тепло *внутри ТВЭлов*.

Энергии же нейтронов деления и γ -излучения трансформируются в тепло внутри ТВЭлов лишь *частично*: проникающая способность нейтронов и γ -излучения порождает *унос* большей части их начальной кинетической энергии от мест их рождения.

Оценочно принято считать, что внутри ТВЭлов обращается в тепло приблизительно 90% всей энергии деления (то есть ≈ 180 МэВ).

Знание точной величины энергии деления и её доли получаемого тепла внутри ТВЭлов, имеет важное практическое значение, позволяя рассчитать другую практически важную характеристику, называемую *удельным объёмным тепловыделением в топливе ТВЭлов* (q_v).

Например, если известно, что в 1 см^3 топливной композиции ТВЭла за 1 с происходит R_f делений ядер урана-235, то очевидно: количество тепловой энергии, генерируемой ежесекундно в этом единичном объёме (= тепловая мощность 1 см^3 топлива), - и есть удельное объёмное тепловыделение (или *энергонапряжённость*) топлива, и эта величина будет равна:

$$q_v = 0.9 \Delta E \cdot R_f \quad (2.2.5)$$

Доля энергии деления, получаемой в виде тепла вне ТВЭлов в активной зоне реактора, зависит от его типа и устройства и лежит в пределах $(6 \div 9)\%$ от полной энергии деления. (Например, у ВВЭР-1000 эта величина приблизительно равна 8.3%, а у РБМК-1000 - около 7%).

Таким образом, доля полного тепловыделения в объёме активной зоны от всей энергии деления составляет $0.96 \div 0.99$, т.е. с технической степенью точности *совпадает с полной энергией деления*.

Отсюда - другая техническая характеристика активной зоны реактора:

- *средняя энергонапряжённость активной зоны* $(q_v)_{аз}$ - тепловая мощность, получаемая в единице объёма активной зоны:

$$(q_v)_{аз} = (0.96-0.99) \Delta E \cdot R_f \approx \Delta E \cdot R_f \quad (2.2.6)$$

Так как энергия в 1 МэВ в системе СИ соответствует $1.602 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$, то величина энергонапряжённости активной зоны реактора:

$$(q_v)_{аз} \approx 3.204 \cdot 10^{-11} R_f.$$

Поэтому, если величина средней по объёму активной зоны энергонапряжённости известна, то *тепловая мощность реактора*, очевидно, будет:

$$Q_p = (q_v)_{аз} \cdot V_{аз} \approx 3.204 \cdot 10^{-11} \cdot R_f \cdot V_{аз} [\text{Вт}] \quad (2.2.7)$$

Тепловая мощность реактора прямо пропорциональна средней скорости реакции деления в его активной зоне.

Практическое следствие: *Хотите, чтобы реактор работал на постоянном уровне мощности?*

- Создайте в нём такие условия, чтобы реакция деления в его активной зоне протекала *с неизменной средней скоростью во времени*. Нужно увеличить (уменьшить) мощность реактора? - *Найдите способы соответственного увеличения (или уменьшения) скорости реакции деления*. В этом - первичный смысл управления мощностью ядерного реактора.

Рассмотренные соотношения и выводы кажутся очевидными только в простейшем случае, когда топливным компонентом в реакторе является один уран-235. Однако, повторив рассуждения

для реактора с *многокомпонентной* топливной композицией, несложно убедиться в пропорциональности средней скорости реакции деления и тепловой мощности реактора в самом общем случае.

Таким образом, тепловая мощность реактора и *распределение тепловыделения в его активной зоне* связаны прямой пропорциональной зависимостью с распределением скорости реакции деления по объёму топливной композиции активной зоны реактора.

Но из сказанного также ясно, что скорость реакции деления *должна быть связана с количеством свободных нейтронов в среде активной зоны*, так как именно они (свободные нейтроны) вызывают реакции деления, радиационного захвата, рассеяния и другие нейтронные реакции. Иначе говоря, скорость реакции деления, энерговыделение в активной зоне и тепловая мощность реактора явно должны быть связаны с *характеристиками нейтронного поля* в его объёме.

2.3. Основные характеристики нейтронных полей

Нейтронное поле - это совокупность свободных нейтронов, движущихся и определённым образом распределённых в объёме материальной среды.

В частности, в интересующем нас случае, - в объёме реактора.

О каком *определённом* образе распределения нейтронов идет речь? Для того, чтобы охарактеризовать то или иное нейтронное поле и понять, чем одно нейтронное поле отличается от другого, необходимо ответить на несколько простых вопросов:

- сколько нейтронов в рассматриваемый момент времени находятся в единичном объёме среды?
- каковы эти нейтроны, чем они отличаются друг от друга и каково подавляющее (определяющее) их большинство среди общего числа нейтронов различных качеств?

- каков *характер движения* этих нейтронов - хаотический, направленный или сложный?

Для получения ответа на эти вопросы необходимо ввести *количественные характеристики* нейтронных полей. Основными, определяющими различия нейтронных полей, характеристиками являются:

- плотность нейтронов n ;
- скорость нейтронов v (или их кинетическая энергия $E=mv^2/2$);
- плотность потока нейтронов Φ ;
- плотность тока нейтронов \vec{I} .

2.3.1. Плотность нейтронов (n). Попросту говоря, это *число нейтронов, находящихся в данный момент времени в единичном объёме среды*.

Из этого определения следует, что размерность плотности нейтронов - *нейтр./см³*, или формально - см^{-3} .

Плотность нейтронов является сугубо *статической* характеристикой: в определении нет и намёка на то, что нейтроны *движутся*. В нём внимание сосредоточено только на факте *присутствия* в данный момент времени в единичном объёме среды определенного числа нейтронов, *фиксации* их в этом единичном объёме подобно тому, как моментальная фотография фиксирует положение множества движущихся объектов, попадающих в поле зрения объектива, не давая при этом представления ни о характере, ни о направлении, ни о скорости их движения.

Благостная простота этого определения, давая легко воспринимаемое представление о плотности нейтронов, имеет один изъян: представляя факт присутствия n нейтронов в единичном объёме среды, оно не даёт представления о том, равномерно или неравномерно размещены эти нейтроны в этом объёме. По существу, это простое выражение является определением *средней величины* плотности нейтронов. Для математического описания больших количеств нейтронов в больших объёмах среды *с помощью непрерывных функций* необходимо иметь строгое определение, охватывающее понятие и *локальной* плотности нейтронов.

Вот почему Ядерный Стандарт рекомендует более общее определение:

Плотность нейтронов - это отношение числа нейтронов, находящихся в данный момент времени в объёме элементарной сферы, к величине объёма этой сферы.

Элементарный объём - это объём, величина которого может быть сколь угодно малой, поэтому (в соответствии с понятием математики) оправданным является его обозначение как dV . Значит, если в объёме dV в данный момент времени содержится dN нейтронов, то *локальная* плотность нейтронов в этом элементарном объёме (практически - "в точке", т.к. в пределе элементарный объём стягивается в точку) будет:

$$n = dN/dV. \quad (2.3.1)$$

Стандартное определение плотности нейтронов, преодолевая отмеченный изъян простейшего определения, тем самым делает в нашем представлении величину ***n*** (изначально *дискретную*) величиной *непрерывной*, меняющейся в объёме среды *плавно*, "от точки к точке", допуская при этом, что *n* может принимать не только целые значения, но и *дробно-долевые*, например, $n = 0.0784$ нейтр/см³ или $n = 3.496$ нейтр/см³.

А это удобно тем, что для математического описания нейтронных полей становится возможным использовать компактный аналитический аппарат непрерывных функций, который во всех отношениях удобнее громоздких дискретных описаний.

2.3.2. Скорость нейтронов (*v*) или их кинетическая энергия (*E*). В ядерном реакторе функционируют свободные нейтроны широкого диапазона кинетических энергий - от 10^{-3} эВ до десятков МэВ. Для удобства их различий они классифицируются на:

- *быстрые нейтроны* (с кинетическими энергиями выше 0.1 МэВ);
- *промежуточные нейтроны* (с энергиями $0.625 \text{ эВ} < E < 0.1 \text{ МэВ}$);
- *медленные нейтроны* (с энергиями ниже 0.625 эВ).

Необходимость такой классификации обусловлена тем, что нейтроны различных кинетических энергий обладают *различной* склонностью к вступлению в различные нейтронные реакции с ядрами одних веществ.

*) По этой причине, говоря о плотности нейтронов, следует всегда указывать, о нейтронах какой энергии идёт речь. Математическая форма записи - $n(E)$ - полностью отвечает этому: указывается и величина плотности нейтронов, и величина их кинетической энергии. Ибо, поскольку в рассматриваемом единичном объёме, кроме нейтронов с энергией E , обязательно есть ещё нейтроны самых различных энергий очень широкого диапазона, суммарная (интегральная) плотность нейтронов всех возможных энергий будет:

$$n = \int_0^{\infty} n(E) dE \quad (2.3.2)$$

Особую часть медленных нейтронов составляют ***тепловые нейтроны*** - то есть нейтроны, находящиеся в кинетическом равновесии с ядрами среды, в которой они движутся. Поскольку энергетическое распределение молекул (а следовательно, и атомов, и ядер атомов) в их тепловом движении имеет вид спектра Л.Больцмана:

$$N(E) = N_0 \cdot C \cdot E \exp(-E / kT),$$

- аналогичное распределение должны иметь в *непоглощающей среде* и тепловые нейтроны: раз они находятся в кинетическом равновесии с ядрами атомов среды, то каждой группе ядер, имеющих определенную энергию E , должна соответствовать пропорциональная по численности группа нейтронов той же энергии. Поэтому энергетический спектр тепловых нейтронов – *спектр Максвелла (Maxwell)* - в идеальной (не поглощающей тепловые нейтроны) среде формально описывается тем же выражением:

$$n(E) = n_0 C E \exp(-E / kT), \quad (2.3.3)$$

где: $n(E)$ - плотность тепловых нейтронов, имеющих энергии в элементарном интервале dE вблизи значения E ;

n_0 - интегральная плотность тепловых нейтронов всех возможных энергий в среде с термодинамической температурой T ;

$k = 8.62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К - постоянная Больцмана;

C - постоянный множитель нормировки.

В реальных (поглощающих тепловые нейтроны) средах максвелловское распределение тепловых нейтронов по энергиям, конечно, нарушается. Однако, компактное математическое удобство этого выражения настолько велико, что условились считать, что и в *поглощающей тепловые нейтроны среде* энергетическое распределение тепловых нейтронов сохраняет *ту же гауссову форму, что и в непоглощающей среде*:

$$n(E) = n_0 C E \exp(-E / kT_n), \quad (2.3.4)$$

с той лишь разницей, что в показателе экспоненциала стоит не термодинамическая температура среды T , а так называемая *температура нейтронов* T_n .

Максвелловский спектр тепловых нейтронов (рис.2.9) характеризуется следующими присущими ему энергиями тепловых нейтронов:

а) **Наиболее вероятной энергией** $E_{nv} = kT_n$, соответствующей максимуму распределения тепловых нейтронов по энергиям при температуре нейтронов T_n . Это означает, что тепловых нейтронов с кинетической энергией E_{nv} в среде *больше, чем тепловых нейтронов любых других энергий* (до 36% от общего числа тепловых нейтронов).

б) **Средней энергией тепловых нейтронов**:

$$E_{cp} = (1/n_0) \int_0^{\infty} E n(E) dE \quad (2.3.5)$$

Подстановка в (2.3.5) выражения (2.3.4) приводит к величине:

$$E_{cp} = 4kT_n / \pi \approx 1.273 kT_n = 1.273 E_{nv} \quad (2.3.6)$$

В частности при температуре нейтронов $T_{n0} = 293K$ (или $20^\circ C$), называемой **стандартной температурой**, наиболее вероятная и средняя энергии тепловых нейтронов соответственно равны:

$$E_{nv} = 0.0253 \text{ эВ} \quad E_{cp} = 0.0322 \text{ эВ}$$

Заметим одно *счастливое* свойство максвелловского спектра:

Отношение средней и наиболее вероятной энергий нейтронов в спектре Максвелла при постоянной температуре нейтронов есть величина постоянная, равная $E_{cp}/E_{nv} = 4/\pi \approx 1.273$.

Следовательно, отношение *скоростей* нейтронов, соответствующих средней и наиболее вероятной энергиям тепловых нейтронов:

$$v_{cp} / v_{nv} = \sqrt{\frac{4}{\pi}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \approx 1.128, \quad (2.3.7)$$

- то есть **также является постоянной величиной**. Запомним это. Понятие средней энергии тепловых нейтронов понадобилось нам для того, чтобы поведение и взаимодействия *всей совокупности* различных по энергиям тепловых нейтронов *заменить* эквивалентным их взаимодействием с ядрами среды так, словно *все они одинаковы по энергиям*, а значит - и по *своим свойствам*. Суммирование кинетической энергии всех тепловых нейтронов и раздел этой суммы поровну между всеми тепловыми нейтронами - см. формулу (2.3.5) - как раз и приводит к понятию "среднего теплового нейтрона", подобно понятию "среднего нейтрона деления", с которым мы уже имели дело, говоря о спектре Уатта.

Итак, спектр нейтронов, то есть их энергетическое распределение в среде, является второй характеристикой нейтронного поля.

К сожалению, теория реакторов до сих пор не располагает компактным аналитическим выражением для спектра **всех** нейтронов в реакторе, и поэтому задачу по выяс-

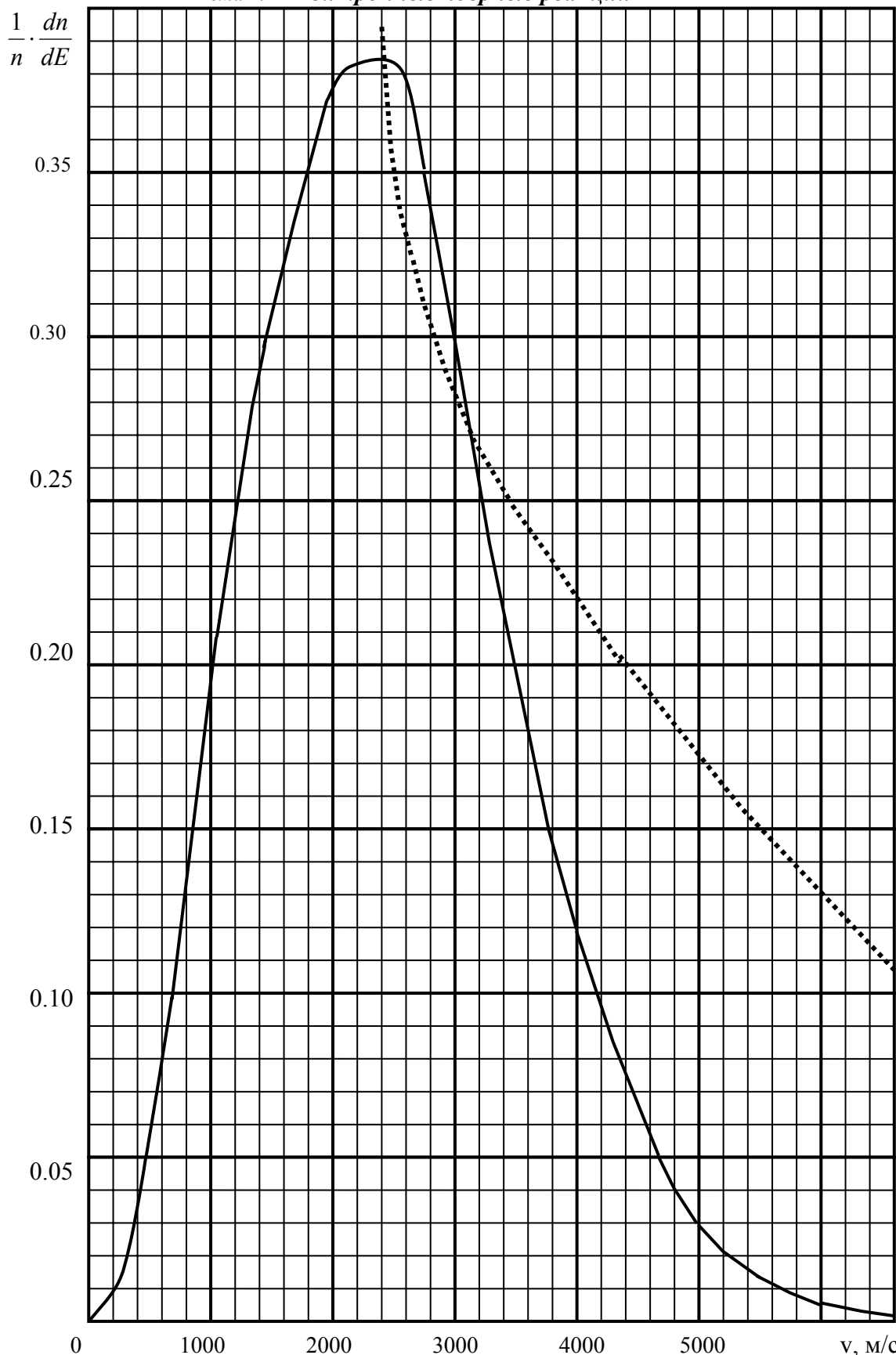


Рис. 2.9. Скоростной спектр тепловых нейтронов – спектр Максвелла и гипербола « $const / v$ », по которой скользит максимум спектра с повышением температуры тепловых нейтронов

нению реакторного спектра приходится решать путём громоздких вычислений с помощью ЭВМ. Частные же задачи теории решаются на базе *трёх энергетических спектров*: спектр нейтронов деления (Уатта); спектр тепловых нейтронов (Максвелла) и спектр замедляющихся нейтронов (Ферми), с которым мы познакомимся позже.

2.3.3. Плотность потока нейтронов. Третья из основных характеристик нейтронных полей - *плотность потока нейтронов* (Φ) - является попросту *произведением первых двух*: плотности нейтронов на их скорость:

$$\Phi = n \cdot v \quad (2.3.8)$$

По физическому смыслу эта величина - *суммарный секундный путь всех нейтронов в 1 см³ среды*. Однако размерность плотности потока - *нейтр/см²с* - может привести к путанице в попытках обнаружить физический смысл этой величины в самой размерности: сразу воображается некая плоская площадка размером в 1 см², через которую ежесекундно проходит определенное число нейтронов. Такому представлению способствует прошлый опыт изучения сходным образом звучащих величин иной физической природы: плотности потока жидкости (из гидродинамики), плотности магнитного потока и плотности потока электронов в проводнике (из электродинамики), плотности теплового потока на теплоотдающей поверхности (из теплотехники) и другими. Аналогия плотности потока нейтронов с перечисленными величинами (увы!) несостоятельна, так как все эти величины характеризуют *направленный* перенос энергии, а нейтроны в единичном объеме среды движутся не направленно, а *хаотично* по всем возможным направлениям.

На первый взгляд эта характеристика вообще кажется *лишней*, так как она - простая комбинация двух других характеристик нейтронных полей - плотности (n) и скорости (v) нейтронов. Однако, самое простое рассуждение о том, что секундное количество актов любой нейтронной реакции в 1 см³ среды должно быть *прямо пропорционально* величинам и плотности нейтронов (n), и скорости их переноса (v), а, следовательно, - величине *плотности потока нейтронов* (Φ), даёт этой характеристике право на существование. Действительно, чем больше плотность нейтронов n и чем больше скорость их перемещения v , тем больше шансов имеют все эти нейтроны в 1 см³ среды *провазимодействовать* с ядрами среды в течение 1 с и вызвать те или иные нейтронные реакции.

В этих рассуждениях, как видим, не содержится ни малейшего намека на привязку к какому-либо конкретному направлению движения нейтронов в единичном объеме среды. Но зададим себе вопрос: а важно ли вообще направление, по которому нейтрон перед взаимодействием приближается к ядру, если разговор в конечном счёте сводится к ответу на другой вопрос: *произойдет ядерное взаимодействие или не произойдет?* - Ведь нас, в конце концов, интересует секундное количество конкретных взаимодействий каждого вида в единичном объеме среды. И если нам не известно о какой-либо *анизотропии* свойств ядер по отношению к взаимодействующим с ними с разных направлений нейтронам, то проще предположить, что *ядру безразлично*, ударит ли его нейтрон "в лоб" или "по затылку", - результат должен быть *одинаковым*! А это значит, что для удовлетворения нашего интереса, касающегося *только* скоростей нейтронных реакций, нам достаточно *скалярной* характеристики нейтронного поля (каковой Φ и является).

Но отметим всё-таки, что, представляя ядро в виде сферы, даже предполагая изотропность действия ядерных сил в пределах этой сферы, говоря о вероятности взаимодействия нейтрона с ядром, *невозможно* обойтись в рассуждениях без величины *поверхности* этой сферы: ведь для нейтронной реакции *необходимо*, чтобы приближающийся извне нейтрон *пересек* поверхность этой сферы. И чем больше величина этой поверхности, тем больше ограничивающий ее объем, тем больше нейтронов имеют возможность попасть в этот объем, инициируя ту или иную нейтронную реакцию.

Поэтому вероятность взаимодействия ядра с нейтронами, пересекающими извне поверхность сферы действия ядерных сил ядра, должна быть пропорциональна плотности потока нейтронов вблизи ядра, подразумевая под последней *отношение* числа падающих за 1 с на поверхность сферы нейтронов к величине поверхности этой сферы. Та же размерность - *нейтр/см²с*; та же *скалярность* величины (ведь поверхность сферы в целом не направлена никуда и в то же время направлена куда угодно).

А теперь сравним это определение со строгим определением плотности потока нейтронов, которое дает Стандарт:

Плотность потока нейтронов - это отношение числа нейтронов, ежесекундно падающих на поверхность элементарной сферы, к величине диаметрального сечения этой сферы.

Та же размерность - *нейтр./см²с*. Та же скалярность: диаметральные сечения в любой сфере можно указать бесчисленное множество, и каждое из них имеет *своё* направление нормали. И если допустить, что элементарная сфера имеет размер сферы действия ядерных сил ядра, то ее поверхность $S_{cf} = 4\pi R^2$, а величина любого диаметрального сечения этой сферы $S_D = \pi R^2$ - величина в 4 раза меньшая, чем поверхность сферы. То есть в определении, появившемся из приведенных выше рассуждений, фигурировала бы вчетверо меньшая величина, чем в стандартном определении.

Что касается *элементарности* сферы, отмеченной в стандартном определении, необходимость её обусловлена той же причиной, что и в определении плотности нейтронов: желанием сделать плотность потока нейтронов Φ **непрерывной величиной** с целью использования при исследовании нейтронных полей компактного аналитического аппарата непрерывных функций.

И последнее. Говоря о плотности потока нейтронов Φ , нельзя говорить о ней *вообще*; следует обязательно оговаривать и указывать, о нейтронах какой кинетической энергии идёт речь. В противном случае возникает уже не просто неопределённость, о которой упоминалось в п.2.3.2, а бессмыслица, суть которой ясна из простого примера. Если просто сказать, что $\Phi = 60$ *нейтр/см²с*, то это все равно, что *ничего не сказать*, так как такая величина плотности потока может обеспечиваться:

- одним нейтроном со скоростью $v = 60$ см/с;
- двумя нейтронами со скоростями $v = 30$ см/с;
- тремя нейтронами со скоростями $v = 20$ см/с;
- четырьмя нейтронами со скоростями $v = 15$ см/с;
- пятью нейтронами со скоростями $v = 12$ см/с;
- шестью нейтронами со скоростями $v = 10$ см/с;
- десятью нейтронами со скоростями $v = 6$ см/с и т.д.

А результаты взаимодействия этих комбинаций нейтронов с ядрами среды во всех этих случаях будут *различными*. **Вот почему, указывая значение Φ , важно для определённости всегда указывать энергию нейтронов: $\Phi(E)$.**

2.3.4. Плотность тока нейтронов. В отличие от первых трёх характеристик нейтронного поля, в определениях которых игнорируется понятие направления перемещения нейтронов, плотность тока - величина *векторная*. Она даёт представление как о *генеральном направлении* перемещения больших количеств хаотично движущихся нейтронов, так и об *интенсивности* перемещения нейтронов в этом направлении.

Нейтроны в среде, подобно молекулам воды в горной реке, перемещаются во всех мыслимых направлениях. Но как в реке существует генеральное направление перемещения воды (по руслу), так подобное направление существует и для перемещения нейтронов. В задачах теории реакторов об утечке нейтронов из активной зоны, об эффективности работы отражателя и многих других как раз требуется знание направления и интенсивности диффузии нейтронов.

Существо плотности тока нейтронов нетрудно понять, отталкиваясь от более простого частного случая её *проекции на координатную ось*.

В точке с координатами (x, y, z) , где нам желательно знать величину и направление вектора плотности тока нейтронов $\vec{I}(x, y, z)$, мысленно выделим единичную плоскую площадку, перпендикулярную к оси Ox , и подсчитаем количества нейтронов, ежесекундно пересекающих эту площадку под всеми возможными углами слева направо (в положительном направлении оси Ox) и справа налево (в отрицательном направлении Ox). Пусть в результате подсчётов оказалось, что первая величина равна I_{+x} *нейтр/см²с*, а вторая - I_{-x} *нейтр/см²с*.

Тогда их разница $I_x = I_{+x} - I_{-x}$, являясь по смыслу нашего рассуждения *скалярной* величиной, уже своим *знаком* должна показать направление преимущественного перемещения нейтронов: если $I_x > 0$, то это означает, что больше нейтронов вдоль Ox перемещается в *положительном* направлении, а если $I_x < 0$, то больше нейтронов перемещается в *отрицательном* направлении. Сама

же эта разностная величина I_x определяет интенсивность переноса нейтронов вдоль оси Ox в преимущественном направлении.

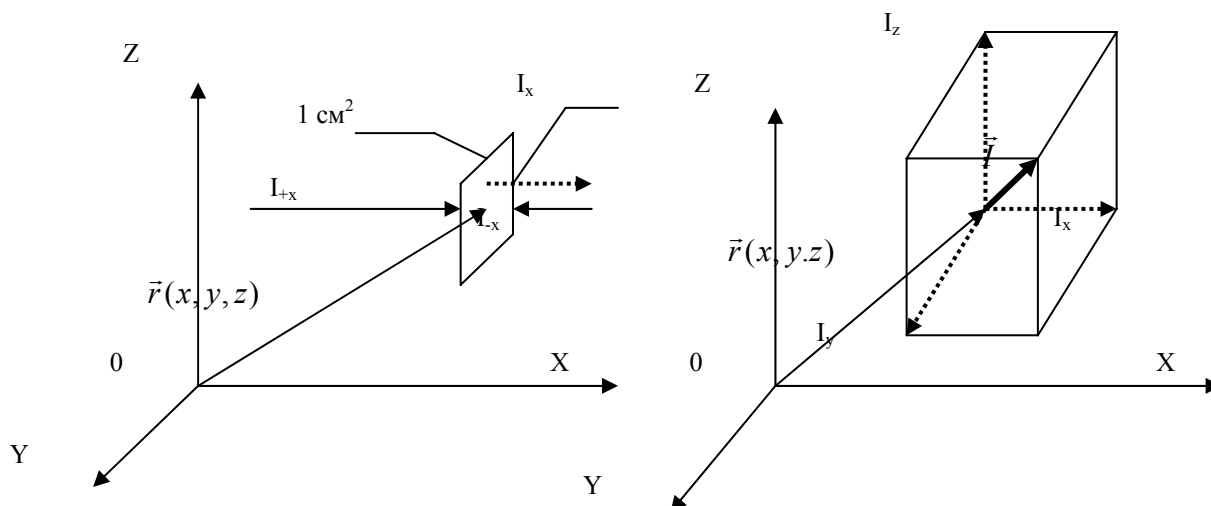


Рис. 2.10. К пояснению понятия локальной плотности тока нейтронов.

Аналогичные рассуждения можно проделать и относительно перемещений той же совокупности хаотично движущихся нейтронов вдоль координатных осей OY и OZ и получить величины двух других проекций вектора $\vec{I}(x, y, z)$ - I_y и I_z . Зная величины проекций вектора на координатные оси, можно записать выражение и для самого вектора:

$$\vec{I}(x, y, z) = I_x \vec{i} + I_y \vec{j} + I_z \vec{k}, \quad (2.3.9)$$

найти его скалярную величину:

$$|\vec{I}| = \sqrt{I_x^2 + I_y^2 + I_z^2}, \quad (2.3.10)$$

и величины направляющих косинусов:

$$\cos \alpha = I_x / |\vec{I}|; \quad \cos \beta = I_y / |\vec{I}|; \quad \cos \gamma = I_z / |\vec{I}|. \quad (2.3.11)$$

Стандарт даёт следующее определение плотности тока нейтронов:

Плотность тока нейтронов - это вектор, модуль которого численно равен разности чисел нейтронов, ежесекундно пересекающих единичную плоскую площадку, перпендикулярную направлению этого вектора, в двух противоположных направлениях.

Скалярная размерность величины плотности тока нейтронов - $\text{нейтр}/\text{см}^2\text{с}$ - совпадает с размерностью плотности потока нейтронов. Однако, как видим, физический смысл этих двух характеристик нейтронных полей совершенно различный.

В теории реакторов к величине плотности тока нейтронов, несмотря на её дискретный смысл (ведь речь идет разностях чисел нейтронов, которые могут быть только целыми), относятся как к величине непрерывной по тем же соображениям, что и n и Φ .

2.3.5. Ещё пара понятий. Рассмотренные выше характеристики нейтронных полей - не единственные, а лишь основные, самые необходимые для решения задач теории реакторов.

Кроме того, в теории реакторов используются ещё несколько заимствованных из математики и физики понятий, связанных с нейтронными полями, позволяющих сразу схватить особенность того или иного нейтронного поля без использования строгих количественных оценок.

а) **Стационарное нейтронное поле** - это поле, характеристики которого в каждой его точке неизменны во времени.

Стационарность нейтронного поля означает, что в любом его микрообъёме плотности нейтронов любой кинетической энергии в любой момент времени постоянны. Это совсем не значит, что нейтроны в любом микрообъёме поля застыли без движения: просто исчезающее за единицу времени количество нейтронов любой энергии (за счёт процессов радиационного захвата и утечки

из этого микрообъёма) в течение этого единичного времени *восполняется* в этом микрообъёме за счёт процессов получения новых нейтронов при делении ядер, замедления нейтронов до данного уровня энергии из области более высоких энергий и притока нейтронов данной энергии из соседних микрообъёмов.

Таким образом, стационарное нейтронное поле в активной зоне реактора имеет *динамический (равновесный, обменный) характер*.

Логическим антиподом стационарному нейтронному полю служит *нестационарное*, то есть такое, характеристики которого изменяются во времени.

б) **Однородное нейтронное поле** – стационарное поле, характеристики которого в любой точке *одинаковы*.

2.4. Скорости нейтронных реакций и их характеристики

Скоростью любой нейтронной реакции на ядрах i-го компонента среды называется число актов этой реакции, ежесекундно происходящих с этими ядрами в 1 см³ среды.

Скорости реакций удобно обозначать символом R_j^i , где нижний индекс (j) указывает на тип нейтронной реакции, а верхний - (i) - служит условным обозначением нуклида, изотопа, химического элемента или соединения (или даже их смеси), или, наконец, сложного материала, на ядрах которого происходит рассматриваемая нейтронная реакция.

Если на месте нижнего индекса j в символе R_j^i стоит:

- *c* - речь идёт о реакции **радиационного захвата** (*c* - первая буква английского слова *capture* - радиационный захват);

- *f* - речь о реакции **деления** (*fission* - деление);

- *a* - речь о реакции **поглощения** (*absorption* - поглощение);

*) Понятие поглощения нейтронов объединяет два процесса, влекущих потерю исходного нейтрона: радиационный захват и деление, - в отличие от реакции рассеяния, после которой исходный нейтрон компенсируется новым нейтроном, испускаемым ядром. Логика проста: любое поглощение нейтрона ядром в общем случае может закончиться либо непроизводительным радиационным захватом, либо делением этого ядра.

- *s* - значит имеется в виду скорость реакции **рассеяния** (*scattering* – рассеяние); в частности нижний индекс рассеяния может быть более уточняющим: *se* - обозначает *упругое* рассеяние (*scattering elastic*), а *si* - *неупругое* рассеяние (*scattering inelastic* - рассеяние неупругое).

Верхним индексом (i) может быть условная цифра (как правило, последняя цифра массового числа изотопа элемента), либо химический символ элемента, либо, наконец, любой символ для краткого обозначения материала, вещества или сложной среды, который можно придумать на ходу, оговорив его использование во избежание путаницы. Например:

- R_f^5 - скорость реакции деления ядер ^{235}U ;

- R_a^9 - скорость поглощения нейтронов ядрами ^{239}Pu ;

- R_c^8 - скорость радиационного захвата нейтронов ядрами ^{238}U ;

- R_a^{Xe} - скорость поглощения нейтронов ядрами ксенона;

- R_s^{Be} - скорость рассеяния нейтронов ядрами бериллия;

- R_{se}^C - скорость упругих рассеяний нейтронов ядрами углерода;

- R_{si}^{cm} - скорость неупругих рассеяний нейтронов в конструкционной стали и т.п.

Размерность скоростей нейтронных реакций - *акт/см³с* или формально - *см⁻³с⁻¹*.

2.4.1. Факторы, определяющие величину скорости нейтронных реакций. Из нейтронной физики известно выражение для скорости любой реакции под действием *моноэнергетических* нейтронов с энергией *E* или соответствующей ей скорости *v*:

$$R_j^i(E) = \sigma_j^i(E) \cdot N_i \cdot n(E) \cdot v(E), \quad (2.4.1)$$

где: - N_i , *см⁻³* - ядерная концентрация i-го компонента в среде;

- $n(E)$, см^{-3} - плотность нейтронов с энергией E ;
 - $v(E)$, см/с - скорость нейтронов, соответствующая их кинетической энергии E :
 есть $v(E) = (2E/m_n)^{1/2}$. (2.4.2) то

Коэффициент пропорциональности σ между характеристикой среды (N_i), характеристиками нейтронного поля (n и v) и скоростью j -ой нейтронной реакции (R) имеет размерность см^2 , что дало повод назвать его **эффективным микросечением i -го нуклида по отношению к j -ой реакции**.

Принцип индексации в обозначениях микросечений - тот же, что и у скоростей нейтронных реакций - σ_j^i , например:

- σ_a^5 - микросечение поглощения ядер ^{235}U ;
- σ_f^9 - микросечение деления ядер ^{239}U ;
- σ_s^C - микросечение рассеяния углерода C ;
- σ_c^{Xe} - микросечение радиационного захвата ксенона и т.п.

Величина произведения $\Sigma_j^i = \sigma_j^i \cdot N_i$, (2.4.3)

имеющая размерность см^{-1} , называется **эффективным макросечением вещества** по отношению к рассматриваемой (j -ой) нейтронной реакции.

Название **σ сечением** изначально рождено благодаря размерности этой величины из представлений о взаимодействии *коллинеарного пучка* моноэнергетических нейтронов с перпендикулярно расположенной к этому пучку *тонкой плоской мишенью*. То есть формула (2.4.1) по трактовке физического смысла размерности σ фактически базируется на *идеализированных* представлениях: ни коллинеарных, ни моноэнергетических пучков нейтронов в Природе не существует.

Попытаемся составить представление о микро- и макросечениях исходя из самых общих понятий.

Вообразим единичный (1см^3) объём среды, в котором находятся N_i ядер и n хаотически движущихся по всем направлениям со скоростью v см/с нейтронов.

В результате взаимодействий нейтронов этой скорости (кинетической энергии) в 1см^3 ежесекундно происходит R_j^i актов реакции j -го типа:

$$R_j^i = \sigma_j^i \cdot N_i \cdot n \cdot v.$$

Величина $nv = \Phi$ - есть плотность потока нейтронов с энергией E (или соответствующей ей скоростью нейтронов v), поэтому

$$R_j^i(E) = \sigma_j^i(E) \cdot N_i \cdot \Phi(E). \quad (2.4.4)$$

Величина скорости реакции R_j^i имеет размерность $1/\text{см}^3\text{с}$ или иначе $(1/\text{с}):\text{см}^3$, то есть, по существу, - это размерность **частоты**, отнесенная к размерности *объёма*. Действительно, скорость нейтронной реакции R_j^i при самом взыскательном подходе есть **не что иное как частота следования во времени отдельных актов нейтронной реакции в единичном объёме среды**.

Тогда величина $R_j^i/\Phi = \Sigma_j^i$ с размерностью см^{-1} - это **частота j -ой реакции, возбуждаемая на ядрах единичного объёма среды потоком нейтронов единичной плотности** ($\Phi = 1$ нейтр/ $\text{см}^2\text{с}$).

Эффективное макросечение j -ой нейтронной реакции на ядрах рассматриваемого вещества - есть частота этой реакции, возбуждаемая на ядрах единичного объёма вещества потоком нейтронов единичной плотности.

Величина же $\sigma_j^i = \Sigma_j^i/N_i = (R_j^i/\Phi)/N_i$ - это **частота j -ой реакции, возбуждаемая потоком нейтронов единичной плотности и приходящаяся на объём среды, содержащий одно ядро**, поскольку, если разделить единичный объём вещества на количество содержащихся в нём ядер N_i , то в результате получается **величина объёма среды, относимая к одному ядру**.

А так как единичную плотность потока нейтронов ($\Phi = 1$ нейтр/ $\text{см}^2\text{с}$) при дискретном отношении к нейтрону *нельзя* себе представить иначе, как **1 нейтрон в единичном объёме, движущийся с единичной (1см/с) скоростью**, то можно дать такое общее определение микросечения:

Эффективное микросечение i -ых ядер - это частота рассматриваемой реакции, возбуждаемая потоком нейтронов единичной плотности в объеме среды, содержащем одно i -ое ядро.

Аналогично:

Эффективное макросечение ВЕЩЕСТВА - это частота рассматриваемой реакции, возбуждаемая потоком нейтронов единичной плотности в единичном объеме вещества, содержащим все рассматриваемые ядра.

Принципиальная разница понятий микро- и макросечения состоит не только в различии размерностей, но и в том, что *микросечение* - характеристика **одиночного нуклида**, а *макросечение* - характеристика **целого вещества**, которое может состоять из одного или нескольких нуклидов.

Из интерпретации плотности потока нейтронов Φ как суммарного пробега n нейтронов в 1 см³ за 1 с и формулы $R_j^i = \Sigma_j^i \Phi$ следует другая интерпретация макросечения. Если $\Phi = nv$ - суммарный секундный путь n нейтронов, движущихся со скоростью v см/с в единичном объеме, а секундное количество актов рассматриваемой (j -ой) реакции в этом же единичном объеме равно $R_j^i = \Sigma_j^i \Phi$, то каждый акт рассматриваемой реакции происходит в среднем по прохождении нейтронами этого единичного объема *некоторого среднего пробега*, равного:

$$\lambda_j^i = \Phi / R_j^i = \Phi / \Sigma_j^i \Phi = 1 / \Sigma_j^i. \quad (2.4.5)$$

То есть макросечение вещества $\Sigma_j^i = 1/\lambda_j^i$ - есть величина, **обратная среднему свободному пробегу моноэнергетических нейтронов в единичном объеме этого вещества за время между двумя непосредственно следующими друг за другом во времени актами рассматриваемой реакции.**

Величина λ_j^i не изменится, если построить вышеприведенные рассуждения на **единичной** плотности нейтронов, то есть считать, что в единичном объеме среды движется только 1 нейтрон со скоростью v см/с. В этом случае $\Phi = 1 \cdot v$, но эта величина, стоящая в числителе и знаменателе выражения (2.4.5), сократится. Следовательно:

Макросечение вещества по отношению к j -ой нейтронной реакции - это величина, обратная средней длине пробега свободного нейтрона в веществе до возникновения этой реакции.

Длины свободного пробега нейтронов в веществах (λ_j^i) индексируются точно так же, как и макросечения, например:

- λ_s^C - длина свободного пробега между рассеяниями в графите;
- λ_a^{cm} - длина свободного пробега до поглощения в стали;
- λ_f^5 - длина свободного пробега до деления в уране-235;
- λ_c^{Cd} - длина свободного пробега до радиозахвата в кадмии и т.п.

*) Часто названия этих длин сокращают до: "длина пробега до поглощения" или "пробег до поглощения".

2.4.2. Соотношения микросечений одного нуклида. Микросечение любого нуклида по отношению к любой нейтронной реакции - величина, **пропорциональная вероятности этой реакции на одиночном ядре под действием одиночного нейтрона в единицу времени.** Пользуясь терминологией теории вероятностей, можно утверждать, что одновременное рассеяние и поглощение нейтрона одним ядром - **события несовместные**. Поэтому **вероятность любого из этих процессов равна сумме вероятностей каждого из них**, а, следовательно:

$$\sigma^i = \sigma_a^i + \sigma_s^i \quad (2.4.6)$$

Величина σ^i называется **полным микросечением** i -го нуклида (часто полное микросечение нуклида обозначается как σ_{tot} ; слово *total* почти во всех языках романской группы имеет значение **полный**). Итак:

Полное микросечение нуклида складывается из микросечений поглощения и рассеяния и представляет собой величину, пропорциональную вероятности того, что на рассматриваемом одиночном нуклиде при взаимодействии с одиночным нейтроном произойдет

в единицу времени либо поглощение нейтрона, либо его рассеяние.

Точно так же реакции, приводящие к поглощению нейтрона одиночным ядром - радиационный захват и деление - являются одновременно *несовместными событиями* (поглощение нейтрона ядром завершается *либо* радиационным захватом нейтрона, *либо* делением ядра), поэтому:

$$\sigma_a^i = \sigma_c^i + \sigma_f^i \quad (2.4.7)$$

Формула (2.4.7) справедлива для любых (и делящихся, и неделящихся) нуклидов, но так как у *неделящихся* нуклидов $\sigma_f^i = 0$, то у таких нуклидов $\sigma_a^i = \sigma_c^i$, то есть:

У неделящихся нуклидов микросечения поглощения и радиационного захвата одинаковы, у делящихся нуклидов микросечение поглощения больше микросечения радиационного захвата на величину микросечения деления.

Иначе говоря, для всех неделящихся нуклидов (каковых подавляющее большинство) понятия поглощения и радиационного захвата *идентичны*.

Аналогично из несовместности одновременного акта упругого и неупругого рассеяния на одном ядре следует:

$$\sigma_s^i = \sigma_{se}^i + \sigma_{si}^i \quad (2.4.8)$$

Таким образом, полное микросечение нейтронных взаимодействий нуклида в самом общем случае:

$$\sigma^i = \sigma_c^i + \sigma_f^i + \sigma_{se}^i + \sigma_{si}^i \quad (2.4.9)$$

2.4.3. Макросечения сложных сред. Если *гомогенная* среда состоит из k сортов различных ядер, каждый из которых в этом гомогенном объёме имеет свою ядерную концентрацию (N_i), а плотность потока нейтронов в нём равна Φ нейтр/см²с, то очевидно, что суммарная скорость любой нейтронной реакции на *всех* ядрах единичного объёма этой среды будет равна *сумме* скоростей этой реакции на ядрах каждого сорта:

$$\begin{aligned} (R_j)^{cp} &= \sigma_j^1 N_1 \Phi + \sigma_j^2 N_2 \Phi + \sigma_j^3 N_3 \Phi + \dots + \sigma_j^k N_k \Phi = \\ &= (\sigma_j^1 + \sigma_j^2 + \sigma_j^3 + \dots + \sigma_j^k) \Phi = \Phi \sum_{i=1}^k (\sigma_j^i). \end{aligned}$$

Отсюда следует, что *среднее макросечение* этой гомогенной среды:

$$\Sigma_j^{cp} = \sum_{i=1}^k \Sigma_j^i = \Sigma_j^1 + \Sigma_j^2 + \Sigma_j^3 + \dots + \Sigma_j^k = \sigma_j^1 N_1 + \sigma_j^2 N_2 + \sigma_j^3 N_3 + \dots + \sigma_j^k N_k. \quad (2.4.10)$$

Таким образом, эффективные макросечения сложных гомогенных сред (химических соединений, растворов, сплавов или просто хорошо перемешанных тонкодисперсных смесей) легко вычисляются, если известны значения микросечений компонентов и их ядерные концентрации.

Характерные случаи вычисления ядерных концентраций компонентов гомогенных сред разобраны в п.1.1.1. Что же касается вычисления эффективных микросечений компонентов, то с этим дело обстоит немного сложнее, поскольку зависимости различных микросечений нуклидов от энергии взаимодействующих с ними нейтронов **существенно различны**, и единых закономерностей в этих зависимостях для диапазона "реакторных нейтронов" (0 ÷ 20) МэВ не установлено.

2.4.4. Зависимости $\sigma(E)$ в области медленных нейтронов. Единственной закономерностью зависимости микросечений поглощения (радиационного захвата, деления) для подавляющего большинства нуклидов от энергии нейтронов является зависимость $\sigma(E)$ в области медленных нейтронов:

Величины микросечений поглощения нуклидов в области медленных энергий нейтронов (0 ÷ 0.625 эВ) изменяются обратно пропорционально скорости нейтронов, т.е.

$$\sigma_a(v) = \text{const} / v \quad (2.4.11)$$

Это предложение в виде гипотезы впервые высказано Л.Ландау и чаще всего называется **законом обратной скорости** или просто **законом "1/v"**.

Обратную пропорциональность этой зависимости можно записать и так:

$$\sigma_a(v)/\sigma_a(v_o) = v_o/v, \quad \text{или} \quad \sigma_a(E)/\sigma_a(E_o) = (E_o/E)^{1/2}, \quad \text{или}$$

$$\sigma_a(E) = \text{const} / E^{1/2} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E}}, \quad (2.4.11a)$$

то есть **в области медленных энергий нейтронов величины микросечений поглощения подчинены закономерности "1/√E"**.

Этот простой вид зависимости позволяет избрать некоторую "стандартную скорость" (v_o) или соответствующую ей "стандартную энергию" (E_o), при которой можно *табулировать* величины микросечений поглощения (радиационного захвата, деления), измеренные в одинаковых условиях, и, исходя впоследствии из этих *табличных* значений (σ_{ao}), легко вычислять на основе единой закономерности величины микросечений поглощения для нейтронов любых других кинетических энергий (скоростей).

В качестве такой "стандартной" энергии нейтронов, для которой табулируются сечения поглощения нуклидов для медленных нейтронов, принята наиболее вероятная энергия тепловых нейтронов в их максвелловском распределении

$$E_o = (E_{нв})_{mn} = kT_n$$

при "комнатной" температуре нейтронов $t_n = 20^\circ\text{C}$ или $T_n = 293\text{K}$, то есть *при наиболее вероятной энергии тепловых нейтронов в среде, равной*

$$E_o = 0.0253 \text{ эВ} \quad \text{или} \quad E_o = 4.0536 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}$$

Этой наиболее вероятной энергии тепловых нейтронов соответствует их скорость

$$v_o = (2E_o/m_n)^{1/2} = (2 \cdot 4.0536 \cdot 10^{-21} / 1.6749 \cdot 10^{-27})^{1/2} = 2200 \text{ м/с}$$

Нейтроны с $v_o = 2200 \text{ м/с}$ или $E_o = 0.0253 \text{ эВ}$ принято называть **стандартными тепловыми нейтронами**, а величины микросечений поглощения (радиационного захвата, деления) для этих параметров - **стандартными микросечениями**.

Именно величины стандартных микросечений нуклидов приводятся в любом справочнике по ядерным константам для тепловых нейтронов.

Итак, исходя из закономерности (2.4.11a), величина эффективного микросечения поглощения при любой наиболее вероятной тепловых нейтронов ($E_{нв}$), соответствующей температуре тепловых нейтронов $T_n = 293 \text{ K}$:

$$\sigma_a(E_{нв}) = \sigma_{ao} \sqrt{\frac{E_o}{E_{нв}}} = \sigma_{ao} \sqrt{\frac{T_o}{T_n}} = \sigma_{ao} \sqrt{\frac{293}{T_n}} \quad (2.4.12)$$

Но *вся совокупность тепловых нейтронов* - это не только тепловые нейтроны с наиболее вероятной энергией ($E_{нв}$). И для того, чтобы охарактеризовать способность *всех тепловых нейтронов* к взаимодействию с нуклидами определенного вида, надо знать их *среднюю энергию*, для того, чтобы относиться *ко всем различным по энергиям* реальным тепловым нейтронам максвелловского спектра *как к такому же количеству тепловых нейтронов, но имеющих одинаковую, среднюю энергию*. Иначе говоря, *реальная совокупность тепловых нейтронов мысленно заменяется таким же числом "усреднённых" тепловых нейтронов (то есть имеющих одинаковую энергию, равную средней энергии максвелловского спектра E_{cp})*.

В п.2.3.2 уже отмечалась "счастливая" особенность максвелловского спектра: какой бы ни была температура нейтронов T_n (и соответствующая ей наиболее вероятная энергия тепловых нейтронов $E_{нв}$), *отношение средней энергии (E_{cp}) к наиболее вероятной энергии ($E_{нв}$) - есть величина постоянная, равная*

$$E_{cp}/E_{нв} = 4/\pi \approx 1.273$$

Следовательно, отношение эффективных микросечений поглощения при средней и при наиболее вероятной энергиях тепловых нейтронов в силу закона "1/v"

$$\sigma_a(E_{cp})/\sigma_a(E_{нв}) = \sqrt{\frac{E_{нв}}{E_{cp}}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \approx 0.886.$$

Отсюда следует, что величина микросечения поглощения при средней энергии тепловых нейтронов:

$$\sigma_a(E_{cp}) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_a(E_{нв}), \text{ а с учётом (2.4.12) } \sigma_a(T_n) = \sigma_{ao} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{293}{T_n}}. \quad (2.4.13)$$

Итак, для того, чтобы найти величину среднеэффективного микросечения поглощения (радиационного захвата, деления) для ядер рассматриваемого сорта (подчиняющихся закону "1/v") надо соответствующее стандартное микросечение умножить на коэффициент усреднения по спектру Максвелла ($\sqrt{\pi}/2$), и результат умножить на корректирующий сомножитель $\sqrt{293/T_n}$, учитывающий подвижку максимума спектра Максвелла в область более высоких энергий с ростом температуры нейтронов T_n .

Так вычисляются среднеэффективные микросечения поглощения для подавляющего большинства известных нуклидов, которые подчиняются закону "1/v".

К сожалению, не все нуклиды подчиняются закону "1/v": большинство делящихся нуклидов (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu ...) и некоторые радиоактивные нуклиды и вещества (D_2O) существенно отличаются от этой удобной зависимости, и единой теоретической закономерности в отклонениях $\sigma_a(v)$ от закона "1/v" для подобных нуклидов установить не удалось. Не подчиняются закону "1/v" и ядра углерода в графите.

Для вычислений среднеэффективных микросечений поглощения для не подчиняющихся закону "1/v" нуклидов пользуются той же формулой (2.4.13) (тем самым, полагая, что микросечения подчиняются закону "1/v"), добавляя в правую её часть ещё один корректирующий множитель g_j^i , называемый **фактором Весткотта** и учитывающий отклонение величины реально измеренного микросечения от величины этого сечения, рассчитанного по формуле (2.4.13) при рассматриваемой температуре нейтронов. Иначе говоря:

Фактор Весткотта g_j^i для i -го нуклида и j -ой реакции (поглощения, радиационного захвата или деления) - есть отношение реальной величины сечения к той его величине, которая была бы при той же температуре нейтронов, если бы зависимость $\sigma_j^i(v)$ подчинялась закону "1/v".

Таким образом, расчётная формула (2.4.13) с учётом весткоттовской коррекции приобретает **общий** на все случаи жизни вид:

$$\sigma_j^i(T_n) = (\sigma_j^i)_o \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{293}{T_n}} \cdot g_j^i(T_n), \quad (2.4.14)$$

где фактор Весткотта для j -ой реакции i -го нуклида либо берётся из справочных таблиц, либо вычисляется по *эмпирическим формулам*, полученным на основе результатов физических экспериментов.

Например, для микросечения поглощения урана-235 фактор Весткотта с погрешностью не более $\pm 1.5\%$ описывается зависимостью

$$g_a^5(T_n) = 0.912 + 0.25 \exp(-0.00475 T_n). \quad (2.4.15)$$

Фактор Весткотта для микросечений деления урана-235 на графике $g_f^5(T_n)$ выглядит практически эквидистантным к кривой $g_a^5(T_n)$, то есть:

$$g_f^5(T_n) = g_a^5(T_n) - 0.004. \quad (2.4.16)$$

Для другого важного топливного компонента ядерных реакторов - плутония-239 - факторы Весткотта для микросечений поглощения и деления аппроксимируются квадратными полиномами с точностью $\pm 3\%$:

$$g_a^9(T_n) = 0.9442 - 4.038 \cdot 10^{-4} T_n + 2.6375 \cdot 10^{-6} T_n^2 \quad (2.4.17)$$

$$g_f^9(T_n) = 0.8948 - 1.430 \cdot 10^{-4} T_n + 2.022 \cdot 10^{-6} T_n^2 \quad (2.4.18)$$

Указанная точность приведенных эмпирических зависимостей обеспечивается в пределах температур нейтронов до 2000 К.

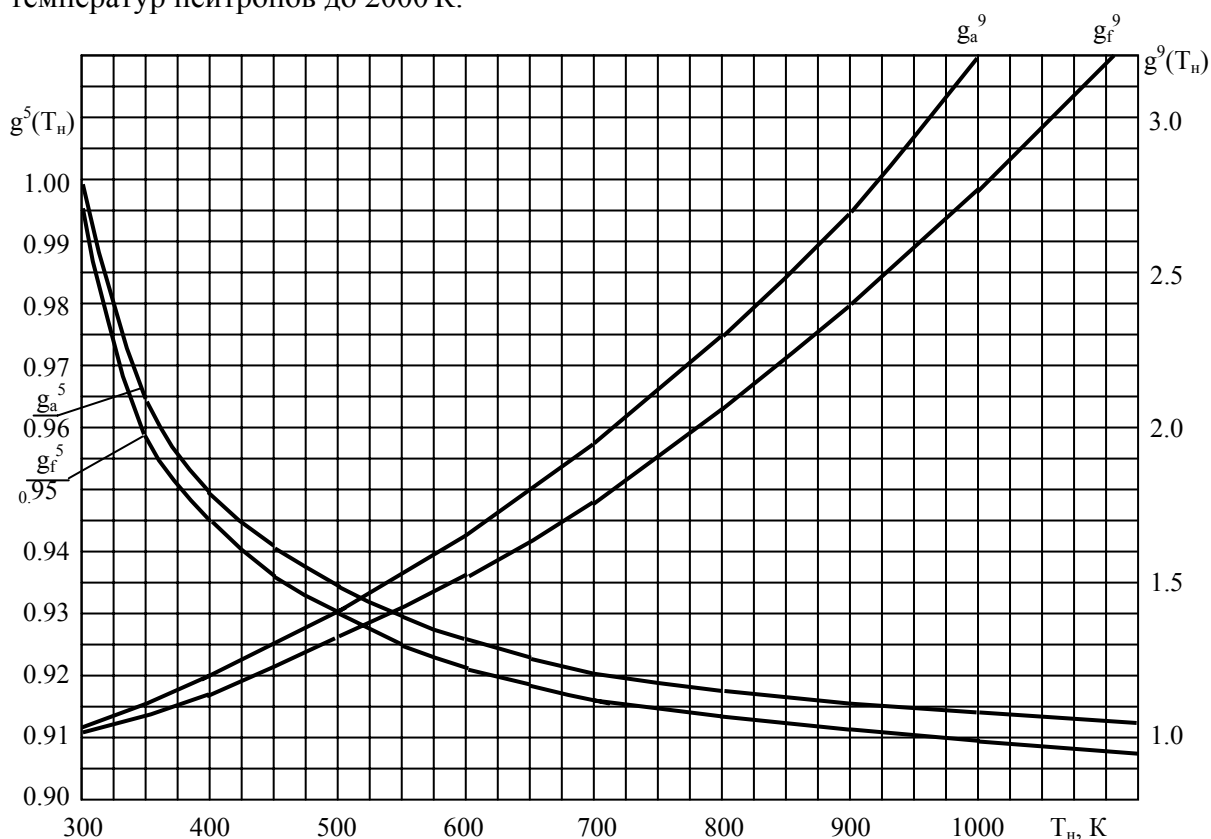


Рис.2.11. Факторы Весткотта – меры отклонений зависимостей реальных микросечений поглощения и деления ядер ^{235}U и ^{239}Pu от закона « $1/v$ ».

Все сказанное о зависимости " $1/v$ " касается *только* микросечений *поглощения, радиационного захвата и деления* (то есть справедливо только для реакций, приводящих к поглощению нейтронов).

Зависимости микросечений упругого и неупругого рассеяния в области медленных энергий нейтронов для подавляющего большинства нуклидов очень несущественны, что дало повод к тому, чтобы в справочные таблицы внести их уже *усреднёнными по спектру Максвелла* и считать, **что величины микросечений рассеяния тепловых нейтронов нуклидами от величины кинетической энергии нейтронов не зависят.**

Тема 3

КРИТИЧНОСТЬ РЕАКТОРА И УСЛОВИЯ ЕЁ РЕАЛИЗАЦИИ

Ранее в п.2.2.4 была получена формула (2.2.7) для мощности ядерного реактора:

$$N_p = 3.204 \cdot 10^{-11} R_f^5 V_T,$$

где R_f^5 - средняя по объёму топлива (V_T) активной зоны скорость реакции деления ядер урана-235. С учётом выражения для скорости реакции деления (2.4.1) имеем:

$$N_p = 3.204 \cdot 10^{-11} \nu V_T \Sigma_f^5 n = C_N n, \quad (3.1.1)$$

где $C_N = 3.204 \cdot 10^{-11} \nu V_T \Sigma_f^5$ - *постоянная* для каждого конкретного реактора величина, а n - средняя по объёму топливной композиции в активной зоне величина плотности тепловых нейтронов со средней скоростью ν .

Из выражения (3.1.1) следует, что:

Мощность реактора - величина, прямо пропорциональная средней по объёму топлива плотности нейтронов в его активной зоне.

Поэтому для того, чтобы реактор работал на постоянном уровне мощности, необходимо создать и поддерживать в его активной зоне такие условия, чтобы средняя по объёму топлива плотность нейтронов была **неизменной во времени**.

Это состояние реактора принято называть **критическим состоянием** или просто **критичностью**.

Критичность реактора – это рабочее его состояние, в котором средняя по объёму топлива плотность нейтронов в нём постоянна во времени.

Уместно подчеркнуть слово "рабочее", поскольку в будущем нам предстоит узнать, что плотность нейтронов постоянна во времени *и в подкритическом реакторе*, состояние которого к рабочим не относится.

Рабочие состояния реактора - состояния, в которых величина плотности нейтронов в его активной зоне поддерживается постоянной за счёт **самоподдерживающейся цепной реакции деления ядер в нём**. В подкритическом же реакторе неизменная во времени средняя плотность нейтронов устанавливается по другой причине (благодаря наличию в активной зоне *источников нейтронов*, мощность которых не связана с интенсивностью реакции деления в его активной зоне).

3.1. Условия осуществления критичности реактора

3.1.1. Условие критичности. Из определения критичности следуют два важных в прикладном плане замечания:

а) **Реактор может быть критичным на любом уровне мощности.** Действительно, из (3.1.1) следует, что каждому конкретному значению средней по объёму топлива плотности нейтронов $n(t) = idem$ соответствует свой постоянный уровень мощности реактора $N_p(t) = idem$; повышая n , мы *автоматически повышаем* N_p , и на любом уровне мощности реактор в соответствии с данным определением *фактически оказывается критичным*.

б) Первичным условием поддержания реактора в критическом состоянии, вытекающим из определения критичности, является $n(t) = idem$, что равносильно условию:

$$dn/dt = 0, \quad (3.1.2)$$

то есть **скорость изменения во времени средней плотности нейтронов по объёму топлива в реакторе должна быть нулевой.**

Это условие неопределённо и практически годно лишь как первая ступень для постановки закономерно возникающего вопроса: *за счёт чего можно поддерживать в реакторе $n(t) = idem$ или $dn/dt = 0$?*

На этот вопрос в условиях начальной неизвестности можно отвечать только на основе формальной аналогии, свойственной всем природным физическим процессам. Применительно к плотности нейтронов (то есть к числу нейтронов в 1 см^3) это логическое утверждение звучит так: *скорость изменения плотности нейтронов - есть разница скоростей их появления и исчезновения в рассматриваемом единичном объёме.*

Задавая себе вопрос: *почему **исчезают** свободные нейтроны в единичном объёме материальной среды активной зоны реактора?* - мы на основе своих (пока ещё скудных) знаний уже можем указать два канала исчезновения нейтронов из единичного объёма среды:

- во-первых, поскольку нуклиды веществ, составляющих активную зону реактора, в разной степени (определяемой величинами микросечений поглощения) **поглощают** нейтроны, то первый канал исчезновения нейтронов из единичного объёма любой среды - **нейтронная реакция поглощения**;

- во-вторых, так как нейтроны в среде активной зоны реактора *движутся*, причём, с приличными скоростями (выше 2200 м/с!), неизбежна **их утечка**, как из любого единичного объёма активной зоны, так и из активной зоны в целом; утечка - это второй канал исчезновения нейтронов из единичного объёма активной зоны.

С учётом сказанного логическое уравнение баланса плотности нейтронов в единичном объёме среды активной зоны реактора можно записать так:

$$dn/dt = (\text{скорость генерации нейтронов}) - (\text{скорость поглощения их}) - (\text{скорость утечки их}), \quad (3.1.3)$$

причём, это логическое уравнение справедливо как для полного числа нейтронов в активной зоне, так и для каждого единичного (и не только единичного) её объёма.

Единственной известной величиной в правой части (3.1.3) для нас пока является скорость реакции поглощения нейтронов ($R_a^i = \Sigma_a^i \Phi$); как находить скорость утечки нейтронов из единичного объёма активной зоны, нам пока не известно, равно как неизвестно, как найти скорость генерации нейтронов в единичном объёме среды. Если говорить о скорости генерации нейтронов *конкретной энергии E* , то нам пока лишь смутно понятно, что вопрос не исчерпывается лишь скоростью появления нейтронов деления за счёт делений ядер топлива (пропорциональной скорости реакции деления); речь идёт о нейтронах *с любой энергией E* , которые могут вызывать деления ядер топлива, а так как ^{235}U и ^{239}Pu делятся нейтронами *любых свойственных реакторным нейтронам энергий*, то условие критичности реактора *равноценно* условию постоянства плотности нейтронов *любой энергии* в любом единичном объёме активной зоны. Получаются же нейтроны *любой энергии E* не только за счёт выхода из реакции деления, но, главным образом, за счёт *замедления нейтронов из области более высоких энергий*. Кроме того, они *исчезают* внутри единичного объёма не только за счёт поглощения в этом объёме, но, главным образом, за счёт *замедления с данного уровня энергии в область более низких энергий*. Как видим, картина изменения плотности нейтронов *любой конкретной энергии* получается достаточно сложной.

Но без выяснения закономерностей генерации нейтронов *любой энергии* обойтись нельзя: это вопрос не только академического интереса, это вопрос - *практический*, т.к. он нацелен на поиск тех доступных человеку средств, с помощью которых можно **организовывать** критическое состояние и безопасно **управлять** мощностью реактора.

3.1.2. Эффективный коэффициент размножения и реактивность реактора

Подобно понятию *поколения людей*:

Поколение нейтронов в реакторе - это совокупность нейтронов, рождаемых в активной зоне реактора одновременно или в очень короткий (по сравнению со временем их свободного существования) промежуток времени.

Для чего понадобилось введение этого понятия?

Ясно, что любому свободному нейтрону обязательно свойственно вначале *рождение* (при делении ядра топлива), затем - некоторый *пространственный перенос* в среде активной зоны, в процессе которого нейтрон может взаимодействовать с встречающимися ядрами атомов среды, и, наконец, *гибель* свободного нейтрона в результате реакции поглощения.

Ясно, что каждый индивидуальный нейтрон в течение времени своего свободного существования (в силу многих превратностей, имеющих *случайный* характер) обладает "созидательными функциями", отличными от "созидательных функций" других нейтронов, и имеет *своё индивидуальное* время свободного существования, называемое **временем жизни нейтрона**.

Но, как и у поколения людей, для нейтронов нетрудно представить себе среднее время жизни поколения и статистически оценить "созидательные возможности" **осреднённого** нейтрона этого поколения, дающие представление о "созидательных возможностях" **целого поколения**. Тем самым *хаотический* процесс смены поколений нейтронов в реакторе, для которого характерны "наложения" и "перехлёсты" одновременного существования нейтронов различных поколений (всё как у людей!), условно заменяется в наших представлениях стройной *циклической сменой последовательных поколений нейтронов с одинаковым временем жизни*, равным среднему времени жизни поколения реальных нейтронов.

При таком подходе к процессу *размножения* нейтронов в реакторе нет необходимости изучать поведение каждого индивидуального нейтрона; достаточно исследовать, как себя ведёт **один среднестатистический нейтрон** одного поколения и как физические свойства среды, в которой движется этот усреднённый по свойствам нейтрон, влияют на величину его времени жизни.

Критерием правомерности такой замены должна служить *её эквивалентность*. Во-первых, в реалии и в идеализированной её модели должно быть одинаковое число участников-нейтронов (то есть должно соблюдаться равенство *плотностей нейтронов* одного поколения). Во-вторых (что самое важное!), в реальной и в идеализированной картинах нейтронных процессов должны получаться **одинаковые скорости всех нейтронных реакций**.

Предполагая, что правомерность такой замены каким-то образом строго доказана, поколения таких усреднённых нейтронов можно условно перенумеровать в соответствии с последовательными моментами времени их появления.

Пусть эта нумерация поколений нейтронов произведена, и плотности нейтронов первого, второго, третьего и т.д. поколений равны $n_1, n_2, n_3, \dots, n_{i-1}, n_i, n_{i+1}, \dots$

Понятно, что если плотности нейтронов различных поколений равны:

$$n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_{i-1} = n_i = n_{i+1} = \dots,$$

то **реактор критичен**: средняя плотность нейтронов n в нём в любой момент времени **постоянна** и уровень мощности реактора - **не изменяется**.

Если плотность нейтронов от поколения к поколению возрастает:

$$n_1 < n_2 < n_3 < \dots < n_{i-1} < n_i < n_{i+1} < \dots,$$

то **реактор надкритичен**: плотность нейтронов в нём в любой момент времени - функция возрастающая, а, следовательно, мощность реактора во времени - **растёт**.

Если же плотность нейтронов последовательно сменяющих друг друга поколений уменьшается:

$$n_1 > n_2 > n_3 > \dots > n_{i-1} > n_i > n_{i+1} > \dots,$$

то **реактор подкритичен**, и его мощность со временем **падает**.

Удобство понятия "поколение нейтронов" состоит ещё и том, что из приведенных простейших рассуждений вытекает простая *мера оценки состояния реактора*. Действительно, раз характер изменения мощности реактора определяется тенденцией изменения плотностей нейтронов не-

посредственно следующих друг за другом поколений, то отношение плотностей нейтронов любого рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений может дать ответ на вопрос, критичен, подкритичен или надкритичен реактор. **Величина:**

$$k_{\infty} = n_i/n_{i-1} = n_{i+1}/n_i, \quad (3.1.4)$$

представляющая собой отношение чисел нейтронов рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений, называется эффективным коэффициентом размножения нейтронов в реакторе.

Понятно, что в критическом реакторе $k_{\infty} = 1$, в надкритическом реакторе $k_{\infty} > 1$, а в подкритическом - $k_{\infty} < 1$, а **величина** эффективного коэффициента размножения (по тому, *насколько она отклоняется от единицы*) должна позволить нам оценить, с какой интенсивностью идут процессы нарастания или убывания мощности реактора.

Наряду с эффективным коэффициентом размножения, являющимся мерой оценки состояния реактора, используются ещё две меры оценки **отклонения реактора от критического состояния**.

Первая из них - **превышение величины эффективного коэффициента размножения над единицей:**

$$\delta k_{\infty} = k_{\infty} - 1 \quad (3.1.5)$$

называется **избыточным коэффициентом размножения**.

Вторая мера отклонения реактора от критичности, представляющая собой **отношение величин избыточного коэффициента размножения к эффективному:**

$$\rho = \delta k_{\infty} / k_{\infty} = (k_{\infty} - 1) / k_{\infty} = 1 - (1/k_{\infty}), \quad (3.1.6)$$

называется **реактивностью реактора**.

Понятно, что в критическом реакторе величины избыточного коэффициента размножения и реактивности **равны нулю**, в надкритическом реакторе они **положительны**, а в подкритическом - **отрицательны**.

Из трёх указанных характеристик **реактивность реактора** для эксплуатационной практики является наиболее важной. Достаточно сказать, что все расчёты, связанные с оценкой состояния реактора, определением пусковых положений органов регулирования, с нахождением рабочих концентраций борной кислоты в реакторе, с оценкой условий соблюдения **ядерной безопасности реактора** - все эти расчёты оперативным персоналом АЭС выполняются в единицах реактивности.

Поэтому имеет смысл сразу познакомиться с двумя основными, наиболее употребительными в практике **единицами реактивности**.

Единицы эти, конечно же, **условные**, поскольку из определения и формул (3.1.4) ÷ (3.1.6) вытекает, что реактивность - величина **принципиально безразмерная**.

То есть, во-первых, реактивность может измеряться в безразмерных долях от единицы, например, $\rho = 0.0016$ или $\rho = 0.0005$. Часто эти доли от единицы часто называют **абсолютными единицами реактивности (а.е.р.)**.

Поскольку при управлении реактором операторы имеют дело с небольшими величинами реактивности, в ходу другая единица реактивности, численно **в сто раз большая**, чем 1 а.е.р., а потому называемая **процентом**. Поэтому $\rho = 0.0012 \text{ а.е.р.} = 0.12\%$.

3.2. Нейтронный цикл в тепловом ядерном реакторе.

подавляющее большинство энергетических ядерных реакторов, используемых в энергоблоках АЭС, являются тепловыми.

Тепловой ядерный реактор (в отличие от быстрого и промежуточного) - это реактор, в котором подавляющее большинство делений ядер топлива осуществляется тепловыми нейтронами.

Иначе говоря, тепловому реактору свойственен **тепловой** (максвелловский) энергетический спектр нейтронов.

Нейтронный цикл - это совокупность физических процессов, которые повторяются в пределах среднего времени жизни каждого поколения.

3.2.1. Основными физическими процессами нейтронного цикла в тепловом реакторе являются следующие.

а) **Рождение свободных нейтронов в реакциях деления ядер топлива.** Напомним, что все нейтроны деления рождаются быстрыми ($E > 0.1 \text{ МэВ}$), а их энергетическое распределение описывается спектром Уатта, которому свойственны наиболее вероятная энергия нейтронов $E_{нв} = 0.71 \text{ МэВ}$, и средняя энергия нейтронов $E_{ср} = 2 \text{ МэВ}$.

б) **Замедление нейтронов** - процесс пространственного переноса нейтронов в среде активной зоны, сопровождающийся уменьшением их кинетической энергии за счёт реакций рассеяния на ядрах этой среды.

Основными чертами процесса замедления нейтронов в реакторе являются следующие:

- Источником движения замедляющихся нейтронов является начальная кинетическая энергия, с которой рождаются в делениях быстрые нейтроны.
- Нейтроны движутся прямолинейно и равномерно до тех пор, пока не встречают препятствия в виде ядер, с которыми они вступают во взаимодействия. Наиболее характерным типом взаимодействия быстрых и промежуточных нейтронов с ядрами среды, содержащей замедлители, являются *упругие и неупругие рассеяния* (микросечения поглощения в диапазоне энергий замедляющихся нейтронов пренебрежимо малы по сравнению с микросечениями рассеяния). При рассеянии ядро испускает нейтрон, имеющий, как правило, *меньшую кинетическую энергию*, чем исходный нейтрон до рассеяния. Эта закономерность позволяет рассматривать серию реакций рассеяния в процессе замедления нейтронов как серию актов *механического соударения*, в которых участвует один среднестатистический нейтрон, в результате которых он теряет свою кинетическую энергию до уровня энергии тепловых нейтронов. Каждый замедляющийся нейтрон при каждом рассеивающем соударении представляется как уменьшающий скорость и меняющий направление своего движения;
- Во время серии последовательных рассеяний замедляющийся нейтрон в объёме среды описывает *пространственную ломаную линию*, состоящую из приблизительно одинаковых отрезков, длина которых является, как говорилось ранее (см. п.2.4.2), *средней длиной свободного пробега рассеяния* ($\lambda_s = 1/\Sigma_s$);
- Нейтроны в процессе замедления движутся с *большими* (по обычным меркам) *скоростями* (порядка км/с, десятков или даже сотен км/с); поэтому в процессе замедления неизбежна *утечка* части замедляющихся нейтронов за пределы активной зоны реактора, приводящая к потере нейтронов из цикла размножения;
- В конце процесса замедления, в интервале энергий от 600 до 6 эВ, неизбежна также потеря ещё части замедляющихся нейтронов за счёт **резонансного захвата** их ядрами урана-238.

Уцелевшие в процессе замедления в активной зоне реактора нейтроны становятся тепловыми и вступают в качественно новый процесс - **диффузии**.

в) **Диффузия тепловых нейтронов** - процесс пространственного переноса тепловых нейтронов в среде при постоянном среднем значении их кинетической энергии.

*) Обратим внимание: когда произносится слово "диффузия", речь всегда идёт о тепловых нейтронах.

Основными чертами процесса диффузии нейтронов в реакторе являются следующие:

- Источником движения тепловых нейтронов в процессе диффузии является кинетическая энергия ядер атомов среды, в которой они движутся, поскольку последние сами находятся в состоянии теплового движения. Получая энергию от одного ядра среды, тепловой нейтрон способен до следующего рассеяния увеличить свою скорость, а, испытывая встречное рассеяние, - уменьшить скорость ниже некоторого среднего уровня. Среднее же значение энергии теплового нейтрона между последовательными рассеяниями при диффузии остаётся величиной постоянной и равной среднему значению кинетической энергии теплового движения ядер среды, которое определяется, как известно, *температурой среды*;
- Наиболее характерный тип нейтронно-ядерной реакции нейтронов в процессе их диффузии определяется тем материалом активной зоны реактора, в объёме которого происходит диффузия. В замедлителях наиболее характерным является *рассеяние*, в поглотителях - *радиационный захват* тепловых нейтронов.
- При диффузии, как и при замедлении, пространственный путь теплового нейтрона представляет собой качественно такую же ломаную линию.
- Хотя скорости тепловых нейтронов существенно меньше скоростей *эпитепловых* нейтронов, они все же достаточно высоки (> 2.2 км/с), что обуславливает безвозвратную утечку некоторой части тепловых нейтронов за пределы активной зоны реактора при их диффузии.

Процесс диффузии тепловых нейтронов завершается **поглощением** их ядрами атомов среды активной зоны; это может быть *потенциально-созидательное поглощение* (делящимся под действием тепловых нейтронов ядром топлива), а может быть *бесполезное поглощение* (неделящимися ядрами любого другого, кроме топлива, материала активной зоны), приводящее к непроизводительной потере тепловых нейтронов.

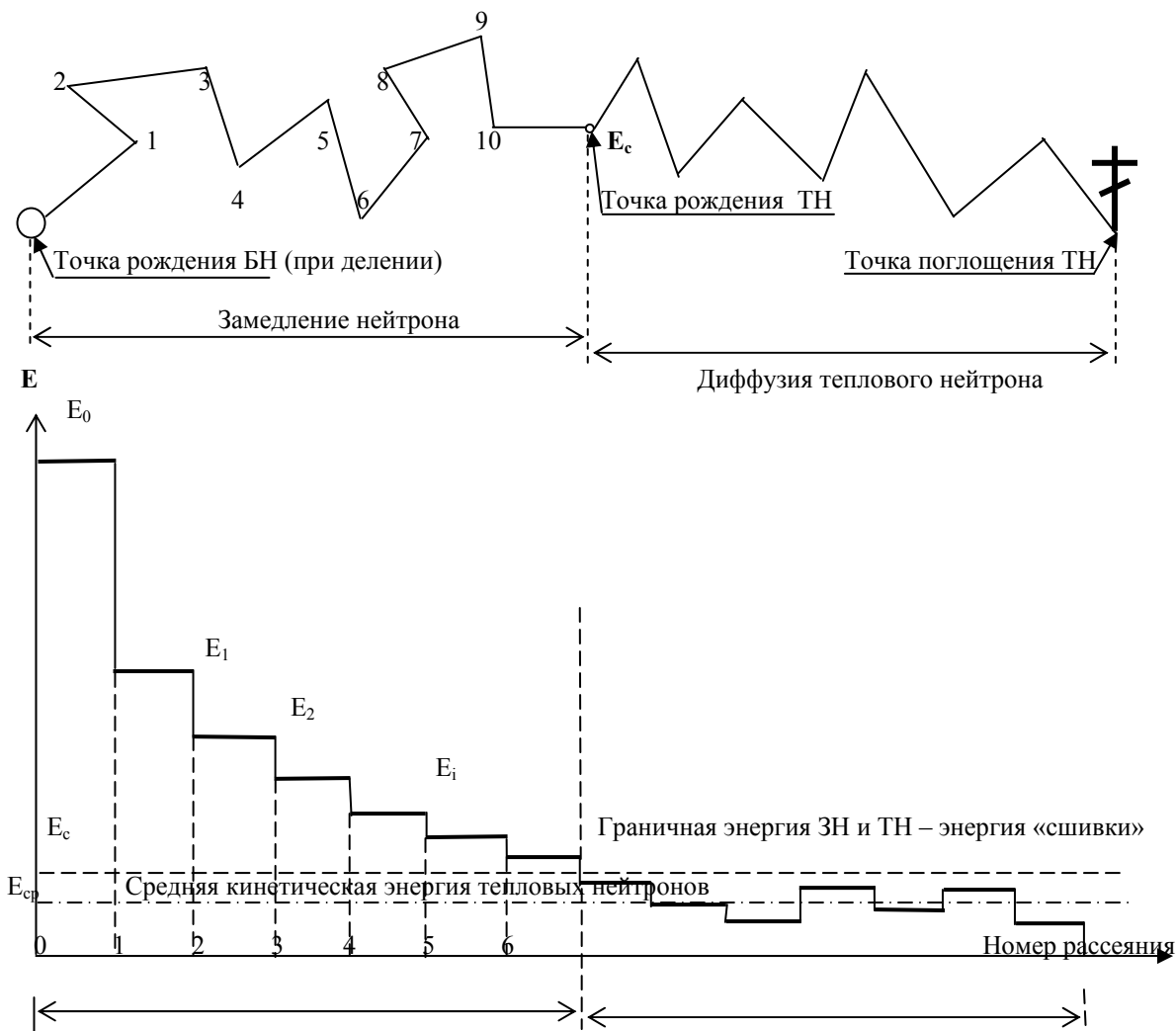


Рис.3.1. Упрощённые (плоские) иллюстрации процессов замедления и диффузии нейтронов

Перед рассмотрением характеристик процессов нейтронного цикла отметим ещё одно обстоятельство. Из сказанного ясно, что в делениях ядер топлива рождаются быстрые нейтроны, а тепловые нейтроны появляются в результате замедления в активной зоне быстрых нейтронов. Принято считать, что замедляющийся нейтрон становится тепловым в тот момент, когда в конце процесса замедления он пересекает некоторую граничную энергию, называемую *энергией сшивки* (E_c). При этой энергии спектр замедляющихся нейтронов (спектр Ферми) плавно (без разрывов или изломов) переходит в спектр тепловых нейтронов (спектр Максвелла).

Величина энергии сшивки в тепловых реакторах лежит в зависимости от *температуры нейтронов* в пределах $(6 \div 10) kT_n$ и в реакторах с конкретным составом активной зоны находится в прямой зависимости от средней температуры активной зоны: чем выше температура активной зоны, тем выше температура нейтронов T_n , определяющая (как отмечалось в п.2.3.2) положение максимума максвелловского распределения на оси энергий нейтронов ($E_{нв} = kT_n$); а чем выше T_n , тем больше весь спектр и, в частности, - его правое крыло, на "хвосте" которого находится энергия сшивки E_c , *смещаются в область более высоких энергий*. В таких случаях говорят, что спектр тепловых нейтронов *ужестчается*, и тем больше, чем выше средняя температура активной зоны реактора. Значит, *с ростом температуры реактора энергия сшивки в нём растёт*.

3.2.2. Нейтронный цикл и характеристики его физических процессов

Проследим подробно за изменением количества нейтронов одного произвольного (i -го) поколения в тепловом реакторе, в активной зоне которого имеются *уран-235, уран-238, замедлители, теплоноситель и необходимые конструкционные материалы* (наличие получаемого при работе реактора плутония-239 вначале (ради простоты) в расчёт не принимается).

Пусть в таком реакторе в результате делений ядер урана-235 *тепловыми нейтронами* рождается $n_{\delta i}$ быстрых нейтронов деления i -го поколения, имеющих, как мы уже знаем, среднюю энергию $E_{cp} = 2 \text{ МэВ}$.

а) Эти быстрые нейтроны начинают процесс замедления и в начале интервала замедления ($2 \div 1.1 \text{ МэВ}$), то есть *выше порога деления* ядер ^{238}U , имеют возможность *взаимодействовать с ядрами* ^{238}U и вызывать их деления, в результате которых появляются дополнительные нейтроны деления.

Кроме того, дополнительные быстрые нейтроны получаются за счёт делений урана-235 *эпитепловыми нейтронами* (не будем забывать, что ^{235}U делится нейтронами *всех* энергий). Следовательно, общее количество быстрых нейтронов деления будет *больше*, чем те $n_{\text{би}}$ нейтронов деления, которые были получены в делениях одних ядер ^{235}U только тепловыми нейтронами.

Число ε , показывающее, во сколько раз число нейтронов деления, полученных в делениях ядер топлива нейтронами всех энергий, больше числа нейтронов деления, полученных в делениях ядер ^{235}U только тепловыми нейтронами, называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах.

Таким образом, общее число нейтронов деления i -го поколения равно не $n_{\delta i}$, а $n_{\delta i} \varepsilon$.

б) Эти $n_{\bar{0}i}$ ε быстрых нейтронов начинают замедление в активной зоне реактора, но лишь p_3 -ая часть их останется в её объёме в конце процесса замедления, а $(1-p_3)$ -ая часть их - *претерпит утечку из активной зоны во время замедления*.

Доля нейтронов p_z , избежавших утечки из активной зоны при замедлении, от числа нейтронов поколения, начавших замедление в активной зоне, называется вероятностью избежания утечки замедляющихся нейтронов.

Таким образом, к концу процесса замедления в активной зоне реактора останется $n_{\delta i} \in p_3$ нейтронов i -го поколения.

в) Поглощающая способность *эпитепловых* (быстрых и промежуточных) нейтронов для подавляющего большинства нуклидов в активной зоне *очень низка* по сравнению с поглощающей способностью их в области тепловых энергий. Но так как в эпитепловой области величины микросечений поглощения всех нуклидов всё-таки *не нулевые*, некоторая часть замедляющихся нейтронов будет теряться за счёт реакций радиационного захвата.

Кроме того, (нет правила без исключения!) в составе активной зоны реактора есть уран-238, который является *сильным* поглотителем замедляющихся нейтронов в области энергий ($6 \div 600$) эВ, то есть *почти в самом конце интервала замедления*.

На графике зависимости микросечения радиационного захвата ^{238}U от энергии нейтронов отчётливо просматриваются в этом интервале несколько десятков аномальных "пиков" - *резонансов*. Эту аномальную разновидность радиационного захвата замедляющихся нейтронов, в отличие от радиационного захвата тепловых нейтронов (или нейтронов других энергий, вблизи которых величины микросечений радиационного захвата меняются монотонно или не резко) называли **резонансным захватом**.

По этим причинам не все $n_{\delta i} \in p_3$ замедляющихся нейтронов i -го поколения благополучно завершат замедление и станут тепловыми, а только φ -ая их часть: $(1-\varphi)$ -ая часть замедляющихся нейтронов в активной зоне в процессе замедления испытает резонансный захват, и, следовательно, будут *потеряны*.

Доля нейтронов, избежавших резонансного захвата при замедлении, от числа нейтронов поколения, замедляющихся в пределах активной зоны реактора, называется вероятностью избежания резонансного захвата.

С учётом этой характеристики количество нейтронов поколения, благополучно завершающих в активной зоне процесс замедления (= становящихся тепловыми) очевидно равно $n_{\delta i} \in p_3 \varphi$.

г) Уже говорилось о том, что утечка из активной зоны свойственна не только замедляющимся, но и тепловым нейтронам. Поэтому не все указанные $n_{\delta i} \in p_3 \varphi$ тепловых нейтронов останутся до конца процесса диффузии в пределах активной зоны, а только p_T -ая часть их: $(1-p_T)$ -ая часть покинет при диффузии активную зону и будет безвозвратно утеряна.

Доля тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны при диффузии, от числа тепловых нейтронов поколения, начавших процесс диффузии в активной зоне, называется вероятностью избежания утечки тепловых нейтронов (p_T).

Таким образом, к концу диффузии (то есть к моменту поглощения) в активной зоне останется $n_{\delta i} \in p_3 \varphi p_T$ тепловых нейтронов i -го поколения.

д) Конец процесса диффузии тепловых нейтронов в реакторе - это их *гибель* в результате их поглощения. Так как различные ядра - компоненты активной зоны - в различной степени поглощают тепловые нейтроны, ясна последняя альтернатива для поглощения тепловых нейтронов поколения: либо быть поглощёнными делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, либо быть поглощёнными любыми другими компонентами активной зоны.

Первая из этих возможностей таит в себе нечто потенциально-созидательное: поглощение теплового нейтрона ядром ^{235}U *может* вызвать деление этого ядра и появление новых быстрых нейтронов деления, в то время как вторая возможность ведёт к *непроизводительной потере тепловых нейтронов*.

Доля тепловых нейтронов, поглощаемых делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, от всех тепловых нейтронов поколения (поглощаемых всеми компонентами активной зоны) называется коэффициентом использования тепловых нейтронов (θ).

Таким образом, количество тепловых нейтронов i -го поколения, поглощенных ядрами урана-235, будет равно $n_{\bar{o}i} \varepsilon p_3 \varphi p_T \theta$.

е) Но из этих $n_{\bar{o}i} \varepsilon p_3 \varphi p_T \theta$ поглощений тепловых нейтронов ядрами урана-235 лишь f_5 -ая часть завершится делениями ядер, а $(1-f_5)$ -ая часть закончится бесполезным для дела *радиационным захватом* тепловых нейтронов этими ядрами. Величина f_5 - это *вероятность того, что поглощение теплового нейтрона ядром урана-235 завершится делением последнего*. В рассматриваемом простом случае *однокомпонентного* топлива (состоящего лишь из одного типа делящихся тепловыми нейтронами ядер - ^{235}U) эта вероятность может быть легко сосчитана как отношение скоростей реакций деления и поглощения тепловых нейтронов ядрами урана-235:

$$f_5 = \frac{\sigma_f^5 N_5 \Phi}{\sigma_a^5 N_5 \Phi} = \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} = \frac{583.5}{680.9} \approx 0.857. \quad (3.2.1)$$

Таким образом, из указанного выше числа поглощений тепловых нейтронов ядрами урана-235 $n_{\bar{o}i} \varepsilon p_3 \varphi p_T \theta f_5$ поглощений закончатся делениями.

ж) Но в каждом делении ядра урана-235 рождается в среднем ν_5 новых быстрых нейтронов. Константа $\nu_5 = 2.416$ - это (см.п.2.2.2) уже известное нам *среднее число нейтронов деления, получаемых в акте деления ядра урана-235 тепловым нейтроном*.

Таким образом, в указанном выше количестве делений ядер урана-235 под действием тепловых нейтронов i -го поколения будет рождено

$$n_{\bar{o}i} \varepsilon p_3 \varphi p_T \theta f_5 \nu_5 = n_{\bar{o}i+1} \quad (3.2.2)$$

нейтронов деления, но это уже - быстрые нейтроны *нового, $(i+1)$ -го поколения*.

Отметим, что два последних сомножителя в записанном произведении являются физическими константами ядер урана-235, а, значит, их произведение

$$\eta_5 = \nu_5 \cdot f_5 \quad (3.2.3)$$

также является физической константой ядер урана-235. По физическому смыслу эта константа представляет собой *среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый ядрами ^{235}U тепловой нейтрон*. Чаще всего её просто называют "константой этта" в соответствии с греческой буквой, которой обозначают эту величину. (В некоторых учебниках и справочниках её обозначают $\nu_{\text{эф}}$, называя *эффективным выходом нейтронов при делении урана-235*).

В более общем случае, когда топливо в реакторе состоит из нескольких типов делящихся под действием тепловых нейтронов ядер

Константа "этта" - есть среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися под действием тепловых нейтронов нуклидами топлива тепловой нейтрон.

С учётом последнего замечания формулу (3.2.2) можно записать так:

$$n_{\bar{o}i+1} = n_{\bar{o}i} \eta \varepsilon \varphi \theta p_3 p_T. \quad (3.2.4)$$

Отметим, что, рассуждая о процессах и характеристиках нейтронного цикла, мы исходили из *числа* быстрых нейтронов i -го поколения в объёме *всей активной зоны*.

С таким же успехом можно было бы начать рассуждение со слов: "Пусть *средняя плотность* быстрых нейтронов i -го поколения, полученных в делениях ядер урана-235 тепловыми нейтронами равна $n_{\bar{o}i}...$ " - результат рассуждений был бы аналогичным, и пришли бы мы к той же формуле:

$$n_{\bar{o}i+1} = n_{\bar{o}i} \eta \varepsilon \varphi \theta p_3 p_T, \quad (3.2.5)$$

которая, в конце-концов, может быть получена из формулы (3.2.4) простым делением правой и левой её частей на величину объёма активной зоны.

Но если разделить обе части выражения (3.2.5) на величину $n_{\bar{o}i}$:

$$\frac{n_{\bar{o}i+1}}{n_{\bar{o}i}} = \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi \cdot \theta \cdot p_3 \cdot p_m.$$

n_{bi}

- нейтронов деления I-го поколения рождаются в делениях топлива под действием тепловых нейтронов

- при замедлении до энергии 1.1 МэВ (порог деления ^{238}U) часть этих нейтронов вызывает деления ядер ^{238}U , вследствие чего общее число нейтронов деления i-го поколения возрастает в ϵ раз и становится равным $n_{bi} \epsilon$. (ϵ - коэффициент размножения на БН)

Из них:

- $n_{bi} \epsilon p_3$ нейтронов замедляются в пределах активной зоны (p_3 – вероятность избежания утечки из а.з. замедляющихся нейтронов)

- $n_{bi} \epsilon (1 - p_3)$ нейтронов претерпят утечку из а.з. при замедлении.

Из них:

- $n_{bi} \epsilon p_3 \phi$ нейтронов избегают резонансного захвата при замедлении и становятся *тепловыми нейтронами* (ϕ - вероятность избежания резонансного захвата при замедлении).

- $n_{bi} \epsilon p_3 (1 - \phi)$ нейтронов Претерпевают резонансный захват ядрами ^{238}U .

Из них:

- $n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t$ нейтронов избегают утечки из а.з. при диффузии и поглощаются в активной зоне. (r_t – вероятность избежания утечки из а.з. тепловых нейтронов)

- $n_{bi} \epsilon p_3 \phi (1 - r_t)$ нейтронов безвозвратно покидают а.з. в процессе диффузии

Из них:

- $n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t \theta$ тепловых нейтронов поглотятся делющимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива (ядрами ^{235}U). (θ - коэффициент использования тепловых нейтронов).

- $n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t (1 - \theta)$ тепловых нейтронов непроизводительно поглотятся всеми Прочими компонентами активной зоны

Из этих поглощений:

- $n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t \theta f_5$ завершатся делениями ядер ^{235}U .
Иначе: в а.з. реактора произойдёт $n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t \theta f_5$ делений ядер ^{235}U тепловыми нейтронами.

- $n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t \theta (1 - f_5)$ поглощений закончатся радиозахватом ядрами ^{235}U

В итоге этих делений ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов в активной зоне реактора рождаются $n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t \theta f_5 \nu_5 = n_{bi} \epsilon p_3 \phi r_t \theta \eta_5$ новых быстрых нейтронов деления следующего, $(i + 1)$ -го поколения.

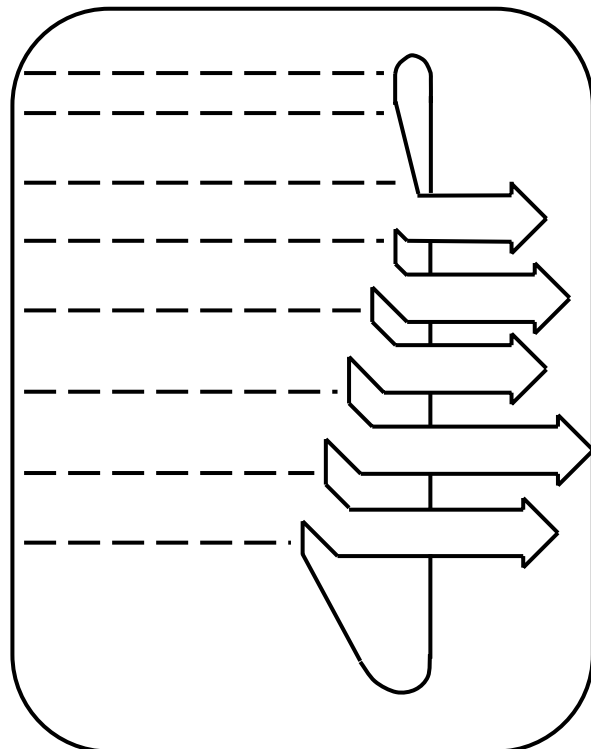


Рис.3.2. Схематическое изображение нейтронного цикла в тепловом ядерном реакторе.

то в левой части получается отношение плотностей нейтронов двух последовательных поколений, в точности совпадающее с определением величины **эффективного коэффициента размножения**, то есть:

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon \phi \theta p_z p_T \quad (3.2.6)$$

Формула (3.2.6) выражает характеристику **эффективных размножающих свойств** активной зоны теплового ядерного реактора (k_{∞}), которая является *и мерой нейтронно-физического состояния реактора*, через характеристики отдельных физических процессов нейтронного цикла в реакторе.

Все, о чём было сказано, укладывается в наглядную схему баланса нейтронов в продолжение одного цикла размножения нейтронов в тепловом реакторе, показанную на рис.3.2.

Из сказанного следует прямое логическое целеуказание: **для познания закономерностей размножения нейтронов в реакторе и понимания практических путей управления мощностью реактора необходимо более подробно исследовать каждую из частных характеристик процессов нейтронного цикла, выяснить, какими факторами определяются величины p_z , p_T , η , ε , ϕ и θ , и определить, какие из этих факторов пригодны для того, чтобы через их посредство осуществлять воздействие на процесс размножения нейтронов в реакторе.**

Первые поверхностные размышления над сомножителями формулы (3.2.6) приводят к мысли, что последние два сомножителя в её правой части (p_z и p_T) определяются *формой и размерами* активной зоны реактора, и фактом своего существования они обязаны только тому, что реальные активные зоны имеют *конечные* размеры: в гипотетической активной зоне бесконечных размеров обе указанных вероятности равны *единице*, поскольку и замедляющимся, и тепловым нейтронам в бесконечной активной зоне *утекать*, попросту говоря, *некуда*.

Это означает, что размножающие свойства гипотетической бесконечной активной зоны определяются только совокупностью компонентов среды этой активной зоны *безотносительно к её размерам*.

Вот почему величину произведения в выражении (3.2.6)

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon \phi \theta \quad (3.2.7)$$

при анализе обычно выделяют и **называют коэффициентом размножения в бесконечной среде**. Это не означает, что k_{∞} - нереальная, гипотетическая величина; она вполне реальна и служит характеристикой **собственных размножающих свойств среды** активной зоны **определённого состава**, указывая **предельную, максимально-возможную**, величину эффективного коэффициента размножения в активной зоне этого состава при бесконечном увеличении её размеров. Поэтому с учётом (3.2.7) выражение для эффективного коэффициента размножения реальной активной зоны конечных размеров может быть записано кратко:

$$k_{\infty} = k_{\infty} p_z p_T, \text{ то есть:} \quad (3.2.8)$$

Величина эффективного коэффициента размножения реактора с определённым составом активной зоны конечных размеров есть произведение коэффициента размножения в бесконечной среде этого состава на величины вероятностей избежания утечки замедляющихся и тепловых нейтронов для этой конечной активной зоны.

Так как в реальном энергетическом реакторе конечных размеров, который предназначен работать в основном **в критическом режиме**, величины обеих вероятностей - меньшие единицы, то величина коэффициента размножения в бесконечной среде для такой активной зоны - величина, **большая единицы**. То есть активная зона реального критического реактора должна быть скомпонована из таких материалов, совокупность которых обладает собственными **надкритическими** размножающими свойствами, но с учётом утечки нейтронов из её конечного объёма величина эффективного коэффициента размножения в ней **должна быть в точности равной единице**.

Поскольку эффективные размножающие свойства активной зоны (характеризуемые величиной k_{∞}) представляют собой сложную комбинацию свойств отдельных сторон нейтронного цикла в

реакторе (характеризуемых сомножителями η , ε , φ , θ , p_z и p_T), для того, чтобы понять, от чего и как зависит величина эффективного коэффициента размножения, следует детально выяснить все те факторы, которые определяют величины упомянутых шести сомножителей, рассмотреть, как они влияют на их величины, и только после этого возвращаться к анализу влияния различных зримых, ощутимых для эксплуатационника, факторов на величину эффективного коэффициента размножения и производной от него величины реактивности реактора.

Этому и будут посвящены семь последующих тем настоящего курса.

Тема 4

ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ АКТИВНЫХ ЗОН ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ

Активная зона энергетического ядерного реактора (а.з.ЭЯР) - это часть его объёма, в которой конструктивно организованы условия для осуществления непрерывной самоподдерживающейся цепной реакции деления ядерного топлива и сбалансированного отвода генерируемого в нём тепла с целью его последующего использования.

Из этого определения применительно к активной зоне теплового ЭЯР следует, что принципиальными компонентами такой активной зоны являются **ядерное топливо, замедлитель, теплоноситель** и **другие конструкционные материалы** (последние объективно необходимы, так как ядерное топливо и замедлитель в активной зоне и сама активная зона должны быть неподвижно зафиксированы в реакторе, представляя собой по возможности разборный технологический агрегат).

4.1. Ядерное топливо.

Под ядерным топливом обычно понимается *совокупность всех делящихся нуклидов в активной зоне*. Большинство используемых в энергоблоках АЭС тепловых ЭЯР в начальной стадии эксплуатации работают на *чисто урановом* топливе, но в процессе кампании в них воспроизводится существенное количество *вторичного ядерного топлива* - плутония-239, который сразу после его образования включается в процесс размножения нейтронов в реакторе. Поэтому топливом в таких ЭЯР в любой момент кампании следует считать, как минимум, *совокупность трёх делящихся компонентов*: ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Уран-235 и плутоний-239 делятся нейтронами любых энергий реакторного спектра, а ^{238}U , как уже отмечалось, *только быстрыми надпороговыми* (с $E > 1.1$ МэВ) нейтронами.

Основной характеристикой уранового ядерного топлива является его начальное обогащение (x), под которым понимается *доля (или процентное содержание) ядер урана-235 среди всех ядер урана*. А поскольку на более чем 99.99% уран состоит из двух изотопов - ^{235}U и ^{238}U , то величина обогащения:

$$x = N_5/N_U = N_5/(N_5+N_8) \quad (4.1.1)$$

В природном металлическом уране содержится приблизительно 0.71% ядер ^{235}U , а более 99.28% составляет ^{238}U (прочие изотопы урана: ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U и ^{237}U - присутствуют в природном уране в настолько незначительных количествах, что могут не приниматься во внимание).

В реакторах АЭС используется уран низкого обогащения (обогащённый до $1.8 \div 5.2\%$), в реакторах морских транспортных ядерных энергоустановок начальное обогащение ядерного топлива составляет $21 \div 45\%$, а в установках с жидкометаллическими реакторами используется ядерное топливо с обогащением до 90%. Использование топлива с низким обогащением на АЭС объясняется экономическими соображениями: технология производства обогащённого топлива *сложна, энергоёмка, требует сложного и громоздкого оборудования, а потому и является дорогой технологией*.

Металлический уран термически не стоек, подвержен аллотропным превращениям при относительно невысоких температурах и химически нестабилен, а потому неприемлем в качестве топлива энергетических реакторов. Поэтому уран в реакторах используется не в чисто металлическом виде, а в форме химических (или металлургических) соединений с другими химическими элементами. Эти соединения называются **топливными композициями**.

Наиболее распространенные в реакторной технике топливные композиции:



Другой (другие) химический элемент топливной композиции называют **разжижителем топлива**. В первых двух из перечисленных топливных композиций разжижителем является кислород, во вторых двух - углерод, в последующих соответственно азот, кремний, алюминий с кремнием и бериллий.

Основные требования к разжижителю - те же, что и замедлителю в реакторе: он должен иметь высокое микросечение упругого рассеяния и возможно более низкое микросечение поглощения тепловых и резонансных нейтронов.

Наиболее распространенной топливной композицией в энергетических реакторах АЭС является **диоксид урана (UO_2)**, и его разжижитель - кислород - в полной мере отвечает всем упомянутым требованиям.

Температура плавления диоксида (2800°C) и его высокая термическая устойчивость позволяют иметь *высокотемпературное* топливо с допустимой рабочей температурой до 2200°C .

4.2. Замедлитель.

После сказанного ранее в п.3.2 ясно, что в качестве материала - замедлителя в тепловом ядерном реакторе должен быть избран такой, который:

- обладает высокими замедляющими свойствами;
- имеет малое макросечение поглощения тепловых и резонансных нейтронов.

Последнее требование вытекает из соображений экономии нейтронов - тепловых и резонансных (чем меньшую величину имеют макросечения поглощения замедлителя в тепловой и резонансной области энергий нейтронов, тем выше соответственно θ и ϕ).

Объём замедлителя в активной зоне теплового реактора выбирается из соображений получения в нём теплового (максвелловского) спектра, а это значит, что *выбор* в качестве замедлителя слабопоглощающего материала является единственной возможностью для повышения θ и ϕ .

Кроме того, по условиям работы в активной зоне замедлитель (как и все реакторные материалы) должен обладать:

- химической, термической и радиационной стойкостью;
- не иметь при радиационном захвате таких дочерних продуктов, которые являлись бы более сильными поглотителями нейтронов.

В тепловых ЭЯР отечественных АЭС предпочтение отдано двум замедлителям. В реакторах типа ВВЭР замедлителем является *лёгкая вода* (H_2O), в реакторах РБМК - графит (С).

О характеристиках этих двух замедлителей можно сказать следующее.

Вода распространена и дешева, но обладает известной химической агрессивностью, особенно при наличии примесей в ней. Большая часть затрат при использовании воды в реакторах обусловлена технологией её приготовления (*двойная дистилляция*) и необходимостью поддержания в реакторе особого *водного режима*, направленного на сохранение чистоты воды и создание в ней условий, способствующих минимизации коррозионных процессов в конструкционных материалах реактора, парогенератора и других элементов первого контура, с которыми вода находится в контакте.

Низкая температура насыщения воды при атмосферном давлении (100°C) заставляет использовать её в энергетических реакторах при относительно высоких ($16\div 18 \text{ МПа}$) давлениях. При свойственных энергетическим реакторам высоких удельных тепловых нагрузках на поверхностях твэлов при теплоотдаче к воде могут возникать *кризисы теплоотдачи*.

И всё же указанные недостатки воды, включая и сравнительно высокую поглощающую способность тепловых и замедляющихся нейтронов, уступают её достоинствам, особенно если учесть, что в ВВЭР эта же вода выполняет не только функции замедлителя, но служит и *теплоносителем*.

Графит относится к так называемым *тяжёлым замедлителям* (атомная масса углерода $A = 12 \text{ а.е.м.}$). По величине замедляющей способности графит уступает воде, но коэффициент замедления у него существенно выше, чем у воды. Технология получения высокоочищенного реакторного графита довольно сложна и энергоёмка, что обуславливает его высокую стоимость ($>10 \text{ долл/кг}$). Графит радиационно стоек и термически устойчив при температурах до 850°C , что требует непрерывного *охлаждения* его в рабочих условиях реактора: в графите РБМК-1000 выделяется около 7% тепловой мощности реактора, что без охлаждения привело бы к сильному разогреву графитовой кладки, до температур 900°C и выше, при которых начинается интенсивное окисление графита; использование же охлаждения графита азотно-гелиевой смесью позволяет поддерживать температуру графитовой кладки не выше 650°C .

4.3. Теплоноситель

Реакторный теплоноситель - это жидкое или газообразное вещество (или кипящая жидкость), предназначенное для отвода генерируемого в реакторе тепла с целью его дальнейшего использования.

Поскольку непрерывно циркулирующий через активную зону ЭЯР теплоноситель является неотъемлемой её частью, к нему предъявляются те же нейтронно-физические требования, что и к замедлителю: минимальные значения макросечений поглощения тепловых и резонансных нейтронов (обуславливающие более высокие значения θ и φ); желательна большая величина замедляющей способности ($\xi\Sigma_s$) - для того, чтобы помогать основному замедлителю интенсивно замедлять нейтроны; радиационная, химическая и термическая стойкость в реакторных рабочих условиях; *совместимость* теплоносителя с топливной композицией и всеми конструкционными материалами активной зоны, понимая под этим термином отсутствие заметного химического или диффузионного взаимодействия теплоносителя с этими материалами в течение длительного времени работы реактора.

Кроме того, к теплоносителю предъявляются "обычные" теплофизические требования, как-то:

- высокая удельная теплоёмкость c_p при рабочих температурах (так как отводимая теплоносителем тепловая мощность ($Q_p = G_T c_p \Delta t_T$) *прямо пропорциональна* удельной теплоёмкости c_p и массовому расходу G_T прокачиваемого через активную зону теплоносителя, то с увеличением c_p для отвода той же тепловой мощности Q_p требуется меньший расход теплоносителя G_T , а значит - и меньшие энергетические затраты на его циркуляцию через реактор);
- малый коэффициент динамической вязкости теплоносителя μ_T при рабочих средних температурах в активной зоне, так как с его величиной связана величина *гидравлических потерь* при прохождении активной зоны, а также величина *коэффициента теплоотдачи* от поверхности твэлов к теплоносителю;
- высокий коэффициент теплопроводности теплоносителя λ_T при рабочих температурах (также связанный с величиной коэффициента теплоотдачи к теплоносителю, определяющей эффективность теплообмена в реакторе);
- неподверженность теплоносителя *кризисным явлениям* в условиях высоких удельных тепловых нагрузок в активной зоне.

В практике отечественного реакторостроения конкурс на лучший теплоноситель для тепловых реакторов АЭС выиграла *лёгкая вода*: в реакторах типа ВВЭР - вода под давлением, в реакторах РБМК - *кипящая вода*.

Аббревиатура ВВЭР (водо-водяной энергетический реактор) означает, что *и замедлителем, и теплоносителем* в этом реакторе служит вода.

В реакторе же типа РБМК (реактор большой мощности канальный) *кипящая вода*, являясь теплоносителем, в силу своих приличных замедляющих свойств служит дополнительным внутри-канальным замедлителем.

4.4. Параметры структуры активных зон гетерогенных ЭЯР.

Принципиально топливная композиция может быть *смешана с замедлителем* в виде эмульсии, химического, металлургического соединения или просто тонкодисперсной смеси, образуя в герметичном сосуде **критический объём**, в котором происходит самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Такой реактор, однородный по физическим свойствам во всех точках его объёма, называют **гомогенным** (по латыни *гомогенный* - однородный).

Логическим антиподом гомогенному является **гетерогенный реактор**, то есть такой, в активной зоне которого *топливная композиция отделена от замедлителя*. Побуждением к такому разделению послужило, во-первых, желание *локализовать* топливную композицию, *снизить* ту часть общего объёма активной зоны, где размещено топливо и образуются *высокорadioактивные продукты деления*. Более того, важно *герметично изолировать* топливную композицию от замедлителя и омывающего её теплоносителя для предотвращения *выноса и распространения радиоактивности* из топливной композиции по всему реактору и первому контуру.

Во-вторых, как нам предстоит убедиться далее, такой реактор обладает перед гомогенным рядом преимуществ с точки зрения *экономии нейтронов* в нём, а значит, - и экономии ядерного топлива для получения заданной мощности реактора.

Основным конструктивным элементом гетерогенной структуры активной зоны энергетических реакторов является **тепловыделяющий элемент (ТВЭЛ)** - *объём топливной композиции определённой формы, заключенной в тонкостенную герметичную оболочку из металлического материала.*

Толщина оболочки ТВЭЛА выбирается такой, чтобы исключить проникновение радиоактивных продуктов деления из топливной композиции внутри ТВЭЛА в охлаждающий его снаружи теплоноситель, что продиктовано стремлением сделать контур циркуляции теплоносителя нерадиоактивным или, по крайней мере, слаборадиоактивным.

ТВЭЛы энергетических реакторов могут иметь различную геометрическую форму.

Наиболее распространенными в энергетических реакторах являются гладкостержневые (цилиндрические) ТВЭЛы, кольцевые, пластинчатые и крестообразные (см.рис.4.1).

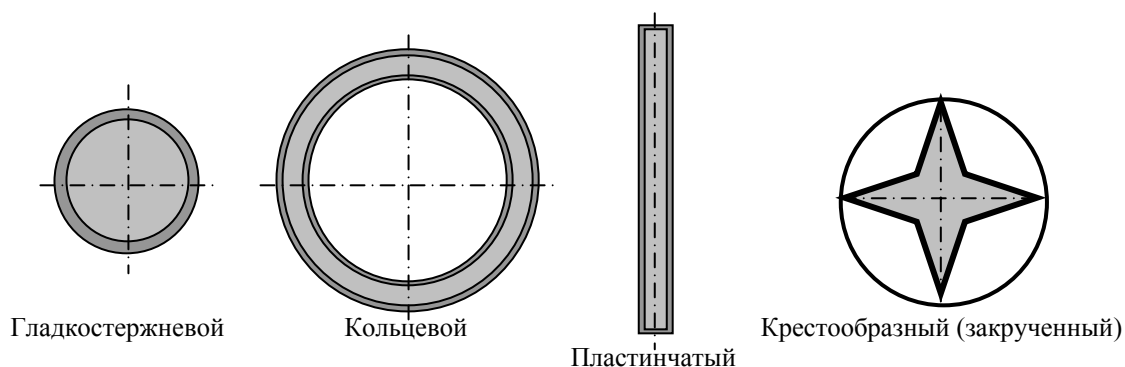


Рис.4.1. ТВЭЛы различной геометрической формы.

Форма ТВЭЛов выбирается из соображений простоты и технологичности их изготовления, стремления при заданном объёме топливной композиции получить наибольшую *поверхность теплоотдачи* их и желания сделать ТВЭЛы *теплотехнически надёжными*, то есть способными сохранять свою герметичность и теплоотдающие свойства в течение длительного времени работы в реакторе.

Известно, например, что в процессе работы реактора в топливе его ТВЭЛов накапливаются самые разнообразные продукты деления, в том числе и *газообразные*, отчего топливная композиция с их накоплением постепенно *вспухает* (увеличивает свой объём), из-за чего внутри ТВЭЛА возникает большое *избыточное давление*, создающее угрозу разрыва оболочки ТВЭЛА. С точки зрения такой возможности цилиндрические ТВЭЛы явно уступают ТВЭЛам любой другой формы: повышение давления внутри цилиндрического ТВЭЛА *всегда и неизбежно* создаёт разрывные напряжения в его оболочке, а в ТВЭЛАх другой формы увеличение объёма и внутреннего давления приводит к возникновению напряжений *изгиба* в их оболочках. Крестообразные ТВЭЛы в этом смысле выглядят лучшими среди других типов ТВЭЛов. В транспортных морских реакторах именно крестообразные ТВЭЛы завоевали право на существование, показав достаточно высокую теплотехническую надёжность в пятилетнем цикле эксплуатации реакторов.

Цикл использования ТВЭЛов в энергетических реакторах АЭС с учётом частичных перегрузок значительно короче; кроме того, на АЭС *стоимость ТВЭЛов*, входящая в конечном счёте в стоимость отпускаемой электроэнергии, имеет *значительно большее значение*, чем на атомоходах, при создании которых мысли о рентабельности топливного цикла отходили на задний план; по этой причине на АЭС отдано предпочтение самым *простым и дешёвым* ТВЭЛам гладкостержневой формы.

Для удобства транспортировки, загрузки и выгрузки ТВЭЛов в реактор определённые (как правило, равночисленные) группы ТВЭЛов объединяют в более крупные конструктивные узлы - **тепловыделяющие сборки (ТВС).**

Каждая ТВС представляет собой некоторое определённое количество ТВЭЛов, *дистанционированных*, то есть расположенных на равных расстояниях друг от друга, что предотвращает их взаимное касание (грозящее локальным *перегревом*) и способствует равномерному

омыванию всех твэлов теплоносителем. Пучок твэлов надежно скрепляется, образуя единый конструктивный узел с приспособлением в верхней его части (*головкой ТВС*), за которую удобно захватывать ТВС специальным захватом разгрузочно-загрузочной машины при выгрузке ТВС из активной зоны или загрузки их в неё.

ТВС энергетических реакторов могут быть *кожуховыми* и *бескожуховыми*. Кожух ТВС - это тонкостенная металлическая труба (цилиндрической, квадратной или шестигранной формы), в которой размещается и скрепляется ТВС с учётом компенсации различных температурных удлинений твэлов в ТВС и самой кожуховой трубы из-за неодинаковости их нагрева в работающем реакторе.

Кожуховая труба имеет двойное назначение: *защита* поверхностей наружных твэлов ТВС от возможных повреждений при транспортировке, загрузке и выгрузке ТВС и *организация распределения расходов теплоносителя* по различным ТВС в соответствии с различными тепловыми мощностями ТВС (кожуховые трубы при этом играют роль *стенок каналов*, по которым пропускаются требуемые расходы теплоносителя, а требуемого соотношения расходов через отдельные ТВС в согласии с их тепловыми мощностями добиваются путём постановки на входе в нижней части каждой ТВС *дрессельных шайб с разными диаметрами проходных отверстий* по принципу: чем выше мощность ТВС, тем больший расход теплоносителя нужен для охлаждения этой ТВС и тем, следовательно, больше должен быть диаметр отверстия дрессельной шайбы на входе в эту ТВС).

Активные зоны отечественных реакторов типа ВВЭР на АЭС первых двух поколений (включая ВВЭР-440) состоят из кожуховых ТВС.

Теплотехнические исследования 70-х годов показали, что поперечные перетечки теплоносителя из одной ТВС в соседние в работающем на любом уровне мощности реакторе *почти не снижают теплотехнической надежности ни ТВС, ни отдельных их твэлов*. Поэтому, если снять кожуховые трубы со всех ТВС, теплотехническая надежность активной зоны сохранится на приемлемом уровне.

ТВС первых и последующих серийных активных зон реакторов ВВЭР-1000 выполнены *бескожуховыми*, а выбор их шестиугольной (в поперечном сечении) формы позволил реализовать *практически безззорный* переход от одной ТВС к соседним. Активная зона ВВЭР-1000 от этого стала *более однородной*, состоящей из твэлов, образующих *единую регулярную структуру в пределах всего поперечного сечения активной зоны*; эта структура характерна тем, что *расстояния между осями симметрии непосредственно соседствующих твэлов равны*, и оси симметрии любых трёх соседних твэлов, будучи соединёнными в поперечном сечении, образуют *одинаковые равносторонние треугольники*.

Вот почему такое размещение твэлов называют *структурой треугольной решётки*, а одинаковое расстояние между осями симметрии соседних твэлов - *шагом треугольной решетки* (a_T) (рис.4.2).

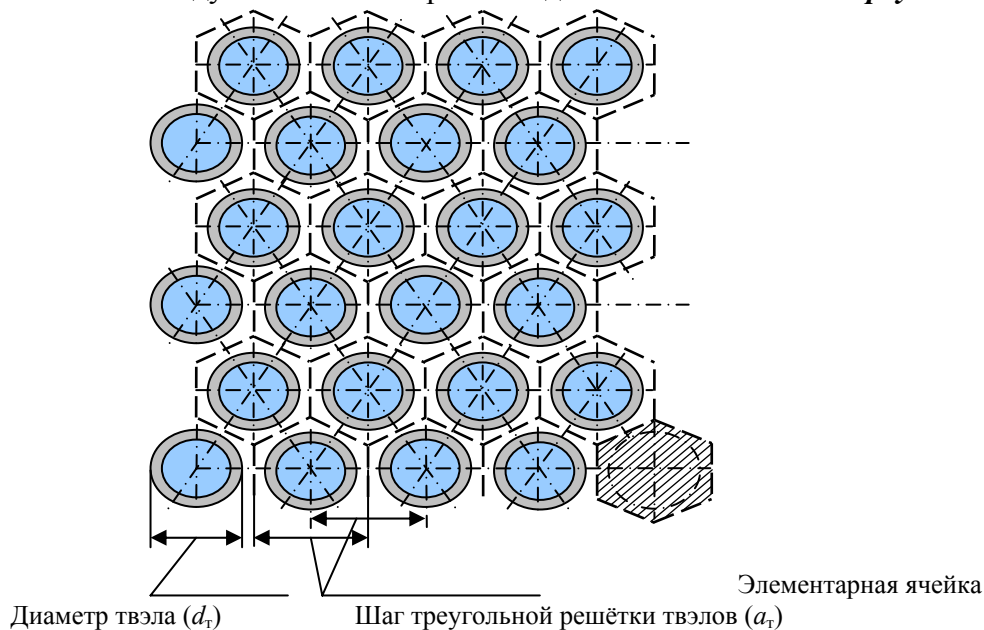


Рис.4.2. Регулярная структура треугольной решётки твэлов в ТВС и её характеристики.

Тема 4. Характеристики структуры активных зон реакторов.

Регулярным (повторяющимся) объёмным элементом структуры треугольной решётки является *одиночный твэл вместе с относящимся к нему объёмом замедлителя*. Этот элемент имеет форму прямой шестиугольной призмы, (а в поперечном сечении - форму правильного шестиугольника), и называется *элементарной ячейкой активной зоны* (на рис.4.2 элементарные ячейки обведены штриховыми линиями).

Заметим, что размер "под ключ" гексагональной ячейки *равен шагу треугольной решётки твэлов*, и это помогает легко вычислять часто требующуюся в расчётах величину *площади поперечного сечения ячейки* $S_{я}$:

$$S_{я} = \frac{\sqrt{3}}{2} a_T^2 \approx 0.866 a_T^2 \quad (4.4.1)$$

Такую же структуру треугольной решётки образуют и тепловыделяющие сборки в активной зоне реактора ВВЭР-440.

В практике эксплуатации реакторов АЭС бескожуховые тепловыделяющие сборки, в отличие от кожуховых, часто называют *тепловыделяющими кассетами* (ТБК).

Фиксация положения твэлов в ТВС (ТБК), устанавливающая структуру треугольной решётки заданного шага, выполняется с помощью разных конструктивных устройств, носящих общее название *дистанционизаторов твэлов*. Это могут быть ленточные дистанционирующие решётки, дистанционирующие трубчатые вытеснители, дистанционирующие пружины или даже дистанционирующие проволоки, служащие для удержания твэлов на требуемом отстоянии друг от друга и предотвращения взаимных касаний твэлов и касаний периферийными твэлами в ТВС стенок кожуховой трубы, и в то же время не мешающими твэлам свободно *удлиняться* с повышением их температуры или за счёт необратимых изменений длины вследствие радиационных воздействий.

Структура треугольной решётки является *наиболее плотной* из объёмных структур цилиндрических твэлов, позволяющей разместить в заданном объёме *наибольшее количество твэлов*, а, значит, при заданном количестве топливной композиции в активной зоне реактора - создать *наибольшую поверхность теплоотдачи от твэлов*, а при заданной номинальной мощности энергетического реактора - *уместить активную зону в меньших габаритах*.

В реакторах типа ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 по принципу треугольной решётки размещаются не только твэлы в каждой ТВС, но и сами ТВС в активной зоне, и решётка ТВС характеризуется своим значением шага.

В реакторах РБМК-1000 структура активной зоны строится на несколько иных принципах. 18 цилиндрических твэлов каждой ТВС образуют не регулярную структуру постоянного шага, а равномерно размещаются на двух концентрических окружностях разного диаметра (с центром на оси симметрии ТВС). ТВС в реакторе РБМК бескожуховые, но в ином смысле, чем в ВВЭР-1000: в РБМК роль кожухов ТВС выполняют циркониевые трубы *технологических каналов*, вставленные в вертикальные отверстия в графитовой кладке активной зоны. В этих трубах и размещаются бескожуховые тепловыделяющие кассеты вместе с дистанционирующими элементами и элементами крепления. Поперечное сечение ТВС реактора РБМК-1000 представлено на рис.4.3.

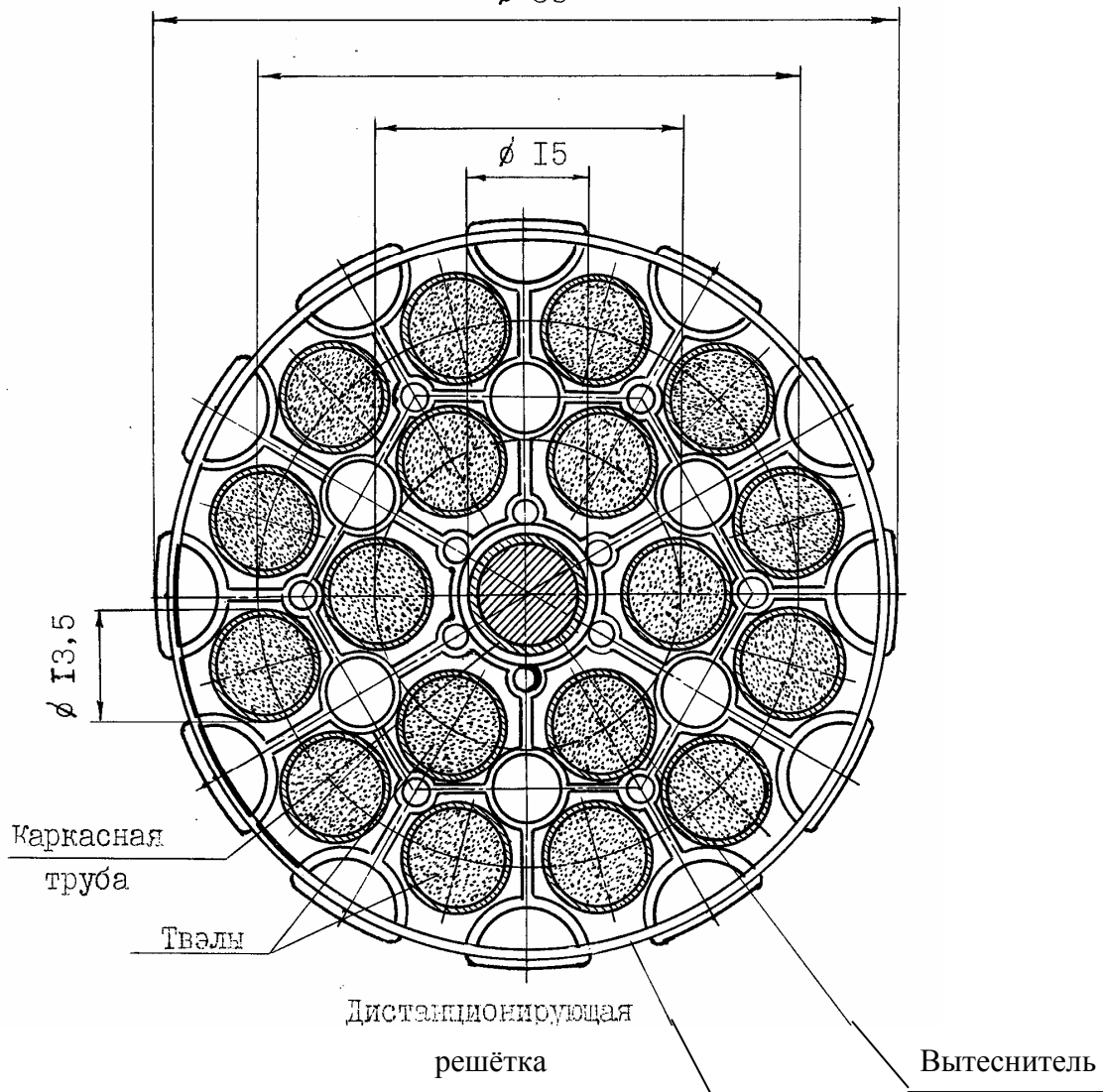


Рис.4.3. Поперечное сечение ТВС реактора РБМК-1000.

Большая высота активной зоны РБМК-1000 - 7 м - (у ВВЭР-1000 она 3.55 м) и обусловленные этим большие величины температурных расширений твэлов вынудили конструкторов каждую ТВС *делить на две тепловыделяющих кассеты*, располагающихся одна над другой с 20-миллиметровым зазором и скрепленных между собой шарнирно (по каркасной трубе). Каркасная труба служит, во-первых, как силовой элемент: на ней крепятся и дистанционируются твэлы. Во-вторых, внутри каркасных труб довольно большого числа ТВС располагаются датчики каналов нейтронных измерений, от которых поступают сигналы в систему контроля нейтронного поля и мощности реактора. В тех же технологических каналах, где нет измерительных элементов, каркасная труба заполнена силуминовыми *вытеснителями*, которые, замещая вытесняемые ими объёмы воды в центральной части ТВС, позволяют исключить возникновение «всплесков» плотности потока тепловых нейтронов, а, значит, - и перегревов твэлов внутреннего кольца ТВС.

Ячейки активной зоны РБМК, под которыми понимаются *одиночные технологические каналы с прилегающими к ним объёмами графитовых столбов*, образуют в реакторе регулярную структуру **квадратной решётки** с постоянным для всей активной зоны и отражателя *шагом* $A_{\text{ТК}} = 250 \text{ мм}$. Это значит, что и сами ячейки в поперечном сечении имеют форму квадрата со стороной 250 мм (см. рис 4.4).

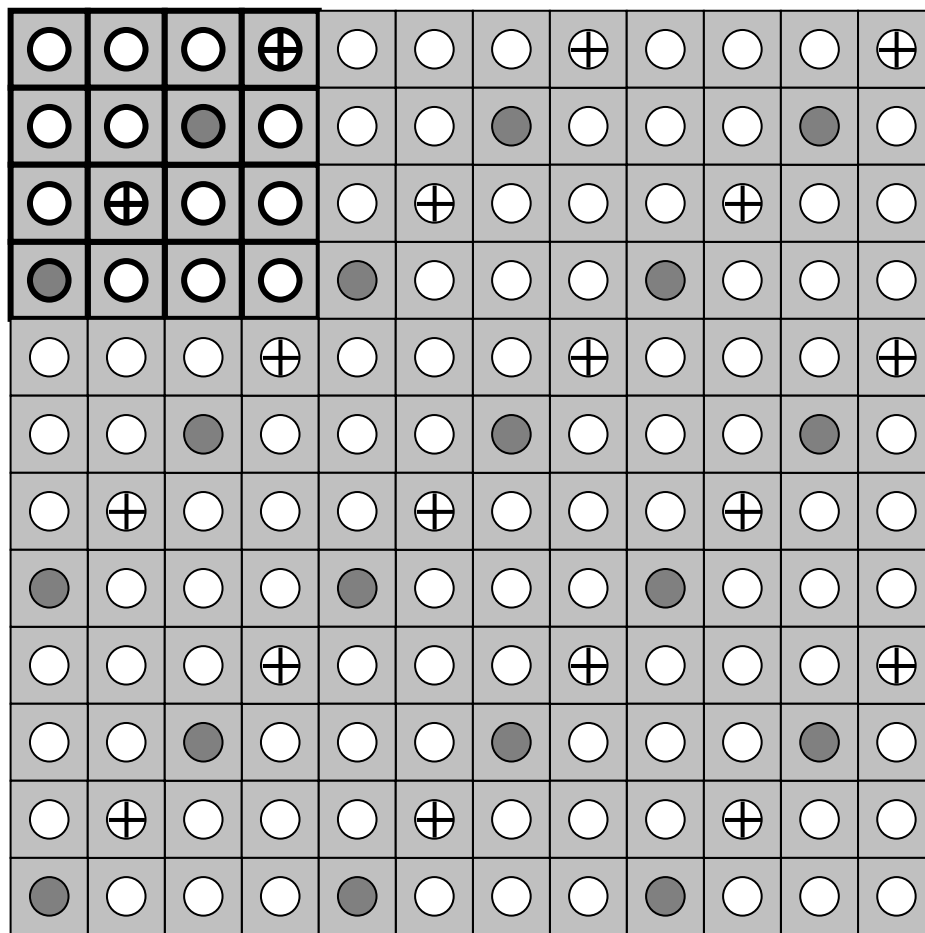


Рис. 4.4. Участок поперечного сечения активной зоны реактора РБМК-1000.

Тонкими сплошными линиями обведены контуры ячеек активной зоны (графитовый блок со вставленным в него технологическим каналом). Белые кружки в ячейках – тепловыделяющие сборки с ядерным топливом. Тёмные кружки в ячейках – каналы с подвижными поглотителями. Кружки с крестиками – каналы с дополнительными (неподвижными) поглотителями. Шестнадцать ячеек (4×4) образуют так называемую *полиячейку* (выделена более толстыми линиями в левом верхнем углу). В каждой полиячейке по две ячейки с подвижными поглотителями и по две ячейки – с дополнительными поглотителями. Обратите внимание: и ячейки, и полиячейки собраны в структуру *квадратной* решётки. Более того, ячейки с подвижными поглотителями и ячейки с дополнительными поглотителями образуют *свои* квадратные решётки, повернутые относительно основной решётки активной зоны на 45°.

Всё это вместе взятое образует *полирешётку* активной зоны (в большей её части, которую называют *зоной платно*).

По возможностям размещения в заданном объёме активной зоны наибольшего количества топлива (определяемого числом размещаемых в активной зоне ТВС) квадратная решётка уступает треугольной, но является более подходящей для *уран-графитового реактора*, т.к. графит, уступая воде по замедляющей способности ($\xi\Sigma_s$), для обеспечения теплового спектра в реакторе должен использоваться в активной зоне в *большем количестве на единицу массы загружаемого топлива, чем вода*.

*) Подсчитано, например, что для получения теплового спектра нейтронов в гомогенной уран-графитовой смеси на каждое ядро урана требуется 80 - 120 ядер углерода, тогда как в уран-водных гомогенных смесях для этого надо всего 12 - 15 молекул воды. Приблизительно такие же соотношения распространяются и на гетерогенные критические композиции.

В реакторе РБМК-1000 стройная структура квадратной решётки ТВС в активной зоне нарушается из-за необходимости размещения органов управления реактора (подвижных и неподвижных стержней-поглотителей): часть ячеек активной зоны освобождается от ТВС, а их места в пустых технологических каналах замещаются органами СУЗ. Ячейки, занятые органами СУЗ, в активной зоне реактора образуют *свою квадратную решётку*, повернутую относительно квадратной решётки ТВС на угол в 45° (рис.4.4). Таким образом получается, что *действительно повторяющимся компонентом* структуры активной зоны РБМК является не одна ячейка, а *шестнадцать* их, которые образуют *полиячейку* активной зоны.

Тема 4. Характеристики структуры активных зон реакторов.

Таблица 4.1. Некоторые характеристики гетерогенных структур реакторов типа ВВЭР и РБМК.

Характеристики	Значения характеристик для реакторов		
	ВВЭР-440	ВВЭР-1000	РБМК-1000
1. Тип твэлов	Цилиндрический	Цилиндрический	Цилиндрический
2. Наружный диаметр твэла, мм	9.1	9.1	13.6
3. Толщина оболочки твэла, мм	0.65	0.65	0.85
4. Материал оболочки твэлов	сплав Zr + 1% Nb	сплав Zr + 1% Nb	сплав Zr + 1% Nb
5. Топливная композиция	диоксид UO ₂	диоксид UO ₂	диоксид UO ₂
6. Диаметр топливной таблетки, мм	7.6	7.6	11.5
7. Обогащение топлива, %	3.3	4.4	1.8 – 2.3
8. Тип решётки твэлов в ТВС	Треугольная	Треугольная	-
9. Шаг решётки твэлов в ТВС, мм	12.2	12.75	-
10. Число твэлов в одной ТВС, шт.	126	312	18
11. Тип решётки ТВС в активной зоне	Треугольная	Треугольная	Квадратная
12. Шаг решётки ТВС, мм	147	236	250
13. Тип ТВС	Кожуховая	Бескожуховая	Бескожуховая
14. Форма кожуха	Шестигранная	-	-
15. Число ТВС в активной зоне	349	163	1693

Итак, мы познакомились с основными характеристиками, определяющими гетерогенную структуру активных зон тепловых реакторов отечественных АЭС. Разумеется, сказанное не может претендовать на полноту описания конструкции активных зон; с детальным изучением конструкции реакторов ещё предстоит иметь дело по окончании изучения теории реакторов; сейчас же, наоборот, важно получить самые общие представления об устройстве активных зон реакторов ради понимания теоретических построений, касающихся гетерогенности структур реакторов.

Тема 5

ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ И ЕГО РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА**5.1. Общие начальные рассуждения**

При рассмотрении нейтронного цикла теплового реактора в п.3 была получена зависимость эффективного коэффициента размножения от характеристик отдельных сторон нейтронного цикла:

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon \varphi \theta p_z p_T.$$

Из шести сомножителей правой части этой формулы величиной, непосредственно связанной с процессом замедления нейтронов в реакторе, является величина p_z - вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов.

Вероятность избежания утечки замедляющихся нейтронов - это доля нейтронов, избежавших утечки из активной зоны при замедлении, от всех нейтронов поколения, начавших процесс замедления в активной зоне.

Первый вопрос, естественно возникающий в начале изучения новой для нас величины: какие факторы определяют эту величину?

Обращаясь к житейскому опыту, можно предположить что величина p_z явно должна зависеть от:

- геометрии активной зоны (то есть от её формы и размеров);
- каких-то физических свойств композиции материалов активной зоны реактора.

Первое предположение не только интуитивно, оно имеет и некоторое логическое обоснование, которое выглядит приблизительно так.

Быстрые нейтроны деления рождаются во всём объёме активной зоны, а утечку за пределы активной зоны могут испытывать лишь нейтроны, замедляющиеся в пределах ограниченного слоя вблизи границ активной зоны. Следовательно, чем больше размеры активной зоны, тем меньшую часть общего объёма активной зоны будет составлять та часть, из которой происходит утечка замедляющихся нейтронов, и тем выше должна быть величина вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов.

Понятно, что с возрастанием размеров активной зоны до очень больших величин доля утекающих из неё замедляющихся нейтронов устремляется к малым величинам (в пределе - к нулю при бесконечном возрастании размеров). Значит, величина вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов из активной зоны бесконечных размеров равна единице.

Подобное рассуждение вполне уместно для активной зоны любой геометрической формы: как для самой простой сферической, так и для наиболее распространённой в энергетических реакторах активной зоны цилиндрической формы. Логический результат будет принципиально тот же, за исключением разве что одного: распределение вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов по поверхности цилиндрической активной зоны (в отличие от сферической) существенно неравномерно. Например, в углах продольного сечения цилиндрической активной зоны нейтронам представлены большие возможности для утечки из активной зоны, чем посреди боковой цилиндрической поверхности, а на цилиндрической части поверхности - большие возможности, чем в центральной части плоских ее торцов.

А раз распределение вероятности по поверхности активных зон зависит от их формы, значит, и сама величина вероятности p_z зависит от формы активной зоны.

Приведенные простые рассуждения ценны ещё одним: они вплотную подводят к мысли о том, что p_z определяется не только геометрией активной зоны, но и какими-то физическими свойствами среды активной зоны. Поскольку толщина слоя любой заданной формы, из которого происходит утечка замедляющихся нейтронов, может определяться *только* природными свойствами среды этого слоя.

Для нормального человека это очевидно, хотя и порождает неизбежный уточняющий вопрос: какие именно физические свойства материальной среды активной зоны имеются в виду?

Ведь у каждого конкретного вещества физических свойств много: теплоёмкость, плотность, теплопроводность, вязкость, магнитная проницаемость, поглощающая способность, рассеивающая способность... Всё это разные физические свойства, характеризующие каждое конкретное вещество с различных физических точек зрения, и каждое из этих свойств имеет свою количественную меру.

Очевидно, речь должна идти о каких-то *замедляющих* свойствах среды активной зоны, характеризующих её свойство в той или иной степени быстро замедлять нейтроны. Чем быстрее замедляющийся нейтрон превращается в тепловой, тем меньшее смещение в пространстве среды он испытывает, и тем меньше у него возможностей оказаться за пределами активной зоны во время замедления. Иными словами, как показывают приведенные рассуждения, из всех замедляющих свойств среды важнейшую роль должна играть её способность давать определенное среднее смещение нейтрона в ней в течение процесса замедления.

Средняя длина замедления среды (l_z) - это осреднённая для всех замедляющихся нейтронов величина пространственного смещения их за время замедления (т.е. от точки рождения быстрого нейтрона до точки, где он замедляется до теплового уровня).

Следует подчеркнуть, что l_z - характеристика не нейтронов, а среды, вещества, так как с позиций грамматики термин "средняя длина замедления нейтронов в среде" звучит немного обманчиво. (Обычно, когда мы говорим, например: "средняя скорость самолета Ту-154 равна 960 км/час", - нам ясно, что характеристика "скорость" относится к однозначно определённом объекту - самолету Ту-154. В данном же случае, когда мы слышим: "средняя длина замедления нейтронов", - по аналогии чисто грамматического свойства может показаться, что речь идёт о характеристике нейтронов, тогда как это - характеристика среды, отражающая её способность давать строго определённое среднее пространственное смещение нейтронов в процессе их замедления.).

Итак, $p_z = f(\text{геометрии а.з.; замедляющих свойств среды а.з.})$.

Но так как любое из физических свойств должно иметь свою количественную меру, то эту логическую зависимость можно переписать так:

$$p_z = f(\text{какого-то геометрического параметра а.з.; какой-то характеристики замедляющих свойств среды а.з.}) \quad (5.1.1)$$

5.2. Характеристики замедляющих свойств веществ

Средняя длина замедления - сложная характеристика, представляющая собой комбинацию более простых характеристик замедляющих свойств веществ.

Познакомимся с самыми основными из них, нужными нам для дела.

5.2.1. Макросечение рассеяния вещества. Для того, чтобы реактор был тепловым, то есть большинство делений в нём происходило под действием тепловых нейтронов, последние надо непрерывно получать, необходимо наладить процесс непрерывного замедления быстрых нейтронов, рождаемых в делениях ядер топлива. Поскольку топливо обладает слабыми замедляющими свойствами, единственным средством получения в реакторе нейтронов теплового спектра является введение в состав активной зоны специальных веществ – *замедлителей*. Причём, в количестве, достаточном для того, чтобы интенсивность трансформации быстрых нейтронов деления в тепловые в активной зоне была существенно (во много раз) большей, чем интенсивность поглощения нейтронов в процессе их замедления.

Замедляющие свойства вещества должны определяться, очевидно, величиной скорости уменьшения кинетической энергии нейтронов в единичном объёме вещества в единицу времени. Это уменьшение кинетической энергии нейтронов происходит в реакциях рассеяния на ядрах среды. Чем больше рассеяний происходит в 1 см^3 среды за 1 с , тем больше энергии отнимает этот единичный объём вещества за 1 с у замедляющихся в нём нейтронов, и тем, следовательно, лучшим замедлителем может служить это вещество.

Но число рассеяний в 1 см^3 вещества за 1 с - это не что иное, как скорость реакции рассеяния на ядрах этого вещества:

$$R_s^i = \Sigma_s^i \Phi,$$

следовательно, вещество будет тем лучшим замедлителем, чем выше величина его макросечения рассеяния Σ_s .

И можно было бы считать Σ_s определяющей характеристикой замедляющих свойств веществ, если бы ядра всех веществ в одиночных рассеяниях отнимали у любого одиночного нейтрона одинаковую порцию энергии. Но в действительности дело обстоит не так: во-первых, ядра различных атомов отнимают у замедляющихся нейтронов существенно различные количества кинетической энергии, а, во-вторых, даже у одного определённого сорта ядер величина этой порции сильно зависит от величины энергии рассеиваемого нейтрона. То есть величина потерь энергии нейтроном в последовательных рассеяниях в процессе замедления от рассеяния к рассеянию падает даже при замедлении на ядрах одного сорта.

Поэтому явно нужна ещё какая-то характеристика замедляющих свойств для каждого сорта ядер, которая бы отражала способность этих ядер отнимать у нейтрона в одиночном рассеянии определённую среднюю кинетическую энергию.

5.2.2. Среднелогарифмический декремент энергии. Э.Ферми при разработке модели непрерывного замедления первым предположил, что закономерность уменьшения нейтроном энергии в последовательных рассеяниях на ядрах однородной среды имеет экспоненциальный характер, то есть, начиная замедление с начального уровня энергии E_o , после k последовательных рассеяний нейтрон снижает свою кинетическую энергию до уровня:

$$E_k = E_o \exp(-\xi k) \quad (5.2.1)$$

В обычной системе координат ($E - k$) дискретный процесс уменьшения нейтроном энергии имеет вид лесенки с разновысокими ступенями; в полулогарифмической системе координат ($\ln E - k$) тот же процесс замедления трансформируется в лестницу со ступенями равной высоты (рис.5.1)

Таким образом, единственной неизменной величиной в процессе экспоненциального замедления нейтрона является уменьшение натурального логарифма энергии нейтрона в одиночном рассеянии.

Уменьшение натурального логарифма энергии замедляющегося нейтрона в одиночном рассеянии, усреднённое по всем рассеяниям на ядрах однородной среды, называется среднелогарифмическим декрементом энергии этих ядер (или этой среды, если речь о более общем случае сложной среды, состоящей из нескольких сортов ядер).

В реальных однородных веществах, где процессы рассеяния замедляющихся нейтронов подвержены многим случайностям, величина ξ может для отдельных рассеяний при разных энергиях нейтронов отклоняться в ту или иную сторону от некоторого среднего своего значения. Поэтому для получения действительной характеристики замедляющих свойств ядер и производится операция усреднения.

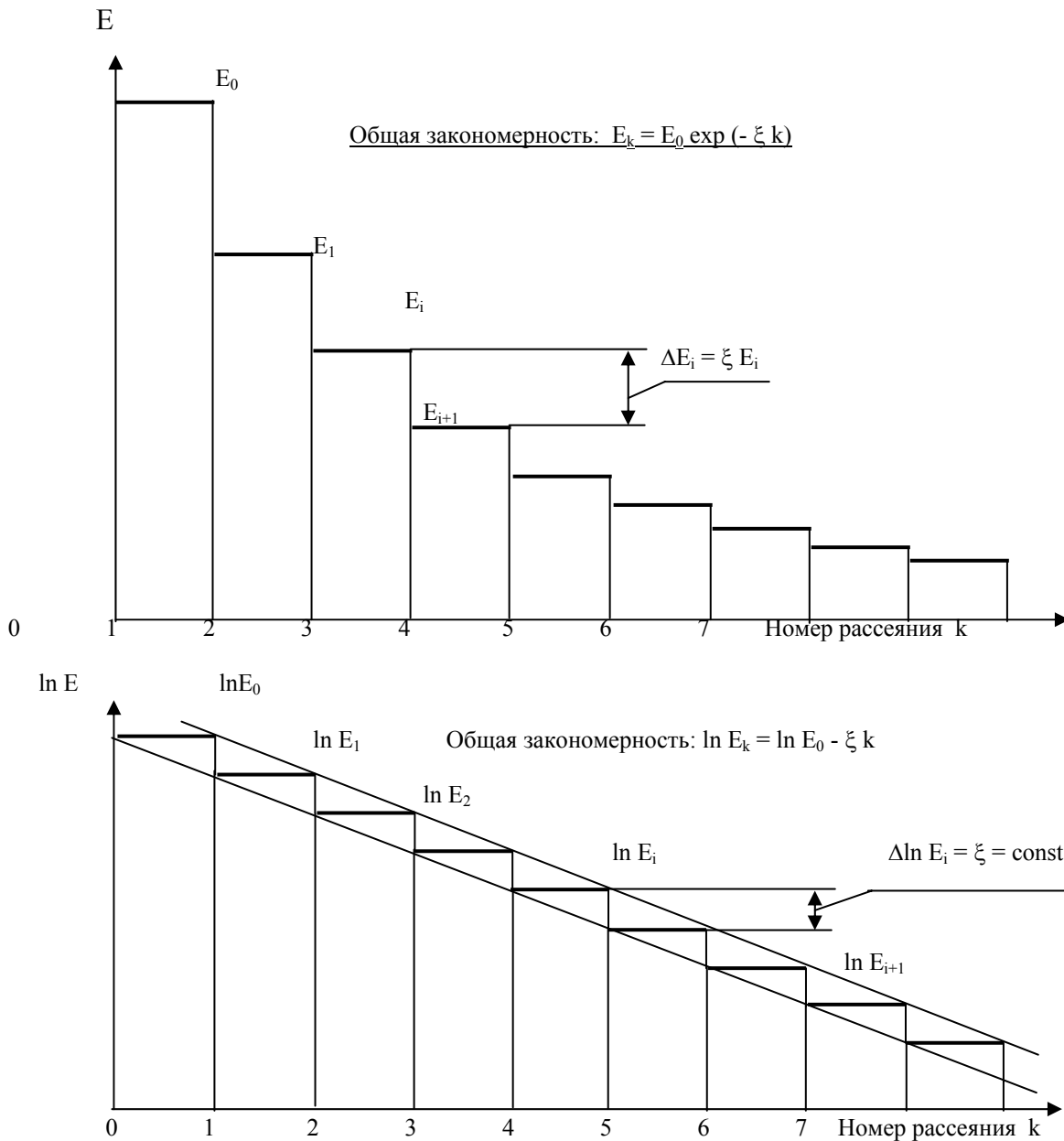


Рис.5.1 .Характер уменьшения кинетической энергии нейтрона при замедлении, иллюстрируемый в натуральных и полулогарифмических координатах.

Величина среднелогарифмического декремента энергии для ядер различной массы легко вычисляется по формулам нейтронной физики:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}, \quad (5.2.2)$$

где A , а.е.м. - массовое число ядра-рассеивателя.

*) Для водорода ($A = 1$) величина ξ принимается равной 1.

С дальнейшим ростом A величина среднелогарифмического декремента энергии ядер быстро уменьшается и уже при $A > 3$ для вычисления её можно с достаточной точностью пользоваться упрощённой формулой:

$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}. \quad (5.2.3)$$

Для ядер тяжёлых замедлителей (с $A > 10$) формула ещё проще:

$$\xi \approx 2/A \quad (5.2.4)$$

Возвращаясь к начальным рассуждениям, мы должны констатировать: **лёгкие ядра - лучшие замедлители нейтронов, чем более тяжёлые**: чем больше A , тем меньше величина ξ , и тем меньше не только уменьшение логарифма энергии нейтрона в одном рассеянии, но и абсолютная средняя потеря энергии в этом рассеянии, которая связана с ξ простой зависимостью:

$$\Delta E = \xi E \quad (5.2.5)$$

5.2.3. Замедляющая способность вещества. Макросечение рассеяния Σ_s и логарифмический декремент энергии вещества ξ , взятые порознь, являются *однобокими* характеристиками замедляющих свойств: одна из них учитывает только интенсивность рассеяний в единичном объёме вещества, другая - только энергетическую сторону процесса замедления на ядрах вещества.

А вот произведение этих двух величин как раз и даёт ответ на вопрос, какой замедлитель является лучшим. Действительно, лучшими замедляющими свойствами обладает то вещество, которое имеет более высокие значения ξ и Σ_s , а, значит, обладает более высоким значением произведения $\xi \Sigma_s$.

Произведение $\xi \Sigma_s$ называется замедляющей способностью вещества.

По величине замедляющей способности можно сравнивать замедляющие свойства различных замедлителей, составлять суждение, какой из замедлителей является лучшим, и подбирать материалы-замедлители для активных зон тепловых реакторов.

5.2.4. Коэффициент замедления вещества. Если замедляющая способность вещества $\xi \Sigma_s$ является исчерпывающей характеристикой природной склонности вещества к отбору энергии у замедляющихся в нём нейтронов, то это ещё не означает, что большая её величина даёт пропуск этому веществу для использования в качестве замедлителя в тепловом реакторе.

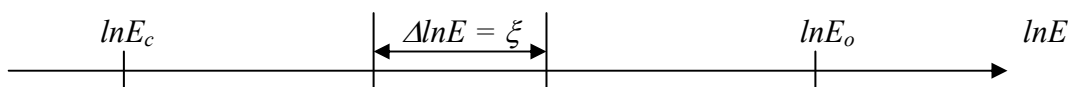
Важно, чтобы замедлитель не только интенсивно замедлял нейтроны, но и не поглощал их в процессе замедления: не будем забывать, что любой нуклид обладает *ненулевым* микросечением радиозахвата в диапазоне энергий замедления нейтронов в реакторе. Поэтому при равных величинах замедляющей способности материалов с точки зрения сохранения замедляющихся нейтронов лучшим замедлителем будет тот из них, у которого меньше величина макросечения поглощения тепловых нейтронов.

Количественной мерой этой комплексной способности вещества хорошо замедлять и одновременно хорошо сохранять замедляющиеся нейтроны служит величина коэффициента замедления.

Коэффициент замедления вещества - это величина отношения замедляющей способности вещества к его поглощающей способности в интервале энергий замедления (измеряемой величиной среднего значения макросечения поглощения вещества в этом интервале).

$$k_z = \xi \Sigma_s / \Sigma_a \quad (5.2.6)$$

5.2.5. Число рассеяний, потребное для замедления нейтронов до теплового уровня. Если средняя энергия, с которой нейтроны деления начинают процесс замедления, равна E_o (равная 2 МэВ), а конечная энергия интервала замедления (энергия сшивки) равна E_c , то эти значения энергий можно отметить точками на шкале логарифма энергии нейтронов:



А так как среднелогарифмическая потеря энергии нейтрона в одиночном рассеянии равна ξ , то, очевидно, что для замедления нейтрона от E_o до E_c необходимо, чтобы нейтрон испытал за весь процесс замедления

$$C_s = (\ln E_o - \ln E_c) / \xi = \ln(E_o / E_c) / \xi \quad (5.2.7)$$

рассеивающих соударений с ядрами замедляющей среды. Это число рассеяний, потребное для полного замедления нейтрона деления до теплового уровня, также может служить характеристикой замедляющих свойств среды, составляющей активную зону теплового реактора.

5.2.6. Сравнение характеристик лучших природных замедлителей. Цифровые данные для сравнительной оценки замедляющих свойств пятерки лучших природных замедлителей приведены в табл.5.1.

Таблица 5.1.

Характеристики шести лучших природных замедлителей.

Характеристики	Вещества					
	H ₂ O	D ₂ O	Be	BeO	C	Zr
1. $\gamma, \text{г/см}^3$	1.0	1.10	1.85	2.96	1.6	6.4
2. ξ	0.926	0.509	0.207	0.174	0.158	0.0218
3. $\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.495	0.352	0.749	0.670	0.405	0.344
4. $\xi\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.35	0.179	0.155	0.120	0.064	0.0075
5. k_3	61	1900	125	170	170	0.93
6. C_s	17.4	31.7	78.2	92.6	102	739.3
7. $\tau_T, \text{см}^2$	26.9	118.0	90.0	95.0	297	2082.4

Таким образом, лёгкая вода (H₂O) является первым замедлителем по величине замедляющей способности, но по величине коэффициента замедления она на пятом месте, уступая тяжёлой воде, бериллию, оксиду бериллия и графиту потому, что вода обладает более высоким значением макросечения поглощения замедляющихся нейтронов.

Тяжёлая вода, обладая самым высоким значением коэффициента замедления, является почти идеальным замедлителем для тепловых реакторов. Но целый букет негативных качеств: радиоактивность, редкая распространённость в природе, энергоёмкая и дорогостоящая технология получения чистой тяжёлой воды (0.5% примесей в тяжёлой воде снижают коэффициент замедления её почти на порядок!), дополнительные трудности с обеспечением особого водного режима первого контура, порождают добавочные проблемы как для конструкторов, так и для эксплуатационников.

Бериллий и оксид бериллия не получили широкого распространения в качестве замедлителя для энергетических реакторов из-за высокой токсичности бериллия и его соединений (усложняющей как технологию получения высокочистого бериллия, так и технологию изготовления деталей внутриреакторных конструкций), высокой стоимости бериллия и малой его радиационной стойкости в условиях мощного нейтронного и гамма-облучения в активной зоне энергетического реактора.

Отсутствие у графита недостатков, свойственных бериллию и его оксиду, и сделало его основным замедлителем в уран-графитовых реакторах отечественных АЭС.

5.3. Возраст нейтронов в среде

Познакомимся с ещё одной комплексной характеристикой замедляющих свойств различных сред, называемой возрастом нейтронов, поскольку именно она является ключевым понятием теории замедления и чаще иных характеристик встречается в формулах и уравнениях теории реакторов.

Путь к пониманию этой характеристики проходит через понятия анизотропии рассеяния и транспортного макросечения вещества.

5.3.1. Анизотропия рассеяния и её мера. Ранее (п.2.4.1) мы уже познакомились с понятием средней длины свободного пробега рассеяния нейтронов:

$$\lambda_s = 1/\Sigma_s, \quad (5.3.1)$$

величиной, обратной макросечению рассеяния среды. Эта величина в нашем понимании ассоциируется со средним расстоянием по прямой, проходимым нейтроном между двумя последовательными рассеяниями.

Казалось бы все просто: независимо от того, движутся или покоятся 1-ое и 2-ое ядра (рис.5.2), пробег нейтрона между двумя последовательными рассеяниями определяется положением в пространстве этих двух ядер в моменты их столкновения с нейтроном. На деле пробег между двумя рассеяниями - вещь более сложная даже в том простейшем случае, если предположить, что оба ядра в моменты столкновения покоятся. Такая схема была бы справедливой, если бы акт рассеяния был актом простого механического соударения нейтрона с ядром.

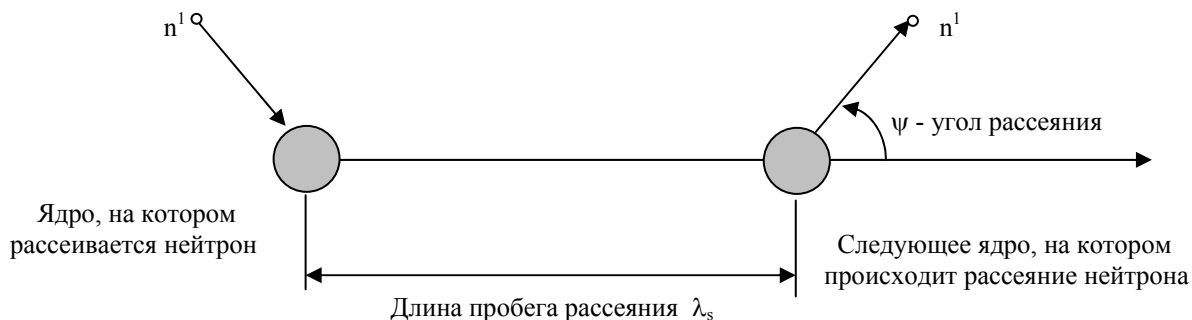


Рис.5.2. Схематическое изображение двух последовательных рассеяний нейтрона и средняя длина свободного пробега рассеяния в образно-механическом представлении.

Но (вспомнить п.2.1.2) акт одиночного рассеяния является *полноправной нейтронной реакцией*, начинающейся с проникновения нейтрона в ядро, образования возбуждённого составного ядра, и заканчивающейся испусканием нейтрона возбуждённым ядром. Поэтому, ставя вопрос о пробеге нейтрона между последовательными рассеяниями, уместно вначале задать вопрос: сколько времени нейтрон будет находиться в составе возбуждённого ядра и куда будет двигаться это возбуждённое ядро в течение этого времени?

Если одиночное рассеяние нейтрона в любом направлении равновероятно, то, очевидно, что после большого множества рассеяний нейтрон окажется вообще неспособным на какое-то заметное смещение в пространстве. Ведь если каждому направлению испускания нейтрона после рассеяния на одном ядре соответствует с той же вероятностью противоположное направление испускания в одном из последующих рассеяний на иных ядрах, то это значит, что мечущийся во всех мыслимых направлениях нейтрон "скачет" около одной фиксированной точки пространства среды, не сдвигаясь относительно этой точки, подобно неопытному туристу в лесу, ежеминутно меняющего направления, но не могущего удалиться от той точки леса, где он впервые обнаружил, что заблудился.

А если же нейтрон имеет какое-то закономерно-предпочтительное направление после рассеяния, то в процессе последовательных рассеяний на ядрах среды он будет постепенно удаляться от точки первого рассеяния в этом предпочтительном направлении.

Понятно, что на вопрос о равно- или неравновероятности рассеяния нейтрона по различным направлениям дать точный доказательный ответ мы не в состоянии: одиночные нейтроны пока не наблюдались даже с помощью самого современного электронного микроскопа. Поэтому судить о вероятностях рассеяния нейтрона в разных направлениях можно только на основе косвенных признаков, фиксируемых в тонких физических экспериментах.

Пространственное смещение нейтронов в процессе их рассеяния установлено как непреложный факт, и это потребовало теоретических объяснений. Поскольку принципиальных или логических противопоказаний к любому направлению рассеяния нейтрона ядром нет, условились считать, что *покоящиеся* ядра испускают рассеянные нейтроны равновероятно по всем возможным направлениям (в пределах 4π стерадиан телесного угла). Коротко такое рассеяние называют **изотропным**.

Если величину вероятности рассеяния нейтрона в определённом направлении изображать в виде вектора, то изотропное рассеяние на плоской векторной диаграмме будет выглядеть, как показано на рис.5.3а: векторы вероятности по всем направлениям имеют равную длину, а огибающая линия концов этих векторов - окружность. Нетрудно представить себе подобную теоретическую схему изотропного рассеяния и в трёхмерном пространстве - в виде такого "ежа" с равномерно расположенными колючками равной длины

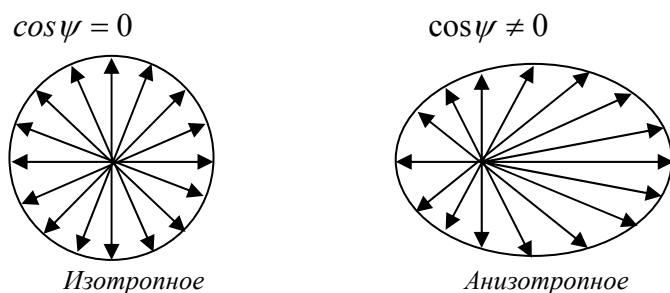


Рис.5.3. Упрощенные (плоские) схемы изотропного и анизотропного рассеяния.

Всякое другое рассеяние, то есть такое, при котором определённые направления испускания рассеянных ядрами нейтронов оказываются более вероятными, чем другие, называется *анизотропным*.

В качестве направления начала отсчёта углов рассеяния обычно выбирается направление движения нейтрона до рассеяния.

Углом рассеяния (ψ) в системе координат, жёстко связанной с реактором, называют угол между направлениями движения нейтрона после и до рассеяния (рис.5.4).

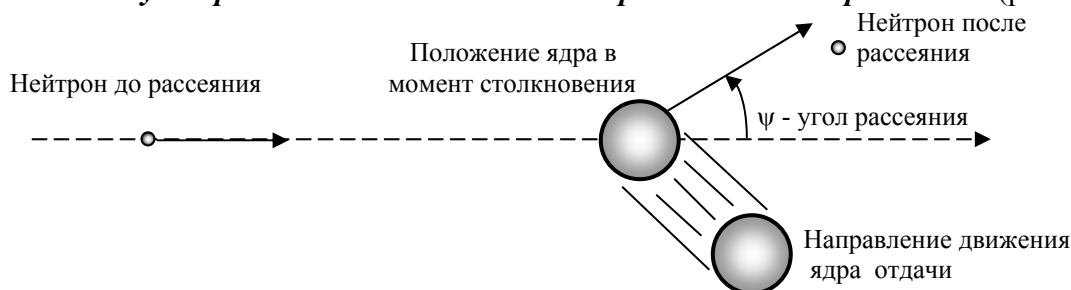


Рис.5.4. Иллюстрация к понятию плоского угла рассеяния.

Мерой анизотропии рассеяния служит средний косинус угла рассеяния:

$$\cos \psi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} \cos \psi \cdot p(\psi) d\psi \quad (5.3.2)$$

В выражении (5.3.2) $p(\psi)$ - это вероятность того, что нейтрон рассеивается в пределах элементарного телесного угла $d\psi$ в направлении ψ .

Ясно, что при изотропном рассеянии $p(\psi) = \text{idem}$ и $\cos \psi = 0$, а при анизотропном рассеянии средний косинус угла рассеяния *не равен 0*.

В справочниках по ядерным константам величина среднего косинуса угла рассеяния ради краткости чаще всего обозначается μ .

Из кинетической теории следует, что величина среднего косинуса угла рассеяния определяется только массовым числом ядра-рассеивателя:

$$\overline{\cos \psi} = \mu = 2/3A \quad (5.3.3)$$

Выражение (5.3.3) недвусмысленно говорит о том, что тяжёлые ядра (с большим массовым числом A) рассеивают нейтроны *практически изотропно* (например, для урана-235 $\mu = 0.0028 \approx 0$), в то время как лёгкие ядра в рассеяниях нейтронов существенно анизотропны (например, для ядра водорода $^1\text{H}_1$ $\mu = 0.667$, то есть существенно отличается от нуля).

5.3.2. Транспортная длина и транспортное макросечение среды. Рассмотрим, как выглядит картина рассеяния на ядрах замедляющей среды с учётом предположения об изотропности рассеяния нейтронов покоящимися ядрами.

Оказывается, если привести изотропное ядро в движение, рассеяние перестаёт быть изотропным. Строгое доказательство этого положения сложно и громоздко, но для понимания сути и причины изменчивости изотропности рассеяния ядер достаточно простого примера - аналогии из области классической механики.

Вообразим летательный аппарат идеальной сферической формы, наделённый способностью двигаться с любой скоростью и неподвижно зависать над землёй подобно вертолёту. Представим также, что равномерно по его сферической поверхности установлены стволы автоматов, способных (с помощью внутреннего автоматического устройства) выстреливать одновременно. Этот пример - типичный случай, казалось бы, неизбежно изотропной системы, изотропность которой обусловлена самой её конструкцией: стволы одинаковы, размещены они равномерно и нормально к этой поверхности.

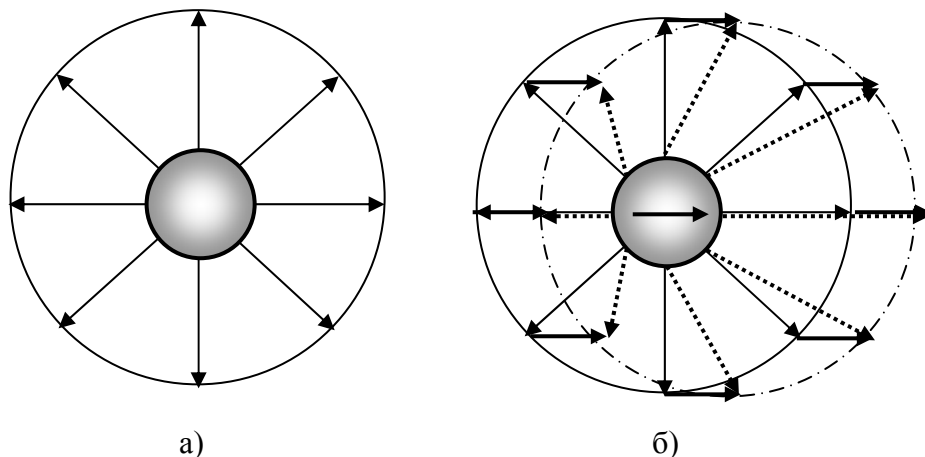


Рис.5.5. Иллюстрация положения о том, что изотропная в покое система (а) при её движении перестаёт быть изотропной (б).

И если аппарат покоится относительно земной поверхности, то одновременный выстрел из всех стволов приведет к равномерному и одинаковому поражению передней и задней, верхней и нижней, правой и левой полусфер пространства (рис.5.5а). Но если заставить аппарат двигаться в любом направлении, то неподвижный наблюдатель с земли после синхронного выстрела обнаружит, что более поражённой окажется та полусфера пространства, в направлении которой двигался аппарат в момент выстрела.: Теперь каждая из выпущенных пуль не только движется в направлении толкающих её пороховых газов, но и несёт в себе по инерции движение самого аппарата. И вектор абсолютной (относительно земного наблюдателя) скорости движения пули в пространстве будет геометрической суммой векторов двух относительных скоростей - скорости в направлении пороховых газов и скорости в направлении движения самого аппарата. Вектор абсолютной скорости любой из пуль словно "подворачивает" в направлении движения аппарата, благодаря чему передняя (ориентируясь по направлению движения аппарата) полусфера пространства оказывается более поражаемой (рис.5.5б). Аналогия ядра-рассеивателя с этим аппаратом (так ли он фантастичен?) достаточно прозрачна: даже предполагая природную изотропность рассеяния покоящимися ядрами, в реальности (так как ядра, вместе с их атомами, участвуют в тепловом движении) анизотропии рассеяния не избежать. Но дело даже не только в присущем ядрам реальной среды тепловом движении. Обладая перед рассеянием высокой кинетической энергией, нейтрон неизбежно передает ядру несравненно большую кинетическую энергию, чем энергия теплового движения ядра, заставляя ядро двигаться с более высокой скоростью. Во-вторых, и что самое важное: **анизотропия рассеяния, обусловленная движением ядра в продолжение акта рассеяния, непременно должна увеличивать средний пробег нейтронов между двумя последовательными рассеяниями.** Это легко понять, рассмотрев схему всего перемещения нейтрона в пространстве среды между двумя последовательными рассеяниями, считая (рис.5.6) величину пространственного переноса нейтрона между моментами испускания нейтрона в двух следующих друг за другом рассеяниях.

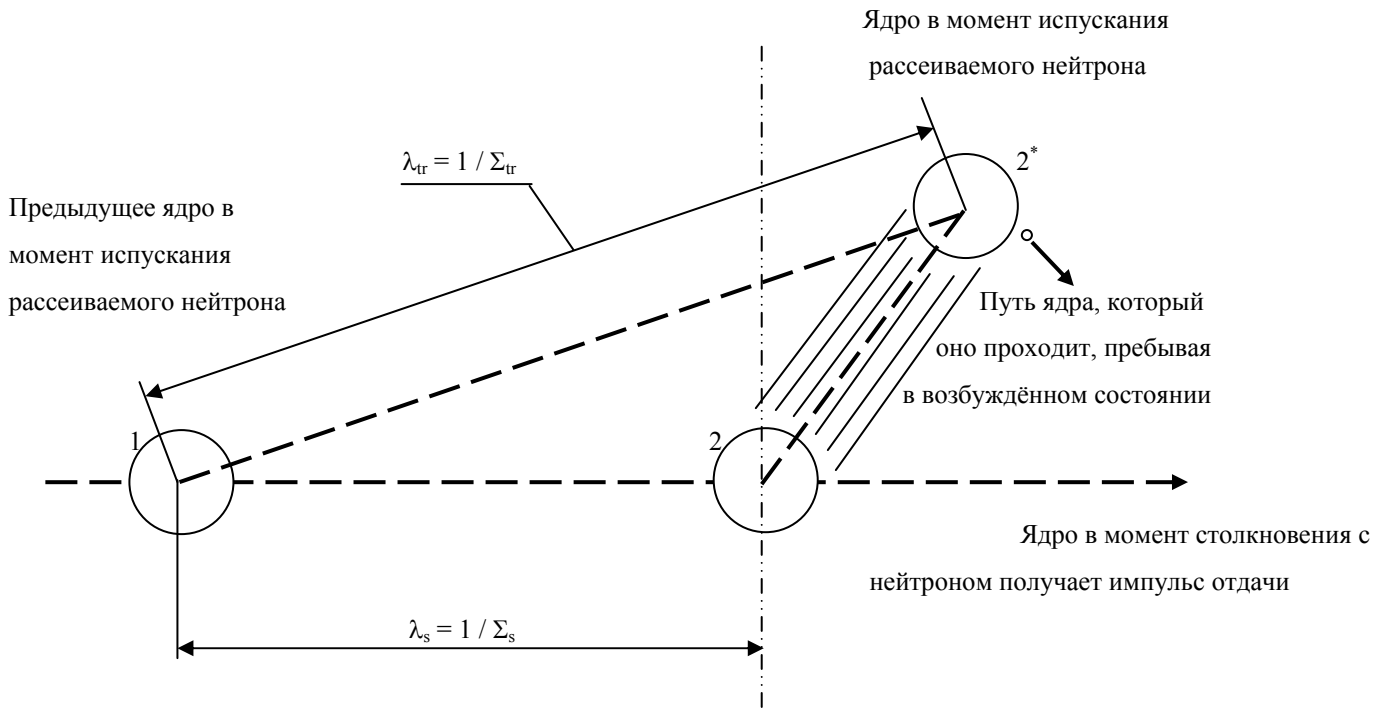


Рис.5.6. К пояснению понятия транспортного смещения нейтрона в рассеивающей среде.

Рассеянный первым ядром замедляющийся нейтрон - частица, обладающая массой и большой кинетической энергией, - сталкиваясь по окончании свободного пробега λ_s с очередным (вторым) ядром, передаёт этому ядру свой кинетический импульс и ведёт себя в этот момент как обычная частица малой массы (1 а.е.м.) при столкновении с частицей большой массы (A а.е.м.). Какой бы удар ни испытало ядро (упругий или неупругий, лобовой или скользящий), оно, получив этот импульс, движется в одном из направлений отдачи *в переднюю полусферу* (в переднюю, то есть ориентированную в первоначальном направлении движения нейтрона до рассеяния на втором ядре). Далее нейтрон проникает в сферу ядерных сил второго ядра, образуя возбуждённое составное ядро, которое продолжает двигаться в указанном направлении отдачи.

Составное ядро, как известно, может пребывать в состоянии возбуждения ограниченное (но конечное) время и за это время проходит некоторое расстояние (2 - 2*), лишь в точке 2* сбрасывая с себя возбуждение и испуская рассеиваемый нейтрон.

Следовательно, истинное расстояние в пространстве среды между точками испускания рассеиваемого нейтрона в двух последовательных рассеяниях должно оцениваться не как λ_s , а как расстояние (1 - 2*), которое явно больше расстояния λ_s : второе ядро в момент испускания рассеиваемого нейтрона оказывается в *передней* полусфере, в точке 2*, более удаленной от точки 1, чем точка 2.

Рассеяние на ядре получается явно анизотропным, причиной анизотропии служит кинетический импульс, который приобретает ядро от нейтрона, а результатом этого приобретения является увеличение пространственного смещения нейтрона в среде между двумя последовательными рассеяниями.

Пространственное смещение нейтрона в среде между двумя последовательными во времени актами рассеяния на ядрах среды, осреднённое по всем рассеяниям, принято называть транспортным смещением нейтронов в этой среде и обозначать λ_{tr} .

Величину, обратную величине транспортного смещения

$$\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}, \quad (5.3.4)$$

по аналогии с величиной макросечения рассеяния **называют транспортным макросечением среды.**

Транспортное смещение и транспортное макросечение являются такими же нейтронно-физическими характеристиками веществ и сложных сред, как и любые другие макросечения. Бо-

лее того, кинетическая теория строго доказывает взаимосвязь транспортного смещения и средней длины свободного пробега нейтрона между рассеяниями:

$$\lambda_{tr} = \lambda_s / (1 - \mu), \quad (5.3.5)$$

где μ - известная нам характеристика анизотропии ядер - средний косинус угла рассеяния. Из (5.3.5) следует и очевидная взаимосвязь соответствующих макросечений:

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_s (1 - \mu). \quad (5.3.6)$$

- то есть, по существу, транспортное макросечение - это макросечение рассеяния вещества, скорректированное с учётом анизотропии рассеяния на ядрах этого вещества.

И, поскольку тяжёлые ядра рассеивают нейтроны практически изотропно ($\mu \approx 0$), то для них $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s$, в то время как у лёгких ядер величина Σ_{tr} существенно меньше величины Σ_s . (Например, для ядер водорода $\mu_H = 0.667$ и $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s/3$, а для ядер графита $\mu_C = 0.0556$ и $\Sigma_{tr} \approx 0.944 \Sigma_s$).

5.3.4. Длина замедления и возраст нейтронов в среде. Дадим вначале строгое определение понятию средней длины замедления:

Средняя длина замедления нейтронов до произвольного уровня энергии E - $l_3(E)$ - это среднестатистическое пространственное смещение нейтрона в процессе его замедления от начальной энергии E_0 , с которой нейтрон рождается в делении, до данной энергии E (в частности, - до уровня энергии сшивки E_c , если речь идёт о полной длине замедления нейтрона до теплового уровня - $l_3(E_c)$).

При замедлении одиночного нейтрона частные (не средние!) величины пространственных смещений нейтронов в процессе замедления схематически представить нетрудно (рис.5.7).

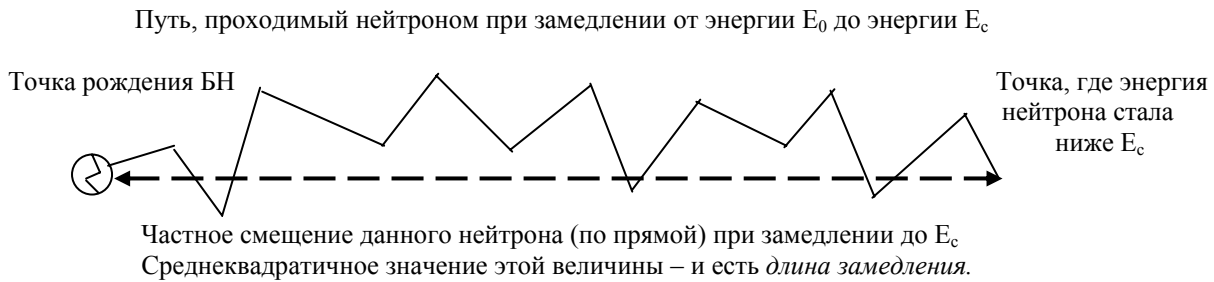


Рис.5.7. Графическое пояснение понятия длины замедления.

Рожденный в делении быстрый нейтрон, испытывая серию последовательных рассеяний, проходит в среде путь в виде ломаной линии, отрезки которой представляют собой пространственные смещения нейтрона между актами двух последовательных рассеяний. В процессе замедления из-за случайного характера рассеивающих соударений с ядрами среды нейтрон может удаляться от точки своего рождения или приближаться к ней, но в любом случае величина пространственного смещения каждого нейтрона при замедлении до любой энергии E - своя, у разных нейтронов эти величины могут сильно отличаться. Однако среднее значение этой величины при рассеянии больших количеств замедляющихся нейтронов в среде, тем не менее, должно быть физической константой этой среды, т.к. влиять на процесс пространственного переноса нейтронов, управлять им с определённой закономерностью, кроме среды, больше никому.

Вопрос в том, как усреднять величину пространственных смещений множества нейтронов: брать ли среднеарифметическую их величину или среднестатистическую (среднеквадратичную)?

Как показали физические эксперименты, с действительностью согласуется именно среднеквадратичная величина смещения нейтронов в процессе замедления:

$$\bar{l}_3^2(E) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n l_{3i}^2(E). \quad (5.3.7)$$

В кинетической теории доказательно выводится связь средней длины замедления с другими характеристиками замедляющих свойств среды:

$$\bar{l}_3(E) = \sqrt{\frac{2C_s(E)}{\Sigma_s \Sigma_{tr}}}, \quad (5.3.8)$$

где $C_s(E) = (\ln E_o/E)/\xi$ - число рассеяний, необходимое для замедления нейтрона от начальной энергии E_o до данной энергии E (п.5.2.5).

В теории реакторов чаще используется не сама величина средней длины замедления, а шестая часть квадрата её, названная Ферми **возрастом нейтронов** в среде при энергии E .

Возраст нейтронов с энергией E - это шестая часть среднего квадрата пространственного смещения нейтрона в среде при замедлении от начальной энергии E_o до данной энергии E .

Величина возраста обозначается греческой буквой $\tau(E)$ с указанием на энергию E замедляющихся нейтронов, которой соответствует возраст.

Итак,
$$\tau(E) = \frac{1}{6} \bar{l}_3^2. \quad (5.3.9)$$

С учётом выражения (5.3.8) и следующего за ним выражения для величины $C_s(E)$ формула для возраста замедляющихся нейтронов с энергией E обретает свой окончательный вид:

$$\tau(E) = \frac{\ln \frac{E_o}{E}}{3\xi \Sigma_s \Sigma_{tr}}. \quad (5.3.10)$$

В частности, возраст нейтронов, замедлившихся до энергии сшивки E_c , то есть возраст *тепловых нейтронов* (обозначим его покороче - τ_T):

$$\tau_T = \tau(E_c) = \frac{\ln \frac{E_o}{E_c}}{3\xi \Sigma_s \Sigma_{tr}}. \quad (5.3.10a)$$

Возраст нейтронов, как квадрат длины замедления, имеет размерность площади - $см^2$. Важно с самого начала вникнуть в физический смысл этой величины и не воспринимать возраст как время процесса замедления нейтрона (чему способствует житейское понятие *возраста человека*).

Хотя несложно понять, что возраст нейтронов в среде явно находится в *прямой* взаимосвязи с хронологическим временем замедления нейтронов: чем больше времени идёт процесс замедления нейтрона, тем на большее расстояние смещается нейтрон в объёме среды от точки своего рождения при делении ядра.

И опять-таки: возраст нейтронов - характеристика *не нейтронов*, а комплексная характеристика *замедляющих свойств среды*, в которой происходит замедление нейтронов: величина возраста является, как видно из (5.3.10), комбинацией характеристик замедляющих свойств вещества (в знаменателе стоит утроенное произведение замедляющей способности $\xi \Sigma_s$ и транспортного макросечения вещества Σ_{tr}).

Величина возраста для вещества (среды) определяет меру способности этого вещества (среды) давать определённое среднеквадратичное пространственное смещение в ней замедляющихся нейтронов.

Поэтому каждое однородное вещество характеризуется своим значением возраста нейтронов любой энергии E . В частности возраст тепловых нейтронов:

- для воды в нормальных условиях $\tau_{то} = 29.6 \text{ см}^2$;
- для бериллия $\tau_{то} = 90 \text{ см}^2$;
- для графита $\tau_{то} = 352 \text{ см}^2$, и т.д.

Указанные значения возраста тепловых нейтронов называют *стандартными*, то есть действительными только в нормальных условиях (при атмосферном давлении и температуре 20°C) для начальной энергии $E_o = 2 \text{ МэВ}$ и энергии сшивки $E_c = 0.625 \text{ эВ}$. Дело в том, что возраст тепловых нейтронов в общем случае существенно зависит от параметров состояния вещества - давления и температуры.

5.3.5. Зависимости τ_T от температуры и давления. В формуле возраста тепловых нейтронов (5.3.10а) есть три величины (E_c , Σ_s и Σ_{tr}), зависящие от температуры вещества, и две - от давления (Σ_s и Σ_{tr}).

а) С ростом температуры все вещества в различной степени снижают свою плотность (γ), и ядерную концентрацию $N = \gamma N_A/A$; следовательно, с ростом температуры снижаются величины двух макросечений ($\Sigma_s = \sigma_s N$ и $\Sigma_{tr} = \sigma_{tr} N$); уменьшение величин этих сечений (они стоят в знаменателе (5.3.10а)) влечёт увеличение значения возраста тепловых нейтронов. Таким образом, температурное уменьшение плотности вещества ведёт к увеличению возраста тепловых нейтронов в нём.

*) Разумеется, сказанное существенно лишь для жидких и газообразных веществ. В твёрдых реакторных материалах (топливная композиция, конструкционные материалы, твёрдые замедлители), для которых характерны крайне низкие (порядка 10^{-6}) величины температурных коэффициентов объёмного расширения, температурно-плотностное изменение возраста тепловых нейтронов практически незаметно, но для теплоносителя (воды) плотностная составляющая температурного изменения возраста не только существенна, но и является определяющей.

Но от температуры зависят не только величины макросечений, но и величина энергии сшивки E_c . Чем выше температура среды, тем выше в ней температура нейтронов T_n , тем жёстче спектр тепловых нейтронов, то есть тем больше его максимум, правое крыло и "хвост" сдвигаются в область более высоких кинетических энергий. А это означает, что величина энергии сшивки (как раз располагающаяся на "хвосте" максвелловского спектра) с ростом температуры увеличивается. А раз так, то с ростом температуры должна уменьшаться величина возраста тепловых нейтронов - в соответствии с формулой (5.3.10а).

Приведенные рассуждения укладываются в простую и достаточно наглядную схему качественного влияния температуры на величину возраста τ_T :

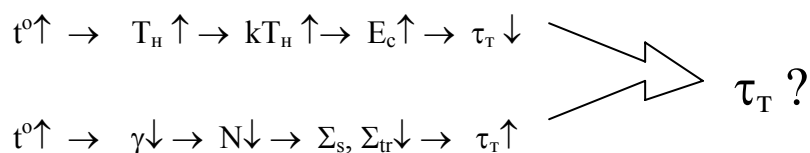


Схема опосредствованного влияния температуры среды на величину возраста тепловых нейтронов.

Итак, величина возраста тепловых нейтронов в общем случае находится во власти двух конкурирующих факторов. Какой из них является *превалирующим*?

- В твёрдых материалах (топливная композиция, графит, циркониевый сплав, нержавеющая сталь) величина возраста тепловых нейтронов с увеличением температуры *слабо уменьшается* (уменьшение плотности твердых материалов крайне незначительно; влияние температуры на величину возраста тепловых нейтронов прослеживается только по верхней цепочке, через увеличение E_c);

- в жидкостях, парах, газах определяющим является эффект температурного изменения плотности, поэтому с ростом температуры возраст тепловых нейтронов в них однозначно *возрастает*. Это касается воды, водяного пара, азота и гелия - фигурантов активных зон отечественных тепловых реакторов АЭС.

В частности, в воде активной зоны ВВЭР при разогреве реактора от 20 до 300°C величина возраста тепловых нейтронов растёт приблизительно от 30 до 80 см².

- средний возраст тепловых нейтронов в среде активной зоны ВВЭР, где вода занимает более половины объёма активной зоны, с ростом средней температуры активной зоны также однозначно растёт, что должно быть отнесено на счёт превалирующего влияния воды на величину возраста перед прочими материалами активной зоны.

б) Что же касается влияния давления на величину возраста тепловых нейтронов, то это влияние несущественно для твердых материалов и малосущественно для таких почти несжимаемых жидкостей, как вода, а наиболее существенно - для газов и паров.

Если быть принципиальным, то надо отметить, что с ростом давления (p) плотность воды (γ) слабо возрастает, а потому возрастают и величины её молекулярной концентрации (N) и сечений

Σ_s и Σ_{tr} , а, следовательно, величина возраста тепловых нейтронов с ростом давления немного уменьшается.

Впрочем, барометрическое изменение плотности воды незначительно, а, значит, незначительно и барометрическое изменение возраста тепловых нейтронов.

5.4. Уравнение возраста Ферми и его решение

5.4.1. Плотность замедления нейтронов. В каждом кубическом сантиметре объема активной зоны реактора движутся большие количества нейтронов самых различных энергий. И мысленный "моментальный снимок" движущихся в единичном объеме среды по разным направлениям и с различными скоростями нейтронов способен вызвать ощущение хаоса, лишенного каких-либо закономерностей.

Но, поскольку движением нейтронов управляет Её Величество Среда, управляет в силу присущих ей природных (= *физических*, точнее, *замедляющих*) свойств, какая-то закономерность пространственно-энергетического распределения замедляющихся нейтронов в зависимости от замедляющих свойств среды *должна быть*. Одну из таких закономерностей (скорее всего, наиболее важную) описывает уравнение возраста Ферми.

Но прежде чем знакомиться с самим этим уравнением, рассмотрим одну из характеристик, фигурирующих в нём - с *плотностью замедления* нейтронов.

Плотность замедления $q(E)$ нейтронов при данной энергии E называется числом нейтронов, ежесекундно пересекающих в процессе замедления в единичном объеме среды данный уровень энергии E .

В соответствии с определением размерность $q(E)$ - *нейтр/см³с*.

Чем должна определяться величина $q(E)$ в реакторе?

- Во-первых, $q(E)$ - величина *локальная*, поскольку трудно ожидать, чтобы в разных микрообъемах активной зоны реакция деления шла с одинаковой скоростью, а, значит, и нейтроны деления рождались бы с одинаковой скоростью. Известный нам процесс утечки нейтронов, идущий, главным образом, из периферийных слоев активной зоны, конечно же, должен уменьшать плотность нейтронов любой энергии в периферийных объемах активной зоны, и, значит, плотность нейтронов любой энергии в центральной области активной зоны должна быть выше, а на её периферии - ниже. Неравномерность распределения плотности нейтронов в объеме активной зоны должна порождать неравномерность скоростей генерации нейтронов деления, а последняя должна неизбежно порождать неравномерность распределения величины плотности замедления нейтронов в объеме активной зоны.

Иначе говоря, величина плотности замедления $q(E)$ является функцией координат точек активной зоны, то есть $q = f(E, \mathbf{r})$, имея в виду под $\mathbf{r}(x, y, z)$ краткое обозначение радиус-вектора точки активной зоны с указанными координатами.

- Во-вторых, плотность замедления должна зависеть от замедляющих свойств среды активной зоны, а, значит, - от какой-то из характеристик замедляющих свойств этой среды. Возраст нейтронов с энергией E оказался наиболее подходящей из всех известных нам характеристик замедляющих свойств: в среде конкретного состава возраст τ однозначно связан с энергией нейтронов E , и каждому определенному значению энергии E замедляющихся нейтронов в среде соответствует своё определенное значение возраста $\tau(E) = \ln(E_0/E)/3\xi\Sigma_s\Sigma_{tr}$.

Вот почему зависимость плотности замедления от координат, замедляющих свойств среды и энергии нейтронов можно записать более ёмко: $q(\mathbf{r}, E) = f(\mathbf{r}, \tau)$.

Ради лучшего понимания сущности величины плотности замедления полезно задуматься о двух "крайних" частностях этой величины.

Первая: плотность замедления в начале процесса замедления, то есть при $E = E_0 = 2 \text{ МэВ}$, при средней энергии, с которой рождаются нейтроны в реакторе и с которой они начинают замедляться. Если обозначить величину плотности замедления при E_0 через q_f , то эта величина в реакторе с полным основанием может быть названа ***скоростью генерации нейтронов деления***, так как ясно: сколько нейтронов деления рождается ежесекундно в единичном объеме активной зоны -

столько же их без задержки начинает процесс замедления в этом объеме, немедленно пересекая уровень энергии E_o .

Итак, $q_f = q(E_o)$ - это скорость генерации нейтронов деления.

Вторая частность: плотность замедления в конце процесса замедления нейтронов в активной зоне, т.е. при энергии $E = E_c$. Эта величина может быть названа **скоростью генерации тепловых нейтронов**: сколько нейтронов пересекают каждую секунду в единичной объеме активной зоны уровень энергии E_c , - столько же их каждую секунду в этом единичном объеме становятся тепловыми нейтронами.

Итак, $q_m = q(E_c)$ - это скорость генерации тепловых нейтронов.

В общем же случае, в интервале энергий замедления $E_c < E < E_o$ величина плотности замедления $q = q(r, \tau)$, разумеется, отлична от q_f и от q_m .

5.4.2. Уравнение возраста Ферми. При рассмотрении нейтронного цикла отмечалось, что подавляющее большинство веществ очень слабо поглощают эпитепловые нейтроны, и исключение из правила составляют *резонансные захватчики* замедляющихся нейтронов, среди которых выделяется ^{238}U - обязательный компонент топлива активных зон большинства тепловых реакторов. Поэтому особенностью процесса реального замедления нейтронов в активных зонах сравнительно с замедлением в идеальных, не поглощающих замедляющиеся нейтроны средах, является непрерывное *уменьшение* количества замедляющихся нейтронов за счёт их резонансного захвата в процессе замедления.

Поэтому плотность замедления нейтронов любой энергии E диапазона замедления в реальной активной зоне обязательно должна быть меньше, чем плотность замедления в той же активной зоне, лишённой резонансных захватчиков.

Это в большей степени существенно для гомогенного реактора, в котором все компоненты активной зоны (включая и резонансных захватчиков) равномерно распределены в активной зоне. Гетерогенного реактора это касается несколько меньше, т.к. подавляющее большинство нейтронов проходят процесс замедления в замедлителе - среде, почти не поглощающей эпитепловые нейтроны и расположенной отдельно от топливной композиции, в объёме которой содержится резонансный захватчик.

Относительно слабое поглощение эпитепловых нейтронов большинством материалов активной зоны в теории тепловых реакторов породило так называемое **однотемпературное возрастное** приближение, основная суть которого состоит в следующем:

- поглощение эпитепловых нейтронов считается не влияющим на процесс их замедления, то есть замедление в реальной активной зоне подчинено тем же закономерностям, что и в идеальной непоглощающей среде;

- снижение величины реальной плотности замедления в конце процесса замедления (q_t) по сравнению с величиной плотности замедления в той же, но не поглощающей эпитепловые нейтроны, среде (q_t^*), можно учесть с помощью известного нам коэффициента φ - вероятности избежания резонансного захвата в активной зоне реактора:

$$q_t = q_t^* \varphi \quad (5.4.1)$$

Именно для *непоглощающих эпитепловых нейтронов* сред справедливо **уравнение возраста Ферми**:

$$\frac{dq^*(\vec{r}, \tau)}{d\tau} = \nabla^2 q^*(\vec{r}, \tau). \quad (5.4.2)$$

Левая часть уравнения - производная функции плотности замедления по величине возраста нейтронов, а так как возраст нейтронов в конкретной среде однозначно связан с уровнем энергии замедляющихся нейтронов, то эта величина несет в себе неявный смысл скорости изменения плотности замедления по энергиям нейтронов.

Правая часть - оператор Лапласа от функции плотности замедления, то есть сумма вторых частных производных плотности замедления по координатам активной зоны.

В целом решение уравнения возраста для активной зоны конкретной геометрии и состава даёт функцию *пространственного* (то есть по координатам) и *энергетического* (то есть по возрастам, а значит - и по энергиям) распределения замедляющихся нейтронов в активной зоне в зависимости от замедляющих свойств среды активной зоны (которые, как мы видели ранее, скрыты в величине возраста). Возраст нейтронов τ фигурирует в уравнении Ферми в качестве сложной переменной.

5.4.3. Решение уравнения возраста. Уравнение возраста является дифференциальным уравнением второго порядка в частных производных, поэтому для получения конкретного его решения для условий активной зоны реактора необходимо указать пару начальных условий. В качестве последних можно использовать две упомянутых выше частности:

- при $E = E_o$ $\tau(E_o) = 0$ и $q^*(\mathbf{r}, 0) = q_f^*$;
- при $E = E_c$ $\tau(E_c) = \tau_t$ и $q^*(\mathbf{r}, \tau_t) = q_m^*$.

Предположим, что решение уравнения возраста найдено в виде произведения двух функций:

$$q^*(\mathbf{r}, \tau) = T(\tau) R(\mathbf{r}), \quad (5.4.3)$$

одна из которых $T(\tau)$ является функцией только возраста τ , а другая $R(\mathbf{r})$ - функцией только координат \mathbf{r} .

Если (5.4.3) - решение уравнения (5.4.2), то, будучи подставленным в (5.4.2), оно должно обращать последнее в тождество. Выполним эту подстановку, для чего найдём вначале выражения для $dq^*/d\tau$ и $\nabla^2 q^*$:

$$dq^*/d\tau = R dT/d\tau, \quad (5.4.4)$$

так как функция R переменной τ не содержит, а это значит, что при частном дифференцировании к ней можно относиться как к постоянной величине. Аналогично рассуждая,

$$\nabla^2 q^* = T \nabla^2 R, \quad (5.4.5)$$

так как функция T не содержит координат \mathbf{r} .

Итак, подстановка (5.4.4) и (5.4.5) в (5.4.2) даёт тождество:

$$R dT/d\tau \equiv T \nabla^2 R, \quad \text{или, что то же:}$$

$$(1/T) dT/d\tau \equiv (\nabla^2 R) / R \quad (5.4.6)$$

Задумавшись о том, *когда может быть так*, что две разные функции различных аргументов всегда тождественно равны друг другу при различных значениях этих аргументов, мы должны однозначно ответить так, как ответил Э.Ферми: это может быть только в том случае, если обе эти функции - есть *постоянная величина*.

Более того, связывая функцию $(1/T)dT/d\tau$ с физическим смыслом зависимости плотности замедления q^* от возраста τ , можно сказать, что эта постоянная величина (обозначим её - B^2) должна иметь обязательно отрицательный знак, т.к. функция плотности замедления $q^*(\tau)$ не может быть возрастающей функцией с увеличением возраста нейтронов (иначе это противоречило бы физическому смыслу: число нейтронов в процессе их замедления может либо оставаться постоянным (в непоглощающей среде), либо убывать (за счёт поглощения и утечки), но никак не возрастать).

Поскольку B^2 - присущая конкретному реактору величина, её принято называть **параметром реактора**.

С учётом принятого обозначения упомянутой постоянной величины тождество (5.4.6) можно переписать в виде двух отдельных равенств:

$$(1/T) dT/d\tau = -B^2 \quad (5.4.7)$$

$$(\nabla^2 R)/R = -B^2 \quad (5.4.8)$$

Уравнение (5.4.7) представляет собой *энергетическую* часть решения уравнения возраста, в то время как уравнение (5.4.8) - *пространственная* его часть.

Общее решение дифференциального уравнения (5.4.7) имеет вид:

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

где T_o - некоторое значение функции T при $\tau = 0$.

Следовательно, плотность замедления q^* в соответствии с (5.4.3) будет равна:

$$q^* = RT = RT_o \exp(-B^2 \tau) \quad (5.4.9)$$

Используя для (5.4.9) первое граничное условие, имеем: $q_f^* = RT_o$ (5.4.10)

Но величину q_f^* - скорости генерации нейтронов деления - можно получить и из общих рассуждений, исходя из среднего значения плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне реактора.

Если Σ_a - среднее по объёму активной зоны макросечение поглощения тепловых нейтронов, а Φ - средняя по её объёму плотность потока тепловых нейтронов, то:

- $\Sigma_a \Phi$ - это средняя по объёму активной зоны скорость поглощения тепловых нейтронов в ней, а

- $\Sigma_a \Phi \theta$ - это средняя по объёму активной зоны скорость поглощения тепловых нейтронов делющимися под действием тепловых нейтронов ядрами, а

- $\Sigma_a \Phi \theta \eta$ - средняя по объёму активной зоны скорость генерации нейтронов деления, полученных в делениях ядер топлива под действием тепловых нейтронов, а

- $\Sigma_a \Phi \theta \eta \varepsilon$ - средняя скорость генерации всех нейтронов деления, полученных в делениях топлива нейтронами всех энергий; это и есть искомая нами величина

$$q_f^* = \Sigma_a \Phi \theta \eta \varepsilon = \Sigma_a \Phi k_\infty / \varphi.$$

Сравнивая последнее выражение с (5.4.10), имеем:

$$k_\infty \Sigma_a \Phi / \varphi = RT_o, \quad \text{откуда} \quad R = k_\infty \Sigma_a \Phi / (T_o \varphi) \quad (5.4.11)$$

Таким образом, общее решение (5.4.9) с учётом найденной величины функции R (5.4.11) будет иметь вид:

$$q^* = RT_o \exp(-B^2 \tau) = (1/\varphi) k_\infty \Sigma_a \Phi \exp(-B^2 \tau) \quad (5.4.12)$$

Выражение (5.4.12) - есть общее решение уравнения возраста Ферми, дающее величину плотности замедления q^* при любом произвольном значении возраста τ . Из второго начального условия для плотности замедления *тепловых нейтронов* это выражение приобретает частный вид средней по объёму активной зоны скорости генерации тепловых нейтронов:

$$q_T^* = (1/\varphi) k_\infty \Sigma_a \Phi \exp(-B^2 \tau_T) \quad (5.4.13)$$

Напомним, что до сих пор речь велась о плотности замедления в идеальной не поглощающей замедляющиеся нейтроны среде. Подставляя найденную величину q_m^* в формулу (5.4.1), имеем:

$$q_T = q_T^* \varphi = k_\infty \Sigma_a \Phi \exp(-B^2 \tau_T) \quad (5.4.14)$$

- выражение для скорости генерации тепловых нейтронов в реальной активной зоне с резонансными поглотителями замедляющихся нейтронов.

5.5. Вероятность избежания утечки замедляющихся нейтронов

Вероятность избежания утечки замедляющихся нейтронов p_z - это доля нейтронов, избежавших утечки при замедлении, от общего числа нейтронов поколения, начавших процесс замедления в активной зоне. Но величину этой вероятности можно переосмыслить и по-другому:

$$p_z = \frac{\text{скорость} \cdot \text{генерации} \cdot \text{ТН} \cdot \text{в} \cdot 1 \cdot \text{см}^3 \cdot \text{реальной} \cdot \text{а.з.}}{\text{скорость} \cdot \text{генерации} \cdot \text{ТН} \cdot \text{в} \cdot 1 \cdot \text{см}^3 \cdot \text{а.з.} \cdot \text{бесконечных} \cdot \text{размеров}} = \frac{q_T}{q_{T_\infty}}$$

*) Имеются в виду активные зоны одинакового состава.

Выражение для скорости генерации тепловых нейтронов в реальной активной зоне q_T получено в предыдущем пункте. Подходя к величине q_{T_∞} с теми же мерками в рассуждениях, что и к q_T , несложно получить:

$$q_{T_\infty} = k_\infty \Sigma_a \Phi \quad (5.5.1)$$

Подставляя (5.4.14) и (5.5.1) в приведенную логическую формулу для p_z , имеем:

$$p_z = \exp(-B^2 \tau_T) \quad (5.5.2)$$

Сравнивая (5.5.2) с начальным предположением (5.1.1), мы должны согласиться, что гипотеза (5.1.1) была не лишена оснований: p_3 действительно определяется, во-первых, величиной параметра реактора (позже убедимся, что параметр B^2 имеет и геометрический смысл), а, во-вторых, - величиной комплексной характеристики замедляющих свойств среды активной зоны реактора, каковой и является возраст тепловых нейтронов (величина, равная шестой части среднего квадрата пространственного смещения замедляющегося нейтрона, т.е. пропорционально связанная с величиной квадрата средней длины замедления).

Чем выше величина возраста тепловых нейтронов в реакторе (т.е. чем хуже замедляющие свойства среды активной зоны), тем меньше величина вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов, поскольку величина возраста определяет толщину приграничного слоя активной зоны, из которого возможна утечка замедляющихся нейтронов. Чем меньше замедляющихся нейтронов располагают возможностью для утечки, тем выше доля замедляющихся нейтронов, которые останутся к концу замедления в активной зоне (то есть выше величина p_3).

Что же касается другой величины, определяющей значение p_3 , - параметра реактора B^2 , то пока можно лишь сказать, что с геометрией активной зоны эта величина каким-то образом связана, о чём свидетельствует её размерность - см^{-2} . С непрым смыслом величины B^2 ещё предстоит познакомиться подробнее.

5.6. Спектр замедляющихся нейтронов Ферми в гомогенной непоглощающей среде

Игнорируя вывод, приведём конечный вид спектра Ферми (с выводом можно познакомиться, например в [8]).

Распределение величины плотности потока замедляющихся нейтронов в непоглощающих средах (имеются в виду свойства не поглощать замедляющиеся нейтроны, а не тепловые) оказывается подчинённым закономерности:

$$\Phi(E) = \frac{q_f}{\xi \Sigma_s \cdot E} \quad (5.6.1)$$

Это выражение справедливо как для простой однородной среды, так и для сложных гомогенных сред, состоящих из нескольких сортов замедляющих ядер. В этом случае в формулу (5.6.1) подставляется сумма значений замедляющей способности k компонентов сложной среды

$$\xi \Sigma_s = \xi_1 \Sigma_{s1} + \xi_2 \Sigma_{s2} + \xi_3 \Sigma_{s3} + \dots + \xi_k \Sigma_{sk} = \sum_{i=1}^k \xi_i \Sigma_{si} \quad (5.6.2)$$

Учитывая классическую зависимость кинетической энергии нейтрона от его скорости ($E = mv^2/2$) и связь плотности потока и плотности нейтронов одинаковой скорости

$$\Phi(E) = n(E) \cdot v(E) = n(E) \sqrt{\frac{2E}{m}},$$

выражение для спектра замедляющихся нейтронов можно записать так:

$$n(E) = \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{q_f}{\xi \Sigma_s E^{3/2}} \quad (5.6.3)$$

Таким образом, величина плотности замедляющихся нейтронов по энергиям в непоглощающей среде *распределяется по закону $E^{-3/2}$* , то есть плавно возрастает с уменьшением энергии нейтронов в процессе их замедления, и столь же плавно (без скачков и изломов) переходит при $E = E_c$ в максвелловский спектр тепловых нейтронов (рис.5.9).

В реальной замедляющей среде активной зоны, которой свойственно очень слабое поглощение замедляющихся нейтронов в замедлителе, и заметное поглощение их в топливе твэлов (где содержится резонансный захватчик замедляющихся нейтронов – уран-238), реальный спектр замедляющихся нейтронов проходит ниже изображённого на рис.5.9., но *качественно* выглядит так же.

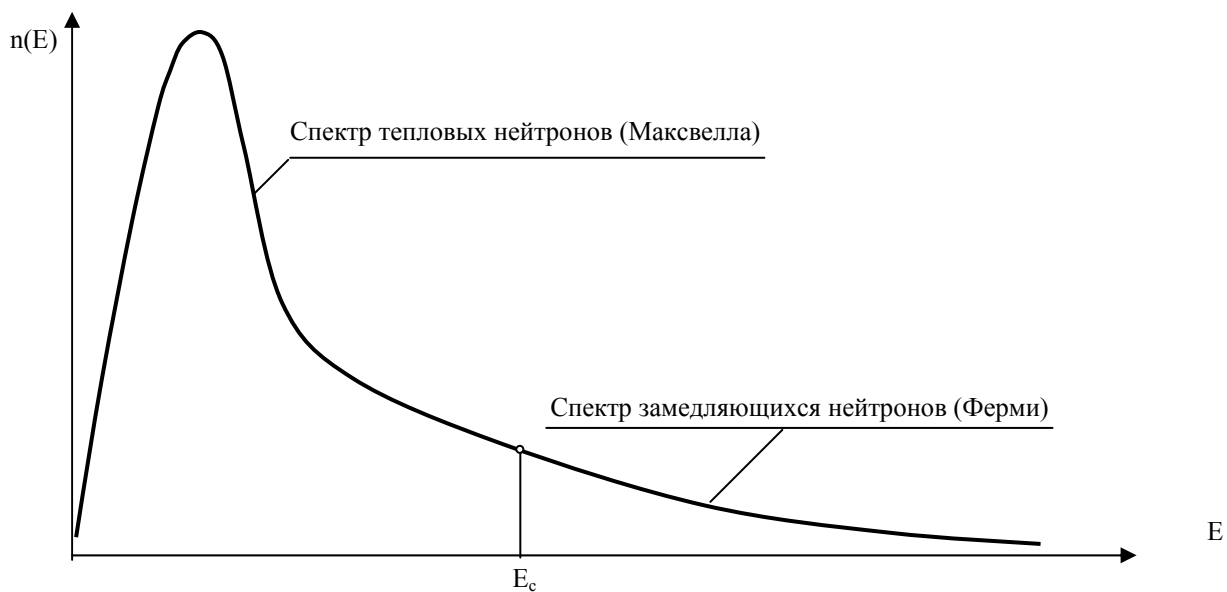


Рис.5.9. Граница тепловых и замедляющихся нейтронов - энергия сшивки энергетических спектров Максвелла и Ферми (спектры ненормированные).

Уже отмечалось, что об энергетическом спектре нейтронов в реакторе имеет смысл говорить только для критического реактора, так как любой энергетический спектр в поглощающей среде имеет динамически равновесный характер: плотность нейтронов любой энергии E поддерживается неизменной во времени в любом единичном объеме за счёт неизменной разницы скоростей:

- прихода замедляющихся нейтронов на уровень энергии E из области более высоких энергий;
- ухода замедляющихся нейтронов с уровня энергии E в область более низких энергий;
- появления в единичном объеме новых нейтронов энергии E за счёт делений ядер (если таковые имеются в рассматриваемом единичном объеме);
- поглощения нейтронов при энергии E (если в единичном объеме наличествуют резонансные поглотители) и
- утечки нейтронов энергии E из рассматриваемого единичного объема (понимая под утечкой разницу скоростей ухода и прихода нейтронов с энергией E в этом единичном объеме).

В рамках одnogруппового возрастного приближения договорились считать, что поглощение в диапазоне энергий замедления отсутствует, а заметное поглощение замедляющихся нейтронов в реальных средах учитывать с помощью вероятности избежания резонансного захвата (ϕ). В этом приближении среда активной зоны поглощает только тепловые нейтроны. И если предполагать, что энергетический спектр тепловых нейтронов - максвелловского типа, величина и положение максимума на шкале энергий в нём явно должны зависеть от поглощающей характеристики среды (Σ_a) и замедляющей способности среды ($\xi\Sigma_s$) в области энергий перехода от замедляющихся нейтронов к тепловым (то есть в области энергии сшивки E_c) и ниже (то есть в пределах самого спектра тепловых нейтронов).

Действительно, поскольку в тепловой области энергий микросечения поглощения изменяются по закону " $1/v$ " (или " $E^{-1/2}$ "), то основное поглощение тепловых нейтронов происходит при более низких энергиях левого крыла спектра Максвелла; чем выше величина микросечения поглощения активной зоны σ_a (а значит - и Σ_a), тем больше тепловых нейтронов поглощается при $E < E_{nv}$, тем больше "выедание" левого крыла спектра, а это значит, что положение максимума спектра (характеризуемое E_{nv} - наиболее вероятной энергией тепловых нейтронов) с увеличением поглощающей способности среды должно смещаться вправо, в область более высоких энергий. Иначе говоря, с увеличением поглощающих свойств среды энергетический спектр тепловых нейтронов *ужестчается*. Но, т.к. положение максимума в спектре тепловых нейтронов определяет температуру нейтронов T_n (ведь $E_{nv} = kT_n$), то можно выразиться иначе: с увеличением поглощающих свойств сре-

ды повышается температура нейтронов в ней. И чем больше величина макросечения поглощения среды (Σ_a) - тем больше величина температуры нейтронов в ней (T_n) отклоняется от её термодинамической температуры (T) в сторону увеличения.

С другой стороны, чем выше величина замедляющей способности среды ($\xi\Sigma_s$), тем с большей скоростью пополняется за счёт замедления нейтронов весь спектр тепловых нейтронов (в том числе и его левое крыло). Поэтому положение его максимума, наоборот, смещается влево, в область более низких энергий, т.е. с увеличением замедляющей способности среды спектр тепловых нейтронов «умягчается», и температура тепловых нейтронов в среде с лучшими замедляющими свойствами меньше отличается от термодинамической температуры этой среды по сравнению со средой с более слабыми замедляющими свойствами.

Таким образом получается, что температура нейтронов T_n находится в *прямой* зависимости от величины Σ_a среды активной зоны и в *обратной* зависимости - от $\xi\Sigma_s$.

Это дало повод к предположению, что обе зависимости являются пропорциональными, что дает лёгкую возможность построить полуэмпирические зависимости для расчёта температуры нейтронов в тепловом реакторе:

$$T_n = T_3[1 + 1.8 (\Sigma_a/\xi\Sigma_s)] \text{ - для уран-водных гомогенных сред,} \quad (5.6.4) \quad \text{и}$$

$$T_n = T_3[1 + 0.91(A\Sigma_a/\Sigma_s)] \text{ - при использовании других замедлителей (с массовым числом } A) \quad (5.6.5)$$

Таким образом, температура нейтронов в тепловом реакторе - величина, прямо пропорциональная термодинамической температуре активной зоны и величине, обратной коэффициенту замедления среды в ней.

Приведённые формулы получены, строго говоря, для гомогенных смесей топлива и замедлителя, однако, с достаточной точностью могут служить и для оценки температуры нейтронов в гетерогенных активных зонах реакторов соответствующих типов, для чего в них должны подставляться средняя термодинамическая температура замедлителя T_3 и величины гомогенизированных макросечений активной зоны Σ_a и Σ_s .

*) Гипотеза насчёт пропорциональности T_n, T_3 и обратного коэффициента замедления являлась бы строго-доказательной только в том случае, если бы было строго доказано, что энергетический спектр тепловых нейтронов, как бы ни деформировала его среда своими поглощающими и замедляющими свойствами, всегда сохраняет максвелловскую форму.

Разговор был посвящен фермиевскому спектру замедляющихся нейтронов, но был смещен к спектру тепловых нейтронов, чтобы подчеркнуть два важных момента:

- Во-первых, между двумя этими энергетическими спектрами в критическом тепловом реакторе существует какая-то неясная пока взаимосвязь: любое, самое малейшее, изменение в спектре тепловых нейтронов обязательно должно повлечь за собой изменение и в спектре замедляющихся нейтронов, и, наоборот, изменение в фермиевском спектре должно отразиться и на максвелловском распределении тепловых нейтронов. Эту взаимосвязь можно было бы предсказать и без углубленного экскурса в спектры, если просто по-материалистически уверовать в то, что всем поведением замедляющихся и тепловых нейтронов управляет одна Среда, только Среда и исключительно Среда. Это Она, благодаря присущим ей природным свойствам, единым образом, с единой закономерностью рождает с определённой скоростью быстрые нейтроны деления, замедляет их с определённой (связанной со скоростью генерации быстрых нейтронов) интенсивностью, поглощает их с определённой (связанной со скоростями генерации и замедления) скоростью, и определяет скорость утечки нейтронов из любого микрообъёма, - и все это природное предопределение свойственно нейтронам любой энергии. Иначе говоря, Среда, в силу своих природных свойств, и составляет все нейтроны по энергиям в единый энергетический спектр, не являющийся ни спектром Уатта, ни спектром Ферми и ни спектром Максвелла.

- Во-вторых, хотя спектры Уатта, Ферми и Максвелла и отражают закономерности рождения, замедления и поглощения нейтронов, связать их в единое аналитическое выражение для единого энергетического спектра реактора не удаётся, так как спектры Уатта и Максвелла нормированы соответственно на один нейтрон деления и тепловой нейтрон, а спектр Ферми - вообще не является нормированным.

Не стоит воспринимать сказанное как критику существующей физической теории реакторов: скорее, это её очередная проблема, с которой любому человеку, связанному с ядерной энергетикой, следует быть знакомым. Потому что её разрешение радикальным образом изменит не только систему теоретических представлений и облегчит их восприятие: должны открыться новые возможности для быстрых инженерных расчётов и анализа эксплуатационной безопасности любых реакторов.

Пока же мы вынуждены довольствоваться упомянутой триадой энергетических спектров и для расчётов критических свойств реакторов пользоваться громоздкими (хотя и приближёнными) вычислениями с помощью ЭВМ.

5.7. Время замедления нейтронов в среде активной зоны

Если $\lambda_s = l/\Sigma_s$ - средняя длина свободного пробега рассеяния нейтронов в среде, то за время dt нейтрон со скоростью v испытывает $v dt / \lambda_s = v \Sigma_s dt$ рассеяний.

С другой стороны, нейтрон за время dt замедляется в элементарном интервале энергий dE ниже энергии E , и то же число рассеяний можно выразить как $dE/\xi E$. Приравнявая эти величины, имеем:

$$v \Sigma_s dt = dE/\xi E, \quad \text{откуда} \quad dt = dE/(\xi \Sigma_s v E) = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{dE}{\xi \Sigma_s E^{3/2}}.$$

Интегрируя последнее выражение в пределах от E_o до E_c , имеем:

$$t_3 = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{E_o}^{E_c} \frac{dE}{\xi \Sigma_s E^{3/2}} = \sqrt{2m} \frac{E_c^{-1/2} - E_o^{-1/2}}{\xi \Sigma_s}. \quad (5.7.1)$$

Подсчёт по формуле (5.7.1) для трёх известных замедлителей тепловых реакторов даёт следующие результаты:

- для воды в нормальных условиях $t_3 \approx 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ с}$;
- для графита (плотностью $\gamma = 1.6 \text{ г/см}^3$) $t_3 \approx 1.57 \cdot 10^{-4} \text{ с}$;
- для бериллия (плотностью $\gamma = 1.85 \text{ г/см}^3$) $t_3 \approx 77 \cdot 10^{-5} \text{ с}$.

О том, что время замедления - величина порядка нескольких сотых тысяч долей секунды нам не раз придётся вспомнить при изучении раздела кинетики реактора.

Краткие выводы

На завуалированный в названии темы 5 вопрос: как процесс замедления нейтронов влияет на размножающие свойства реактора? - можно кратко ответить так:

а) замедление нейтронов в реакторе большей или меньшей своей интенсивностью воздействует на один из шести сомножителей эффективного коэффициента размножения - вероятность избежания утечки замедляющихся нейтронов (p_3);

б) величина $p_3 = \exp(-B^2 \tau_r)$ определяется двумя сложными параметрами - возраст тепловых нейтронов в реакторе τ_r и геометрический параметр реактора B^2 ;

в) возраст тепловых нейтронов τ_r - комплексная характеристика замедляющих свойств среды активной зоны, отражающая её способность давать определённое среднеквадратичное пространственное смещение нейтронов в процессе их замедления - от точки рождения быстрого нейтрона до точки, где он снижает свою энергию до уровня энергии сшивки (т.е. становится тепловым); величина возраста тепловых нейтронов в каждом однородном материале в каждом определенном его термодинамическом состоянии - своя;

г) возраст тепловых нейтронов $\tau_r = \ln(E_o/E_c)/3\xi\Sigma_s\Sigma_{tr}$, кроме замедляющей способности среды $\xi\Sigma_s$, содержит величину Σ_{tr} - транспортного макросечения среды, представляющую собой величину макросечения рассеяния этой среды, скорректированную с учётом анизотропии рассеяния; поэтому и потребовалось вспомнить физическое понятие анизотропии рассеяния (неравновероятно-

сти рассеяния нейтронов ядрами по разным направлениям) и её меры - среднего косинуса угла рассеяния, величина которого определяется только массой ядер-рассеивателей ($\mu \approx 2/3A$);

д) величина возраста тепловых нейтронов зависит от температуры среды: в твёрдых веществах она слабо уменьшается за счёт температурного ужесточения спектра тепловых нейтронов и возрастания энергии сшивки; в жидкостях и газах - существенно увеличивается за счёт температурного уменьшения плотности этих сред; в реакторах с водой под давлением величина возраста тепловых нейтронов с увеличением средней температуры активной зоны также однозначно возрастает;

е) мы познакомились с уравнением возраста Ферми, решение которого позволяет теоретически найти пространственно-энергетическое распределение замедляющихся нейтронов в объёме активной зоны, а в практическом плане возрастного приближения - скорость генерации тепловых нейтронов в активной зоне теплового реактора;

ж) спектр замедляющихся нейтронов (спектр Ферми) показывает, что распределение замедляющихся нейтронов по энергиям подчинено закону $n_3(E) \sim E^{-3/2}$ для любых не поглощающих замедляющиеся нейтроны сред;

з) время замедления t_3 , составляющее часть времени жизни нейтронов, - величина порядка 10^{-5} с в чистых замедлителях и в активных зонах реальных реакторов.

Тема 6.

ДИФФУЗИЯ И РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА ТЕПЛООВОГО РЕАКТОРА

В полученной ранее формуле для величины эффективного коэффициента размножения в тепловом реакторе

$$k_{\text{эф}} = \eta \varepsilon \varphi \theta p_3 p_T$$

есть сомножитель p_T , который так же логически напрямую связан с процессом диффузии тепловых нейтронов в реакторе, как величина p_3 - с процессом замедления.

Вероятность избежания утечки тепловых нейтронов - это доля тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны в процессе диффузии, от общего числа генерируемых в активной зоне тепловых нейтронов поколения.

Диффузия тепловых нейтронов, как и замедление эпитепловых, - это процесс *пространственного их перемещения* в среде активной зоны реактора. Единственной разницей этих процессов является то, что при замедлении кинетическая энергия нейтронов быстро снижается за счёт рассеяний на ядрах среды, а при диффузии величина кинетической энергии тепловых нейтронов слабо колеблется от рассеяния к рассеянию около среднего значения. В силу того, что *сами* ядра среды в своем тепловом движении обладают различными кинетическими энергиями, величины которых колеблются около некоторого среднего значения, определяемого термодинамической температурой этой среды.

А раз так, то тепловым нейтронам в процессе диффузии так же свойственно испытывать утечку из объёма активной зоны, как и эпитепловым - в процессе замедления. Хотя - явно *в меньшей степени*: скорости движения тепловых нейтронов во много раз меньше скоростей замедляющихся нейтронов, а возможностей для взаимодействий с ядрами среды (в частности - для поглощений) у тепловых нейтронов существенно большие, чем у эпитепловых (у подавляющего большинства ядер микросечения поглощения тепловых нейтронов существенно большие, чем сечения поглощения нейтронов любых других энергий).

Как и у замедляющихся нейтронов, утечка из активной зоны тепловых нейтронов возможна не из любой точки её объёма, а лишь из периферийного её слоя. Тепловые нейтроны, родившиеся в результате процесса замедления в пределах этого слоя, могут покинуть активную зону раньше, чем они будут поглощены, но рождённые в более глубоких слоях тепловые нейтроны - такой возможности лишены.

Аналогичные представления и сходство в рассуждениях о процессах замедления и диффузии приводят к одинаковому выводу, касающемуся величины вероятности избежания утечки тепловых нейтронов; поэтому нет нужды повторять рассуждения, уже приводимые в начале п.5.1 для p_3 ; по аналогии запишем сразу для величины p_T :

$$p_T = f(\text{геометрии а.з., каких-то диффузионных свойств среды а.з.})$$

И если аналогичную зависимость для величины p_3 в п.5. удалось расшифровать: $p_3 = f(B^2; \tau_t)$, - то относительно зависимости величины p_T от параметра реактора B^2 мы пока можем говорить лишь предположительно, а что собой представляет характеристика диффузионных свойств среды активной зоны - пока неясно.

Но начнём всё-таки с неё. Интуиция подсказывает, что эта характеристика должна быть сходной по смыслу с возрастом тепловых нейтронов, то есть она должна отражать способность среды активной зоны давать определённое среднеквадратичное пространственное смещение *тепловых* нейтронов в процессе их диффузии в этой среде.

6.1.1. Нейтронный газ и его температура. Называть совокупность тепловых нейтронов в среде *нейтронным газом* имеются все формальные основания. Действительно, тепловые нейтроны по их свойствам близки к *идеальному газу*:

- *из-за электронейтральности нейтроны не взаимодействуют друг с другом*; нейтронам принципиально чужды силы взаимодействия типа вандерваальсовых сил межмолекулярного сцепления в реальных газах, то есть сил *электрической природы*;

- *нейтронный газ - пространственно очень разреженная совокупность частиц*: плотность нейтронов в самых энергонапряжённых реакторах по порядку величины не превышает 10^9 нейтр/см³, в то время как, скажем, молекулярная концентрация воды в разреженном перегретом паре составляет никак не меньше 10^{19} молекул/см³.

Близость свойств нейтронного газа к свойствам идеального газа даёт возможность описывать движение больших совокупностей свободных тепловых нейтронов в среде с использованием зависимостей молекулярной теории идеальных газов.

Скажем, абсолютная температура идеального газа T - параметр его состояния, связанный с наиболее вероятной энергией молекул этого газа зависимостью $E_{нв} = kT$, где $k = 8.62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К - константа Больцмана. У тепловых нейтронов величина наиболее вероятной энергии

$$E_{нв} = kT_n$$

тоже связана с величиной температуры нейтронов пропорциональной связью с тем же коэффициентом пропорциональности k , но это не означает, что температуры среды и нейтронов - одна величина, хотя по определению тепловые нейтроны и находятся в кинетическом равновесии с ядрами среды, в которой они движутся. Положение максимума спектра тепловых нейтронов, как говорилось в п.5.6, определяется не только температурой, но и соотношением поглощающих и замедляющих свойств среды. Если бы среда не поглощала тепловые нейтроны, положения максимумов больцмановского спектра молекул и максвелловского спектра тепловых нейтронов, движущихся в этой среде, в точности совпадали бы, а, значит, совпадали бы и величины температур среды и нейтронов. Но идеальных не поглощающих нейтронов сред в природе нет, поэтому в реальных средах температура нейтронов T_n *всегда выше*, чем температура T среды, где движутся тепловые нейтроны, и различие этих температур тем больше, чем меньше величина *коэффициента замедления* среды (см. формулу (5.6.4)).

6.1.2. Закон диффузии тепловых нейтронов. Из близости свойств нейтронного и идеального газов следует, что описание интенсивности направленного переноса тепловых нейтронов в среде должно подчиняться закону газовой диффузии Фика, который, как оговорено в соответствующем разделе кинетической теории, в полной мере справедлив только для идеальных газов.

Газовая диффузия - процесс направленного переноса молекул газа, движущей силой которого является разница молекулярных концентраций газа в различных точках объёма среды. Перенос молекул направлен от зоны с большей концентрацией молекул к зоне с меньшей их концентрацией, и при длительном протекании в замкнутом объёме он приводит к выравниванию концентраций по всему этому объёму. *Так же обстоит дело и с тепловыми нейтронами*, диффундирующими в среде. Разница в представлениях о газовой и нейтронной диффузии состоит только в том, что:

- при газовой диффузии молекулы сталкиваются и обмениваются кинетическими энергиями между собой *непосредственно*, а обмен кинетическими энергиями между тепловыми нейтронами происходит не в непосредственных столкновениях, а *опосредствованно*, то есть через посредство ядер среды, которые рассеивают их в процессе диффузии;

- при газовой диффузии газовые молекулы *не исчезают*, а при диффузии тепловых нейтронов в реальных средах происходит непрерывное их *поглощение*.

Применительно к диффузии тепловых нейтронов закон Фика записывают так:

$$\vec{I}(\vec{r}) = -D^* \cdot \nabla n(\vec{r}) = -D^* \text{grad}n(\vec{r}). \quad (6.1.1)$$

В этом выражении:

$\vec{I}(\vec{r})$ - вектор плотности тока диффузии тепловых нейтронов в точке среды с координатами \vec{r} (напомним: величина вектора \vec{I} определяет интенсивность *направленного* перемещения нейтронов через единичную площадку, ориентированную перпендикулярно направлению этого вектора, за единицу времени, а сам вектор указывает направление их переноса);

$\nabla n(\vec{r})$ - оператор Гамильтона функции $n(\vec{r})$ распределения плотности тепловых нейтронов по координатам, иначе называемый в теории поля *градиентом* функции n в точке с координатами \vec{r} . Градиент - тоже вектор, но его направление - направление *возрастания* плотности нейтронов - *противоположно* направлению вектора \vec{I} , поэтому в правой части (6.1.1) и стоит знак *минус*.

Скалярная величина градиента представляет собой сумму частных производных функции плотности нейтронов по координатам:

$$|\text{grad } n(\vec{r})| = dn/dx + dn/dy + dn/dz,$$

так что в частном случае *линейной диффузии*, когда плотность нейтронов изменяется только вдоль *одной* координатной оси, величина градиента плотности нейтронов вырождается в обычную первую производную функции плотности по этой координате.

D^* - коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом диффузии*. Так как вектор плотности тока \vec{I} имеет скалярную размерность *нейтр/см²с*, а градиент плотности нейтронов - *нейтр/см⁴*, то размерность коэффициента диффузии D^* - *см²/с*.

В теории реакторов в силу большего удобства закон Фика чаще записывают не через градиент плотности тепловых нейтронов, а через градиент плотности их потока (***grad Φ***). Формально умножив и разделив правую часть (6.1.1) на одну и ту же величину - среднюю скорость движения тепловых нейтронов (v), получим:

$$\vec{I}(\vec{r}) = -D^* \nabla n(\vec{r}) = -\frac{D^*}{v} \nabla [v \cdot n(\vec{r})] = -D \cdot \nabla \Phi(\vec{r}), \quad (6.1.2)$$

$$\text{где коэффициент } D = D^*/v \quad (6.1.3)$$

сохраняет смысл коэффициента диффузии, то есть *плотности тока при единичной величине градиента плотности потока тепловых нейтронов*.

В кинетической теории нейтронов доказано, что величина этого коэффициента D определяется рассеивающими свойствами среды с учётом анизотропии рассеяния тепловых нейтронов на её ядрах, то есть:

$$D = \lambda_{tr}/3 = 1/3 \Sigma_{tr} \quad (6.1.4)$$

Таким образом, в развёрнутом виде закон диффузии тепловых нейтронов запишется так:

$$I(\vec{r}) = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}} \nabla \Phi(\vec{r}) . \quad (6.1.5)$$

6.1.3. Время диффузии тепловых нейтронов. Под временем диффузии t_d понимается *среднее* время от момента рождения теплового нейтрона до момента его поглощения.

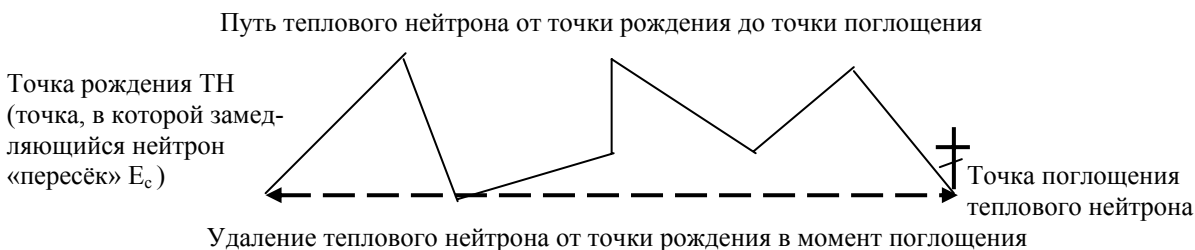


Рис.6.1. Иллюстрация к понятиям пути, проходимого тепловым нейтроном во время диффузии, и удаления его от точки рождения в момент поглощения.

В течение времени диффузии тепловой нейтрон в среде пробегает ломаный путь, равный среднему пробегу *до поглощения* в рассматриваемой среде $\lambda_a = 1/\Sigma_a$. А поскольку тепловой нейтрон проходит этот путь со средней скоростью v , время, за которое он его проходит:

$$t_d = \lambda_a / v = 1 / \Sigma_a v \quad (6.1.6)$$

Для получения представлений о порядке величины t_d в различных средах подсчитаем её для стандартных нейтронов ($v = 2200$ м/с).

В воде при нормальных условиях ($\Sigma_a \approx 0.02$ см⁻¹): $t_d = 1 / (2.2 \cdot 10^5 \cdot 0.02) \approx 2.3 \cdot 10^{-4}$ с;

В графите ($\gamma = 1.6$ г/см³, $\Sigma_a \approx 3 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹): $t_d = 1 / (2.2 \cdot 10^5 \cdot 3 \cdot 10^{-4}) \approx 0.015$ с;

В топливной композиции UO₂ плотностью $\gamma = 10$ г/см³ при обогащении $x = 2\%$ ($\Sigma_a \approx 0.36$ см⁻¹) $t_d = 1 / (2.2 \cdot 10^5 \cdot 0.36) \approx 1.26 \cdot 10^{-5}$ с.

Как видим, время диффузии тепловых нейтронов - величина, значительно большая времени замедления их до теплового уровня в тех же средах (см. п. 5.7). Чем больше поглощающих материалов присутствует в активной зоне теплового реактора, тем меньше величина времени диффузии тепловых нейтронов, а, значит, - *меньше среднее время жизни поколения нейтронов в реакторе*.

6.1.4. Длина диффузии. Ранее вскользь отмечалось, что диффузионная характеристика среды активной зоны, определяющая величину вероятности избежания утечки тепловых нейтронов, должна быть связана со среднеквадратичным пространственным смещением тепловых нейтронов в процессе диффузии *таким же образом*, как возраст тепловых нейтронов связан со среднеквадратичной длиной замедления. К этому подталкивает почти полная аналогия представлений о процессах замедления и диффузии.

По определению кинетической теории нейтронов:

Квадрат длины диффузии тепловых нейтронов в среде - шестая часть среднего квадрата удаления теплового нейтрона в момент его поглощения от точки его рождения в этой среде.

$$L^2 = (1/6) \overline{l_r^2} \quad (6.1.7)$$

И поскольку полученное в кинетической теории значение среднего квадрата пространственного смещения теплового нейтрона при диффузии:

$$\overline{l_r^2} = 2 / \Sigma_a \Sigma_{tr},$$

то величины квадрата и самой длины диффузии будут равны:

$$L^2 = \frac{1}{3 \Sigma_a \Sigma_{tr}} \quad \text{и} \quad L = \frac{1}{\sqrt{3 \Sigma_a \Sigma_{tr}}} \quad (6.1.8)$$

Как видим, квадрат длины диффузии L^2 - *такая же и по смыслу, и по размерности (см²) характеристика диффузионных свойств среды*, какой является возраст тепловых нейтронов τ_t - характеристика замедляющих свойств среды. Длина диффузии среды L (и её квадрат) характеризует её способность давать определённое среднеквадратичное пространственное смещение теплового нейтрона от точки рождения до точки его поглощения.

Поэтому каждому конкретному веществу в нормальных условиях (при $t = 20^\circ\text{C}$ или $T = 293\text{K}$ и нормальном атмосферном давлении) свойственна *своя, стандартная* длина диффузии, например:

- у воды (H₂O) $L_o = 2.714$ см;
- у графита (C) $L_o = 51.2$ см;
- у бериллия (Be) $L_o = 22.1$ см;
- у оксида бериллия (BeO) $L_o = 30.0$ см;
- у тяжёлой воды (D₂O) $L_o = 171$ см и т.д.

Стандартные длины диффузии большинства материалов, используемых в реакторостроении, приводятся в справочниках по ядерным константам.

6.1.5. Зависимости длины диффузии веществ от температуры и давления. Так как величины макросечений поглощения и транспортного равны произведениям соответствующих микросечений на ядерную концентрацию:

$$\Sigma_a = \sigma_a N \quad \text{и} \quad \Sigma_{tr} = \sigma_{tr} N,$$

то выражение для квадрата длины диффузии однородного вещества можно представить в таком виде:

$$L^2 = \frac{1}{3\sigma_a \sigma_{tr} N^2} \quad (6.1.8a)$$

В правой части выражения (6.1.8a) влиянию температуры подвержены две величины - микросечения поглощения σ_a и ядерной концентрации N .

Величина микросечения поглощения ядер любого вещества с ростом температуры *падает*

$$\sigma_a(T_n) = 0.886 \sigma_{ao} \sqrt{\frac{293}{T_n}},$$

так как с ростом температуры вещества приблизительно пропорционально величине температуры T растёт и температура нейтронов T_n .

Ядерная концентрация жидкого или газообразного вещества с ростом температуры падает, твёрдого вещества - практически не изменяется.

Температурное уменьшение σ_a и N в соответствии с (6.1.8a) приводит к *однозначному увеличению длины диффузии*. Схематически это выглядит так:

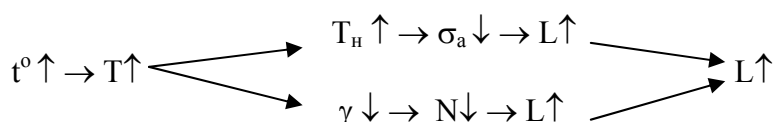


Рис.6.2. Схема воздействия температуры на величину длины диффузии тепловых нейтронов в среде.

Длину диффузии вещества часто называют *мерой прозрачности вещества для тепловых нейтронов*, подразумевая под этим, что чем выше величина L , тем больше направленное удаление теплового нейтрона от места его рождения до места поглощения, и тем большую толщину слоя этого вещества могут проникать тепловые нейтроны до их поглощения.

В связи с этим существует еще одна практическая интерпретация понятия длины диффузии.

Если вообразить *бесконечный плоский источник тепловых нейтронов* равномерной интенсивности (чего в природе нет!), то, приложив вплотную к этому источнику некоторый объём рассматриваемой среды (вещества), мы обнаружили бы, что плотность потока тепловых нейтронов с удалением от источника в этой среде падает по экспоненциальному закону (рис.6.3):

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-x/L)$$

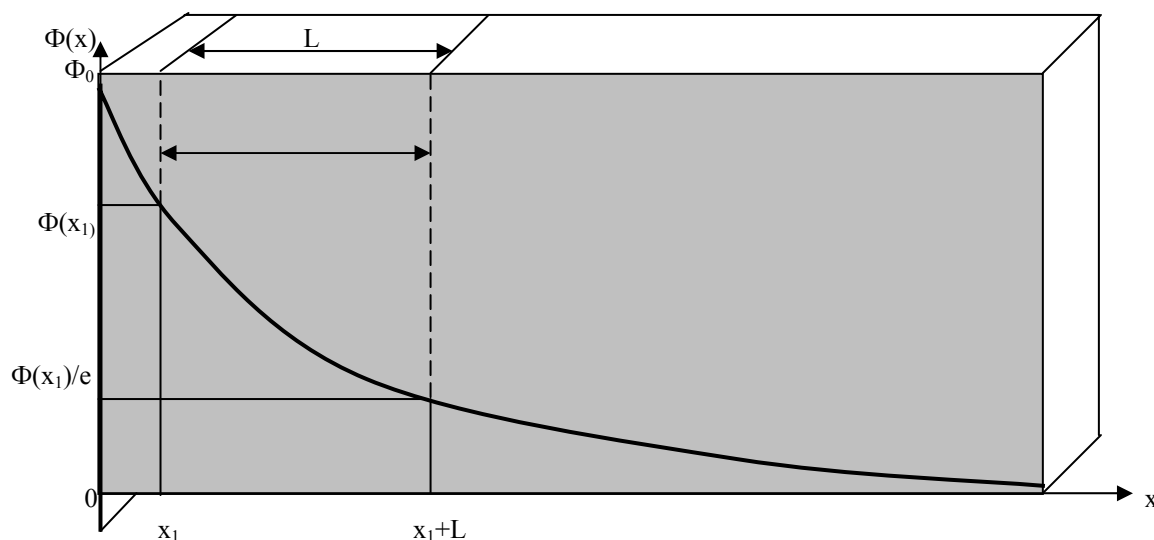


Рис.6.3. Характер снижения плотности потока тепловых нейтронов от бесконечного плоского источника тепловых нейтронов в среде и интерпретация длины диффузии этой среды.

Поэтому, если измерить величину плотности потока тепловых нейтронов на произвольном отстоянии x_1 от источника и на отстоянии (x_1+L) , то отношение измеренных величин плотностей потоков тепловых нейтронов будет равно:

$$\Phi(x_1)/\Phi(x_1+L) = \exp(-x_1/L)/\exp[-(x_1+L)/L] = e = 2.7182818...$$

Поэтому:

Длина диффузии в среде - это толщина слоя этой среды, в пределах которого величина плотности потока тепловых нейтронов от бесконечного плоского источника тепловых нейтронов снижается в e раз.

С ростом давления p плотность жидкого или газообразного вещества γ увеличивается, а вместе с нею увеличивается и ядерная концентрация вещества N , увеличение которой в соответствии с (6.1.8а) приводит к уменьшению длины диффузии.

Из (6.1.8а) несложно вывести общую зависимость квадрата длины диффузии в любом веществе от температуры и давления:

$$L^2(p, t) = L_0^2 \sqrt{\frac{T_n}{293}} \left[\frac{\gamma_0}{\gamma(p, t)} \right]^2, \quad (6.1.9)$$

где γ_0 - плотность жидкости или газа при нормальных условиях, а

$\gamma(p, t)$ - плотность при рассматриваемых давлении и температуре.

6.2. Скорость утечки тепловых нейтронов из единичного объёма активной зоны

Уравнение баланса тепловых нейтронов можно записывать для *всех тепловых нейтронов в реакторе*:

$$dN/dt = (\text{скорость генерации ТН в а.з.}) - (\text{скорость поглощения ТН в а.з.}) - (\text{скорость утечки ТН из а.з.}),$$

а можно и для *единичного объёма активной зоны* (например, для 1 см^3):

$$dn/dt = (\text{ск. генерации ТН в } 1 \text{ см}^3 \text{ а.з.}) - (\text{ск. поглощения ТН в } 1 \text{ см}^3 \text{ а.з.}) - (\text{ск. утечки ТН из } 1 \text{ см}^3 \text{ а.з.}) \quad (6.2.1)$$

Второе уравнение получается из первого путём почленного деления обеих частей его на величину объёма активной зоны $V_{\text{аз}}$. В этом случае в левой части (6.2.1) получается *средняя* по объёму активной зоны *скорость* изменения плотности тепловых нейтронов, равно как и в правой части этого логического равенства получают *средние величины скоростей* генерации, поглощения и утечки тепловых нейтронов в 1 см^3 среды активной зоны.

Выражения для первых двух слагаемых правой части (6.2.1) нам уже известны, остается получить выражение для третьего - скорости утечки тепловых нейтронов из единичного объёма среды активной зоны.

Для этого около произвольной точки активной зоны с координатами $\mathbf{r}(x, y, z)$ мысленно выделим *элементарный* объём $dV = dx dy dz$ и сосчитаем вначале скорость утечки тепловых нейтронов из этого объёма.

Предположим, что плотность тока тепловых нейтронов на левой грани этого элементарного объёма площадью $dy dz$ равна I_x , а на правой грани (той же площади $dy dz$) она равна $I_x + dI_x$. Это значит, что через левую грань в элементарный объём входит каждую секунду $I_x dy dz$ тепловых нейтронов, а через правую грань проходит каждую секунду $(I_x + dI_x) dy dz$ тепловых нейтронов.

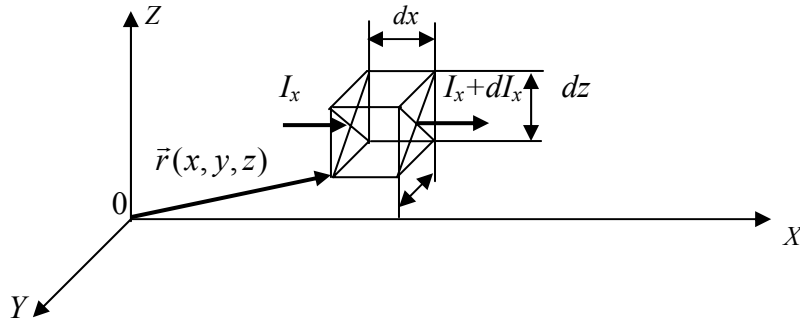


Рис.6.4. Иллюстрация к выводу величины скорости утечки тепловых нейтронов из элементарного объёма активной зоны.

Разница чисел тепловых нейтронов, ежесекундно пересекающих левую и правую грани элементарного объёма, и есть составляющая скорости утечки тепловых нейтронов из этого объёма вдоль оси Ox :

$$dQ_x = (I_x + dI_x)dydz - I_x dydz = dI_x dydz = (dI_x/dx)dx dydz = (dI_x/dx)dV.$$

Аналогично рассуждая относительно составляющих скоростей утечки из элементарного объёма вдоль осей Oy и Oz , можно получить:

$$dQ_y = (dI_y/dy)dV \quad \text{и} \quad dQ_z = (dI_z/dz)dV,$$

а, следовательно, полная скорость утечки тепловых нейтронов из элементарного объёма вдоль всех трёх координатных осей составит:

$$dQ = dQ_x + dQ_y + dQ_z = [(dI_x/dx) + (dI_y/dy) + (dI_z/dz)]dV = \nabla I(r)dV \quad (6.2.2)$$

Для получения скорости утечки из *единичного объёма* надо скорость утечки из элементарного объёма dV *разделить* на величину этого объёма:

$$q_y = dQ/dV = \nabla I(r) \quad (6.2.3)$$

Но выражение для вектора плотности тока тепловых нейтронов в соответствии с законом Фика для них:

$$I(r) = -D \nabla \Phi(r).$$

Подстановка этого выражения в (6.2.3) дает:

$$q_y = \nabla[-D \nabla \Phi(r)] = -D \nabla[\nabla \Phi(r)] = -D \nabla^2 \Phi(r), \quad (6.2.4)$$

поскольку оператор Гамильтона от оператора Гамильтона функции, как известно, есть оператор второго порядка этой же функции - *оператор Лапласа*. В теории поля оператор Лапласа иначе называют *дивергенцией*.

Таким образом, в общем виде *локальная* скорость утечки тепловых нейтронов из единичного объёма с учётом величины коэффициента диффузии ($D = 1/3\Sigma_{tr}$) выразится так:

$$q_y(r) = -(1/3\Sigma_{tr}) \nabla^2 \Phi(r) \quad (6.2.5)$$

6.3. Волновое уравнение, уравнение критичности реактора и величина вероятности избежания утечки тепловых нейтронов

6.3.1. Волновое уравнение (уравнение Гельмгольца). Волновое уравнение получается из уравнения баланса тепловых нейтронов (6.2.1), записанного для *критического реактора* (то есть $dn/dt = 0$), путём подстановки в него выражений для скоростей генерации (формула (5.4.14)), поглощения ($R_a = \Sigma_a \Phi$) и утечки тепловых нейтронов (формула (6.2.5)):

$$k_{\infty} \Sigma_a \Phi \exp(-B^2 \tau_r) - \Sigma_a \Phi + (1/3\Sigma_{tr}) \nabla^2 \Phi = 0,$$

или, если разделить это выражение почленно на ненулевую величину Σ_a :

$$(1/3\Sigma_a \Sigma_{tr}) \nabla^2 \Phi + [k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_r) - 1] \Phi = 0, \quad \text{или, с учётом того, что } (1/3\Sigma_a \Sigma_{tr}) = L^2:$$

$$\nabla^2 \Phi + [k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_t) - 1] \Phi / L^2 = 0 \quad (6.3.1)$$

А теперь оставим на минуту это выражение и вернемся к п.5.4.3, где было получено уравнение *пространственной части* решения уравнения возраста Ферми (см. выражение (5.4.8)):

$$\nabla^2 R / R = -B^2, \quad \text{или} \quad \nabla^2 R + B^2 R = 0, \quad (6.3.2)$$

где функция координат R была впоследствии найдена:

$$R = k_{\infty} \Sigma_a \Phi / (\varphi T_0) \quad (6.3.3)$$

Подстановка (6.3.3) в (6.3.2) и последующее сокращение на ненулевую постоянную величину $k_{\infty} \Sigma_a / \varphi T_0$ приводят к следующему выражению:

$$\nabla^2 \Phi + B^2 \Phi = 0 \quad (6.3.4)$$

В этом выражении B^2 - постоянная величина (параметр реактора).

Уравнения такого типа среди прочих уравнений математической физики известны как простейшие уравнения *волнового типа*, поэтому уравнение (6.3.4) называют **волновым уравнением критического реактора** (или **уравнением Гельмгольца**).

Его решение для активной зоны конкретных формы и размеров - есть функция $\Phi(\mathbf{r})$ распределения плотности потока тепловых нейтронов по координатам её объёма.

Здесь сразу же уместно задуматься над вопросом: *чем вообще может определяться распределение плотности потока тепловых нейтронов в объёме активной зоны критического (то есть стационарного) реактора?* - Поскольку функция $\Phi(\mathbf{r})$ фигурирует в уравнении волнового процесса, значит ли это, что диффузия нейтронов *вообще* является волновым процессом? Таким, скажем, как процесс колебания гитарной струны, или процесс распространения волн по водной поверхности, или любой физический процесс, формально описываемый тем же волновым уравнением?

Житейский опыт подсказывает, что амплитуда и частота колебаний гитарной струны (параметры волнового процесса) определяются длиной и диаметром струны (то есть её *геометрическими* характеристиками), упругими свойствами материала струны и степенью ее натяжения (т.е. *физическими свойствами колеблющейся среды и условиями организации колебаний*).

Аналогично обстоит дело и с распределением $\Phi(\mathbf{r})$ в волновом процессе диффузии тепловых нейтронов в активной зоне: оно *тоже* определяется *и геометрией, и физическими свойствами* среды активной зоны реактора, и условиями окружения активной зоны. Но так как в уравнении (6.3.4), кроме функции $\Phi(\mathbf{r})$, есть *лишь один* параметр (B^2), то именно этот постоянный параметр должен отражать *и физические (материальные) свойства* среды активной зоны, *и её геометрические свойства*. На этом основании параметр реактора (B^2) называется *и геометрическим параметром* (и обозначается B_g^2), *и материальным параметром* (B_m^2).

B_g^2 и B_m^2 - физически различные характеристики: одна определяется только формой и размерами активной зоны, другая - только составом компонентов активной зоны реактора. Но они **равны только в критическом реакторе**, поскольку волновое уравнение получено для критического реактора и только для него оно имеет смысл в том простейшем виде, в котором оно было получено.

В некритическом реакторе $n(t) \neq idem$, $dn/dt \neq 0$, и поэтому в *нестационарном волновом уравнении* должно было бы появиться ещё одно слагаемое в правой части, зависящее от времени t .

Возникает закономерный вопрос: о каком *волновом* процессе может вообще идти речь в критическом реакторе, который является *принципиально стационарным*, и какое отношение вообще имеет волновое уравнение к стационарному реактору?

- А вот какое: волновое уравнение в форме Гельмгольца (то есть с нулевой правой частью) описывает не волну в движении, а является **уравнением стоячей волны**. Это совсем не означает, что тепловые нейтроны в реакторе неподвижно застыли в различных точках активной зоны реактора. Они движутся (да еще как!) в направлении от центра к периферии, по пути к ним добавляются ещё тепловые нейтроны, рождаемые за счёт замедления, часть их поглощается на этом пути, часть диффундирует дальше, но так, что в любом микрообъёме активной зоны в любой момент времени число тепловых нейтронов - в итоге протекания непрерывно идущих процессов генера-

ции, поглощения и утечки - *поддерживается постоянным*, так же, как неизменным во времени поддерживается и *энергетический спектр тепловых нейтронов*.

Итак, стационарное волновое уравнение (уравнение Гельмгольца) является дифференциальным уравнением стоячей волны плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне реактора. Его решение - функция пространственного распределения величины плотности потока тепловых нейтронов по объёму активной зоны.

6.3.2. Уравнение критичности реактора. Теперь вернемся к уравнению (6.3.1) и сравним его с уравнением (6.3.4). Сразу бросается в глаза *схожесть* этих уравнений, хотя и получены они из разных предпосылок: уравнение (6.3.1) - из уравнения баланса тепловых нейтронов в критическом реакторе, а уравнение (6.3.4) - при решении уравнения возраста Ферми *тоже для критического реактора*. И сразу было отмечено: эта часть решения является *пространственной*, (т.е. дающей пространственное распределение плотности потока нейтронов любой кинетической энергии в объёме активной зоны). В частности, оно должно быть справедливо и для *тепловых нейтронов*. Поэтому неудивительно, что оба эти уравнения внешне схожи: они оба описывают одну и ту же величину $\Phi(r)$ для одного и того же объекта - критического реактора, - то есть оба они - являются, *по существу, одним и тем же уравнением*.

А раз это так, то в обоих уравнениях в сходных членах должны быть равными коэффициенты, то есть:

$$[k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_r) - 1] / L^2 = B^2, \text{ откуда следует, что}$$

$$\frac{k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_r)}{1 + B^2 L^2} = 1 \quad (6.3.5)$$

Чтобы понять, что собой представляет это уравнение, вернемся на минуту назад, к условию критичности реактора, которое выражается простым равенством $k_{\infty} = 1$. Но величина эффективного коэффициента размножения:

$$k_{\infty} = k_{\infty} p_z p_r,$$

а с учётом найденного ранее выражения $p_z = \exp(-B^2 \tau_r)$:

$$k_{\infty} = k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_r) p_r.$$

Приравнявая величину последнего выражения единице, получаем развернутое условие критичности:

$$k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_r) p_r = 1 \quad (6.3.6)$$

Сравнивая выражения (6.3.5) и (6.3.6), следует сделать выводы:

а) Уравнение (6.3.5) **выражает развёрнутое условие критичности реактора**. Поэтому его и называют **уравнением критичности реактора**.

б) Из сходства (6.3.5) и (6.3.6) вытекает, что величина вероятности избежания утечки тепловых нейтронов

$$p_r = \frac{1}{1 + B^2 L^2} = (1 + B^2 L^2)^{-1} \quad (6.3.7)$$

Уравнение критичности можно записать в ещё более развёрнутом виде:

$$\frac{\eta \varepsilon \varphi \exp(-B^2 \tau_r)}{1 + B^2 L^2} = 1 \quad (6.3.8)$$

Его вид ясно иллюстрирует взаимосвязь размножающих свойств активной зоны (определяемых величинами η , ε , φ , θ , τ_r и L^2) с критическими размерами активной зоны (скрытых в величине параметра реактора B^2 , который в активной зоне критического реактора является *и геометрическим, и материальным*).

6.3.3. Вероятность избежания утечки тепловых нейтронов. Полученное выражение для величины вероятности избежания утечки тепловых нейтронов при диффузии (6.3.7) полностью согласуется как с начальной гипотезой о зависимости p_r от геометрии и физических свойств среды активной зоны (от геометрического параметра B^2 и квадрата длины диффузии L^2), так и с физическим смыслом длины диффузии: чем больше L , тем *прозрачнее* среда активной зоны для тепловых

нейтронов, и больше толщина периферийного слоя активной зоны, из которого рождающиеся тепловые нейтроны могут испытать утечку за её пределы в процессе их диффузии, и тем *выше* доля утекающих из активной зоны тепловых нейтронов, а поэтому *меньше* доля остающихся в ней тепловых нейтронов p_T .

Для практика-реакторщика полезно запомнить качественную зависимость p_T от температуры активной зоны. Эта зависимость однозначна: поскольку длина диффузии L в любых веществах с ростом температуры *увеличивается* (см. п. 6.1.5), величина $p_T = (1 + B^2 L^2)^{-1}$ с ростом температуры в активной зоне из любых материалов и при любой её структуре будет *уменьшаться*.

$$t^0 \uparrow \rightarrow T \uparrow \rightarrow T_n \uparrow \rightarrow \Sigma_a \downarrow \rightarrow L \uparrow \rightarrow L^2 \uparrow \rightarrow p_T \downarrow.$$

Рис. 6.5. Цепочка температурного влияния на величину вероятности избежания утечки тепловых нейтронов.

Примечание. В этом смысле температурная зависимость вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов $p_z = \exp(-B^2 \tau_T)$, прослеживаемая через температурную зависимость возраста тепловых нейтронов в активной зоне, является хотя и аналогичной, но не столь однозначной, как p_T . В твёрдых веществах возраст тепловых нейтронов с ростом температуры *уменьшается* (за счёт повышения величины энергии сшивки E_c), а потому величина p_z за счёт наличия в активной зоне реактора твёрдых замедлителей (графита - в уран-графитовом реакторе РБМК) может даже увеличиваться, если графита в активной зоне настолько больше, чем второго замедлителя (воды), что эффект температурного уменьшения возраста в графите *превалирует* над эффектом температурного увеличения возраста в воде, отчего *средний* возраст тепловых нейтронов в активной зоне может с ростом температуры *уменьшаться*, а величина p_z - *увеличиваться*. Реакторам типа ВВЭР эта неоднозначность не свойственна: в них увеличение средней температуры активной зоны приводит к обязательному *уменьшению* величин p_z и p_T .

Так или иначе, однако, стоит взять на заметку, что за счёт изменения температуры замедлителя принципиально возможно *управлять* эффективными размножающими свойствами активной зоны реактора (k_g) через посредство величин p_z и p_T .

6.4. Геометрический параметр цилиндрического реактора без отражателя и поле тепловых нейтронов в нём

Большинство энергетических тепловых реакторов имеют *цилиндрическую* форму активной зоны или очень близкую к ней. Среди многих соображений при выборе формы активной зоны побеждает стремление сделать её *симметричной, технологичной и удобной для организации теплосъёма*.

Геометрический параметр B_c^2 критической цилиндрической активной зоны может быть с равным успехом найден и из решения уравнения критичности, и из решения волнового уравнения, но первое является трансцендентным и не разрешается относительно B^2 аналитически, следовательно, при известных величинах k_∞ , L^2 и τ_T из уравнения критичности можно найти только *величину* B^2 (методом последовательных приближений), но нельзя получить удобной *аналитической зависимости* B_c^2 от размеров активной зоны (радиуса и высоты её).

Такое выражение $B^2 = f(R_{az}, H_{az})$ можно получить только после решения волнового уравнения и разрешения его относительно B_c^2 :

$$B_c^2 = - [\nabla^2 \Phi(r)] / [\Phi(r)], \quad (6.4.1)$$

Но волновое уравнение - дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных, поэтому для получения конкретного (частного) его решения надо обязательно располагать *парой* граничных условий.

6.4.1. Граничные условия для решения волнового уравнения. Предположим вначале для простоты, что речь идёт о *гомогенной* цилиндрической активной зоне, окруженной пустотой (вакуумом). Почему именно пустотой?

Дело в том, что вакуум, кроме того, что он даёт возможность сравнивать различные критические активные зоны в *одинаковых условиях*, является в некотором смысле *абсолютным поглотителем* утекающих из активной зоны нейтронов, поскольку он не содержит в себе объектов, с кото-

рыми нейтрон может столкнуться, изменить направление движения и вернуться обратно в активную зону.

Единственной точкой цилиндрической гомогенной активной зоны, о величине плотности потока тепловых нейтронов мы можем *хоть что-то* сказать, является *центр её* (середина её высоты по оси симметрии). И единственное, что мы можем сказать относительно плотности потока тепловых нейтронов в этой точке, - то, что *величина $\Phi(r)$ в ней максимальна*, поскольку это - *наиболее удалённая от всех границ активной зоны точка*, и возможности для утечки тепловых нейтронов из неё за пределы активной зоны *минимальны*.

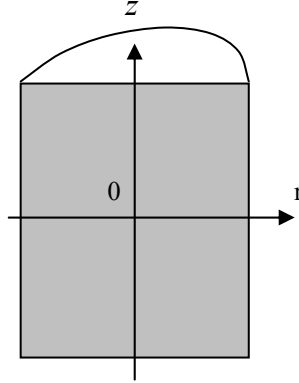


Рис.6.6. Размещение начала цилиндрической системы координат в геометрическом центре цилиндрической активной зоны.

И если поместить начало *цилиндрической* системы координат в центр активной зоны (рис.6.6), то *первое граничное условие*:

$$\Phi(r=0, z=0) = \Phi_0 = \Phi_{max}$$

- выглядит *неопределённо*, так как неясна *конкретная величина* этого максимума. Это же граничное условие (как условие *максимума* функции $\Phi(r, z)$) можно записать более определённо:

$$(d\Phi/dr)_{z=0} = 0 \quad \text{и} \quad (d\Phi/dz)_{r=0} = 0. \quad (6.4.2)$$

Второе граничное условие в такой ситуации должно быть обязательно *нетривиальным*, то есть должно указывать на любое *конкретное* значение функции $\Phi(r, z)$ в какой-либо точке активной зоны. Здесь мы выдыхаемся: при всем желании указать такую точку в пределах активной зоны мы не в состоянии. На действительных границах активной зоны (при $r = R_{az}$ или $z = \pm H_{az}/2$) величина плотности потока тепловых нейтронов - явно не нулевая.

Поэтому в качестве второго граничного условия вводится *искусственное* условие, состоящее в следующем.

Предположим, что распределения $\Phi(r)$ и $\Phi(z)$ в пределах активной зоны от центра к периферии имеет характер нелинейного уменьшения. Но, если вообразить (рис.6.7), что функция $\Phi(r)$, переходя через границу активной зоны, продолжает уменьшаться *линейно*, причём, с тем же угловым коэффициентом, что и на границе активной зоны, то на некотором отстоянии d от границы активной зоны *линейно-экстраполированная* таким образом функция $\Phi(r)$ *уменьшается до нуля*.

Отстояние (d) от границы активной зоны в вакуум, на котором линейно-экстраполированная на границе активной зоны функция распределения плотности потока тепловых нейтронов обращается в нуль, называется длиной линейной экстраполяции.

Условная цилиндрическая поверхность, эквидистантно отстоящая от поверхности реальной цилиндрической активной зоны на длину линейной экстраполяции, называется **экстраполированной границей активной зоны**.

Величины полуразмеров реальной цилиндрической активной зоны, увеличенные на длину линейной экстраполяции, называют **экстраполированными полуразмерами активной зоны**:

$$R' = R_{az} + d \quad (6.4.3)$$

$$H'/2 = H_{аз}/2 + d \quad (6.4.4)$$

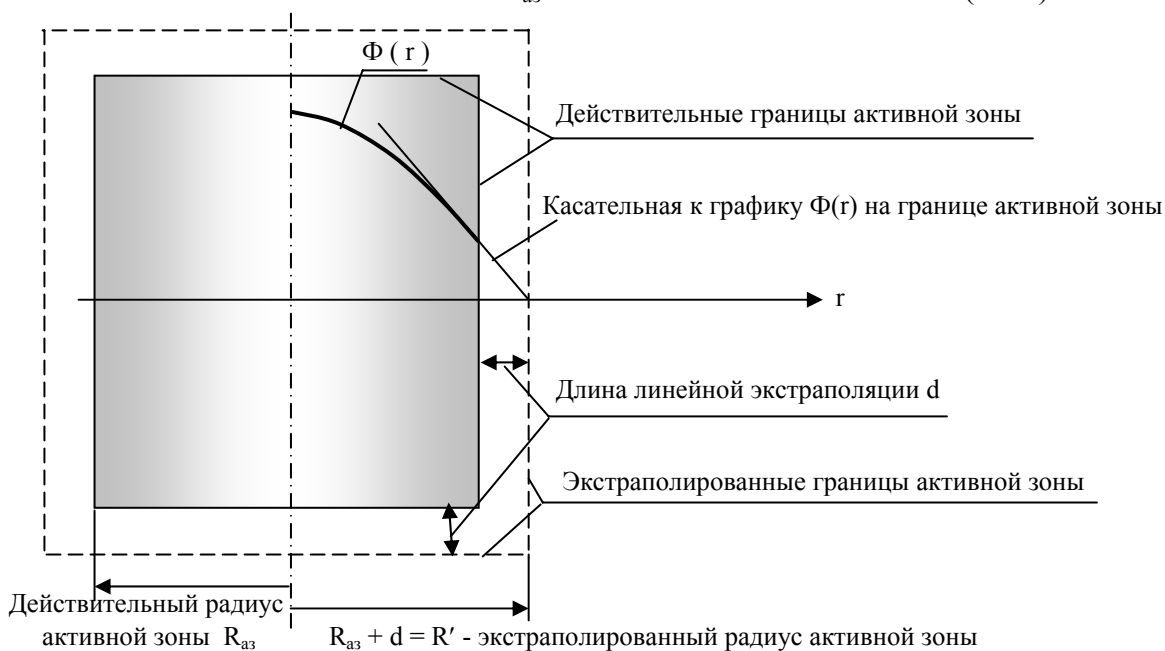


Рис.6.7. К понятию длины линейной экстраполяции, экстраполированных границ и экстраполированных размеров активной зоны.

Кинетическая теория даёт простую формулу для длины линейной экстраполяции:

$$d = 0.7104 \lambda_{tr} = 0.7104 / \Sigma_{tr} \quad (6.4.5)$$

Учитывая сказанное, второе граничное условие звучит просто:

На экстраполированных границах активной зоны величина плотности потока тепловых нейтронов равна нулю: $\Phi(r=R') = 0$ и $\Phi(z=\pm H'/2) = 0$ (6.4.6)

6.4.2. Результат решения волнового уравнения для цилиндрической гомогенной активной зоны. Если записать волновое уравнение в цилиндрической системе координат, начало которой совпадает с центром активной зоны, и решить его при обозначенных выше граничных условиях, то интеграл этого уравнения будет иметь вид произведения:

$$\Phi(z,r) = \Phi_0 \cos(\pi z/H') I_0(2.405r/R') \quad (6.4.7)$$

Выражение (6.4.7) означает, что:

- распределение величины плотности потока тепловых нейтронов по высоте цилиндрической гомогенной активной зоны (в точках равноудаленных от оси симметрии на расстояние r) подчиняется закону косинуса:

$$\Phi(z)_{r=idem} = \Phi_{or} \cos(\pi z/H'), \quad (6.4.8)$$

где $\Phi_{or} = \Phi(z=0, r)$ - значение плотности потока тепловых нейтронов на цилиндрической поверхности радиуса r на середине высоты активной зоны (рис.6.8):

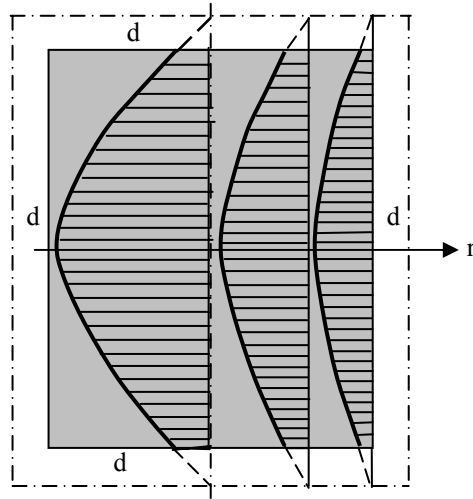


Рис.6.8. Эпюры распределения плотности потока тепловых нейтронов по высоте цилиндрической гомогенной активной зоны по оси симметрии и на разных отстояниях от оси.

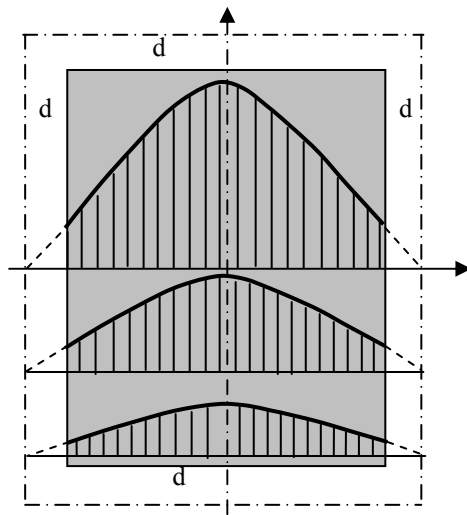


Рис.6.9. Эпюры распределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу цилиндрической гомогенной активной зоны на разных уровнях по её высоте.

- **распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу активной зоны** (в плоских круговых поверхностях на любой фиксированной высоте z над (или под) центром активной зоны) **подчиняется закону функции Бесселя первого рода нулевого порядка:**

$$\Phi(r)_{z=idem} = \Phi_{oz} I_0(2.405r/R'), \quad (6.4.9)$$

где $\Phi_{oz} = \Phi(z, r=0)$ - значение плотности потока тепловых нейтронов на оси симметрии активной зоны на высоте z (рис.6.9).

Функция Бесселя первого рода нулевого порядка $I_0(x)$ для действительного аргумента x появляется при решении волнового уравнения в цилиндрической системе координат. Начальный участок графика этой функции (при изменении x в пределах от 0 до 2.405) напоминает график функции косинуса в пределах от 0 до $\pi/2$: при $x = 0$ $I_0 = 1$, а при $x = 2.405$ $I_0 = 0$ (рис.6.10). Более того, значения этих функций при значениях аргумента x в указанных интервалах их с точностью до + 2% совпадают.

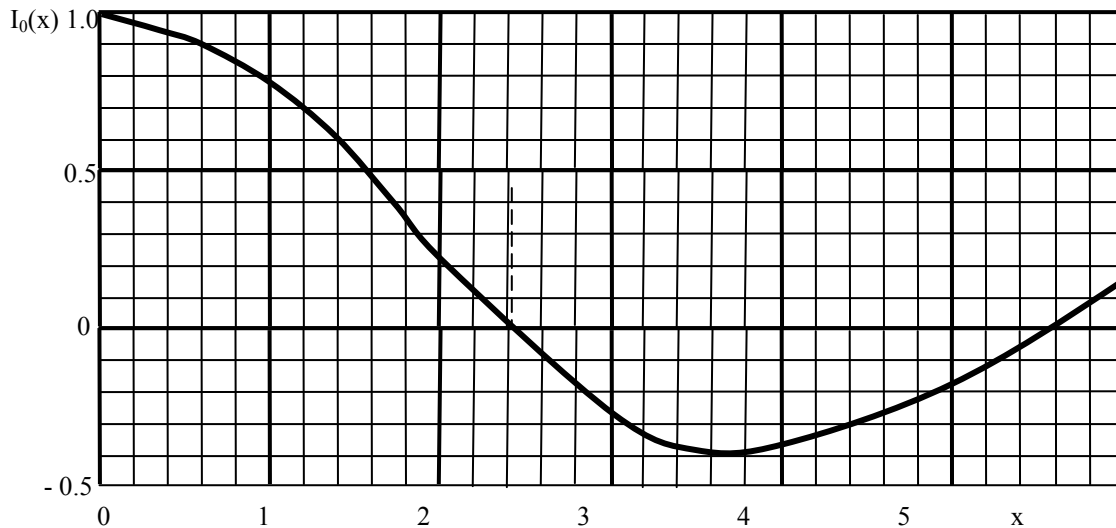


Рис.6.10. График функции Бесселя первого рода нулевого порядка $I_0(x)$ для действительного аргумента.

В связи с тем, что график $I_0(x)$ пересекает ось абсцисс при $x_0 = 2.405$, это значение аргумента называют *первым корнем (или первым нулём)* функции Бесселя первого рода нулевого порядка.

Функция $I_0(x)$, наряду с другими бесселевыми функциями, приводится в графическом и табличном виде в справочниках по специальным функциям.

Характер косинусоидально-бесселевского распределения плотности потока тепловых нейтронов в цилиндрической гомогенной активной зоне *действителен* (совпадает с реальным) для любых точек активной зоны, исключая точки, лежащие в пределах относительно тонкого приграничного слоя толщиной $\sim 2\lambda_{tr}$ среды активной зоны, где действительный характер распределения $\Phi(z,r)$ несколько отклоняется от аналитического в сторону увеличения.

Учитывая, что транспортные макросечения сред активных зон ВВЭР не превышают нескольких см^{-1} , соответствующие им величины длины линейной экстраполяции d оказываются не выше 1 см. Поэтому распределение $\Phi(z,r)$ в цилиндрических гомогенных активных зонах с размерами более 1 м *фактически определяется не столько величиной d , сколько действительными размерами активной зоны.*

Этот вывод справедлив и для *гетерогенных* тепловых реакторов.

6.4.3. Выражение для геометрического параметра цилиндрической активной зоны. Это выражение получается путём подстановки решения волнового уравнения (6.4.7) в равенство (6.4.1). После преобразований получается:

$$B_z^2 = (\pi/H')^2 + (2.405/R')^2 \quad (6.4.10)$$

Как видим, геометрический параметр имеет размерность см^{-2} , а его величина *обратно пропорциональна квадрату линейных размеров активной зоны реактора.*

О величине геометрического параметра говорят такие цифры:

- для реактора космической спутниковой электростанции ($R' \approx 6 \text{ см}$, $H' \sim 11 \text{ см}$) величина $B_z^2 \approx 0.2422 \text{ см}^{-2}$;
- для реактора морского атомохода ($R' \approx 50 \text{ см}$, $H' \approx 100 \text{ см}$) $B_z^2 \approx 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$;
- для реактора ВВЭР-1000 ($R' = 158 \text{ см}$, $H' = 355 \text{ см}$) $B_z^2 = 3.1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$;
- для реактора РБМК-1000 ($R' = 590 \text{ см}$, $H' = 700 \text{ см}$) $B_z^2 = 3.7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$.

Падающий характер изменения величины B_z^2 с ростом линейных размеров активной зоны позволяет качественно разрешить вопрос о соотношении величин геометрического и материального параметров в *некритических реакторах* (в критических реакторах, как уже отмечалось, $B_z^2 = B_m^2$).

Величина материального параметра для любого реактора определяется *только составом материалов*, входящих в его активную зону. Следовательно, для *гетерогенного* реактора, активная зона которого состоит из *одинаковых ячеек*, величина материального параметра для *всей активной зоны уже определена составом материалов одиночной ячейки*: ведь соотношение материалов в одиночной ячейке и во всей активной зоне, составляемой из определённого числа таких ячеек, *одинаково*. Значит, величина материального параметра от числа размещаемых в его активной зоне ячеек *не зависит* и в процессе загрузки топливных ячеек в активную зону *не меняется*.

Теперь представим себе процесс зарядки активной зоны и доведения её до критического состояния: в загруженный замедлителем реактор вначале вставляется центральная ТВС, затем вокруг неё размещается первый слой из 6 таких же ТВС, затем последовательно ставятся на свои места 12 ТВС второго слоя, затем - 18 ТВС третьего слоя и т.д., до тех пор, пока не будет набрано *критическое количество ТВС*, при котором в активной зоне начинается *самоподдерживающаяся цепная реакция деления*.

Ясно, что в процессе доведения активной зоны до критического состояния растёт радиус набора активной зоны, а значит, величина геометрического параметра:

$$B_c^2 = (\pi/H')^2 + (2.405/R')^2$$

в процессе набора критической массы *будет уменьшаться*. И когда активная зона достигнет критичности, величина геометрического параметра *снизится до величины материального параметра*.

Таким образом, в *подкритическом* реакторе величина геометрического параметра **больше** величины материального параметра, а в *надкритическом* (который получился бы, если бы в активную зону добавили ещё одну ТВС сверх критического их количества) - наоборот - величина материального параметра стала бы **больше** величины геометрического параметра.

6.4.4. Оптимальное соотношение размеров цилиндрической активной зоны. Из всего сказанного в принципе должно быть ясно, *как* рассчитывать критические размеры активной зоны цилиндрического гомогенного реактора по заданному составу материалов его активной зоны:

а) по составу материалов активной зоны рассчитать величины их эффективных микросечений и средних макросечений для всей среды активной зоны;

б) рассчитать η , ε , ϕ , θ , τ_t и L^2 , то есть получить k_∞ , τ_t и L^2 ;

в) методом последовательных приближений решить уравнение критичности реактора

$$k_\infty \exp(-B^2 \tau_t) / (1 + B^2 L^2) = 1$$

относительно величины B^2 , являющейся в критическом реакторе и материальным, и геометрическим параметром;

г) подставляя найденную величину B^2 в её выражение:

$$(\pi/H')^2 + (2.405/R')^2 = B^2, \quad (6.4.11)$$

можно было бы искать экстраполированные критические размеры активной зоны реактора (H' и R'), но *одно уравнение с двумя неизвестными имеет бесчисленное множество пар решений*. Иными словами, одному и тому же значению B^2 удовлетворяют и *блинообразные* активные зоны (с малым отношением H'/R'), и, наоборот, *колоннообразные* активные зоны (с большим отношением H'/R'). Следовательно, для получения определённого решения уравнения (6.4.11) необходимо *задаваться* величиной соотношения размеров активной зоны (H'/R'). Из каких соображений?

- Из соображений экономии нейтронов: из стремления при данной величине объёма активной зоны сделать *минимальной утечку* тепловых нейтронов. При одинаковой плотности тока утечки тепловых нейтронов по всей поверхности активной зоны решение задачи на минимум утечки сводится к решению задачи на *минимум поверхности цилиндрической активной зоны при заданном её объёме*. Это имеет место при соотношении $(H'/R') = 2$, то есть когда высота цилиндра равна его диаметру.

Но на цилиндрической части поверхности активной зоны градиент плотности потока тепловых нейтронов получается немного выше, чем на плоских поверхностях верхнего и нижнего торцов активной зоны, а, значит, величины плотности тока утечки тепловых нейтронов на цилиндрической поверхности будут выше, чем на плоских торцах.

Поэтому для нахождения минимально-возможной *общей* утечки тепловых нейтронов из активной зоны необходимо решать задачу на экстремум для величины *общего тока утечки тепловых нейтронов через всю поверхность активной зоны* (S):

$$I_{\text{общ}} = \int_{(S)} I(S) dS$$

Решение этой задачи дает оптимальное соотношение размеров цилиндрической активной зоны

$$(H'/R')_{\text{opt}} = 1.948 \quad (6.4.12)$$

по соображениям экономии тепловых нейтронов в активной зоне.

Цилиндрические активные зоны с $(H'/R') < 1.948$ принято называть *уплощёнными* (т.е. более плоскими по сравнению с активными зонами с оптимальным соотношением размеров), а зоны с $(H'/R') > 1.948$ - *удлинёнными*.

Например, активная зона РБМК-1000 ($H_{\text{аз}} = 7 \text{ м}$, $D_{\text{аз}} = 11.8 \text{ м}$) характеризуется отношением $H'/R' \approx 1.19$, т. е. является сильно уплощённой, а активная зона ВВЭР-1000 ($H_{\text{аз}} = 3.55 \text{ м}$, $R_{\text{аз}} = 1.58 \text{ м}$, $H'/R' \approx 2.25$) - является явно сильно удлинённой. В той и другой активных зонах экономия тепловых нейтронов оказалась принесённой в жертву иным соображениям.

В ВВЭР-1000 уменьшение отношения H'/R' привело бы к увеличению диаметра активной зоны за счёт сокращения её высоты, а вместе с этим - и к увеличению *диаметра корпуса реактора*, а, значит, - к увеличению толщины стенки корпуса (корпус - сосуд, работающий под большим давлением), материалоемкости реактора и к увеличению его стоимости. Именно поэтому (главным образом) активная зона ВВЭР-1000 выполнена удлинённой.

У РБМК-1000 (канального реактора) таких проблем нет: активная зона находится под незначительным давлением азотно-гелиевой смеси, охлаждающей графитовую кладку; высокое давление имеет место только внутри труб технологических каналов; уменьшение высоты активной зоны (или высоты технологических каналов) за счёт увеличения диаметра активной зоны оказывается даже благотворным делом: с точки зрения *укорочения* технологических каналов и *увеличения численности* параллельно работающих каналов, при котором *снижается гидравлическое сопротивление* активной зоны, а, значит, - и энергетические затраты на циркуляцию теплоносителя в контуре МПЦ.

Краткие выводы

а) Диффузия тепловых нейтронов в реакторе подчиняется закону Фика

$$I(r) = -D \nabla \Phi(r),$$

где коэффициент диффузии D (согласно выводу кинетической теории): $D = 1/3 \Sigma_{tr}$.

б) Главное влияние процесса диффузии на размножающие свойства активной зоны прослеживается через величину вероятности избежания утечки тепловых нейтронов p_t , которая определяется величиной геометрического параметра активной зоны B^2 и характеристикой диффузионных свойств среды активной зоны - длиной диффузии L . Величина p_t определяется выражением:

$$p_t = (1 + B^2 L^2)^{-1}.$$

в) Длина диффузии представляет собой логический аналог средней длины замедления применительно к процессу диффузии тепловых нейтронов в среде и является мерой среды давать определённое среднеквадратичное пространственное смещение тепловых нейтронов в ней в процессе их диффузии. Квадрат длины диффузии определяется выражением:

$$L^2 = (3 \Sigma_a \Sigma_{tr})^{-1}$$

г) Величина длины диффузии в любом веществе с ростом его температуры однозначно растёт:

$$L^2(t) = \overline{L_o^2} \sqrt{\Gamma_n/293} [\gamma_o / \gamma(p,t)]^2$$

д) В процессе нахождения p_T получены два **фундаментальных** уравнения критического реактора - уравнение критичности:

$$\eta \varepsilon \rho \exp(-B^2 \tau_v) (1 + B^2 L^2)^{-1} = 1,$$

представляющее собой развернутое условие критичности реактора в зависимости от его нейтронно-физических характеристик и геометрических свойств активной зоны, и волновое уравнение:

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{r}) + B^2 \Phi(\mathbf{r}) = 0,$$

решение которого для конкретной активной зоны дает функцию $\Phi(\mathbf{r})$ распределения плотности потока тепловых нейтронов в объеме реактора.

е) В цилиндрическом гомогенном реакторе без отражателя распределение плотности потока тепловых нейтронов по высоте и радиусу реактора подчинено косинусоидально-бесселевому закону:

$$\Phi(z, r) = \Phi_o \cos(\pi z / H') I_o(2.405 r / R'),$$

где максимальное значение плотности потока тепловых нейтронов Φ_o имеет место в геометрическом центре цилиндрической активной зоны.

ж) Величина геометрического параметра B_c^2 для цилиндрического реактора без отражателя определяется выражением:

$$B_c^2 = [\pi / (H_{az} + 2d)]^2 + [2.405 / (R_{az} + d)]^2,$$

в котором величина $d = 0.7104 / \Sigma_{tr}$ - длина линейной экстраполяции.

з) В подкритическом реакторе $B_g^2 > B_m^2$, в критическом $B_g^2 = B_m^2$, а в надкритическом - $B_g^2 < B_m^2$.

Тема 7

УРАН-235, ПЛУТОНИЙ-239 И РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА РЕАКТОРА

Ранее была получена формула для характеристики размножающих свойств реактора - $k_{\infty} = \eta \epsilon \phi \theta p_z p_T$. Два последних сомножителя правой части этой зависимости были рассмотрены в предыдущих разделах. Цель данной темы - проанализировать ещё два сомножителя этой зависимости, связанных с наличием в активной зоне теплового реактора *делящихся тепловыми нейтронами нуклидов* - урана-235 и плутония-239. Имеются в виду константа η и коэффициент использования тепловых нейтронов θ .

7.1. Константа η

Константа η в общем случае - это среднее число получаемых в делениях быстрых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами тепловой нейтрон.

7.1.1. Общее выражение для η . Характеристика η по данному определению является частным случаем более общего понятия - константы $\eta(E)$, представляющей собой среднее число нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися нуклидами нейтрон с энергией E , применительно к тепловым нейтронам, поскольку последние играют определяющую роль в тепловом реакторе.

Делящихся тепловыми нейтронами компонентов в топливе может быть один (уран-235 или плутоний-239), два (уран-235 + плутоний-239), и более. В соответствии с этим топливо ядерного реактора называют *однокомпонентным, двухкомпонентным, или многокомпонентным* (уран-238, делящийся только быстрыми надпороговыми нейтронами, в расчёт не принимается). В общем случае многокомпонентного топлива величина константы η должна находиться как частное от деления числа быстрых нейтронов деления, полученных в делениях *всех делящихся под действием тепловых нейтронов ядер*, на число тепловых нейтронов, *поглощённых всеми этими делящимися ядрами за один и тот же промежуток времени*. В частности - за единичное время и в единичном объёме активной зоны; в этом случае речь будет вестись о легко вычисляемых *скоростях генерации и поглощения нейтронов делящимися нуклидами*:

$$\eta = \frac{\text{скорость генерации нейтронов деления в делениях всех делящихся под действием тепловых нейтронов ядер}}{\text{скорость поглощения тепловых нейтронов всеми делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами}} \quad (7.1.1)$$

С помощью этой логической формулы можно найти выражения для константы "этта" в ядерном топливе, состоящем из любого числа компонентов.

7.1.2. Величины константы η в однокомпонентных топливах. Подавляющее большинство тепловых энергетических реакторов на АЭС - реакторы с *урановым топливом*. В свежем топливе, загружаемом в активную зону, содержится только один делящийся тепловыми нейтронами нуклид - уран-235, поэтому свежее топливо любого уранового реактора в начале кампании его активной зоны *однокомпонентное*.

Скорость генерации нейтронов деления в делениях ядер ^{235}U тепловыми нейтронами равна произведению скорости реакции деления ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов (R_f^5) на среднее число нейтронов деления, получаемых в одном акте деления ядра ^{235}U (ν_5) под действием тепловых нейтронов. Это произведение надо в соответствии с (7.1.1) разделить на величину скорости реакции поглощения тепловых нейтронов ядрами ^{235}U , то есть:

$$\eta_5 = \nu_5 \frac{R_f^5}{R_a^5} = \nu_5 \frac{\sigma_f^5 N_5 \Phi}{\sigma_a^5 N_5 \Phi} = \nu_5 \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5}.$$

Таким образом, получается, что величина η_5 , как комбинация физических констант для ядер урана-235, является физической константой его ядер, из-за чего она изначально и получила такое название:

$$\eta_5 = \nu_5 \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} = 2.416 \frac{583.5}{680.9} \approx 2.071 \quad (7.1.2)$$

Аналогичным образом рассуждая о реакторе с однокомпонентным топливом на основе ^{239}Pu , легко получить:

$$\eta_9 = \nu_9 \frac{\sigma_f^9}{\sigma_a^9} = 2.862 \frac{744.0}{1011.2} \approx 2.106. \quad (7.1.3)$$

То есть плутоний-239 как ядерное топливо даже более эффективен, чем уран-235.

7.1.3. Величина константы η в двух- и многокомпонентных топливах. Реальное ядерное топливо теплового энергетического реактора АЭС в произвольный момент кампании активной зоны представляет собой, как минимум, *двухкомпонентную смесь* делящихся тепловыми нейтронами нуклидов: урана-235 и плутония-239 (воспроизводимый в очень небольших количествах плутоний-241 в первом приближении можно в расчёт не брать). Величина константы η_{59} для такого топлива, исходя из общего определения (7.1.1), найдется как:

$$\eta_{59} = \frac{\nu_5 R_f^5 + \nu_9 R_f^9}{R_a^5 + R_a^9} = \frac{\nu_5 \sigma_f^5 N_5 \Phi + \nu_9 \sigma_f^9 N_9 \Phi}{\sigma_a^5 N_5 \Phi + \sigma_a^9 N_9 \Phi} = \frac{\nu_5 \sigma_f^5 + \nu_9 \sigma_f^9 \left(\frac{N_9}{N_5} \right)}{\sigma_a^5 + \sigma_a^9 \left(\frac{N_9}{N_5} \right)}. \quad (7.1.4)$$

Выражение (7.1.4) показывает, что величину η назвали *константой* довольно опрометчиво: для двухкомпонентного топлива эта величина определяется не только *природой* двух делящихся нуклидов, но и *соотношением их концентраций в топливной смеси*.

Будем и мы из уважения к пионерам теории реакторов условно называть эту величину константой этта. Тем более, что при реальных накоплениях плутония-239 в тепловых энергетических реакторах величина η_{59} изменяется вроде бы не столь значительно, о чём свидетельствует рассчитанная по формуле (7.1.4) таблица 7.1.

Таблица 7.1. Увеличение величины константы η_{59} с ростом накопления плутония-239 в уран-плутониевой топливной композиции.

$N_9/N_5, \%$	0	5	10	15	20	25	30	35
η_{59}	2.0704	2.0728	2.0750	2.0768	2.0785	2.0800	2.0813	2.0825

Но дело не только в том, что величина константы η_{59} изменяется в процессе кампании реактора с изменением соотношения количеств основного и вторичного топливных компонентов. Получается, что эта (вроде бы незыблемая ядерная) характеристика зависит ещё и от *температуры топлива*, то есть не просто от какой-то теоретической величины, а от параметра, *непосредственно подконтрольного оператору* реактора.

7.1.4. Зависимость величины η от температуры. Даже для однокомпонентного (^{235}U) топлива величина η_5 определяется соотношением величин *эффективных* микросечений деления и поглощения ^{235}U , а не их стандартных значений. Но величины эффективных сечений *сами зависят от температуры*, а, значит, и величина η_5 также должна зависеть от температуры:

$$\eta_5 = \nu_5 \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} = \nu_5 \frac{\sigma_{f0}^5 \cdot 0.886 \sqrt{\frac{293}{T_n}}}{\sigma_{a0}^5 \cdot 0.886 \sqrt{\frac{293}{T_n}}} \cdot \frac{g_f^5(T_n)}{g_a^5(T_n)} = \nu_5 \frac{\sigma_{f0}^5}{\sigma_{a0}^5} \cdot \frac{g_f^5(T_n)}{g_a^5(T_n)}. \quad (7.1.5)$$

Таким образом, получается, что величина η_5 зависит от температуры в той мере, в какой от температуры нейтронов зависят величины факторов Весткотта для сечений деления и поглощения для ядер ^{235}U .

Величины весткоттовских факторов, как уже указывалось ранее, могут быть рассчитаны по эмпирическим зависимостям:

$$g_a^5(T_n) \approx 0.912 + 0.25 \exp(-0.00475 T_n);$$

$$g_f^5(T_n) \approx g_a^5(T_n) - 0.004.$$

С учётом этих зависимостей формула для расчёта η_5 от температуры нейтронов приобретает вид:

$$\eta_5(T_n) = \eta_{50} \cdot \left[1 - \frac{0.004}{0.912 + 0.25 \exp(-0.00475 T_n)} \right]. \quad (7.1.6)$$

(Здесь $\eta_{50} = \nu_5 \frac{\sigma_{f0}^5}{\sigma_{a0}^5}$ обозначена величина η_5 при стандартной (293 К) температуре нейтронов).

Расчёт по этой формуле даёт следующую таблицу зависимости $\eta_5(T_n)$:

Таблица 7.2. Изменение η_5 с ростом температуры нейтронов для однокомпонентного топлива на основе урана-235.

$T_n, \text{ К}$	300	400	500	600	700	800	900	1000
η_5	2.0619	2.0617	2.0616	2.0615	2.0614	2.0614	2.0614	2.0613
$T_n, \text{ К}$	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800
η_5	2.0613	2.0613	2.0613	2.0613	2.0613	2.0613	2.0613	2.0613

Как видим, зависимость $\eta_5(T_n)$ является *малозначительной*: при изменении температуры нейтронов на 1500 К величина η_5 *уменьшается* всего на шесть единиц в четвёртой значащей цифре после запятой.

Совсем иначе ведёт себя с ростом температуры величина константы η для плутония-239. Это обусловлено тем, что величины факторов Весткотта для сечений деления и поглощения ядер ^{239}Pu с ростом температуры тепловых нейтронов *сильно* отличаются друг от друга. Расчёт этих коэффициентов по формулам:

$$g_f^9(T_n) \approx 0.8948 - 1.43 \cdot 10^{-4} T_n + 2.022 \cdot 10^{-6} T_n^2,$$

$$g_a^9(T_n) \approx 0.9442 - 4.038 \cdot 10^{-4} T_n + 2.6375 \cdot 10^{-6} T_n^2,$$

и подстановка их величин в выражение для $\eta_9(T_n)$:

$$\eta_9(T_n) = \nu_9 \frac{\sigma_{f0}^9}{\sigma_{a0}^9} \cdot \frac{g_f^9(T_n)}{g_a^9(T_n)}$$

даёт следующую серию значений η_9 в характерном для тепловых реакторов диапазоне изменения температуры тепловых нейтронов:

Таблица 7.3. Изменение величины η с ростом температуры нейтронов для однокомпонентного топлива на основе плутония-239.

T_n, K	300	400	500	600	700	800	900	1000
η_9	2.0530	2.0296	1.9963	1.9597	1.9242	1.8917	1.8630	1.8380
T_n, K	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800
η_9	1.8164	1.7977	1.7817	1.7677	1.7556	1.7450	1.7357	1.7271

Из цифр табл.7.3 цифр можно понять, что зависимость $\eta_9(T_n)$:

а) в отличие от зависимости $\eta_5(T_n)$, с ростом температуры *падает, и падает весьма существенно* (более чем на 15% от начальной величины на интервале в 1100 K);

б) температурная зависимость η_{59} (общей характеристики реального уран-плутониевого топлива тепловых энергетических реакторов в произвольный момент кампании) *имеет падающий характер с самого начала кампании* активной зоны реактора, причём, *крутизна падения $\eta_{59}(T_n)$ по мере накопления плутония в процессе кампании растёт*. Действительно, расчёт по формуле (7.1.4) для различных температур нейтронов величины η_{59} при различных содержаниях плутония в топливной смеси даёт результаты, представленные в табл.7.4:

Таблица 7.4. Температурные зависимости величины η_{59} для уран-плутониевой смеси при различных содержаниях в ней плутония.

T_n, K	Величина η_{59} при относительных содержаниях $N_9/N_5, \%$							
	0.00	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
300	2.0619	2.0618	2.0617	2.0617	2.0616	2.0615	2.0615	2.0614
400	2.0617	2.0614	2.0611	2.0608	2.0605	2.0602	2.0600	2.0597
500	2.0616	2.0608	2.0601	2.0594	2.0688	2.0581	2.0575	2.0568
600	2.0615	2.0601	2.0588	2.0576	2.0564	2.0552	2.0540	2.0528
700	2.0614	2.0593	2.0572	2.0552	2.0533	2.0514	2.0496	2.0478
800	2.0614	2.0583	2.0553	2.0524	2.0496	2.0469	2.0443	2.0418
900	2.0614	2.0571	2.0530	2.0491	2.0459	2.0417	2.0382	2.0348
1000	2.0613	2.0557	2.0504	2.0453	2.0404	2.0358	2.0314	2.0272
1100	2.0613	2.0542	2.0475	2.0411	2.0351	2.0294	2.0240	2.0188
1200	2.0613	2.0525	2.0443	2.0365	2.0293	2.0224	2.0160	2.0099
1300	2.0613	2.0507	2.0408	2.0316	2.0230	2.0150	2.0075	2.0005
1400	2.0613	2.0486	2.0370	2.0263	2.0164	2.0072	1.9987	1.9908
1500	2.0613	2.0465	2.0330	2.0207	2.0095	1.9991	1.9896	1.9808
1600	2.0613	2.0442	2.0288	2.0149	2.0023	1.9908	1.9803	1.9707
1700	2.0613	2.0417	2.0243	2.0088	1.9948	1.9822	1.9708	1.9604
1800	2.0613	2.0391	2.0196	2.0025	1.9872	1.9735	1.9613	1.9501

Семейство графиков, построенных по результатам приведенного расчёта (рис.7.1), наглядно свидетельствует о том, что *в любой момент кампании активной зоны теплового энергетического реактора температурная зависимость величины константы η имеет падающий характер, причём крутизна этого падения в процессе кампании увеличивается*. Это важно для температурного эффекта реактивности реактора.

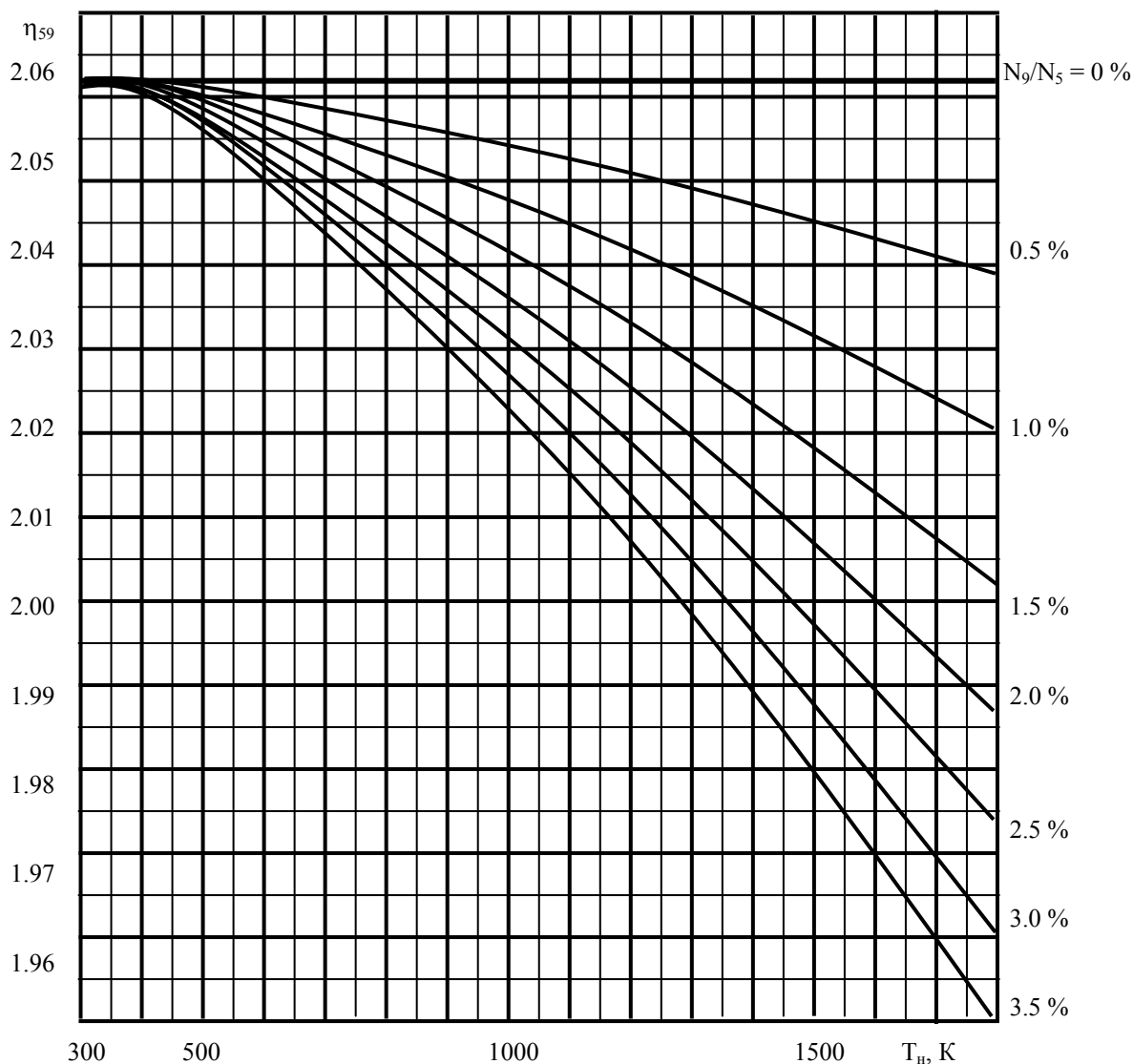


Рис. 7.1. Температурные зависимости величины эффективного выхода нейтронов деления в уран-плутониевом топливе при различных содержаниях ^{239}Pu в нём.

7.2. Коэффициент использования тепловых нейтронов

Коэффициент использования тепловых нейтронов - это доля тепловых нейтронов, поглощённых делящимися под действием тепловых нейтронов нуклидами топлива (^{235}U и ^{239}Pu), от общего числа тепловых нейтронов поколения (поглощаемых всеми материалами активной зоны).

Диффузия любого избежавшего утечки из активной зоны теплового нейтрона заканчивается его поглощением, причём часть тепловых нейтронов поглощается ядрами замедлителя, другая часть - ядрами теплоносителя, третья часть - в конструкционных материалах активной зоны, четвёртая - ядрами разжижителя топлива, пятая - ядрами урана-238, и, наконец, шестая - ядрами, делящимися под действием тепловых нейтронов - ^{235}U и ^{239}Pu . Именно эта последняя доля поглощений тепловых нейтронов является *потенциально-созидательной*, так как эти поглощения имеют хорошие шансы завершиться делениями указанных ядер, в то время как поглощения тепловых нейтронов любыми другими материалами активной зоны заканчиваются бесполезным для дела радиационным захватом.

Приведенное выше определение θ дано применительно к общему числу тепловых нейтронов поколения, поглощаемых в активной зоне, но величину коэффициента использования тепловых нейтронов можно выразить и безотносительно к понятию поколения нейтронов как *отношение средних скоростей поглощения тепловых нейтронов делящимися нуклидами и всеми материалами единичного объёма активной зоны*. Поэтому в самом общем случае:

$$\theta = \frac{R_a^5 + R_a^9}{R_a^5 + R_a^9 + R_a^8 + R_a^p + R_a^{км} + R_a^{ми} + R_a^3}, \quad (7.2.1)$$

где индексами R_a^i обозначены скорости поглощения тепловых нейтронов: R_a^5 - ядрами ^{235}U , R_a^9 - ядрами ^{239}Pu , R_a^8 - ядрами ^{238}U , R_a^p - ядрами разжижителя топлива (например, кислорода в UO_2), $R_a^{км}$ - ядрами конструкционных материалов активной зоны, $R_a^{тн}$ - ядрами теплоносителя, R_a^3 - ядрами замедлителя.

Выражение для скорости реакции поглощения ($R_a^i = \Sigma_a^i \Phi$) нам давно известно, но дело в том, что в *гетерогенном реакторе*:

- во-первых, каждый материал в активной зоне занимает различный по величине (и по форме) объём;

- во-вторых, распределение величины плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне и в объёме каждого материала, как уже известно, существенно неравномерно, а, значит, средние значения плотности потока тепловых нейтронов в объёмах различных материалов активной зоны также будут явно различны.

Все это делает задачу нахождения θ в гетерогенном реакторе достаточно непростой. Попробуем, пойдя от простого к сложному, понять, как решается эта задача.

7.2.1. Величина θ в гомогенной среде из ^{235}U и замедлителя. Предположим вначале самое простое - *гомогенную смесь* из ядер чистого ^{235}U и замедлителя (рис.7.2).

Так как в различных, но одинаковых по величине, микрообъёмах такой среды содержатся одинаковые количества ядер ^{235}U и одинаковые количества ядер замедлителя, это означает, что *и ядра топлива, и ядра замедлителя* в пределах любого микрообъёма этой среды будут - пронизываться потоком нейтронов *одинаковой плотности Φ* независимо от характера распределения $\Phi(r)$ по всему объёму среды.

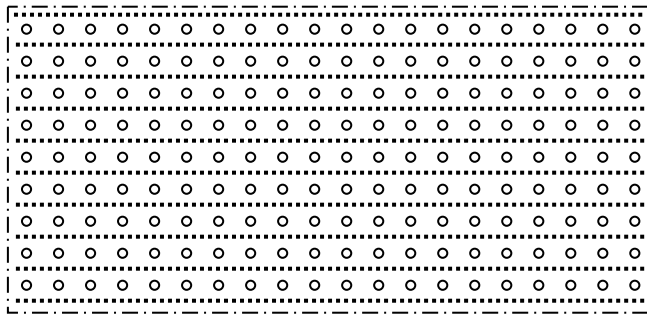


Рис.7.2. Плоская картина гомогенной размножающей среды из ядер чистого урана-235 (светлые кружки) и замедлителя (чёрные точки).

Поэтому, исходя из выражения (7.2.1), величина θ для такой среды будет равна:

$$\theta_c = \frac{R_a^6}{R_a^5 + R_a^3} = \frac{\Sigma_a^5 \Phi}{\Sigma_a^5 \Phi + \Sigma_a^3 \Phi} = \frac{\Sigma_a^5}{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^3} = \left(1 + \frac{\Sigma_a^3}{\Sigma_a^5}\right)^{-1}. \quad (7.2.2)$$

То есть *величина коэффициента использования тепловых нейтронов в гомогенной смеси ядер урана-235 и замедлителя определяется только соотношением макросечений поглощения замедлителя и урана-235*.

Нетрудно распространить этот вывод для гомогенной среды, состоящей из двух топливных компонентов ($^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$) и *любого* (к) числа сортов ядер, независимо от их назначения:

$$\theta_z = \left[1 + \frac{\sum_{i=1}^k \Sigma_a^i}{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^9} \right]^{-1} \quad (7.2.3)$$

Например, конкретная интересующая нас топливная композиция UO_2 , состоящая в начальный момент кампании реактора из ядер ^{235}U , ^{238}U , разжижителя (O), а в произвольный момент кампании - из этих же компонентов плюс воспроизводимое вторичное топливо (^{239}Pu) и накопленное в твэлах большое множество осколков деления, будет обладать своим *внутренним* коэффициентом использования тепловых нейтронов (если можно так выразиться, - *коэффициентом использования тепловых нейтронов в топливной композиции*), величина которого легко находится по правилу отыскания θ в гомогенной среде:

$$\theta_{TK} = \left[1 + \frac{\Sigma_a^O + \Sigma_a^8 + \sum_{i=1}^n \Sigma_a^i}{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^9} \right]^{-1}. \quad (7.2.4)$$

Здесь уран-238 относят к неделящимся компонентам, так как он действительно не делится тепловыми нейтронами, а только поглощает их. Равно как и все накопленные в твэлах осколки деления, сумма макросечений поглощения которых стоит в числителе формулы (7.4.2).

7.2.2. Величина θ в гетерогенной двухзонной цилиндрической ячейке, состоящей из цилиндрического топливного блока, окруженного равномерным слоем чистого замедлителя. Основой *регулярной* структуры гетерогенной активной зоны, как уже отмечалось в п.4.4, является повторяющийся объёмный элемент - *ячейка активной зоны*.

Это может быть одиночный твэл вместе с относящимся к нему объёмом водного замедлителя (как в ВВЭР-1000) или один технологический канал вместе с относящимся к нему объёмом графитового замедлителя (как в активной зоне РБМК-1000). Геометрическая форма ячейки может быть разной: прямой шестиугольной призмы (ВВЭР-1000) или прямой квадратной призмы (РБМК-1000). Общность этих конструктивно различных ячеек состоит в том, что в той и в другой есть цилиндрический элемент, предназначенный для размещения в нём ядерного топлива, а также окружающий этот цилиндрический элемент более или менее равномерный слой замедлителя.

Для уяснения общих закономерностей распределения плотности потока тепловых нейтронов в реальных ячейках активных зон и для нахождения на этой основе величины коэффициента использования тепловых нейтронов теория реакторов вводит понятие *элементарной ячейки* - физической модели реальной ячейки, состоящей из *цилиндрического топливного блока, окружённого слоем замедлителя равной толщины* (рис.7.3).

Вначале положим для простоты, что топливный блок состоит из чистого металлического урана-235.

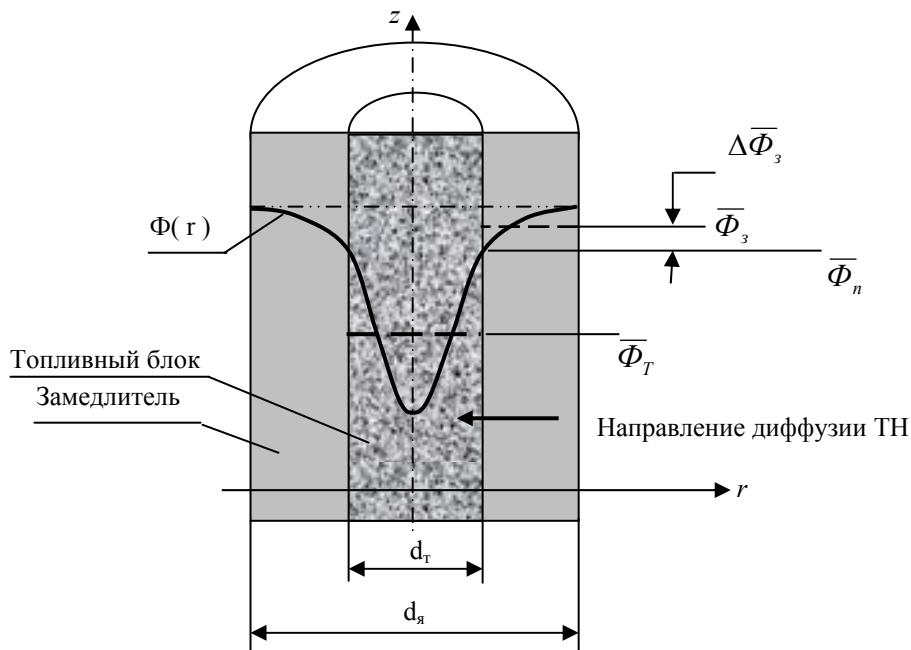


Рис.7.3. Элементарная двухзонная ячейка и радиальное распределение плотности потока тепловых нейтронов в ней.

Качественную картину радиального распределения плотности потока тепловых нейтронов в такой ячейке можно представить, исходя из простых рассуждений.

Быстрые нейтроны рождаются в делениях ядер ^{235}U в *топливном блоке*, но получающиеся из них в результате замедления тепловые нейтроны рождаются в *замедлителе* - среде с высокой замедляющей способностью ($\xi\Sigma_s$), но малой поглощающей способностью (Σ_a). Вследствие малой поглощающей способности замедлителя рождающиеся в нём тепловые нейтроны *вынуждены накапливаться* в слое замедлителя до тех пор, пока плотность их не вырастет до такой величины, при которой скорость их генерации не сравняется с суммой скоростей их поглощения и утечки, в итоге чего в замедлителе устанавливается *стационарное* распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиальному направлению - $\Phi_3(r)$ и соответствующее этому распределению *среднее по радиусу* значение плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_{ср3}$.

В топливном блоке, вследствие его малой замедляющей способности и высокой поглощающей способности тепловых нейтронов образуется мало по сравнению с замедлителем, благодаря чему в рассматриваемой двухзонной ячейке однозначно определяется *направление диффузии* тепловых нейтронов - *радиальное направление из замедлителя* (области высокой плотности тепловых нейтронов) *в топливный блок* (область более низкой плотности их). Поэтому получается, что *почти все* тепловые нейтроны попадают в топливный блок *извне*, в результате их диффузии из замедлителя.

В процессе диффузии в замедлителе по направлению к топливному блоку нейтроны, несмотря на естественное *сжатие* их потока (за счёт уменьшения объёма каждого последующего элементарного слоя с уменьшением его радиуса), частично поглощаются в замедлителе (в любом реальном замедлителе $\Sigma_a \neq 0$), из-за чего плотность их потока $\Phi(r)$ *уменьшается* с приближением к топливному блоку. Не поглощенные в замедлителе тепловые нейтроны диффундируют в топливный блок, где эффект радиального уменьшения плотности потока с приближением к оси симметрии блока проявляется ещё *резче* из-за более сильных поглощающих свойств материала топливного блока.

Природа топлива и замедлителя в ячейке всё расставляет по своим местам: в соответствии с неодинаковыми поглощающими свойствами топлива и замедлителя распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу ячейки обретает стационарный характер $\Phi(r)$, а вместе с этим распределением - устанавливаются *средние по радиусу* топлива $\bar{\Phi}_T$ и замедлителя $\bar{\Phi}_3$ значе-

ния плотности потока тепловых нейтронов, а также локальное значение плотности потока тепловых нейтронов на границе топливного блока с замедлителем - Φ_n (т.е. на поверхности топливного блока). Таким образом, в радиальном распределении плотности потока тепловых нейтронов имеет место *значительная неравномерность* - относительно небольшая в замедлителе, но довольно существенная - в топливном блоке.

Эти неравномерности можно количественно оценивать по-разному: можно мерой неравномерности избрать отношение наибольшей по радиусу величины Φ_{max} к наименьшей Φ_{min} , а можно - отношение наибольшей величины Φ_{max} к средней по радиусу её величине $\bar{\Phi}_T$. Последняя мера намного удобнее при анализе и в расчётах, так как величину θ легче находить исходя из средних величин плотностей потока тепловых нейтронов в топливе и замедлителе.

Итак, качественно радиальная неравномерность распределения $\Phi(r)$ в двухзонной гетерогенной ячейке обусловлена двумя *специфическими гетерогенными эффектами*:

а) Эффект уменьшения плотности потока тепловых нейтронов при их диффузии в замедлителе по направлению к топливному блоку, обусловленный поглощающими свойствами реального замедлителя, называемый внешним блок-эффектом.

б) Эффект более значительного уменьшения плотности потока тепловых нейтронов при их диффузии от периферии к оси топливного блока, определяемый сильными поглощающими свойствами топливного блока, называемый внутренним блок-эффектом.

Эффекты неравномерности распределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу топлива и замедлителя потому называют *блок-эффектами*, что в обоих случаях имеет место *частичная естественная блокировка внутренних кольцевых слоёв топлива и замедлителя от проникновения в них извне тепловых нейтронов за счёт поглощения их наружными слоями топлива или замедлителя*. Блок-эффект в замедлителе потому *внешний*, а в топливе потому *внутренний*, что они имеют место соответственно во внешней и внутренней однородных зонах ячейки.

Теперь, когда качественный характер радиального распределения плотности потока тепловых нейтронов более или менее ясен, можно заняться нахождением θ в такой двухзонной ячейке. Исходная посылка - общее определение θ как отношения скоростей поглощения тепловых нейтронов в объёмах топливного блока (так как он целиком состоит из чистого ^{235}U) и всей ячейки:

$$\theta = \frac{\text{скорость} \cdot \text{поглощения} \cdot \text{ТН} \cdot \text{в} \cdot \text{объёме} \cdot \text{топливного} \cdot \text{блока}}{\text{сумма} \cdot \text{скоростей} \cdot \text{поглощения} \cdot \text{ТН} \cdot \text{в} \cdot \text{объёмах} \cdot \text{топлива} \cdot \text{и} \cdot \text{замедлителя}} =$$

$$= \frac{R_a^5 \cdot V_T}{R_a^5 \cdot V_T + R_a^3 V_3} = \frac{\Sigma_a^5 \bar{\Phi}_T V_T}{\Sigma_a^5 \bar{\Phi}_T V_T + \Sigma_a^3 \bar{\Phi}_3 V_3} = \left(1 + \frac{\Sigma_a^3}{\Sigma_a^5} \cdot \frac{\bar{\Phi}_3}{\bar{\Phi}_T} \cdot \frac{V_3}{V_T} \right)^{-1}. \quad (7.2.5)$$

Здесь V_3 и V_T , см^3 - объёмы замедлителя и топливного блока в ячейке соответственно, а $\bar{\Phi}_3$ и $\bar{\Phi}_T$, $\text{нейтр}/\text{см}^2\text{с}$ - средние по объёму (или по радиусу) значения плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе и топливном блоке.

Сравнивая (7.2.5) с выражением для коэффициента использования тепловых нейтронов в гомогенной размножающей среде из таких же материалов (7.2.2), мы должны заключить, что даже при $V_3/V_T = 1$ (т.е. если сравнивать величины θ в гомогенной и гетерогенной системах с одинаковыми количествами одинаковых топлива и замедлителя) величина θ в гетерогенной ячейке оказывается *ниже*, чем величина θ гомогенной смеси из тех же количеств тех же самых топлива и замедлителя. Иначе говоря, в гетерогенном случае имеет место *проигрыш в полезном использовании тепловых нейтронов*, и этот проигрыш обусловлен тем, что в двухзонной ячейке:

$$\bar{\Phi}_3 > \bar{\Phi}_T, \text{ или } \bar{\Phi}_3 / \bar{\Phi}_T > 1,$$

то есть потому, что среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе двухзонной ячейки *выше*, чем в топливном блоке. Поэтому величину

$$\Pi = \frac{\bar{\Phi}_3}{\bar{\Phi}_T} \quad (7.2.6)$$

называют коэффициентом проигрыша.

Коэффициент проигрыша Π является мерой уменьшения величины θ в гетерогенной ячейке по сравнению с гомогенной средой того же состава *за счёт обоих блок-эффектов вместе*. Однако, влияние на величину θ внешнего и внутреннего блок-эффектов *явно неравноценно* (хотя бы потому, что неравномерность в радиальном распределении $\Phi(r)$ в топливном блоке *явно выше*, чем в замедлителе), поэтому для того, чтобы проектировать оптимальные по эффективности использования тепловых нейтронов ячейки, надо знать степень *раздельного* влияния внутреннего и внешнего блок-эффектов на величину коэффициента использования тепловых нейтронов, а для этого необходимо ввести количественные меры самих этих блок-эффектов, причём такие, которые были бы просто и удобно связаны с величиной θ .

Из рис.7.3 следует, что величина средней плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе ячейки $\bar{\Phi}_3$ выше локального значения плотности потока тепловых нейтронов на поверхности топливного блока Φ_n на некоторую величину $\Delta\bar{\Phi}_3$, то есть:

$$\bar{\Phi}_3 = \Phi_n + \Delta\bar{\Phi}_3 \quad (7.2.7)$$

Подстановка (7.2.7) в (7.2.5) даёт следующее:

$$\theta = \left[1 + \frac{\Sigma_a^3}{\Sigma_a^5} \cdot \frac{V_3}{V_T} \cdot \frac{\Phi_n + \Delta\bar{\Phi}_3}{\bar{\Phi}_T} \right]^{-1} \quad (7.2.8)$$

Дробь во второй скобке этого выражения разбивается на сумму двух дробей:

$$\frac{\Phi_n + \Delta\bar{\Phi}_3}{\bar{\Phi}_T} = \frac{\Phi_n}{\bar{\Phi}_T} + \frac{\Delta\bar{\Phi}_3}{\bar{\Phi}_T}, \quad (7.2.9)$$

первая из которых (обозначим её величину буквой F)

$$F = \frac{\Phi_n}{\bar{\Phi}_T} \quad (7.2.10)$$

является отношением наибольшего по радиусу топливного блока значения плотности потока тепловых нейтронов на его поверхности (Φ_n) к среднему её значению по радиусу топливного блока ($\bar{\Phi}_T$), то есть является по существу *коэффициентом неравномерности* распределения плотности потока тепловых нейтронов *по радиусу топливного блока*, и потому является мерой *внутреннего блок-эффекта*.

Величина отношения плотности потока тепловых нейтронов на поверхности топливного блока к среднерадиальному значению плотности потока тепловых нейтронов в топливном блоке является мерой внутреннего блок-эффекта и называется коэффициентом экранировки F .

Понятие *экранировка* в данном случае означает приблизительно то же, что и понятие *блокировка*: экранирование каждого последующего из внутренних цилиндрических слоев топливного блока от поступления в него тепловых нейтронов из прилегающих к ним наружных слоев топлива из-за поглощения в них части тепловых нейтронов при диффузии, что и приводит к образованию радиальной неравномерности плотности потока тепловых нейтронов в топливном блоке, название которой - *внутренний блок-эффект*.

А это и означает, что коэффициент экранировки является мерой внутреннего блок-эффекта.

Учитывая введенное понятие коэффициента экранировки F , выражение для коэффициента использования тепловых нейтронов θ в двухзонной ячейке приобретает следующий вид:

$$\theta = \left[1 + \frac{\Sigma_a^3 V_3}{\Sigma_a^5 V_T} F + \frac{\Sigma_a^3 V_3 \Delta\bar{\Phi}_3}{\Sigma_a^5 V_T \bar{\Phi}_T} \right]^{-1}. \quad (7.2.11)$$

Величина третьего слагаемого в скобках (7.2.11), обычно обозначаемая $(E - 1)$,

$$E - 1 = \frac{\Sigma_a^3 V_3 \Delta \Phi_3}{\Sigma_a^5 V_T \Phi_T}, \quad (7.2.12)$$

называется **относительным избыточным поглощением тепловых нейтронов в замедлителях** и служит мерой внешнего блок-эффекта.

Подставляя (7.2.12) в выражение (7.2.11), получаем формулу для θ .

$$\theta = \left(\frac{\Sigma_a^3 V_3}{\Sigma_a^5 V_T} F + E \right)^{-1}. \quad (7.2.13)$$

Объёмы топливного блока и замедлителя в ячейке (как объёмы цилиндрических тел, имеющих равную высоту - H_{az}), если их почленно в числителе и знаменателе (7.2.13) разделить на H_{az} , заменятся на площади поперечных сечений топливного блока и замедлителя:

$$\theta = \left(\frac{\Sigma_a^3 S_3}{\Sigma_a^5 S_T} F + E \right)^{-1} = \frac{\Sigma_a^5 S_T}{\Sigma_a^5 S_T E + \Sigma_a^3 S_3 F} \quad (7.2.14)$$

Как видим, выражение для θ в простейшей гетерогенной двухзонной ячейке, состоящей из цилиндрического уранового блока и окружающего его кольцевого слоя замедлителя, выглядит достаточно простым, и единственным препятствием для быстрого вычисления θ является неясность с нахождением количественных мер внутреннего и внешнего блок-эффектов - коэффициента экранировки F и относительного избыточного поглощения тепловых нейтронов в замедлителе ячейки E .

Обе эти характеристики находятся путём решения волнового уравнения Гельмгольца для ячейки в цилиндрической системе координат с нулём на оси симметрии ячейки. Решение выполняется при общих граничных условиях на границе топливного блока и замедлителя с учётом минимальности величины Φ_0 на оси симметрии топливного блока. После получения функции распределения плотности потока тепловых нейтронов $\Phi(r)$ в топливном блоке находят наибольшее (Φ_n) и среднерадialное (Φ_T) значения плотности потока тепловых нейтронов, по которым получается аналитическое выражение для коэффициента экранировки в топливном блоке:

$$F = \frac{d_T}{4L_T} \cdot \frac{I_0\left(\frac{d_T}{2L_T}\right)}{I_1\left(\frac{d_T}{2L_T}\right)}. \quad (7.2.15)$$

В этом выражении:

d_T , см - диаметр топливного блока;

L_T , см - длина диффузии в материале топливного блока (в рассмотренном случае - в металлическом уране-235);

I_0 и I_1 - функции Бесселя первого рода соответственно нулевого и первого порядка для вещественного аргумента ($d_T/2L_T$), значения которых можно извлечь из справочников по специальным функциям или найти с помощью некоторых калькуляторов.

Аналогичным образом из решения волнового уравнения находится характеристика внешнего блок-эффекта E :

$$E = \frac{d_y^2 - d_T^2}{4d_T L_T} \cdot \frac{I_1(d_y/2L_3) \cdot K_0(d_T/2L_3) + I_0(d_T/2L_3) \cdot K_1(d_T/2L_3)}{I_1(d_y/2L_3) \cdot K_1(d_T/2L_3) - I_0(d_T/2L_3) \cdot K_1(d_y/2L_3)}. \quad (7.2.16)$$

В этом выражении:

d_y , см - диаметр ячейки (наружный ее диаметр по замедлителю);

d_T , см - диаметр топливного блока;

L_3 , см - длина диффузии тепловых нейтронов в замедлителе;

K_0 и K_I - ещё две разновидности бесселевых функций - функции Ганкеля первого рода нулевого и первого порядка соответственно, также табулированные в справочниках по специальным функциям.

Выражения (7.2.15) и (7.2.16) неудобны не только своей громоздкостью, но и тем, что в таблицах самых лучших справочников по специальным функциям значения этих функций приводятся с достаточно крупным по аргументу шагом, что требует при их вычислении с необходимой степенью точности прибегать к линейным интерполяциям, а это довольно нудная вычислительная процедура. Поэтому, если под руками нет ЭВМ или специального калькулятора с бесселевыми функциями, для вычисления E и F пользуются их аппроксимированными зависимостями, например:

$$F \approx 1 + \frac{1}{60} \left(\frac{d_T}{L_T} \right) \cdot \left[2 + \left(\frac{d_T}{L_T} \right) \right] \quad (7.2.17)$$

$$E \approx 1 + \frac{d_y^2}{8\pi L_y^2} \left[\frac{\ln\left(\frac{d_T}{d_y}\right)}{\left(\frac{d_T}{d_y}\right)^2 - 1} + \frac{d_T}{4d_y} - 0.75 \right]. \quad (7.2.18)$$

Обе формулы дают максимальную относительную погрешность $\delta < 1.5\%$, что для оценочных расчётов считается хорошей точностью.

7.2.3. Величина θ в цилиндрической двухзонной ячейке с топливным блоком сложного состава. Сделаем ещё шаг навстречу реальности: представим себе цилиндрическую (пока цилиндрическую!) двухзонную ячейку из топливного блока и реального замедлителя, причём, материалом топливного блока на этот раз будет не чистый ^{235}U , а реальная топливная композиция, состоящая из ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{16}O и множества типов поглощающих тепловые нейтроны осколков деления.

В ранее описанном топливном блоке с металлическим ^{235}U потенциально полезными являлись все поглощения тепловых нейтронов в нём. В данном же случае столь же полезными поглощениями тепловых нейтронов внутри топливного блока будут только поглощения их ядрами ^{235}U и ^{239}Pu , а поглощения тепловых нейтронов ядрами остальных компонентов топливного блока заведомо бесполезны, так как ведут к потере тепловых нейтронов, равно как и поглощения тепловых нейтронов ядрами замедлителя ячейки.

Следовательно, коэффициент использования тепловых нейтронов θ в такой ячейке *будет меньше* по величине сравнительно с коэффициентом их использования в ячейке с одним ^{235}U . Или, говоря иными словами, *составляет часть величины последнего*, причём, эта часть - доля тепловых нейтронов, поглощаемых ядрами ^{235}U и ^{239}Pu , от всех тепловых нейтронов, поглощаемых всеми компонентами топливной композиции, и выражение для θ в данном случае имеет вид:

$$\theta = \frac{\text{скорость поглощения ТН ядрами } ^{235}\text{U и } ^{239}\text{Pu}}{\text{скорость поглощения ТН ядрами всех материалов ячейки}}$$

Но величина этой дроби не изменится, если её числитель и знаменатель умножить на одну и ту же величину:

$$\theta = \frac{\text{скорость поглощения ТН ядрами } ^{235}\text{U и } ^{239}\text{Pu}}{\text{скорость поглощения ТН всеми ядрами топливного блока}} \times \frac{\text{скорость поглощения ТН всеми ядрами топливного блока}}{\text{скорость поглощения ТН ядрами всех материалов ячейки}}.$$

Первая из дробей в этом выражении есть не что иное как коэффициент использования тепловых нейтронов в гомогенной среде топливного блока.

Эта величина (обозначим её θ_{TK} и назовём коэффициентом использования тепловых нейтронов в топливной композиции), как ранее указывалось в п.7.2.1, не зависит от распределения плотности потока тепловых нейтронов в среде топливной композиции и вычисляется по формуле (7.2.4).

Вторая дробь могла бы строго называться коэффициентом использования тепловых нейтронов в двухзонной ячейке, если бы единственными компонентами топливного блока были делящиеся под действием тепловых нейтронов ядра ^{235}U и ^{239}Pu . Но, поскольку это не так, обозначим долю поглощаемых топливным блоком среди всех поглощаемых ячейкой тепловых нейтронов условно как θ_0 . Эта величина, как отмечалось в п.7.2.2, определяется характером радиального распределения плотности потока тепловых нейтронов в двухзонной ячейке, то есть должна учитывать при её вычислении существование внутреннего и внешнего блок-эффектов. Но зададимся вопросом: есть ли в такой ячейке принципиальное отличие от цилиндрической двухзонной ячейки, в которой материалом топливного блока служил только металлический уран-235?

Ведь в обоих случаях для нахождения количественных характеристик двух блок-эффектов надо решать стационарное волновое уравнение Гельмгольца, а в решении этого уравнения и вытекающих из него формулах для F и E содержатся только характеристики диффузионных свойств сред топливного блока и замедлителя (не считая размеров элементов ячейки). Поэтому для отыскания выражений F_0 и E_0 при нахождении θ_0 нет нужды снова решать волновое уравнение, а можно воспользоваться результатами решения этого уравнения для ячейки с топливным блоком из урана-235, формально заменив в них длину диффузии в среде чистого металлического урана-235 (L_T) на длину диффузии в топливной композиции (L_{TK}), а макросечение поглощения чистого урана-235 (Σ_a^5) - на макросечение поглощения топливной композиции (Σ_a^{TK}), величина которого для гомогенной топливной композиции легко вычисляется.

Таким образом, формулы для нахождения величины коэффициента использования тепловых нейтронов в цилиндрической двухзонной ячейке, состоящей из цилиндрической топливной композиции и равномерного слоя окружающего её замедлителя, будут иметь следующий вид:

$$\theta = \theta_{TK} \cdot \theta_0 \quad (7.2.19)$$

$$\theta_{TK} = \frac{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^9}{\sum_{i=1}^k (\Sigma_a^i)_{TK}} \quad (7.2.20)$$

$$\theta_0 = \frac{S_{TK} \cdot \sum_{i=1}^k (\Sigma_a^i)_{TK}}{S_{TK} \cdot E_0 \cdot \sum_{i=1}^k (\Sigma_a^i)_{TK} + S_3 \cdot F_0 \cdot \Sigma_a^3} \quad (7.2.21)$$

$$F_0 \approx 1 + \frac{1}{60} \cdot \frac{d_{TK}}{L_{TK}} \cdot \left(2 + \frac{d_{TK}}{L_{TK}} \right) \quad (7.2.22)$$

$$E_0 \approx 1 + \frac{d_j^2}{8\pi L_j^2} \left[\frac{\ln\left(\frac{d_{TK}}{d_j}\right)}{\left(\frac{d_{TK}}{d_j}\right)^2 - 1} + \frac{d_{TK}}{4d_j} - 0.75 \right]. \quad (7.2.23)$$

В этих выражениях d_{TK} и S_{TK} - соответственно диаметр и площадь поперечного сечения топливного блока (топливной композиции); S_3 - площадь поперечного сечения замедлителя в ячейке; d_j - диаметр ячейки; L_{TK} и L_3 - соответственно длины диффузии в топливной композиции и в замедлителе. Нижний индекс "тк" в выражении $\sum_{i=1}^k (\Sigma_a^i)_{TK}$

подчеркивает, что речь идёт о сумме макросечений поглощения всех k компонентов топливной

7.2.4. Нахождение коэффициента использования тепловых нейтронов в многозонных ячейках реальных энергетических тепловых реакторов. Ячейка активной зоны реального энергетического теплового реактора отличается от только что рассмотренной ячейки тем, что:

- во-первых, она имеет не две однородных зоны (топливной композиции и замедлителя), а более двух. Например, в активной зоне ВВЭР-1000 в ячейке одиночного твэла можно выделить зону топливной композиции, зону материала оболочки твэла, зону окружающего твэл водяного замедлителя и зону относящегося к твэлу конструкционного материала дистанционирующей решетки;

- во-вторых, форма сечения ячейки активной зоны реального реактора не круглая, а либо гексагональная (при структуре треугольной решётки), либо квадратная (при структуре квадратной решётки).

Поэтому, чтобы при вычислении θ воспользоваться результатами, полученными в п.7.2.3, прибегают к *методу двухзонной гомогенизации*, суть которого заключается в условной замене реальной многозонной ячейки некруглой формы *эквивалентной* равнообъёмной двухзонной ячейкой круглой формы.

Как производится двухзонная гомогенизация, рассмотрим на простейшем примере ячейки активной зоны реактора ВВЭР-1000 (рис.7.5).

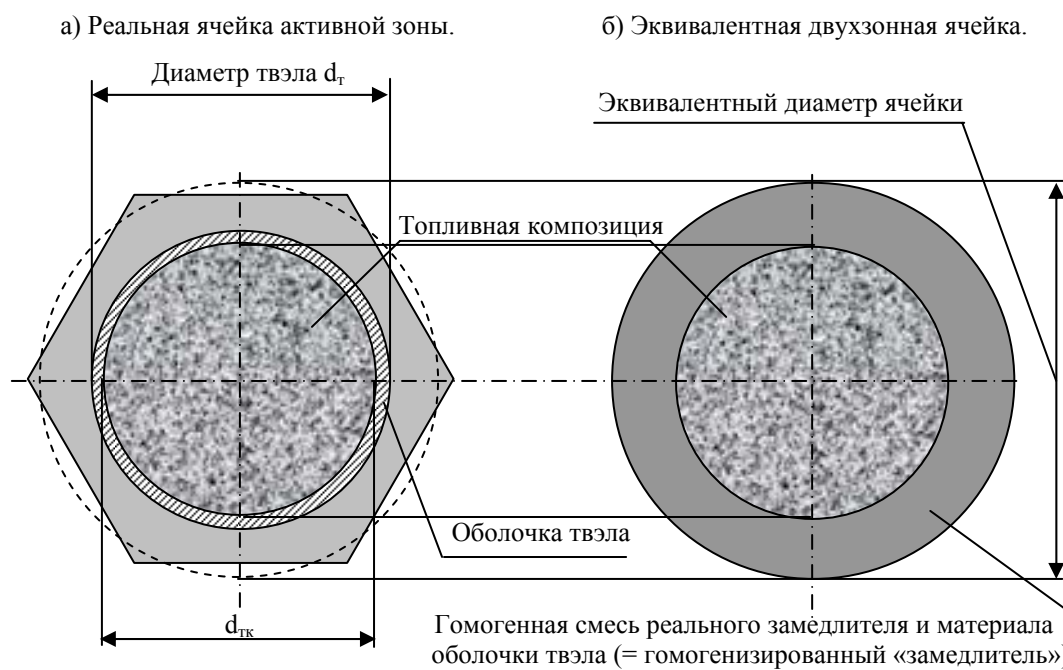


Рис.7.5. Графическое пояснение понятия двухзонной гомогенизации применительно к ячейке реактора ВВЭР-1000.

Поскольку материал оболочки твэла (цирконий-ниобиевый сплав Н1) по своим замедляющим и поглощающим свойствам ближе к замедлителю, чем к топливной композиции (цирконий обладает низким сечением поглощения и довольно высоким значением замедляющей способности), оболочку твэла правильнее гомогенизировать вместе с замедлителем ячейки.

Мысленно представим себе, что и замедлитель ячейки, и оболочка твэла "перетираются" в атомный порошок, идеально перемешиваются и затем атомы этой смеси равномерно распределяются в общем (суммарном) объёме замедлителя и оболочки твэла. В результате из двух однородных зон (реальной оболочки и реального замедлителя) получается одна *тоже однородная* зона гомогенизированного "замедлителя", причём гомогенизированный "замедлитель" в эквивалентной двухзонной ячейке будет занимать объём *кольцевой формы той же величины*, то есть равный суммарному объёму реального замедлителя и оболочки твэла.

Топливную композицию твэла гомогенизировать нет необходимости, так как она и без этого является гомогенной средой, поэтому топливная композиция становится *топливным блоком* той же (цилиндрической) формы и с теми же размерами в эквивалентной двухзонной ячейке.

Поскольку реальная и эквивалентная ячейки имеют *одинаковый объём, или одинаковые величины поперечных сечений*, вычислить величину эквивалентного диаметра двухзонной ячейки не сложно: так как шаг треугольной решётки твэлов в реакторе (a_T) известен и его величина равна "размеру под ключ" реальной ячейки, то площадь поперечного сечения ячейки:

$$S_y = \frac{\sqrt{3}}{2} a_T^2 \approx 0.866 a_T^2,$$

а величина диаметра эквивалентной ячейки:

$$d_y = \sqrt{\frac{4S_y}{\pi}} = a_T \sqrt{\frac{2\sqrt{3}}{\pi}} \approx 1.0501 a_T. \quad (7.2.24)$$

Трансформировав таким образом реальную многозонную ячейку в эквивалентную двухзонную, остаётся для вычисления θ воспользоваться формулами (7.2.19) ÷ (7.2.23), полученными для двухзонных ячеек. Одно мешает приступить к немедленному расчёту по этим формулам - незнание величин макросечения поглощения гомогенизированного замедлителя (Σ_a^{3*}) и длины диффузии тепловых нейтронов в нём (L_3^*).

Эти величины находятся исходя из величин соответствующих макросечений реальных замедлителя и материала оболочки твэлов по формулам:

$$\Sigma_a^{3*} = \Sigma_a^z \frac{S_z}{S_z + S_{об}} + \Sigma_a^{об} \frac{S_{об}}{S_z + S_{об}}. \quad (7.2.25)$$

$$\Sigma_{tr}^{3*} = \Sigma_{tr}^z \frac{S_z}{S_z + S_{об}} + \Sigma_{tr}^{об} \frac{S_{об}}{S_z + S_{об}}. \quad (7.2.26)$$

$$\Sigma_s^{3*} = \Sigma_s^z \frac{S_z}{S_z + S_{об}} + \Sigma_s^{об} \frac{S_{об}}{S_z + S_{об}}. \quad (7.2.27)$$

$$L_{3*}^2 = \frac{1}{3\Sigma_a^{3*}\Sigma_{tr}^{3*}}. \quad (7.2.28)$$

Двухзонная гомогенизация при вычислении θ даёт тем более близкий к реалии результат, чем ближе распределение $\Phi(r)$ в эквивалентной ячейке к распределению $\Phi(r)$ реальной ячейки.

Вот почему при двухзонной гомогенизации, когда возникает вопрос, к чему относить оболочку твэла - к топливному блоку или к замедлителю, - следует внимательно анализировать поглощающие и диффузионные свойства материала оболочки и сравнивать их со свойствами топливной композиции и используемого замедлителя. Если макросечение поглощения материала оболочки ближе по величине к сечению поглощения замедлителя (как в приведенном примере циркониевой оболочки), то оболочку следует гомогенизировать с замедлителем, а если оно ближе к величине макросечения топливной композиции, гомогенизировать оболочку лучше с топливом (в объёме всего твэла).

Например, оболочка из стали 08X16H15M3Б ($\Sigma_a \approx 0.24 \text{ см}^{-1}$) по поглощению значительно ближе к топливной композиции невысокого обогащения ($\Sigma_a \approx 0.3 \text{ см}^{-1}$), чем к воде ($\Sigma_a \approx 0.02 \text{ см}^{-1}$), поэтому гомогенизация оболочки вместе с топливной композицией твэла даст меньшее искажение $\Phi(r)$ в гомогенизированном твэле, чем гомогенизация оболочки вместе с замедлителем, а, значит, - даст более точный результат в расчёте θ .

7.2.5. Нахождение θ в более сложных многозонных ячейках. Ячейка активной зоны реактора РБМК-1000 - пример более сложной многозонной лишённой внутренней регулярности структуры (рис.7.6).

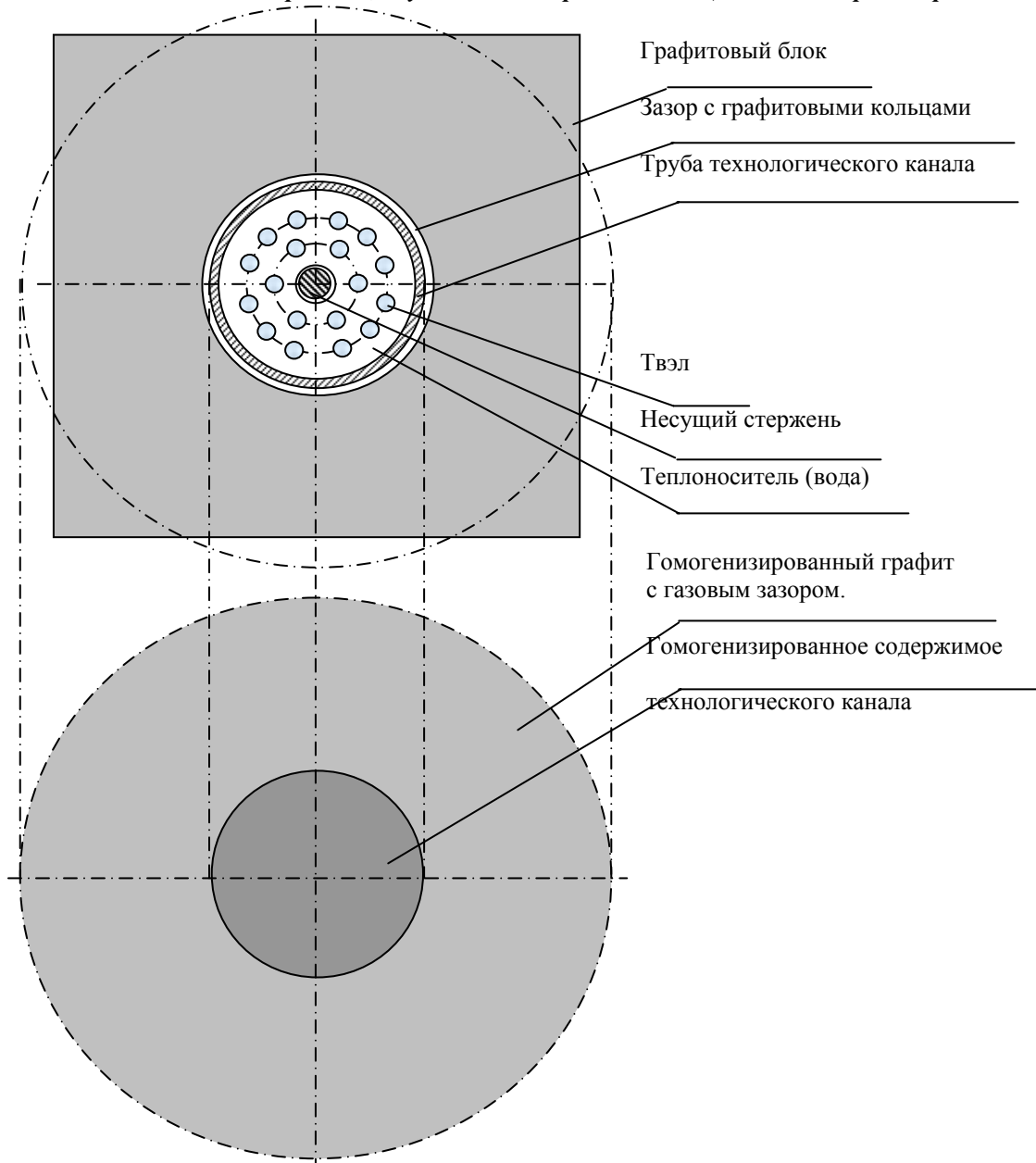


Рис.7.6. Ячейка активной зоны РБМК-1000 и её эквивалентная ячейка.

В ней можно выделить однородные зоны:

- топливной композиции внутри ТВЭЛОВ;
- цирконий-ниобиевых оболочек ТВЭЛОВ (сплав Н1);
- зона теплоносителя, омывающего ТВЭЛЫ;
- зона центральной силовой трубы из нержавеющей стали;
- зона трубы технологического канала из циркониевого сплава Н2.5;
- зона кольцевого зазора между циркониевой трубой технологического канала и сквозным отверстием в графитовой колонне, в которое вставлен технологический канал; причем эта зона частично заполнена графитовыми кольцами для улучшения теплового контакта графита со стенкой технологического канала (сток тепла, рождаемого в графитовой кладке, идёт большей частью через стенку трубы технологического канала к теплоносителю внутри технологического канала, так как температура графита в работающем реакторе выше температуры теплоносителя);
- зона графитового замедлителя.

Решать волновое уравнение для такой сложной в геометрическом и материальном отношениях ячейки даже с помощью ЭВМ - дело невероятно сложное. Поэтому для нахождения θ используется та же методика двухзонной гомогенизации, которая была рассмотрена в п.7.2.4, с той лишь особенностью, что в этом случае гомогенизируется *всё содержимое технологического кана-*

ла в его объёме (образуя цилиндрический "топливный блок") и всё содержимое ячейки вне технологического канала (образующее "гомогенизированный замедлитель"). То есть действительная ячейка квадратно-призматической формы со сложной гетерогенной структурой преобразуется в равнообъёмную двухзонную ячейку, где "топливный блок" имеет сложный (но однородный) состав - гомогенную смесь реальной топливной композиции, циркониевого сплава, стали и воды, идеально перемешанную и равномерно размещённую в объёме технологического канала (по его наружному диаметру).

Диаметр эквивалентной двухзонной ячейки найдется по формуле:

$$d_{\text{я}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot A, \quad (7.2.29)$$

где A , см - шаг квадратной решётки активной зоны РБМК-1000 (25 см).

Во всём остальном методика расчета θ не отличается от приведенной в п.7.2.4.

7.2.6. Зависимости величины θ от определяющих ее факторов.

а. Обогащение топлива. С увеличением обогащения топлива (x) в нём возрастает концентрация ядер ^{235}U , а, следовательно, возрастает и доля поглощаемых ядрами ^{235}U тепловых нейтронов, т.е. величина θ . Это справедливо и для гомогенных, и для гетерогенных реакторов.

$$x \uparrow \rightarrow N_5 \uparrow \rightarrow \theta \uparrow.$$

б. Соотношение количеств ядер урана и замедлителя в ячейке. Это соотношение в общем случае равно:

$$u = N_{\text{U}} V_{\text{T}} / N_3 V_3, \quad (7.2.30)$$

а в частностях называется *уран-водным отношением* (для реакторов с водным замедлителем) или *уран-графитовым отношением* (применительно к реакторам с графитовым замедлителем).

Чем выше величина u , тем выше число ядер урана в ячейке, и (при неизменном обогащении топлива) - выше и количество ядер ^{235}U , а, значит, выше величина доли поглощаемых ядрами ^{235}U тепловых нейтронов, то есть величина θ .

$$u \uparrow \rightarrow N_{\text{u}} V_{\text{u}} \uparrow \rightarrow N_5 V_{\text{u}} \uparrow \rightarrow \theta \uparrow.$$

в. Момент кампании активной зоны. В процессе кампании активной зоны реактора основное топливо в ней (^{235}U) *выгорает*, уступая место образующимся при делении осколкам деления, которые в последующем бесполезно поглощают тепловые нейтроны. Из этого можно было бы заключить, что величина θ в процессе кампании должна непрерывно падать, несмотря на получаемую в процессе кампании прибавку величины θ за счёт накопления в работающем реакторе вторичного топлива (^{239}Pu).

Но это не так, поскольку для обеспечения *постоянного критического режима* работы реактора из активной зоны его непрерывно удаляются штатные регулирующие поглотители, идёт непрерывный процесс одновременного выгорания *самовыгорающих поглотителей*, осуществляется регулярное удаление из теплоносителя *жидкого поглотителя* (борной кислоты). Так что величина θ в процессе кампании *поддерживается практически неизменной* в силу необходимости поддержания критичности реактора.

г. Температура в активной зоне. Средние температуры топлива и замедлителя в работающем на мощности энергетическом реакторе (независимо от его типа) *всегда взаимосвязаны*, и (по крайней мере, при постоянном расходе теплоносителя через активную зону реактора) характер этой взаимосвязи - *прямой*: чем выше уровень мощности реактора, тем выше средняя температура топлива в твэлах и тем выше средняя температура замедлителя в нём. Но так бывает не всегда: например, в ВВЭР, работающем по программе с постоянной средней температурой теплоносителя, увеличение тепловой мощности реактора, хотя и получается *за счёт увеличения средней температуры топливной композиции* в твэлах реактора, но практически не влияет на величину средней температуры воды в его активной зоне.

Влияние температуры топлива на величину θ прослеживается через её влияние на характеристику внутреннего блок-эффекта в твэлах реактора - величину коэффициента экранировки F . Если температура топливной композиции в твэлах возрастает, то в топливной композиции (как в любом другом веществе) увеличивается длина диффузии тепловых нейтронов. Это означает, что поступающие из замедлителя тепловые нейтроны имеют возможность *глубже проникать внутрь топливной композиции*, за счёт чего радиальное распределение плотности потока тепловых нейтронов внутри твэла *выравнивается*. Поэтому среднерадиальное значение плотности потока тепловых нейтронов в твэле ($\Phi_{\text{срт}}$) приближается к максимальному его значению на поверхности топливной композиции ($\Phi_{\text{п}}$). Величина коэффициента экранировки $F = \Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{срт}}$ при этом уменьшается, а величина коэффициента использования тепловых нейтронов θ - растёт, поскольку твэл начинает более эффективно поглощать тепловые нейтроны всем своим объёмом. Поглощение тепловых нейтронов идёт *с большей скоростью*, так как оно происходит при более высоком значении средней плотности потока в твэле.

Второй канал влияния температуры на величину θ , хотя и не столь существенный, но все же заметный, - через температурное влияние на характеристику внешнего блок-эффекта - величину относительного избыточного поглощения тепловых нейтронов в замедлителе каждой ячейки. Увеличение температуры замедлителя приводит к увеличению длины диффузии тепловых нейтронов в нём, также влекущему за собой радиальное выравнивание распределения $\Phi(r)$ в замедлителе ячейки, что приводит к уменьшению относительного избыточного поглощения тепловых нейтронов в замедлителе ячейки (E), отчего величина коэффициента использования тепловых нейтронов в каждой ячейке (и во всем реакторе) возрастает.

Таким образом, с возрастанием температуры в активной зоне величина θ *однозначно растёт, давая положительный вклад в величину температурного эффекта реактивности реактора*.

Краткие выводы

а) Уран-235 и плутоний-239 обозначают свое влияние на размножающие свойства активной зоны через влияние на величины двух коэффициентов, определяющих величину эффективного коэффициента размножения ($k_{\text{э}}$), - константы η и коэффициента использования тепловых нейтронов θ .

б) Константа η - есть среднее число нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива тепловой нейтрон. Константа η , строго говоря, является приблизительной физической константой только для ядер ^{235}U . Для ядер ^{239}Pu η константой уже не является, так как её величина существенно зависит от температуры. По этой же причине величина η не является физической константой для двухкомпонентного ($^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$) топлива, поскольку она зависит от соотношения ядерных концентраций (N_9/N_5) компонентов топливной смеси и от величины температуры топлива.

в) При практической независимости константы η_5 для ядер урана-235 от температуры величина константы η_{59} для топлива энергетического реактора в произвольный момент кампании его активной зоны существенно зависит от температуры топливной композиции в твэлах. Эта зависимость с ростом температуры топлива имеет *падающий характер*, то есть даёт отрицательный вклад в общий температурный эффект реактивности реактора.

г) Коэффициент использования тепловых нейтронов θ - это доля тепловых нейтронов, поглощаемых делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, от числа тепловых нейтронов поколения, поглощаемых всеми материалами активной зоны. Его величина существенно зависит не только от состава активной зоны, но и от её *структуры*: в гетерогенной среде θ *меньше*, чем в гомогенной размножающей среде такого же состава. Проигрыш в использовании тепловых нейтронов в гетерогенных реакторах обусловлен существованием двух специфических гетерогенных эффектов - внутреннего и внешнего блок-эффектов, имеющих свои количественные

характеристики - коэффициент экранировки F и относительное поглощение тепловых нейтронов в замедлителе E .

д) Коэффициент экранировки F - это коэффициент радиальной неравномерности в распределении плотности потока тепловых нейтронов в топливном блоке: $F = \Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{срт}}$ - то есть это отношение максимальной величины Φ на поверхности топливного блока к среднерадиальной её величине в топливном блоке.

е) Относительное поглощение тепловых нейтронов в замедлителе ячейки E - величина абсолютной разницы скоростей поглощения тепловых нейтронов в объёме замедлителя ячейки при среднерадиальном и минимальном значениях плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе ячейки, нормированная на каждый поглощаемый топливным блоком тепловой нейтрон.

ж) Получены аналитические зависимости для вычисления θ в гомогенной размножающей среде и в гетерогенных двухтонных ячейках. Обоснован порядок оценочного расчёта θ в многозонных ячейках активных зон тепловых энергетических реакторов с использованием метода двухзонной гомогенизации.

з) Установлены качественные зависимости величины θ в энергетических реакторах от основных определяющих её факторов - обогащения топлива, уран-водного (уран-графитового) отношения и температуры.

и) Особо важной для эксплуатационника является температурная зависимость θ , которая с ростом температуры топлива имеет характер однозначного *возрастания*, а, следовательно, является *положительной составляющей температурного эффекта реактивности ядерного реактора*.

Тема 8

УРАН-238 И РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА РЕАКТОРА

В предыдущих темах проанализированы четыре из шести сомножителей - характеристик отдельных сторон нейтронного цикла, определяющих величину эффективного коэффициента размножения реактора:

$$k_{\varepsilon} = p_z p_T \eta \theta (\varepsilon \varphi).$$

Осталось разобраться с последними двумя сомножителями правой части этой формулы (взятыми в скобки) - коэффициентом размножения на быстрых нейтронах ε и вероятностью избежания резонансного захвата φ .

Оба этих сомножителя в формуле для k_{ε} обязаны неперемемному присутствию в твэлах любого энергетического реактора тяжёлого изотопа урана - ^{238}U .

8.1. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах

8.1.1. Определение ε и краткое вступление. В общих чертах картина генерации быстрых нейтронов, получаемых в делениях ядер топлива, ясна. Основной компонент топлива - ^{235}U - делится нейтронами любых энергий - тепловыми, промежуточными и быстрыми, но наиболее эффективно - тепловыми нейтронами, и (благодаря организованному в тепловом реакторе процессу замедления) более 95% делений ядер ^{235}U происходит под действием тепловых нейтронов. Содержащийся в топливе ^{239}Pu также эффективно делится тепловыми нейтронами и слабее – эпитепловыми.

Совсем иное дело – уран-238: он делится под действием только *быстрых* (и далеко не любых быстрых) нейтронов. Пороговый характер деления ядер ^{238}U наглядно иллюстрируется графиком зависимости величины микросечения деления ^{238}U от энергии нейтронов (рис.8.1).

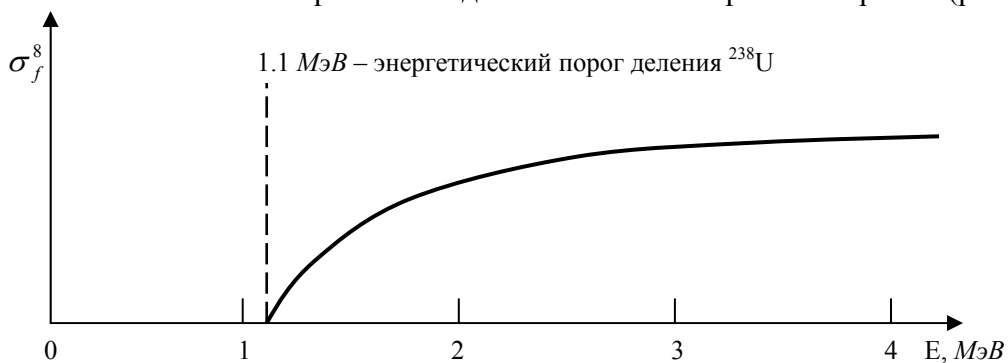


Рис.8.1. Зависимость величины микросечения деления ядер урана-238 от кинетической энергии нейтронов.

Пороговый характер деления ^{238}U применительно к условиям активной зоны означает и другое: быстрые нейтроны деления, рождённые в делениях ядер ^{235}U и ^{239}Pu под действием тепловых нейтронов и имеющие начальные энергии выше порога деления ^{238}U , начиная замедление внутри твэлов (а они начинают замедляться *именно внутри твэлов*), имеют возможность сталкиваться с ядрами ^{238}U и вызывать их деления. Поэтому общее количество делений ядер топлива под действием нейтронов всех энергий увеличивается за счёт делений ядер ^{238}U быстрыми надпороговыми нейтронами. А это значит, что и общее количество быстрых нейтронов деления, получаемых в делениях ядер топлива тепловыми нейтронами, увеличивается за счёт нейтронов, получаемых в делениях ядер ^{238}U быстрыми надпороговыми нейтронами. Более того, общее число нейтронов деления увеличивается и за счёт нейтронов деления, которые получены в делениях ядер ^{235}U и ^{239}Pu эпитепловыми нейтронами.

Поэтому общее число нейтронов деления по сравнению с числом нейтронов, полученных в делениях ядер топлива только тепловыми нейтронами, *увеличивается*.

Число ε , показывающее, во сколько раз количество нейтронов деления, полученных в делениях топлива нейтронами всех энергий, больше количества нейтронов деления, полученных в делениях ядер топлива только тепловыми нейтронами, называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах.

В рамках одгруппового диффузионно-возрастного приближения считают, что вклад от делений ядер ^{235}U и ^{239}Pu эпитепловыми нейтронами невелик, и им в теоретических построениях можно пренебречь. Соглашаясь с такой версией (в конце концов, она с приличной точностью согласуется с экспериментальными результатами и качественно объясняет почти всё), мы также будем считать, что (в тепловом реакторе) увеличение общего числа нейтронов деления за счёт делений урана-235 и плутония-239 эпитепловыми нейтронами пренебрежимо мало, а увеличение общего числа быстрых нейтронов, получаемых в делениях под действием быстрых нейтронов, происходит практически только за счёт делений урана-238.

Поэтому закономерен вопрос: в какой среде величина ядерной концентрации ^{238}U наибольшая? - Ведь если уран-238 делится быстрыми надпороговыми нейтронами, то скорость его деления пропорциональна его ядерной концентрации.

Расчёт по известной формуле ($N = \gamma N_A / A$) концентраций урана-238 в различных природных урансодержащих веществах показывает, что наиболее насыщенным ядрами урана-238 веществом является *природный металлический уран*.

Несложно подсчитать, что ядерная концентрация ^{238}U в природном металлическом уране составляет:

$$N_{\delta_m} = 4.783 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}. \quad (8.1.1)$$

Расчёт величины ε в многозонных ячейках реальных энергетических реакторов сложен. Поэтому ради понимания физического смысла расчётных операций, руководствуясь известным принципом "от простого к сложному", рассмотрим процесс размножения на быстрых нейтронах вначале на простой физической модели.

8.1.2. Величина ε в цилиндрическом блоке из природного металлического урана.

Начнём с вопроса: от чего предположительно может зависеть интенсивность размножения на быстрых нейтронах (или интенсивность делений в блоке под действием надпороговых нейтронов)? Нормальный материалист может смело отвечать: от геометрии блока и физических свойств материала этого блока и окружающего его замедлителя. Чтобы выяснить влияние на величину ε геометрии (то есть формы и размеров) блока, надо зафиксировать физические свойства топливного блока и замедлителя. Поскольку в тепловых энергетических реакторах твэлы работают в окружении омывающей их воды, интерес для нас в первую очередь представляют блоки с водным замедлителем. Будем считать, что урановый блок во всех рассматриваемых случаях будет окружен толстым слоем чистой лёгкой воды (H_2O).

Фиксируя далее физические свойства материала топливного блока, будем считать, что во всех рассматриваемых опытах мы имеем дело с блоком из *чистого природного металлического урана*.

Таким образом, выбором одного материала для топливных блоков и другого - для замедлителя фиксируются свойства сравниваемых гетерогенных композиций, и теперь есть возможность сравнивать их размножающие свойства на быстрых нейтронах в зависимости от геометрических форм и размеров блоков.

Наиболее распространённой формой твэлов в энергетических реакторах АЭС является цилиндрическая (стержневые твэлы). Сокращая объём исследований, ограничимся рассмотрением только цилиндрических блоков.

Итак, для выяснения зависимости ε от определяющих его факторов мы в первую очередь должны выяснить, как зависит ε от размера (диаметра) топливных блоков цилиндрической формы с одинаковым составом (природный металлический уран).

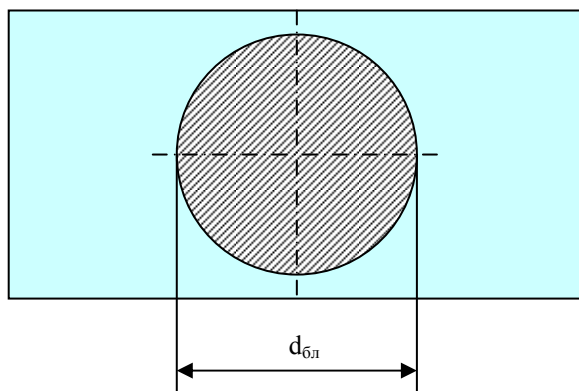


Рис.8.2. Поперечное сечение цилиндрического блока из природного металлического урана, окруженного бесконечно толстым слоем воды.

Говоря о зависимости ε от физических свойств материалов топливного блока и замедлителя, далее мы должны задуматься о том, какой фактор из них является определяющим в размножении быстрыми надпороговыми нейтронами. Очевидно, процесс деления ядер ^{238}U идет тем интенсивнее, чем больше надпороговых нейтронов движутся внутри этого блока, или (что то же) - чем больше величина плотности потока надпороговых нейтронов внутри топливного блока.

Откуда берутся надпороговые быстрые нейтроны в топливном блоке? - Они рождаются тут же, в этом блоке, в результате делений ядер топлива. Извне (из замедлителя) быстрые надпороговые нейтроны попасть в топливный блок *не могут* по той причине, что надпороговый нейтрон, покинувший топливный блок, с первым же рассеивающим соударением в воде сразу становится *подпороговым* и, даже в случае возвращения в топливный блок, он уже не может вызвать деление ядра урана-238. Выходит, что возможность деления ^{238}U в блоке зависит от величины вероятности того, что быстрый нейтрон, рождённый в блоке, испытает первое взаимодействие *внутри этого блока*.

Обозначив величину этой вероятности через p_u , после недолгих размышлений можно прийти к мысли, что в условиях фиксированной формы блока и фиксированных свойств его материала (цилиндрический блок из природного металлического урана) нахождение этой вероятности представляет собой *чисто геометрическую задачу*: вопрос непокидания до первого взаимодействия рожденного в блоке быстрого нейтрона определяется только местом его рождения внутри блока. А средняя величина этой вероятности (теперь уже независимо от точки его рождения в блоке) будет определяться только величиной диаметра топливного блока ($d_{\text{бл}}$). Решив эту задачу, можно получить зависимость $p_u = f(d_{\text{бл}})$, график которой приведен на рис.8.3.

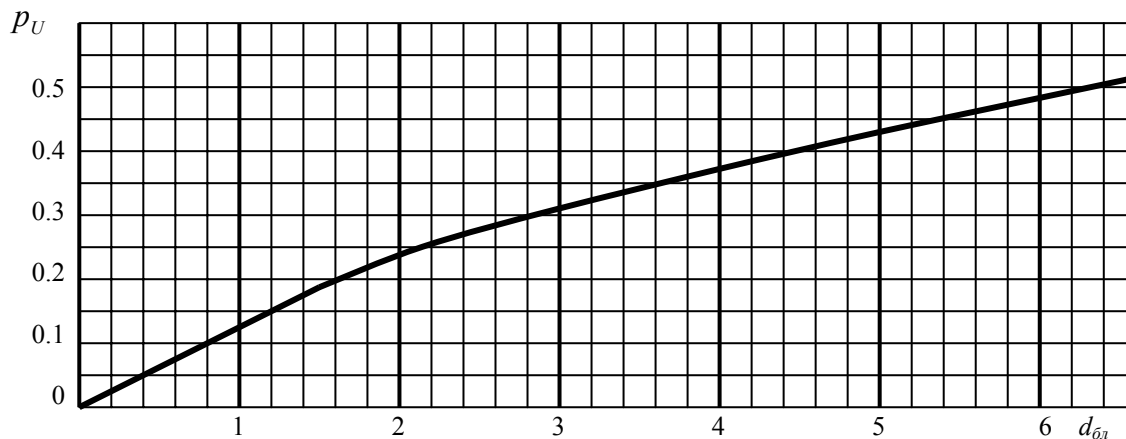


Рис.8.3. Зависимость вероятности того, что быстрый надпороговый нейтрон, рожденный в цилиндрическом урановом блоке, испытает своё первое столкновение внутри этого блока, от величины диаметра блока.

Как следует из рис.8.3, зависимость $p_u = f(d_{\text{бл}})$ в широком интервале изменения диаметра топливных блоков имеет нелинейный характер, но в начальном диапазоне - до 1.5 см (как раз в диапазоне величин реальных диаметров твэлов энергетических реакторов) - она практически линейна и может быть описана с точностью до + 0.02% линейной зависимостью:

$$p_U \approx 0.125 d_{\text{бл}}, \quad (8.1.2)$$

если величину диаметра топливного блока подставлять в см.

Зная величину вероятности p_u , можно получить аналитическую зависимость величины коэффициента размножения на быстрых нейтронах в цилиндрическом блоке из природного металлического урана от величины этой вероятности:

$$\varepsilon_{\text{бл}} = 1 + \frac{0.092 p_U}{1 - 0.52 p_U}. \quad (8.1.3)$$

*) Вывод этой зависимости из-за его громоздкости здесь не приводится. Его можно посмотреть в учебниках, например, [1] или [2].

Выражение (8.1.3) показывает, что с увеличением диаметра блока величина коэффициента размножения на быстрых нейтронах в нём растёт. Это выражение позволяет оценить верхний теоретический предел ε : если величину диаметра блока увеличивать до бесконечности, величина вероятности p_u устремится к единице, а величина ε - к значению:

$$\varepsilon_{\infty} = 1 + \frac{0.092 \cdot 1}{1 - 0.52 \cdot 1} \approx 1.192. \quad (8.1.4)$$

Большее значения величина ε достигнуть не может.

8.1.3. Величина ε в "редкой" уран-водной решётке твэлов. Известно, что твэлы в ТВС реакторов образуют регулярную структуру - решётку твэлов. Независимо от формы ячейки, решётка твэлов характеризуется величинами диаметра твэлов (d_T) и шага решетки (a_T), т.е. расстояния между осями симметрии непосредственно соседствующих друг с другом твэлов.

Средний путь быстрого надпорогового нейтрона между двумя последовательными рассеяниями в замедлителе - это, как известно, средняя длина свободного пробега рассеяния в замедлителе (λ_s^3)_{бн}.

"Редкой" называется решётка твэлов, в которой зазор между соседними твэлами существенно больше средней длины свободного пробега рассеяния быстрых нейтронов в заполняющем этот зазор замедлителе,

то есть:

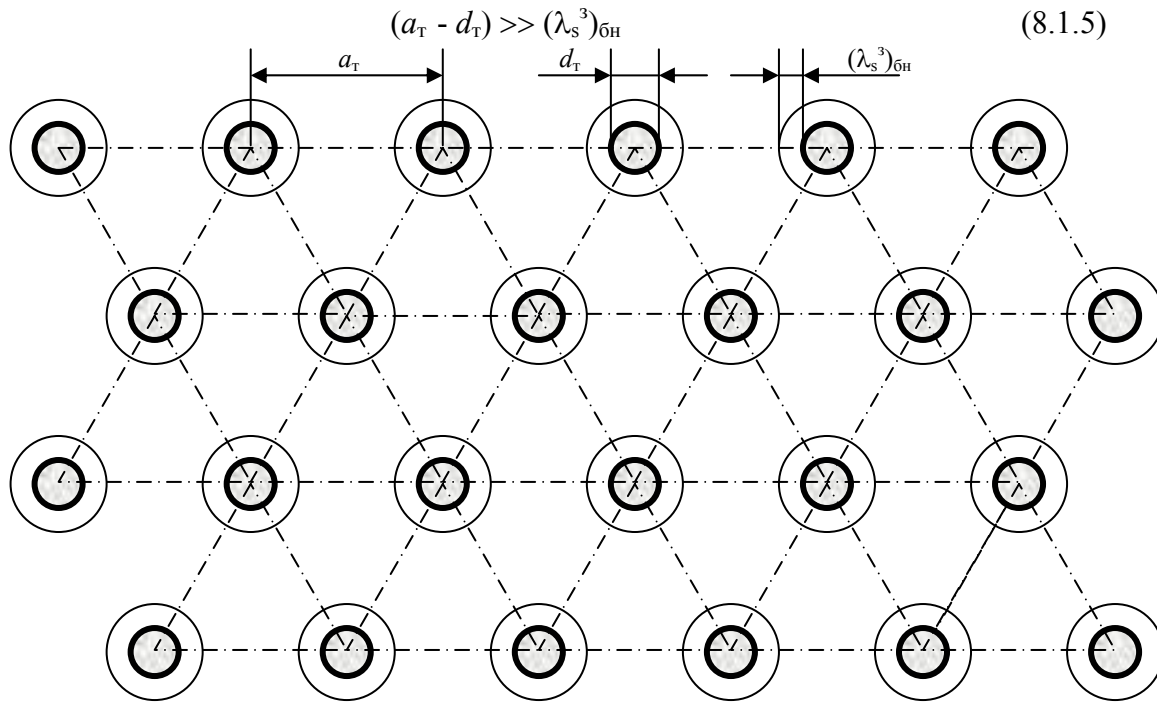


Рис.8.4. Поперечное сечение участка "редкой" решетки твэлов.

Задумаемся: чем отличается картина размножения на быстрых нейтронах в ячейке такой решётки от размножения в одиночном урановом цилиндрическом блоке в окружении толстого слоя воды?

- Принципиального отличия нет: в каждом твэле процесс размножения на быстрых нейтронах идёт только за счёт нейтронов, рождаемых внутри этого твэла, так как водный зазор между твэлами слишком широк, и пересечь его без единого рассеивающего соударения с ядрами атомов воды и остаться при этом надпороговым для нейтрона практически невозможно: одно рассеяния в воде - и нейтрон становится подпороговым, то есть уже неспособным вызвать деление ядра урана-238.

Но реальный цилиндрический твэл всё же отличается от цилиндрического блока из металлического урана того же диаметра тем, что в нём содержится не только уран, но и ядра разжигателя, отчего ядерная концентрация ^{238}U в нём ниже, чем в металлическом уране. Поэтому вероятность первого взаимодействия быстрого нейтрона с ядрами ^{238}U в твэле будет явно меньше, чем урановом блоке такого же диаметра.

Во сколько раз эта вероятность в твэле будет меньше, чем в урановом блоке того же диаметра?

- Очевидно, во столько раз, во сколько концентрация ядер ^{238}U в рассматриваемой топливной композиции твэла меньше ядерной концентрации ^{238}U в природном металлическом уране.

$$\text{Величина } b = N_8 / N_{8M} = N_8 / 4.783 \cdot 10^{22}, \quad (8.1.6)$$

представляющая собой отношение ядерных концентраций урана-238 в рассматриваемой топливной композиции и в природном металлическом уране, называется пористостью топлива.

С учётом понятия пористости топлива в твэлах величина вероятности первого взаимодействия быстрого нейтрона с ядрами ^{238}U внутри твэла будет равна $p_u b$, а для вычисления величины коэффициента размножения на быстрых нейтронах в "редкой" решётке твэлов (равной величине ε_T в одиночном изолированном твэле) можно воспользоваться формулой (8.1.3) для блока природного металлического урана:

$$\varepsilon_T = 1 + \frac{0.092 \cdot p_U \cdot b}{1 - 0.52 \cdot p_U \cdot b}, \quad (8.1.7)$$

где величина вероятности p_u рассчитывается по формуле (8.1.2) с учётом того, что диаметр топливной композиции в твэле меньше наружного диаметра твэла на удвоенную толщину оболочки твэла

$$p_u \approx 0.125(d_T - \delta_T). \quad (8.1.8)$$

Нельзя сказать, что этим исчерпываются отличия в картинах размножения на быстрых нейтронах в реальном одиночном твэле и одиночном урановом блоке того же диаметра. Например, наличие разжижителя в топливной композиции реального твэла, в качестве которого (для уменьшения внутреннего блок-эффекта в твэле) подбирается хороший замедлитель (кислород в UO_2), явно должно привести к интенсификации замедления нейтронов. Следовательно, с наличием разжижителя в топливе твэла действительная величина коэффициента размножения на быстрых нейтронах ε_T должна быть ниже рассчитанной по формуле (8.1.7).

Но, с другой стороны, наличие в реальном топливе ядер урана-235 и плутония-239, которые тоже (хотя и слабо) делятся эпитепловыми нейтронами должно увеличивать значение ε_T , рассчитанного по формуле (8.1.7).

Считается (и это мнение подтверждают расчёты многих авторов), что в топливных композициях низких обогащений оба указанных эффекта приблизительно равны, благодаря чему их влияние на величину ε_T можно опустить и с достаточной для качественного анализа точностью рассчитывать величину коэффициента размножения на быстрых нейтронах в "редкой" решётке по формуле для одиночного изолированного твэла (8.1.7)

8.1.4. Величина ε в "тесных" уран-водных решётках твэлов. Признаком "тесной" решетки является соизмеримость зазора между твэлами в ней со средней длиной пробега рассеяния быстрых нейтронов в воде:

$$(a_T - d_T) \sim (\lambda_s^3)_{\text{бн}} \quad (8.1.9)$$

Решётки твэлов в ТВС энергетических тепловых реакторов АЭС являются "тесными". Не только из-за стремления конструкторов реакторов расположить твэлы как можно плотнее, чтобы получить в ограниченном объёме активной зоны возможно большую тепловую мощность, но и потому, что именно "тесная" решётка позволяет иметь размножающие свойства гетерогенной композиции, близкие к оптимальным.

Что качественно нового можно увидеть в картине размножения на быстрых нейтронах в "тесной" решётке твэлов сравнительно с размножением в "редкой" решётке?

Соизмеримость водного зазора между твэлами со средней длиной свободного пробега рассеяния в воде быстрых надпороговых нейтронов создаёт возможность для рожденного в одном твэле быстрого нейтрона преодолевать сравнительно тонкий слой воды без единого рассеяния и попадать в соседний твэл, оставаясь при этом надпороговым нейтроном, способным вызвать деление ^{238}U в этом соседнем твэле (рис.8.5).

То есть соседние твэлы в "тесной" решетке имеют возможность обмениваться между собой быстрыми надпороговыми нейтронами, отчего скорость делений ядер ^{238}U в твэлах "тесной" решетки, естественно, возрастает по сравнению со скоростью деления их в тех же твэлах, расставленных в "редкую" решётку. Это приводит к возрастанию величины коэффициента размножения на быстрых нейтронах сравнительно с величиной ε_T в одиночном твэле (или, что то же, - в "редкой" решетке тех же твэлов).

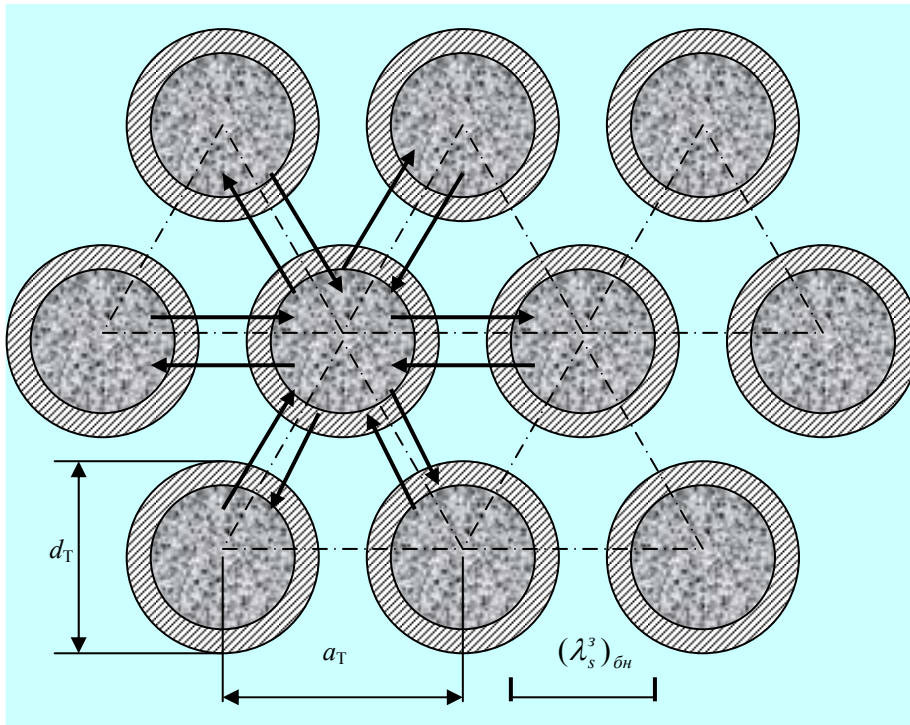


Рис.8.5. К пояснению понятия перекрестного эффекта размножения на быстрых нейтронах в "тесной" решётке твэлов.

Это увеличение числа делений ядер ^{238}U в твэле, обусловленное надпороговыми нейтронами, поставляемыми в твэл из соседних твэлов, принято называть **перекрестным эффектом размножения на быстрых нейтронах**.

Перекрестный эффект сильно усложняет картину размножения на быстрых нейтронах в "тесных" решётках твэлов для теоретического анализа, и единственным методом изучения влияния этого эффекта на величину ε остаётся экспериментальный метод.

Предпринятые в 50-х годах экспериментальные исследования Батя и Цыганкова позволили получить полуэмпирическую формулу, связывающую величины коэффициентов размножения на быстрых нейтронах в "тесной" решётке твэлов уран-водных систем и в одиночных изолированных твэлах их:

$$\varepsilon = \varepsilon_T + \frac{1.192 - \varepsilon_T}{1 + 2.3 \cdot \frac{N_H}{N_8} \cdot \frac{S_3}{S_{TK}}} \quad (8.1.10)$$

В формуле Батя-Цыганкова:

ε_T - коэффициент размножения на быстрых нейтронах в одиночном изолированном твэле, рассчитываемый по формуле (8.1.7);

(N_H/N_8) - отношение величин ядерных концентраций водорода в воде ячейки и урана-238 в топливной композиции твэлов;

$S_3, \text{см}^2$ - площадь поперечного сечения, занятая водой в ячейке;

$S_{TK}, \text{см}^2$ - площадь поперечного сечения, занятая топливной композицией в ячейке.

По существу произведение двух отношений в знаменателе формулы (8.1.10) - есть не что иное как отношение общих количеств ядер водорода и урана-238 в ячейке. Факт нахождения этой величины в знаменателе формулы вполне согласуется с физическим смыслом: чем больше водорода находится в ячейке, тем интенсивнее идет процесс замедления нейтронов в ней, тем больше быстрых нейтронов выбывают из процесса размножения на быстрых нейтронах (т.к. в ячейке меньше остаётся надпороговых нейтронов), и тем меньше происходит в твэле делений ^{238}U , а, зна-

чит, меньше становится величина ε , и чем больше ядер ^{238}U содержится в ячейке, тем больше в ней делящегося под действием надпороговых нейтронов компонента топлива, тем больше скорость делений ядер ^{238}U и тем выше величина ε .

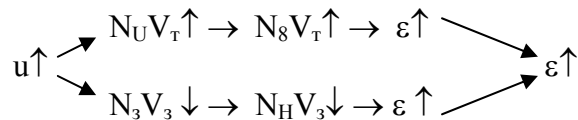
8.1.5. Факторы, определяющие величину ε в тепловых реакторах. Величина коэффициента размножения на быстрых нейтронах определяется обогащением топлива (x), уран-водным отношением (u) и температурами топлива и воды в активной зоне.

а) Обогащение ядерного топлива. С ростом обогащения топлива в нём растёт концентрация ядер урана-235, но концентрация ядер урана-238 падает, поэтому с ростом обогащения в топливе твэлов происходит меньше делений ядер урана-238 быстрыми нейтронами, и величина ε уменьшается.

$$x \uparrow \rightarrow N_8 \downarrow \rightarrow \varepsilon \downarrow$$

б) Уран-водное отношение. С ростом величины $u = N_U V_T / N_3 V_3$, достигаемого увеличением диаметра твэла при неизменном размере ячейки, либо уменьшением количества воды в ячейке при неизменном диаметре твэла, приводит к увеличению общего количества ядер урана, либо к уменьшению общего количества молекул воды в ячейке.

В обоих случаях при неизменном обогащении топлива это приводит к уменьшению величины отношения количеств ядер водорода и ядер урана-238 в ячейке, что, как видно из формулы Батя-Цыганкова, приводит к увеличению величины ε .



в) Температура активной зоны. С ростом температуры воды в активной зоне уменьшается её плотность в зазорах между твэлами, из-за чего уменьшается молекулярная концентрация воды и её макросечение рассеяния быстрых надпороговых нейтронов (или: увеличивается средняя длина свободного пробега рассеяния быстрых надпороговых нейтронов в воде), т.е. вода становится более прозрачной для надпороговых нейтронов, из-за чего перекрестный эффект размножения на быстрых нейтронах усиливается, а величина ε - растёт.

$$t_3 \uparrow \rightarrow \gamma_3 \downarrow \rightarrow N_3 \downarrow \rightarrow \Sigma_s^3 \downarrow (\text{т.к. } \lambda_s^3 \uparrow) \rightarrow \times\text{-эффект} \uparrow \rightarrow \varepsilon \uparrow.$$

В реальных энергетических тепловых реакторах АЭС величина ε вообще не превышает $1.05 \div 1.06$, поэтому обусловленное температурным расширением теплоносителя увеличение ε является незначительным по сравнению с температурным ростом величины θ или температурным падением величины η .

8.2. Вероятность избежания резонансного захвата

8.2.1. Определение и общие понятия. Второй величиной, определяющей эффективные размножающие свойства реактора, связанной с наличием в активной зоне его ядер ^{238}U , является вероятность избежания резонансного захвата. В п.8.1 говорилось о позитивной роли урана-238, как о компоненте, делящемся быстрыми надпороговыми нейтронами, в результате чего в этих делениях рождается добавочное количество нейтронов деления, которые включаются в общий цикл размножения, увеличивая значение эффективного коэффициента размножения. С точки зрения одnogруппового диффузионно-возрастного приближения этот процесс имеет место в самом начале процесса замедления. В конце же процесса замедления тот же уран-238 выступает в прямо противоположной, негативной, роли - как *резонансный захватчик* замедляющихся нейтронов, из-за на-

личия которого часть замедляющихся нейтронов выбывает из цикла размножения, уменьшая величину эффективного коэффициента размножения.

Вероятностью избежания резонансного захвата (ϕ) называется доля нейтронов, избежавших резонансного захвата при замедлении, от общего числа нейтронов поколения, замедляющихся в объёме активной зоны.

Резонансные свойства урана-238 обусловлены особенностями строения его ядер, которые определяют особенности зависимости величины микросечения радиационного захвата ядер ^{238}U от энергии нейтронов, с которыми взаимодействуют эти ядра - $\sigma_c^8(E)$ (рис.8.6).

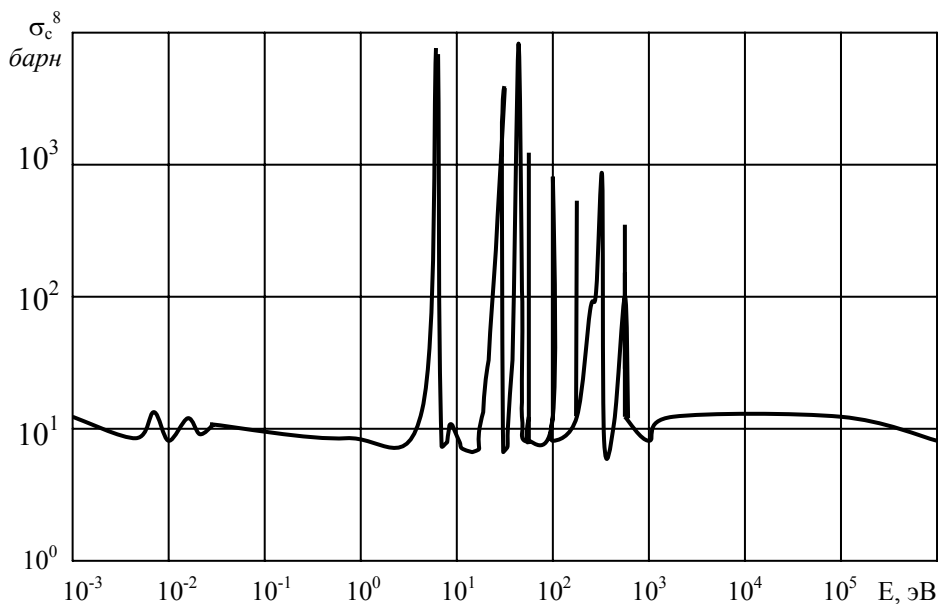


Рис.8.6. График зависимости микросечения радиационного захвата ядер урана-238 от кинетической энергии нейтронов. График имеет лишь качественный характер (показаны не все известные резонансные уровни).

В области энергий медленных нейтронов зависимость $\sigma_c^8(E)$ практически подчиняется закону " $1/v$ ", в области более высоких энергий (выше 0.6 эВ) эта зависимость существенно отклоняется от закона " $1/v$ ", а при $E_1 \approx 6$ эВ величина σ_c^8 при очень малом увеличении энергии резким пиком "взлетает" вверх, достигая в точке максимума этого пика значения в несколько тысяч барн, а затем резко падает вниз, возвращаясь приблизительно к исходной своей величине. Аналогичные аномальные (отклоняющиеся от монотонных, плавных) изменения величины σ_c^8 имеют место ещё несколько десятков раз при более высоких энергиях нейтронов в диапазоне от 6 до ~ 600 эВ.

Поскольку такие аномальные закономерности в отклонениях различных величин свойственны целому классу явлений, называемых *резонансными* явлениями, для того, чтобы отличать этот аномальный радиационный захват замедляющихся нейтронов от радиационного захвата тепловых нейтронов или нейтронов других энергий, при которых величина $\sigma_c(E)$ меняется монотонно, его называли *резонансным захватом*, а нуклиды, которым *свойственен* такой захват замедляющихся нейтронов, - *резонансными захватчиками*.

Вообще-то, материалов, содержащих компоненты с резонансными свойствами, довольно много, но в энергетических реакторах по понятным причинам их стараются не применять, за исключением редких случаев, когда их использование несет полезную нагрузку (например, в кадмиевых стержнях регулирования; ^{48}Cd - сильный резонансный поглотитель, имеющий резонансный пик при $E \approx 0.16$ эВ). В небольшом количестве резонансные поглотители в реакторе оказываются *вынужденно*: например, резонансными свойствами обладают некоторые осколки деления топлива.

В отечественных энергетических реакторах АЭС кадмий в регулирующих стержнях не применяют, поэтому в первом приближении можно считать, что уран-238 (который составляет более

30% всех ядер топливной композиции) является единственным общим для всех реакторов резонансным захватчиком замедляющихся нейтронов.

Каждый из резонансных пиков, чаще называемых *резонансными уровнями*, характеризуется:

- значением энергии его максимума (E_i), эВ;
- пиковым значением $\sigma_c^8(E_i)$, барн;
- эффективной шириной уровня Γ_i , эВ.

Эффективная ширина уровня Γ_i - это разница значений энергии нейтронов, при которой величина сечения радиационного захвата равна *половине* пикового значения.

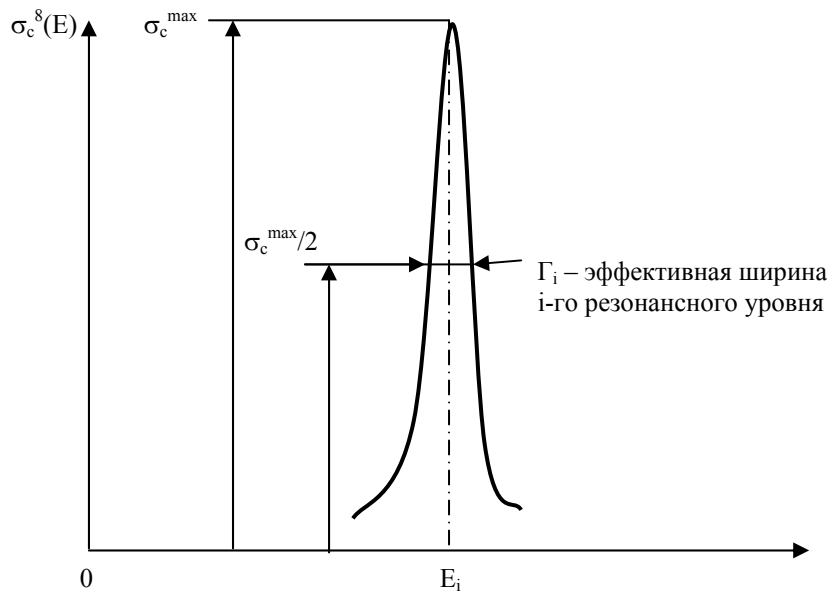


Рис.8.7. К понятию эффективной ширины резонансного уровня.

Все резонансные уровни ^{238}U можно по их качественной форме разделить на две группы:

- *сильные* резонансные уровни - в самом простом понимании - это *высокие* и *узкие* резонансные уровни, то есть характеризующиеся большим пиковым значением $\sigma_c^8(E_i)$, но малым значением ширины уровня Γ_i ;
- *слабые* резонансные уровни - наоборот - *низкие* и *широкие*, то есть характеризующиеся относительно малым пиковым значением уровня, но большой их шириной.

Уран-238 как резонансный поглотитель характеризуется 52 резонансными уровнями, среди которых восемь являются сильными, а остальные 44 - слабыми. На шкале энергий они расположены без каких-либо простых закономерностей, однако, большинство сильных резонансных уровней лежат в области более низких энергий резонансного интервала.

8.2.2. Величина ϕ в гомогенных размножающих средах. В гомогенной среде, состоящей из смеси ядер топлива и замедлителя вероятность избежания резонансного захвата вполне поддается анализу. Для таких сред Э.Ферми получил теоретическую зависимость:

$$\phi_c = \exp \left[- \frac{N_8}{(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}}} \int_{E_c}^{E_0} \frac{\sigma_c^8(E) \cdot \Sigma_s^3(E)}{\Sigma_c^8(E) + \Sigma_s^3(E)} \cdot \frac{dE}{E} \right]. \quad (8.2.1)$$

Величину интеграла в зависимости (8.2.1) обычно обозначают

$$I_{\phi} = \int_{E_c}^{E_0} \sigma_c^8(E) \frac{\Sigma_s^3(E)}{\Sigma_c^8(E) + \Sigma_s^3(E)} \cdot \frac{dE}{E}. \quad (8.2.2)$$

и называют **эффективным резонансным интегралом (ЭРИ)**. С учётом обозначения (8.2.2) вид выражения для ϕ в гомогенной среде (8.2.1) упрощается:

$$\varphi_c = \exp \left[- \frac{N_8}{(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}}} \cdot I_{\text{эф}} \right]. \quad (8.2.3)$$

Так как величина эффективного резонансного интеграла составлена из функций зависимостей микро- и макросечений компонентов среды от энергии нейтронов, которые в резонансном интервале энергий были хорошо исследованы, величина ЭРИ оказалась зависимой только от величин нижнего предела интегрирования E_c (верхний предел E_o постоянен) и соотношения концентраций ядер ^{238}U и замедлителя в гомогенной размножающей среде.

Значения ЭРИ вычислены и представлены в виде таблиц или графиков в справочниках по ядерным константам.

Из формулы (8.2.3) мы должны взять на заметку две зависимости:

- чем больше концентрация ^{238}U в гомогенной среде, тем меньше величина вероятности φ_c ; это положение не требует особых пояснений, т.к. оно согласуется с представлением о резонансном захвате: чем больше резонансного захватчика в среде, тем выше величина вероятности резонансного захвата замедляющихся нейтронов и тем меньше величина вероятности избежания резонансного захвата;

- чем больше замедляющая способность $(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}}$ замедлителя размножающей среды в резонансном интервале энергий нейтронов, тем выше величина вероятности избежания резонансного захвата; это объясняют тем, что чем выше замедляющая способность среды, тем выше плотность замедления нейтронов в резонансном интервале энергий, тем с большей скоростью замедляющиеся нейтроны "проскакивают" резонансные уровни ^{238}U в столкновениях с ядрами замедлителя (а не ^{238}U), и поэтому величина вероятности избежания резонансного захвата с ростом замедляющей способности гомогенной среды, определяемой практически замедляющей способностью одного замедлителя, растёт.

8.2.3. Величина ϕ в гетерогенных системах. В гетерогенных реакторах топливо располагается в твэлах отдельно от окружающего их замедлителя. В твэле замедление идёт с очень слабой интенсивностью (замедляющая способность топливной композиции мала), в замедлителе, напротив, вследствие его высокой замедляющей способности замедление нейтронов в резонансном интервале энергий проходит с высокой плотностью, но...

Нейтроны резонансных энергий рождаются в процессе замедления *в замедлителе*, а в топливном блоке генерация резонансных нейтронов если и идёт, то очень слабо, и поэтому резонансные нейтроны (как и тепловые) поступают в топливный блок *извне*, из замедлителя. Если в резонансном интервале энергий нейтроны находятся в замедлителе, они со стопроцентной гарантией избегают резонансного захвата, поскольку не соприкасаются с ядрами резонансного захватчика в процессе замедления. Но рождаться в замедлителе, в непосредственной близости от топливного блока, и затем поступать в блок резонансные нейтроны вполне могут, это единственная представляемая возможность процесса.

В топливном блоке поступающие из замедлителя нейтроны резонансных энергий и испытывают захват ядрами урана-238, и общее количество резонансных поглощений нейтронов этими ядрами в топливном блоке, очевидно, должно определяться распределением плотности потока резонансных нейтронов по радиусу топливного блока.

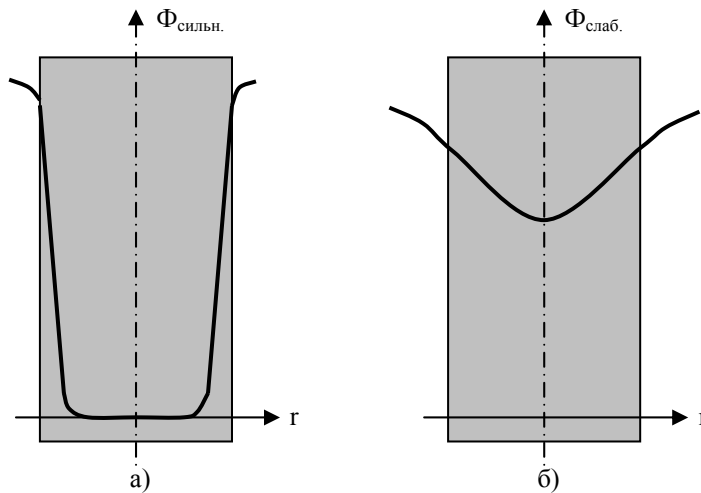


Рис.8.8. Качественно-различный характер резонансного захвата ядрами урана-238 нейтронов с энергиями сильных (а) и слабых (б) уровней.

Исследователи резонансного захвата в гетерогенных решётках Гуревич и Померанчук, рассуждая приблизительно в таком ключе, сразу же предположили, что резонансное поглощение ядрами ^{238}U на его сильных и слабых уровнях должно иметь *качественно-различный характер*. Действительно, если ядро ^{238}U взаимодействует с резонансным нейтроном с энергией сильного резонансного уровня, вероятность захвата такого нейтрона очень высока (поскольку среднее микросечение захвата на сильном уровне - *большое*); если же ядро ^{238}U взаимодействует с нейтроном, обладающим энергией слабого резонансного уровня, то вероятность захвата такого нейтрона - существенно ниже. Отсюда следует, что резонансные нейтроны с энергиями сильных резонансных уровней вряд ли способны глубоко проникать внутрь топливного блока, т.к. с поступлением в топливный блок они сразу же поглощаются в периферийных его слоях; у резонансных нейтронов с энергиями слабых резонансов шансы на проникновение в более глубокие слои топливного блока - значительно выше. Поэтому (рис.8.8) радиальное распределение плотности резонансных нейтронов с энергиями сильных уровней от периферии к оси топливного блока имеет характер резкого падения до нуля уже в ближайших к поверхности слоях.

Подобную резкую неравномерность в радиальном распределении плотности потока тепловых нейтронов - помните? - мы назвали *внутренним блок-эффектом*. Вот почему нейтронам с энергиями сильных уровней свойственен *сильный* внутренний блок-эффект и резонансный захват на сильных резонансных уровнях ^{238}U часто называют *блокированным* захватом или *блокированным* поглощением.

Резонансным нейтронам с энергиями слабых резонансов тоже свойственен внутренний блок-эффект, но он значительно слабее, чем при блокированном резонансном захвате, и поэтому называется *неблокированным* резонансным захватом. Нейтроны с энергиями слабых резонансов поглощаются ядрами ^{238}U практически *во всём объёме* топливного блока, в то время как нейтроны с энергиями сильных резонансов поглощаются только в тонких приповерхностных слоях топлива ТВЭЛОВ.

С учётом качественных особенностей резонансного захвата нейтронов ядрами ^{238}U на сильных и слабых резонансных уровнях величина эффективного резонансного интеграла для гетерогенной ячейки (или решётки гетерогенных ячеек) делится на две составляющие:

$$I_{\text{эф}} = (I_{\text{эф}})^{\text{сл.}} + (I_{\text{эф}})^{\text{сильн.}} \quad (8.2.4)$$

Кроме того, было учтено, что резонансный захват, в отличие от гомогенных систем, идёт только в объёме топлива (V_T), а в объёме замедлителя (V_Z) замедляющиеся нейтроны со 100%-ной достоверностью избегают резонансного захвата. В итоге преобразований из формулы Ферми получено выражение, пригодное для расчёта ϕ в гетерогенных двухзонных ячейках и решётках из них. Одна из частных модификаций этого выражения, справедливая для уран-водных систем, выглядит так:

$$\varphi = \exp \left[- \frac{N_6 \cdot 10^{-24} \cdot V_{TK}}{(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}} \cdot V_3} \left(3.75 + \frac{2.145 \cdot 10^{12}}{\sqrt{d_{\text{ол}} \cdot N_8}} \right) \right]. \quad (8.2.5)$$

Эта формула годна для "чистых" уран-водных ячеек с цилиндрическими блоками диаметром $d_{\text{ол}}$, а также в тех случаях, когда ячейки содержит, кроме воды, ещё несколько дополнительных замедлителей. При наличии нескольких замедлителей величина в знаменателе $(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}} V_3$ будет представлять собой *суммарную* замедляющую способность всех замедлителей в ячейке:

$$(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}} V_3 = (\xi \Sigma_s^{31})_{\text{рез}} V_{31} + (\xi \Sigma_s^{32})_{\text{рез}} V_{32} + \dots + (\xi \Sigma_s^{3k})_{\text{рез}} V_{3k} \quad (8.2.6)$$

В формуле (8.2.5) первое слагаемое в круглых скобках - значение составляющей эффективного резонансного интеграла, соответствующей слабым резонансным уровням (оно вырождается в константу, равную 3.75), а второе - составляющая ЭРИ по сильным резонансным уровням.

Формула (8.2.5) особенно удобна тем, что её в практически неизменном виде можно использовать для вычисления φ в ТВС энергетических тепловых реакторов:

$$\varphi = \exp \left[- \frac{N_6 \cdot 10^{-24} \cdot S_{TK}}{(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}} \cdot S_3} \left(3.75 + \frac{2.145 \cdot 10^{12}}{\sqrt{(d_T - 2\delta_T) \cdot N_8}} \right) \right]. \quad (8.2.7)$$

По сравнению с (8.2.5) в ней соотношение объемов (V_{TK}/V_3) заменено равным ему соотношением поперечных сечений (S_{TK}/S_3) топливной композиции и замедлителя, а вместо диаметра топливного блока $d_{\text{ол}}$ подставлена величина диаметра топливной композиции в твэлах:

$$d_{TK} = d_T - 2\delta_T,$$

меньшая величины диаметра цилиндрического твэла на удвоенную толщину оболочки твэла δ_T .

8.2.4. Эффект Доплера и влияние температуры топлива на величину φ . Выражение (8.2.7) даёт точные результаты вычислений φ только при *комнатных* температурах. При значительно более высоких рабочих температурах в твэлах реактора найденная по этой формуле величина φ сильно отклоняется от реальной в сторону *завышения*, и это отклонение будет тем большим, чем выше температура топлива. Этот эффект (предсказанный Гейзенбергом ещё в 1940 г) по предложению американского физика Е.Вигнера объясняется как частное проявление эффекта Доплера, суть которого состоит в следующем.

Каждый из сильных резонансов при повышении температуры топлива (в котором находятся ядра ^{238}U) *слабеет*, то есть становится ниже и шире, но таким образом, что площадь под его графиком (зависимости $\sigma_c^8(E)$) *остаётся неизменной*.

Результатом такой трансформации сильных резонансных уровней является не столько уменьшение величин их пиковых значений, сколько именно их *уширение*. С увеличением эффективной ширины сильного резонансного уровня замедляющемуся нейтрону становится сложнее преодолеть его при соударениях с ядрами ^{238}U , и вероятность резонансного захвата замедляющегося нейтрона на сильном уровне растёт, а вероятность избежания резонансного захвата, наоборот, падает.

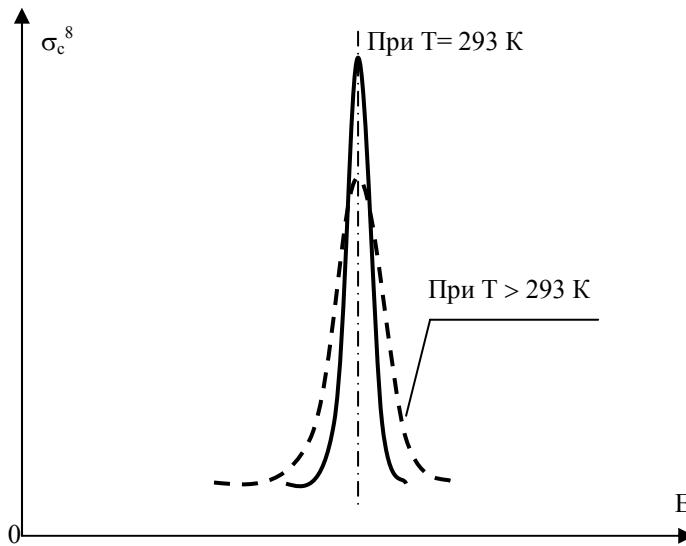


Рис.8.9. Влияния температуры на ширину сильного резонанса.

Влияние температуры топлива на величину вероятности избежания резонансного захвата φ учитывается введением в слагаемое, связанное с сильными резонансными уровнями, корректирующего коэффициента k_T , то есть множителя переменной величины, определяемой только абсолютной (термодинамической) температурой топливной композиции T_T в твэлах реактора:

$$k_T \approx 0.775(1 + 0,0175\sqrt{T_T}). \quad (8.2.8)$$

Корректирующий множитель k_T по имени автора этой формулы называют "доплеровской температурной поправкой по Егизарову".

С учётом введения этой поправки зависимость для величины φ в тепловыделяющих сборках реакторов с гладкостержневыми твэлами приобретает окончательный вид:

$$\varphi = \exp \left[- \frac{N_6 \cdot 10^{-24} \cdot S_{TK}}{(\xi \Sigma_s^2)_{рез} \cdot S_3} \left(3.75 + \frac{2.145 \cdot 10^{12} \cdot k_T}{\sqrt{(d_T - 2\delta_T) \cdot N_8}} \right) \right]. \quad (8.2.9)$$

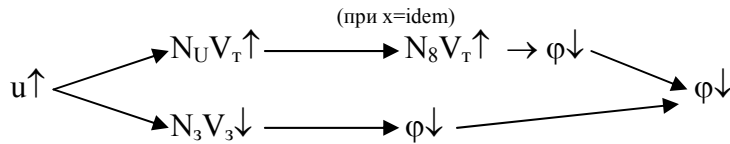
Формула позволяет проанализировать основные факторы, определяющие величину φ в гетерогенных энергетических реакторах с цилиндрическими твэлами, и степень их влияния на эту величину.

8.2.5. Факторы, определяющие величину φ . Это - всё те же параметры, с которыми мы уже имели дело при определении их качественного влияния на величины η , ε и θ : обогащение топлива (x), уран-водное отношение (u) и температура (t^0).

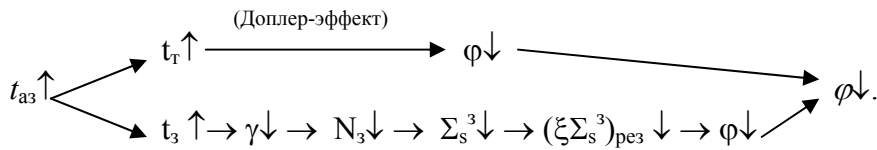
а) Обогащение топлива. С увеличением обогащения топлива (x) в нём растёт концентрация ядер ^{235}U , а ядерная концентрация резонансного захватчика ^{238}U , наоборот, уменьшается, вследствие чего вероятность резонансного захвата уменьшается, а величина вероятности избежания резонансного захвата растёт:

$$x \uparrow \rightarrow N_8 \downarrow \rightarrow \varphi \uparrow$$

б) Уран-водное отношение. С ростом отношения числа ядер урана к числу ядер замедлителя, каким бы путём он ни достигался (увеличением ли диаметра твэла при неизменной площади поперечного сечения ячейки или уменьшением общей площади ячейки при неизменной величине диаметра твэла) приводит либо к увеличению количества ядер резонансного захватчика при уменьшении ядер замедлителя в ячейке, либо к уменьшению количества ядер замедлителя в ячейке при неизменном количестве ядер резонансного захватчика в ней, а оба этих изменения ведут к уменьшению вероятности избежания резонансного захвата:



в) Температура активной зоны. С ростом температуры топливной композиции в твэлах теплового реактора вступает в действие Доплер-эффект, приводящий к уменьшению величины ϕ . Но не только рост температуры топлива, но и рост температуры воды в активной зоне (например, во время разогрева реактора) приводит также к уменьшению величины ϕ : с ростом температуры воды уменьшаются её плотность (γ), молекулярная концентрация ($N = \gamma N_A / A$), что приводит к уменьшению величины макросечения рассеяния в воде резонансных нейтронов ($\Sigma_s^3 = \sigma_s^3 N$) и величины замедляющей способности воды ($(\xi \Sigma_s^3)_{\text{рез}}$), что (в соответствии с (8.2.9) и физическим смыслом, о котором уже упоминалось в п.8.2.2) ведет к уменьшению ϕ .



Таким образом, вероятность избежания резонансного захвата ϕ является составляющей полного температурного эффекта реактивности реактора, которая с повышением температуры в активной зоне *всегда* даёт в него отрицательный вклад - в большей степени от роста температуры топлива, в меньшей – от повышения температуры замедлителя-теплоносителя.

Краткие выводы

1. Присутствие в активной зоне энергетического реактора урана-238 оказывает влияние на коэффициент размножающие реактора через посредство двух сомножителей - коэффициента размножения на быстрых нейтронах ε и вероятности избежания резонансного захвата ϕ .

2. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах это величина относительного возрастания числа нейтронов деления, полученных в делениях топлива тепловыми нейтронами, за счёт нейтронов деления, получаемых в делениях топлива эпитепловыми нейтронами. Его величина лежит в пределах от 1 до 1.192, а практически в энергетических реакторах не превышает $1.05 \div 1.06$.

3. Величина ε в гетерогенных тепловых реакторах, использующих воду в качестве замедлителя или теплоносителя, определяется тремя основными факторами: обогащением ядерного топлива (ε растёт с ростом x), величиной уран-водного отношения (ε с ростом u увеличивается) и температуры воды в "тесной" решётке твэлов (с ростом t^0 величина ε увеличивается, что обусловлено действием перекрестного эффекта размножения на быстрых нейтронах, который делает возможным перенос быстрых надпороговых нейтронов из одного твэла в другие в "тесной" решётке твэлов, увеличивая тем самым количество делений ядер ^{238}U с поступлением быстрых надпороговых нейтронов из других твэлов).

4. Вероятность избежания резонансного захвата - это доля замедляющихся нейтронов, избежавших захвата при замедлении, от числа нейтронов поколения, замедляющихся в пределах активной зоны.

В активных зонах реальных энергетических реакторов, содержащих относительно большое количество урана-238, резонансный захват нейтронов определяется, главным образом, именно этим компонентом топлива.

5. Величина ϕ в гомогенных размножающих средах определяется величинами концентрации ^{238}U (падает с ростом N_8), замедляющей способности среды (возрастает с ростом $\xi \Sigma_s$) и эффективного резонансного интеграла (уменьшается с ростом ЭРИ).

6. В гетерогенных решётках твэлов энергетических тепловых реакторов, где топливо и замедлитель работают в потоках резонансных нейтронов разной плотности, величина ϕ больше, чем в гомогенной системе того же состава. Это объясняется тем, что в гетерогенной решётке теплового реактора с большим количеством замедлителя замедление нейтронов (в том числе и в резонансном интервале энергий) проходит в замедлителе, вдали от резонансного захватчика (содержащегося в топливе твэлов), а внутрь твэла попадает лишь те резонансные нейтроны, которые проникают в твэл из ближайших непосредственно примыкающих к нему слоёв замедлителя.

7. Резонансный захват нейтронов в твэле носит селективный характер: сильные резонансы ^{238}U поглощают замедляющиеся нейтроны в относительно тонких периферийных слоях твэла, образуя тем самым сильный внутренний блок-эффект в распределении плотности потока резонансных нейтронов по радиусу твэла; слабые резонансы в различной степени поглощают нейтроны во всём объёме топлива твэла и существенного внутреннего блок-эффекта не дают. В соответствии с этим величина эффективного резонансного интеграла делится на две неравные составляющие, одна из которых имеет постоянную величину и является мерой неблокированного резонансного поглощения в твэлах, а другая, соответствующая блокированному резонансному захвату нейтронов сильными резонансами, переменна по величине и зависит от температуры топлива.

8. Снижение величины ϕ с повышением температуры топлива в твэлах объясняется действием эффекта Доплера, состоящем в температурном уширении сильных резонансов ^{238}U . В низкотемпературных топливных композициях (работающих в температурном диапазоне не выше 650°C) доплер-эффект малозначителен; в высокотемпературных топливных композициях (к которым относится и применяемая в реакторах АЭС спечённая двуокись урана UO_2) доплеровское температурное влияние на величину ϕ - одна из самых важных составляющих общего температурного эффекта реактивности реактора.

Влияние температуры топлива на величину ϕ в гетерогенных решётках твэлов реакторов учитывается введением доплеровской температурной поправки k_t в составляющую блокированного резонансного поглощения, вводимую в неё в качестве отдельного множителя. Величина этого корректирующего множителя определяется только величиной средней температуры топливной композиции твэлов в реакторе.

Тема 9

**КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ И НЕЙТРОННОЕ ПОЛЕ В РЕАКТОРЕ
С ОТРАЖАТЕЛЕМ**

До сих пор, когда разговор шёл о геометрическом параметре и нейтронном поле в цилиндрическом гомогенном тепловом реакторе, речь велась скорее о модели реального реактора, модели идеальной, гипотетической, ибо трудно представить что-либо более нереальное, чем "голенький" цилиндр гомогенной размножающей среды, висящий в вакууме.

Так в действительности не бывает. Не можем мы позволить тепловым нейтронам, столь трудно генерируемым в активной зоне, беспрепятственно утекать и навсегда теряться вне её, зная, что они могли бы "поработать созидательно", вызвав дополнительные деления ядер топлива.

Что же делать? - спросите вы, - ведь нейтроны - электронейтральные частицы, поэтому даже толстый слой вещества для них - не препятствие; если же окружить активную зону слоем сильного поглотителя, то последний поглотит утекающие тепловые нейтроны, уменьшив тем самым плотность их в месте поглощения вблизи активной зоны настолько, что величина градиента плотности тепловых нейтронов на границе активной зоны с окружающим её поглотителем возрастет, из-за чего возрастет и скорость утечки нейтронов из активной зоны.

Следовательно, окружение активной зоны поглощающим материалом уменьшения утечки тепловых нейтронов из реактора не даёт; надо придумывать что-то другое.

Это "другое" в энергетических реакторах реализовано в виде принципиально особого конструктивного узла, называемого *отражателем*.

9.1. Отражатель теплового реактора

9.1.1. Назначение. *Отражателем реактора называется окружающая его активную зону особая среда, которая в силу своих хороших замедляющих свойств позволяет:*

- уменьшить утечку тепловых нейтронов из активной зоны;
- уменьшить критические размеры активной зоны и
- несколько выровнять поле тепловых нейтронов в активной зоне.

Из сказанного вытекает не только функциональное назначение отражателя, но и главное требование к его материалу: он должен быть *хорошим замедлителем* нейтронов, то есть обладать достаточно большим значением замедляющей способности ($\xi\Sigma_s$) и как можно более низким значением макросечения поглощения замедляющихся и тепловых нейтронов (Σ_a).

9.1.2. Физический механизм действия отражателя. Предположим, что гомогенная цилиндрическая активная зона определённого состава в вакууме характеризуется экстраполированными критическими размерами H' и D' . Эти размеры мало отличаются от реальных критических размеров активной зоны в вакууме, т.к. длина линейной экстраполяции d в реальных энергетических реакторах очень мала по сравнению с размерами реактора (в уран-водных системах $d \approx 1$ см).

Из этой критической активной зоны в вакуум происходит утечка тепловых и замедляющихся (эпитепловых) нейтронов: эпитепловых - в большей степени, тепловых - в меньшей, в силу того, что все вещества активной зоны обладают намного большими величинами сечений поглощения по отношению к тепловым нейтронам, чем по отношению к эпитепловым; кроме того, эпитепловые нейтроны обладают намного большими скоростями, чем тепловые. Одним словом, возможности для утечки из активной зоны у эпитепловых нейтронов несравненно большие, чем у тепловых.

А теперь вообразим, что эту активную зону из вакуума мы переносим в большой объём хорошего замедлителя (например, воды). Что произойдет?

Все утекающие из активной зоны эпитепловые нейтроны, попадая в среду чистого замедлителя, замедляются более интенсивно, чем ранее в среде активной зоны (имеющей меньшее количество замедлителя и, к тому же, напигованной резонансными захватчиками нейтронов). Это

154 Тема 9. Критические размеры и нейтронное поле в реакторе с отражателем

означает, что в окружающем активную зону замедлителе (вблизи её границ) идёт интенсивный процесс замедления утекающих из активной зоны эпитепловых нейтронов. А так как замедлитель является плохим поглотителем тепловых нейтронов, образующиеся в замедлителе вне активной зоны тепловые нейтроны слабо поглощаются в нём, из-за чего в месте их образования они вынуждены *накапливаться*. Это накопление выглядит как увеличение величины плотности тепловых нейтронов n (или их плотности потока Φ) в распределении $n(\mathbf{r})$ или $\Phi(\mathbf{r})$ по толщине отражателя. Максимальное значение плотности потока тепловых нейтронов в области "всплеска" определяется балансом скоростей генерации, поглощения и утечки тепловых нейтронов в этой области.

Но так как величина плотности потока тепловых нейтронов в области "всплеска" больше, чем величина Φ на границе активной зоны и отражателя, то процесс диффузии тепловых нейтронов из этой области (в соответствии с законом Фика) пойдет в двух направлениях: часть тепловых нейтронов из зоны левого (ближнего к активной зоне) крыла "всплеска" будут диффундировать к границе активной зоны, а вторая часть из зоны правого крыла "всплеска" - в противоположном направлении, в наружные слои отражателя (рис.9.1).

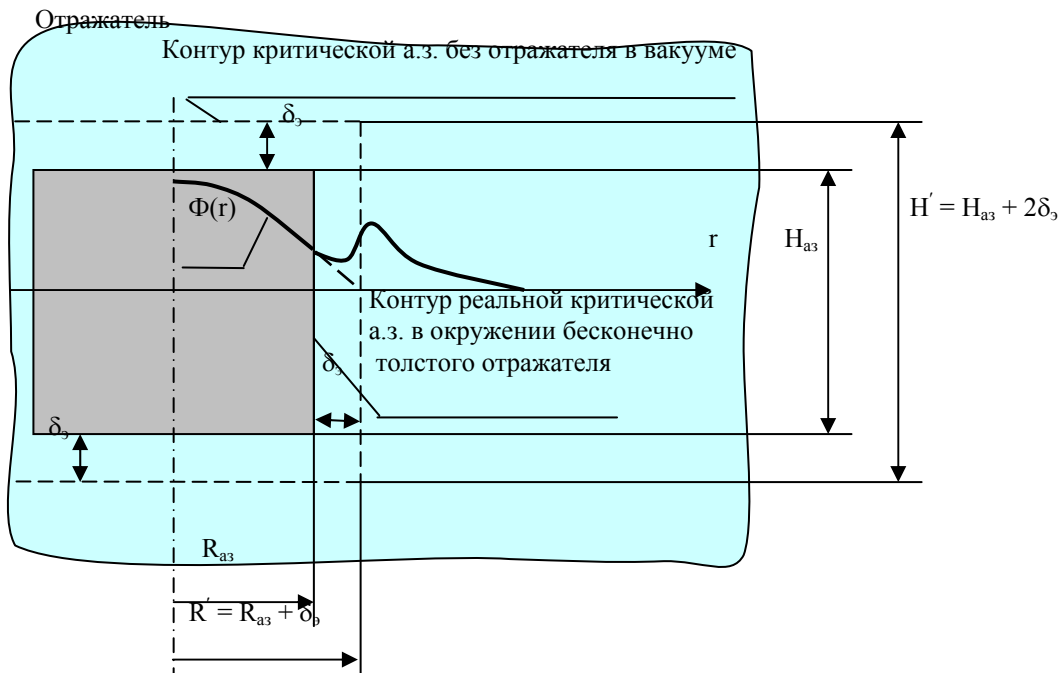


Рис.9.1.К пояснению физического механизма работы отражателя.

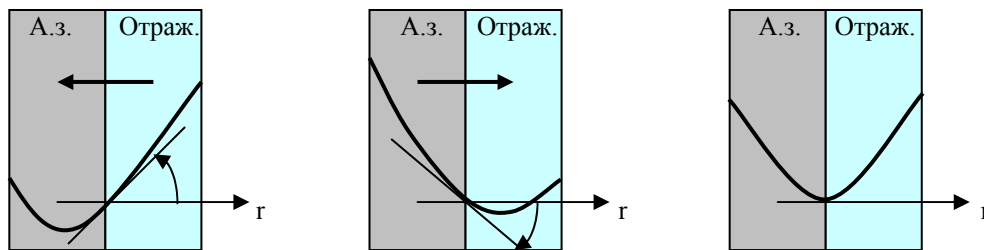
Диффундирующие в отражателе к границе активной зоны тепловые нейтроны добавляются к тепловым нейтронам, которые покинули активную зону, и *увеличивают* значение плотности тепловых нейтронов в отражателе, в области непосредственной близости к активной зоне (включая и границу) сравнительно с тем значением, которое было без отражателя. И так как граничное значение плотности потока тепловых нейтронов становится выше, чем было без отражателя, это влечёт за собой уменьшение *градиента* плотности потока тепловых нейтронов на границе активной зоны, а значит – и *плотности тока утечки* тепловых нейтронов из активной зоны, и за счёт этого - увеличивается значение эффективного коэффициента размножения (k_{eff}), и, если активная зона в вакууме была критичной, то после окружения её толстым слоем отражателя она становится надкритичной.

И чтобы сделать её опять критичной, не меняя её состава, путь один - уменьшать её размеры на такую величину δ_r , пока она вновь не возвратится в критическое состояние. Поскольку окружение активной зоны отражателем приводит к увеличению плотности потока тепловых нейтронов на границах активной зоны (то есть к увеличению наименьшего значения Φ в активной зоне), это означает, что даже при неизменном максимальном значении Φ (в центре активной зоны) вместе с этим повышаются и средние значения Φ по радиусу и высоте активной зоны, т.е. распределение плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне несколько *выравнивается*, становится более равномерным и по радиусу, и по высоте.

Итак, отражатель - не есть устройство наподобие зеркала, попадая на которое нейтроны отражаются в противоположном направлении; отражатель теплового реактора *не отражает* нейтроны в изначальном смысле этого слова, а скорее работает как *трансформатор утечки* эпитепловых нейтронов в тепловые, как накопитель последних для создания барьера, препятствующего утечке тепловых нейтронов, и это происходит в силу закона диффузии тепловых нейтронов. Отражатель *не может* полностью задержать все утекающие из активной зоны нейтроны, он лишь *уменьшает утечку тепловых нейтронов*.

Возникает естественный вопрос: а нельзя ли, опираясь на закон Фика, заставить тепловые нейтроны из отражателя двигаться в активную зону, т.е. изменить направление утечки, превратив её во «втечку»? Для этого надо, чтобы градиент плотности потока тепловых нейтронов на границе активной зоны имел положительный знак.

В самом деле (рис.9.2а), поскольку вектор плотности тока утечки **I** тепловых нейтронов всегда (закон Фика!) противоположен по направлению вектору градиента плотности потока тепловых нейтронов, то, если градиент плотности потока на границе активной зоны с отражателем имеет положительный знак (то есть направлен из активной зоны в отражатель), то направление диффузии тепловых нейтронов при пересечении границы активной зоны будет обратным (то есть в активную зону из отражателя), то есть будет иметь место «втечка» тепловых нейтронов в активную зону из отражателя.



а) $\text{grad } \Phi > 0$ («втечка») б) $\text{grad } \Phi < 0$ (утечка) в) $\text{grad } \Phi = 0$ («Слепая диффузия»)

Рис.9.2. Три возможные ситуации в распределении плотности потока тепловых нейтронов на границе активной зоны с отражателем.

Если градиент плотности потока тепловых нейтронов на границе активной зоны с отражателем имеет отрицательный знак (то есть функция $\Phi(r)$ при переходе границы *убывает*), то вектор плотности тока тепловых нейтронов направлен из активной зоны в отражатель, а это значит, что имеет место утечка тепловых нейтронов из активной зоны (рис.9.2б).

Принципиально возможен и третий вариант, когда величина градиента плотности потока тепловых нейтронов на границе активной зоны с отражателем нулевая (рис.9.2в). Это случай так называемой «слепой» диффузии, когда количества тепловых нейтронов, пересекающих границу активной зоны в противоположных направлениях, равны, и не имеют места ни утечка, ни втечка тепловых нейтронов; иначе говоря, имеет место нулевая утечка.

Какой из этих трёх случаев имеет место в реальных энергетических реакторах АЭС? - Случай (б): окружение реактора отражателем приводит к простому (существенному!) снижению градиента плотности потока тепловых нейтронов на границе активной зоны. Величина максимума «всплеска» плотности потока тепловых нейтронов в отражателе в водо-водяных и в уран-графитовых реакторах значительно меньше величины максимального значения плотности потока тепловых нейтронов в объёме активной зоны реактора (рис.9.3а).

Однако, известен тяжеловодный реактор (с отражателем из той же тяжёлой воды D_2O), у которого максимумы «всплесков» Φ в отражателе выше максимума Φ внутри активной зоны, и градиент плотности потока тепловых нейтронов на границе активной зоны с отражателем имеет положительный знак (рис.9.3б).

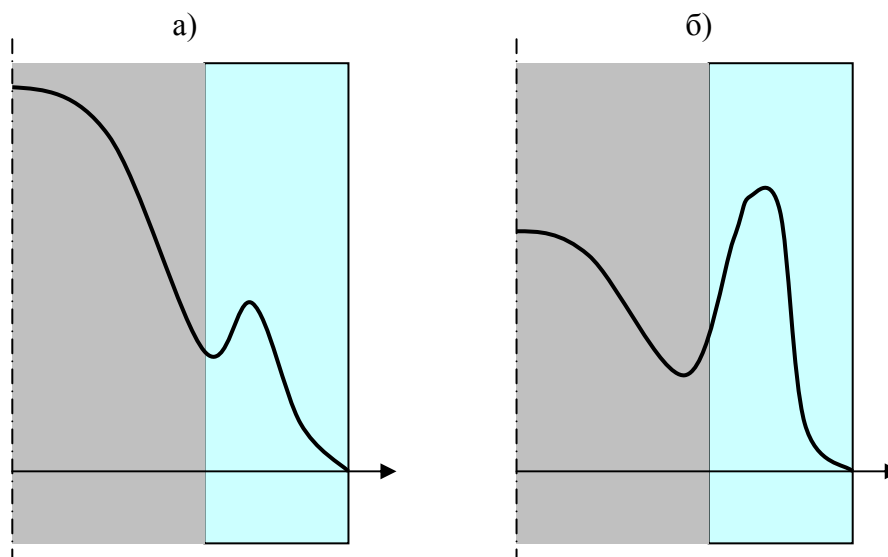


Рис.9.3. Радиальные распределения плотности потока тепловых нейтронов в легководном ВВР (а) и в реакторе с тяжеловодным отражателем (б).

У реактора с тяжеловодным отражателем градиент плотности потока тепловых нейтронов на границах активной зоны положителен, а это значит, что работающая активная зона, испытывая утечку тепловых нейтронов, непрерывно пополняется тепловыми нейтронами из отражателя.

Ещё раз подчеркнём: в классическом энергетическом тепловом реакторе с легководным или графитовым замедлителем отражатель (который выполняется, как правило, из того же материала, что и основной замедлитель активной зоны) не ликвидирует полностью утечку тепловых нейтронов, а лишь уменьшает её. Поэтому величина вероятности избежания утечки тепловых нейтронов в ВВЭР и РБМК лежит в пределах от 0.990 до 0.996, в то время как вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов в них имеют намного более низкие значения ($p_3 \approx 0.88 \div 0.92$).

И так как утечка тепловых нейтронов в реакторе с отражателем меньше, чем без отражателя, критический реактор с отражателем имеет меньший размер, чем критический реактор того же состава без отражателя.

9.2. Эффективная добавка (δ_3)

Итак, окружение активной зоны реактора бесконечно-толстым слоем хорошего замедлителя, называемого отражателем, даёт возможность уменьшить критические размеры активной зоны и, тем самым, добиться экономии ядерного топлива и конструкционных материалов.

Поэтому вопрос: насколько ли отражатель уменьшает критические размеры активной зоны? - представляет самый практический интерес.

9.2.1. Определение:

Разница критических полуразмеров активной зоны, получаемая за счёт применения отражателя называется эффективной добавкой и обозначается δ_3 .

Если диаметр активной зоны D_{az} является её полным поперечным размером, то радиус активной зоны R_{az} является её поперечным *полуразмером*.

Поэтому на основании данного определения величина эффективной добавки:

$$\delta_3 = R' - R_{az} \quad (9.2.1)$$

Здесь R' и R_{az} , см - критические радиусы активной зоны без отражателя (в вакууме) и при применении отражателя соответственно.

Или через вертикальные критические размеры - высоты критической активной зоны без отражателя (H') и с отражателем (H_{a3}):

$$\delta_3 = H'/2 - H_{a3}/2 \quad (9.2.2)$$

Таким образом, найдя величину δ_3 , можно ответить на вопрос о выигрыше в компактности активной зоны, получаемом за счёт применения отражателя.

9.2.2. Зависимость величины δ_3 от толщины отражателя. Отражатели в ядерных реакторах конструируются, как правило, из того же материала, который служит в качестве основного замедлителя в их активных зонах.

До сих пор речь шла о гипотетическом отражателе бесконечной толщины. Но, разумеется, никому не придёт в голову оснащать активную зону реактора отражателем, скажем, двухметровой толщины ради сокращения её размеров на 5 - 10 см. Здравомыслящий человек постарается вначале выяснить, как зависит δ_3 от толщины отражателя, а затем уже станет думать, стоит ли овчинка выделки.

Особенно важен ответ на вопрос об эффективной толщине отражателя для транспортных реакторов, где выигрыш в размере активной зоны на 20 см оборачивается уменьшением веса всей установки на десятки тонн.

То, что эффективность действия отражателя (которая оценивается величиной δ_3) зависит от толщины отражателя (P_0), очевидно. В самом деле, если активная зона лишена отражателя ($P_0 = 0$), то $\delta_3 = 0$; если же активная зона окружена отражателем бесконечной толщины, то нужно ожидать, что при отражателе такой толщины значение эффективной добавки будет иметь наибольшую величину (δ_3^{\max}); при промежуточных значениях P_0 должна существовать какая-то зависимость эффективной добавки от толщины отражателя из данного материала - $\delta_3 = f(P_0)$.

Предположим, имеются две критические активные зоны одинакового состава - без отражателя и с отражателем конечной толщины P_0 .

В обоих случаях для среды активной зоны, а во втором случае - и для среды отражателя, можно записать волновое уравнение Гельмгольца, для которого по конкретным (критическим) размерам и диффузионным характеристикам сред можно составить граничные условия, затем решить эти уравнения, найти в обоих случаях величины геометрического параметра активных зон и критические размеры их без отражателя и с отражателем. Разница критических полуразмеров первой и второй активных зон и даст величину эффективной добавки $\delta_3(P_{01})$ при конкретной толщине отражателя P_{01} .

С некоторыми допущениями эта задача решается не только в численном, но и в общем аналитическом виде, давая возможность получить следующее выражение:

$$\delta_3(P_0) \approx \frac{\Sigma_{tr}^o}{\Sigma_{tr}^{a3}} L_o th\left(\frac{P_0}{L_o}\right). \quad (9.2.3)$$

где: Σ_{tr}^{a3} и Σ_{tr}^o , $см^{-1}$ - величины транспортных макросечений сред активной зоны и отражателя соответственно;

L_o , $см$ - длина диффузии в отражателе.

Прежде всего отметим, что величина эффективной добавки пропорциональна величине *гиперболического тангенса* от относительной (т.е. выраженной в длинах диффузии L_o) толщины отражателя.

Напомним, что собой представляет функция гиперболического тангенса.

Самое простое её выражение - выражение через экспоненциальные функции того же аргумента:

$$thx = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}. \quad (9.2.4)$$

Наглядное представление об этой функции даёт её график:

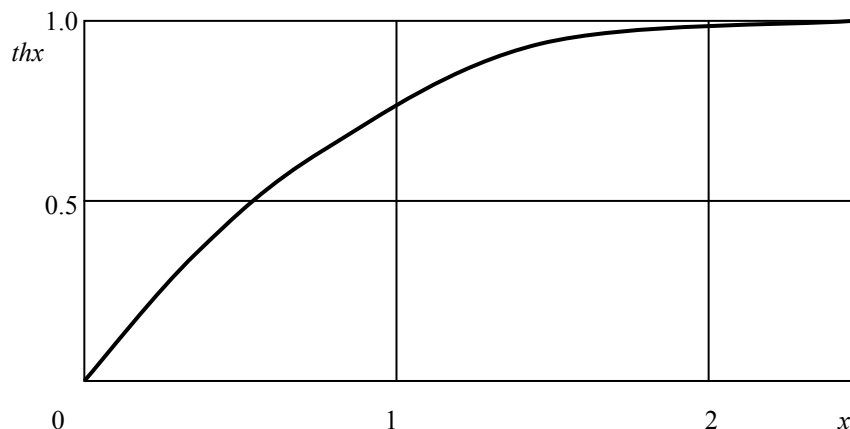


Рис.9.4. График функции гиперболического тангенса thx .

Как видим, гиперболический тангенс - функция монотонная и возрастающая; с ростом x она асимптотически устремляется к своему предельному значению - единице. Но заметим, что практически (с менее чем 4%-ной погрешностью) она приближается к своему пределу уже при $x = 2$ ($th2 \approx 0.964$).

Теперь о зависимости $\delta_3(\Pi_0)$. Понятно, что если построить график δ_3 по оси абсцисс в единицах длины диффузии в отражателе (т.е. в относительных единицах Π_0/L_0), то этот график, по существу, повторит кривую гиперболического тангенса в ином масштабе по оси δ_3 . Асимптотическим пределом величины δ_3 при $\Pi_0/L_0 \rightarrow \infty$ будет значение:

$$\delta_3^\infty = \frac{\sum_{tr}^o}{\sum_{tr}^{as}} L_0 \quad (9.2.5)$$

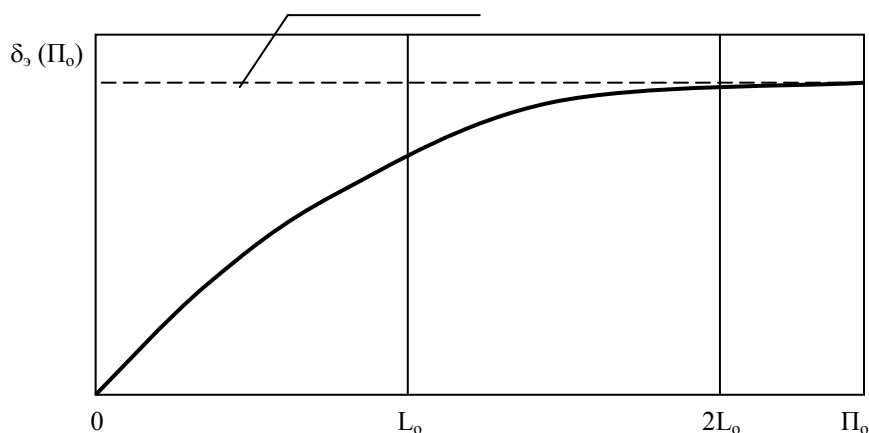


Рис.9.5. Зависимость эффективной добавки от толщины отражателя.

Вид этого графика свидетельствует о том, что величина эффективной добавки на 96.4% достигает своего предела уже при толщине отражателя:

$$\Pi_0 \approx 2L_0.$$

Возникает практический вопрос: стоит ли увеличивать толщину отражателя более этого значения, зная при этом, что уменьшение критических размеров активной зоны на 1 см достигнется ценой увеличения массы самого отражателя приблизительно на 650 кг и массы корпуса ВВЭР - на 1300 кг? – Наверное, не стоит.

Эффективной толщиной отражателя из заданного материала называется его толщина, при которой отражатель по своим свойствам практически идентичен бесконечно толстому отражателю из этого материала.

$$P_{эф} \approx 2L_o \quad (9.2.6)$$

и есть эффективная толщина отражателя в диффузионном приближении.

В диффузионно-возрастном приближении эффективная толщина отражателя считается равной полутора длинам миграции нейтронов в активной зоне:

$$P_{эф} \approx 1.5M_{аз} = \sqrt{L_{аз}^2 + \tau_{аз}} \quad (9.2.7)$$

Расчёты по обеим формулам дают приблизительно одинаковые результаты. Считая, что у разогретого ВВЭР длина диффузии в водном отражателе $L_o \approx 5.5$ см, можно получить представление об эффективной толщине отражателя в реальных ВВЭР, равной приблизительно $10 \div 11$ см. Такие же расчёты для реактора с графитовым отражателем дают значение эффективной толщины отражателя приблизительно 0.94 м (в реакторе РБМК-1000 фактическая толщина отражателя – 1 м).

9.2.3. Физические основы конструкции отражателей в реальных ЭЯР. В соответствии с упомянутым правилом, основным материалом отражателя выбирается тот же материал, что служит в реакторе основным замедлителем.

Поэтому в уран-графитовом реакторе РБМК-1000 отражатель выполнен из графита, а в реакторе ВВЭР-1000 основным материалом отражателя - вода.

Однако в обоих случаях дело обстоит немного сложнее. В ВВЭР, например, отражатель не чисто-водяной, а *слоистый*, водно-стальной: кольцевые слои воды вокруг активной зоны чередуются с кольцевыми слоями из нержавеющей стали. Нержавеющая сталь 08X18H10T, применяемая как основной материал для внутриреакторных конструкций, имеет довольно неплохие замедляющие свойства:

- транспортное макросечение $\Sigma_{tr} = 0.861 \text{ см}^{-1}$ (у воды $\Sigma_{tr} \approx 2 \text{ см}^{-1}$);
- стандартная длина диффузии $L = 1.62 \text{ см}$ (у воды $L = 2.72 \text{ см}$);
- замедляющая способность $\xi\Sigma_s = 0.018 \text{ см}^{-1}$ (у воды $\xi\Sigma_s = 1.35 \text{ см}^{-1}$).

Недостаток этой стали как материала для отражателя - её большое макросечение поглощения ($\Sigma_a \approx 0.24 \text{ см}^{-1}$), из-за чего эффективность водно-стального отражателя несколько снижается по сравнению с чисто водным.

Применение стальных слоев в экранной сборке ВВЭР - дань другой необходимости. Из активной зоны работающего ВВЭР идёт не только поток утечки нейтронов, но и мощное γ -излучение, для которого дециметровый слой воды не является достаточной преградой; попадая на корпус реактора, поток γ -квантов высоких энергий вызывает *радиационный наклёп* в его стали, отчего она теряет свои пластические свойства, охрупчивается. Поэтому постановка стальных экранов между активной зоной и корпусом реактора является вынужденной мерой, цель которой - снижение на два порядка величины потока гамма-излучения на корпус реактора, и повышение надёжности и долговечности его работы.

Для водно-стальных отражателей эффективной толщины величина эффективной добавки с приличной точностью может вычисляться по эмпирической формуле:

$$\delta_s \approx 3.2 + 0.1(L_{аз}^2 + \tau_{аз}) \quad (9.2.8)$$

Водно-стальную компоновку имеют и верхний и нижний торцевые отражатели в ВВЭР, с той лишь разницей, что в них нет явно выраженного чередования горизонтальных слоев воды и стали.

В реакторе РБМК-1000 и боковой, и торцевые отражатели в силу необходимости также имеют не чисто графитовую структуру: через нижний отражатель проходят подводящие теплоноситель к технологическим каналам трубы, в верхнем отражателе проходят отводящие трубы, а графит бокового отражателя пронизывают от низа до верха вертикальные трубы охлаждения самого отражателя.

9.3. Геометрический параметр и поле тепловых нейтронов в гомогенной цилиндрической активной зоне с отражателем

Ранее (в п.6.4.2 и 6.4.3) были получены выражения для распределения $\Phi(z,r)$ и величины B_c^2 в цилиндрической активной зоне гомогенного реактора без отражателя (в вакууме):

$$\Phi(r,z) = \Phi_o \cos \frac{\pi z}{H'} \cdot I_0 \left(\frac{2.405r}{R'} \right). \quad (9.3.1)$$

$$B_c^2 = \left(\frac{\pi}{H'} \right)^2 + \left(\frac{2.405}{R'} \right)^2. \quad (9.3.2)$$

Здесь H' и R' - экстраполированные критические размеры цилиндрической активной зоны без отражателя, и, как уже неоднократно отмечалось, эти размеры мало отличаются от действительных критических размеров активной зоны из-за малости длины линейной экстраполяции d по сравнению с самими этими размерами. Поэтому с некоторой степенью точности H' и R' можно считать действительными критическими размерами активной зоны без отражателя.

С применением отражателя действительные критические размеры активной зоны уменьшаются, как ранее указывалось, на величину $2\delta_3$:

$$H_{az} = H' - 2\delta_3 \quad \text{и} \quad R_{az} = R' - \delta_3 \quad (9.3.3)$$

Но любопытна одна счастливая закономерность: в пределах активной зоны реактора с отражателем распределение плотности потока тепловых нейтронов почти совпадает с распределением плотности потока тепловых нейтронов критической активной зоны без отражателя, полуразмеры которой больше полуразмеров реальной активной зоны на величину δ_3 . Иначе говоря, если эпюры радиального или высотного распределений $\Phi(z,r)$ таких активных зон наложить друг на друга, то они с высокой степенью точности совместятся.

Отсюда следует, что формально распределение $\Phi(z,r)$ в пределах активной зоны критического реактора с отражателем будет описываться тем же выражением, что и распределение $\Phi(z,r)$ в активной зоне без отражателя; то есть для того, чтобы аналитически описать распределение $\Phi(z,r)$ в активной зоне реактора с отражателем, можно пользоваться выражением (9.3.1), в котором вместо реальных критических размеров активной зоны - подставлять экстраполированные критические размеры активной зоны без отражателя, то есть реальные критические размеры H_{az} и R_{az} , увеличенные на величины удвоенной и одинарной эффективной добавки соответственно:

$$\Phi(r,z) = \Phi_o \cos \frac{\pi z}{H_{az} + 2\delta_3} \cdot I_0 \left(\frac{2.405r}{R_{az} + \delta_3} \right). \quad (9.3.4)$$

Так же обстоит дело и с выражением геометрического параметра критической активной зоны реактора с отражателем: в выражение для геометрического параметра реактора без отражателя (9.3.2) вместо критических размеров H' и R' формально подставляются размеры $(H_{az} + 2\delta_3)$ и $(R_{az} + \delta_3)$:

$$B_c^2 = \left(\frac{\pi}{H_{az} + 2\delta_3} \right)^2 + \left(\frac{2.405}{R_{az} + \delta_3} \right)^2. \quad (9.3.5)$$

Иными словами, и распределение $\Phi(z,r)$, и величина геометрического параметра реактора с отражателем B_c^2 описываются теми же выражениями, что и в реакторе без отражателя, но в них формальную роль длины линейной экстраполяции d играет величина эффективной добавки δ_3 .

Таким образом, и в гомогенном цилиндрическом реакторе с отражателем распределение плотности потока тепловых нейтронов по высоте подчинено закону косинуса, а по радиусу – закону функции Бесселя первого рода нулевого порядка.

Насколько точно такое описание? - В целом - точно; локальные отклонения действительных величин плотностей потока тепловых нейтронов от значений, даваемых формулой (9.3.4), наблюдаются только в относительно тонких приграничных слоях активной зоны (толщиной $\approx 2\lambda_{tr}^{az}$).

В этих слоях график действительного распределения плотности потока тепловых нейтронов под действием "подпирающего" эффекта отражателя *приподнимается* над графиком косинуса или бесселевской функции (рис.9.6).

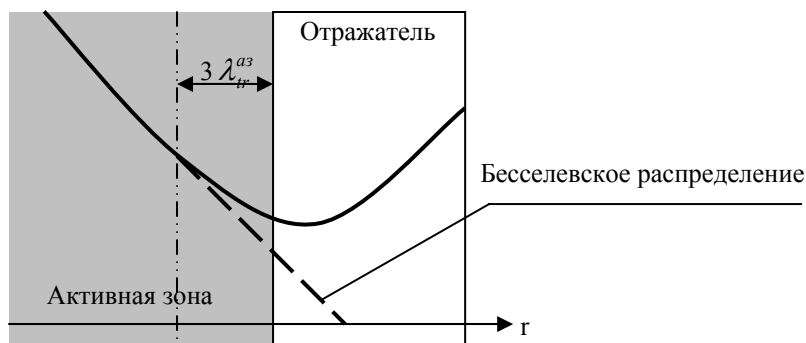


Рис.9.6. Отклонение распределения плотности потока тепловых нейтронов в приграничном слое активной зоны от бесселевской закономерности радиального распределения.

9.4. Особенности нейтронного поля в гетерогенном реакторе с отражателем

Активная зона гетерогенного реактора состоит из множества геометрически одинаковых ячеек, каждая из которых представляет собой в общем случае тепловыделяющую сборку твэлов вместе с относящимися к ней замедлителем и другими компонентами активной зоны, располагающимися как внутри ТВС, так и вне ее.

Стало быть, в целом активная зона гетерогенного реактора *приблизительно* столь же однородна, как и гомогенная, а это значит, что общий закон распределения $\Phi(r,z)$ по радиусу и по высоте *должен сохраниться тот же*, что и в гомогенной активной зоне той же формы и размеров: по радиусу - бесселевский, по высоте - косинусоидальный. Но это совсем не значит, что *локальные* значения $\Phi(z,r)$ в различных точках активной зоны гетерогенного реактора допускается вычислять по формуле (9.3.4), справедливой только для гомогенного реактора с отражателем: от *общего* закона в локальных частностях распределение $\Phi(z,r)$ может отклоняться довольно существенно.

Попробуем сообразить: что может вызвать отклонения в распределении плотности потока тепловых нейтронов, например, по радиусу активной зоны от монотонно-плавной бесселевской кривой? - На этот вопрос мы уже в состоянии дать ответ: раз гетерогенная ячейка отличается от равного объема гомогенной среды из тех материалов только геометрической композицией материалов в ней, то отклонение от монотонности распределения $\Phi(r,z)$ должно диктоваться, во-первых, обоими гетерогенными эффектами - внутренним и внешним.

Например, отклонение радиального распределения $\Phi(r)$ от равномерного распределения плотности потока тепловых нейтронов, вызванные радиальной неоднородностью свойств топливной композиции и замедлителя в ячейке. Поэтому, если мы мысленно заменим реальные многозональные ячейки активной зоны эквивалентными им двухзональными ячейками, состоящими из гомогенизированного "топливного блока" и окружающего его замедлителя, радиальное распределение плотности потока тепловых нейтронов в такой активной зоне будет выглядеть приблизительно так, как показано на рис. 9.8.

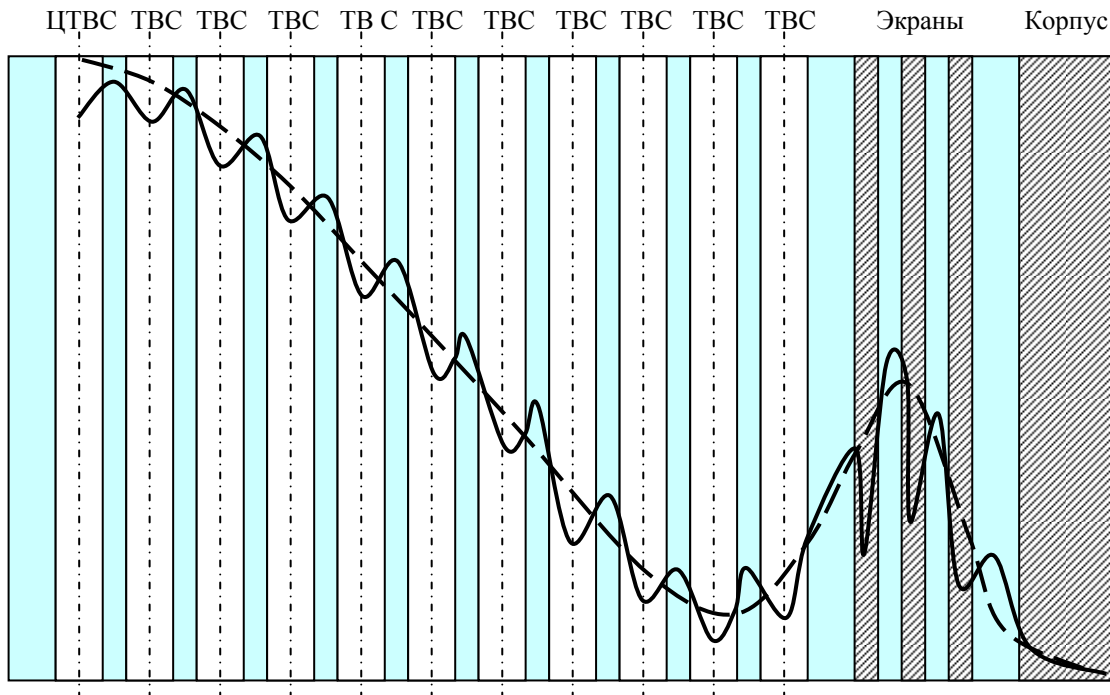


Рис.9.8. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу гипотетической активной зоны, составленной из двухзонных гетерогенных одинаковых ячеек. Штриховой линией показан общий (бесселевский) характер радиального распределения $\Phi(r)$, на который в пределах каждой ячейки накладываются "провалы", обусловленные внутренним блок-эффектом в гомогенизированных ТВС, и "подъёмы" $\Phi(r)$ в замедлителе, возникающие в результате внешнего блок-эффекта. Те же блок-эффекты усложняют картину распределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу отражателя: по толщине стальных экранов отражателя наблюдается "выедание" тепловых нейтронов (за счёт более сильных поглощающих свойств нержавеющей стали, чем воды).

Так обстоит дело с радиальным распределением плотности потока тепловых нейтронов в однородной гетерогенной активной зоне (то есть составленной из одинаковых ячеек): радиальная гетерогенность свойств каждой ячейки порождает отклонения локальных значений Φ от плавного бесселевского радиального распределения. Но этим дело не исчерпывается.

Каждая из тепловыделяющих сборок реактора (пусть даже одинаковых) - структура многозонная: она состоит из одинаковых твэлов, охлаждаемых водой; в составе ТВС могут быть стержни выгорающего поглотителя; в ТВС могут использоваться не один, а несколько замедлителей. Каждый из материалов реальной ячейки активной зоны образует свою гомогенную область.

Поэтому внутренний и внешний блок-эффекты будут иметь место не только в пределах ТВС в целом, но и в пределах каждого твэла, каждого стержня с ВП и каждого из используемых в ячейке замедлителей (рис.9.9). Теперь уже распределение плотности потока тепловых нейтронов, которое на рис.9.8 показывалось сплошной линией и имело для гомогенизированной ТВС локальный характер, для реальной (не гомогенизированной) ТВС будет иметь лишь общий, приблизительный характер, а на это общее распределение будут накладываться локальные частности, обусловленные многозонной структурой тепловыделяющей сборки и порождаемым этой многозонностью действием блок-эффектов в отдельных твэлах, стержнях с ВП, замедлителях и других материалах ячейки.

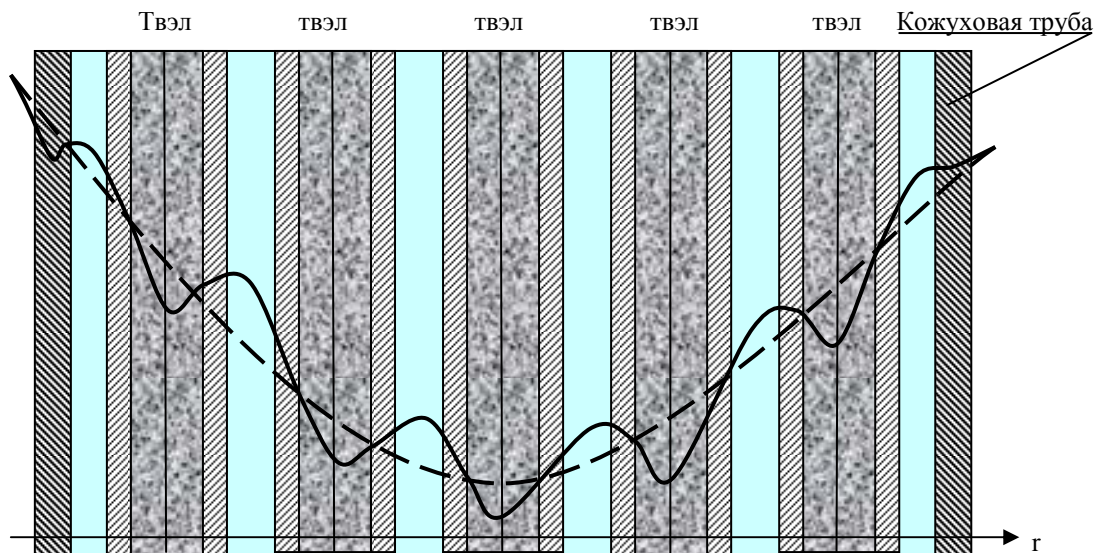


Рис.9.9. Общий и локальный характер распределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу реальной ячейки ВВР. В пределах каждого твэла имеет место свой внутренний блок-эффект (что выражается "провалом" Φ в их пределах); в воде между твэлами Φ , наоборот, "вспухает" (результат действия внешнего блок-эффекта); циркониевая оболочка твэла (циркониевый сплав Н1 - хороший замедлитель) практически не отклоняет плавное распределение $\Phi(r)$ по своей толщине.

Но и это ещё не всё. Сами ТВС в активной зоне могут быть (а чаще всего так оно и есть) *неодинаковыми*: в одних ТВС есть подвижные поглощающие элементы (пэлы), в других - их нет; в одних ТВС есть стержни с ВП, а соседние с ними ТВС могут их не иметь; в одних ячейках есть добавочные замедлители, в других - их нет.

В самом общем случае ячейки активной зоны одинаковых геометрических размеров (что свойственно подавляющему большинству энергетических реакторов) могут отличаться друг от друга:

- количеством топлива и его обогащением;
- количеством поглотителей и их свойствами (например, в пределах одной ТВС могут быть использованы одновременно два ВП - борный и гадолиниевый, причём бор может быть включен в ТВС и как наполнитель отдельных борно-бериллиевых стержней (ББС), и как добавочный поглощающий компонент в нержавеющей стали кожуховой трубы ТВС);
- количеством и качеством применяемых замедлителей.

При этом влияние на распределение плотности потока тепловых нейтронов каждого из этих факторов (отдельно) нетрудно себе представить:

- чем больше в ТВС ячейки содержится топлива (или чем выше величина его обогащения), тем более глубокий внутренний блок-эффект имеет место в такой ТВС в сравнении с ТВС с меньшим количеством топлива, тем выше значение коэффициента экранировки в такой ТВС и тем ниже величина среднерадиальной плотности потока тепловых нейтронов в такой ТВС (так как ей свойственно более глубокое "выедание" тепловых нейтронов при их диффузии от периферии к оси симметрии ТВС);
- чем больше поглотителей содержит ТВС, тем меньше величина плотности потока тепловых нейтронов в местах их размещения (за счёт внутреннего блок-эффекта);
- чем больше объём, занимаемый замедлителями в ячейке, и чем выше величины их замедляющей способности, тем выше величины локальных плотностей потока тепловых нейтронов в местах их размещения.

Из сказанного следует простой общий вывод:

Общая закономерность распределения плотности потока тепловых нейтронов в гетерогенной активной зоне та же, что в гомогенной активной зоне той же геометрии и состава. Локальные отклонения от общей закономерности обусловлены или локальными гетерогенными эффектами, или неравномерным размещением в объёме активной зоны топлива, замедлителей и поглотителей тепловых нейтронов.

Всё, о чём говорилось ниже, действительно не только для радиальной составляющей поля тепловых нейтронов в активной зоне, но и для распределения плотности потока тепловых нейтронов по её высоте, исключая тот факт, что распределению $\Phi(z)$ на любой вертикали активной зоны не свойственны блок-эффекты, и до тех пор, пока по этой вертикали сохраняется однородность свойств среды, через которую она проходит (в топливе твэла, в металле оболочке твэла, в кожуховой трубе ТВС, через воду теплоносителя или через замедлитель), и в её ближней окрестности (в радиусе приблизительно $2 \div 3 \lambda_{tr}^{a3}$), - распределение $\Phi(z)$ по этой вертикали не отличается от косинусоидального. Но, если на этой вертикали имеет место неоднородность свойств топливной композиции (топливные таблетки неодинакового обогащения в твэле) или по поглощающим свойствам (частично погруженный в активную зону подвижный поглотитель) или даже неодинаковость температур топлива, замедлителя или теплоносителя (что имеет место в любом работающем на мощности энергетическом реакторе), реальное распределение $\Phi(z)$ на этой вертикали может существенно отклоняться от косинусоидального.

9.5. Показатели неравномерности нейтронного поля в реакторах и методы снижения неравномерности

Убедившись, что поле тепловых нейтронов в энергетическом реакторе существенно неравномерно, мы должны прийти к заключению, что эта неравномерность - явление явно негативное.

В самом деле, если распределение плотности потока тепловых нейтронов, скажем, по радиусу активной зоны неравномерно, это означает, что в твэлах центральных ТВС удельное объёмное энерговыделение имеет большую величину, чем в твэлах периферийных ТВС, а это значит, что тепловая мощность центральных ТВС, будет выше, чем мощность периферийных ТВС. Таким образом, в активной зоне оказывается множество в различной степени *недогруженных* ТВС и твэлов, а недовыработка тепловой мощности оборачивается пропорциональной потерей в выработке электроэнергии энергоблоком АЭС.

Вертикальная неравномерность $\Phi(z)$ порождает постоянную недогрузку топлива в нижних и верхних участках длины каждого твэла в каждой ТВС.

Радиальная неравномерность, обусловленная действием блок-эффектов в ТВС, порождает недогрузку центральных твэлов каждой ТВС сравнительно с периферийными ее твэлами.

Словом, гетерогенной активной зоне *свойственны* "недоработки" разной степени на всех уровнях, и потому стремление ликвидировать их (или хотя бы свести их к минимуму) - предмет головной боли не только конструкторов-реакторостроителей, но и инженеров-эксплуатационников АЭС.

Но для того, чтобы знать, как бороться с неравномерностью нейтронного поля, надо вначале установить меры оценки этой неравномерности.

9.5.1. Показатели неравномерности. Такими показателями служат *коэффициенты неравномерности распределения плотности потока тепловых нейтронов* по различным координатам активной зоны: радиусу (R), высоте (H), радиусу отдельной ТВС (r), азимуту активной зоны (φ), объёму активной зоны (V).

Все коэффициенты неравномерности нейтронного поля имеют общий принципиальный смысл, и поэтому охватываются общим определением:

Коэффициент неравномерности распределения плотности потока тепловых нейтронов по любой рассматриваемой координате - это отношение максимального к среднему значений плотности потока тепловых нейтронов по этой координате.

В соответствии с перечисленными выше аргументами различают пять основных (в разной степени важных для эксплуатационной практики) коэффициентов неравномерности.

Коэффициент неравномерности по радиусу активной зоны (k_R) - число, показывающее, во сколько раз максимальная по радиусу активной зоны величина плотности потока тепловых нейтронов больше среднерадиального её значения:

$$k_R = \frac{\Phi_{\max}(R)}{\bar{\Phi}(R)}. \quad (9.5.1)$$

Если известна функция распределения по радиусу активной зоны $\Phi(R)$, то среднерадиальное её значение $\bar{\Phi}(R)$ найдется как:

$$\bar{\Phi}(R) = \frac{1}{\pi R_{az}^2} \int_0^{R_{az}} \Phi(R) \cdot 2\pi R \cdot dR. \quad (9.5.2)$$

В этом случае общее выражение для k_R :

$$k_R = \frac{R_{az}^2 \cdot \Phi_{\max}}{2 \int_0^{R_{az}} R \cdot \Phi(R) \cdot dR} \quad (9.5.3)$$

Любопытно оценить величину k_R в *гомогенной* цилиндрической активной зоне, где радиальное распределение плотности потока тепловых нейтронов подчинено, как известно, бесселевскому закону:

$$\Phi(R) = \Phi_{\max} I_0[2.405R/(R_{az} + \delta_3)] \quad (9.5.4)$$

Подстановка этого выражения в (9.5.3), взятие интеграла и простое математическое преобразование полученного выражения с учётом того, что величина эффективной добавки δ_3 пренебрежимо мала по сравнению с величиной радиуса активной зоны R_{az} , приводят к приближённой формуле:

$$k_R \approx \frac{2.31}{1 + 2 \frac{\delta_3}{R_{az} + \delta_3}}. \quad (9.5.5)$$

Следовательно, если бы такой реактор, как ВВЭР-1000 был гомогенным реактором ($R_{az} = 156$ см, $\delta_3 \approx 10$ см), ему был бы обеспечен коэффициент радиальной неравномерности:

$$k_R \approx 2.31 / [1 + 2 \cdot 10 / (156 + 10)] \approx 2.062.$$

Впечатляющая цифра! Двукратный проигрыш в мощности реактора только за счёт одной радиальной составляющей поля тепловых нейтронов. Но это ещё не всё.

Коэффициент неравномерности по высоте активной зоны (k_H) - число, показывающее, во сколько раз максимум плотности потока тепловых нейтронов в распределении по высоте активной зоны больше среднего её значения:

$$k_H = \frac{\Phi_{\max}(H)}{\bar{\Phi}(H)}. \quad (9.5.6)$$

При известной функции распределения плотности потока тепловых нейтронов по высоте $\Phi(H)$ среднее её значение $\bar{\Phi}(H)$ найдется как:

$$\bar{\Phi}(H) = \frac{1}{H_{az}} \int_{-H_{az}/2}^{+H_{az}/2} \Phi(z) dz. \quad (9.5.7)$$

В гомогенной активной зоне, где распределение плотности потока тепловых нейтронов подчинено закону косинуса:

$$\Phi(z) = \Phi_{\max} \cos \frac{\pi z}{H_{az} + 2\delta_3}, \quad (9.5.8)$$

последовательные подстановки (9.5.8) в (9.5.7), а затем результата - в (9.5.6), приводят к оценочной формуле:

$$k_H \approx \frac{1.57}{1 + \frac{2\delta_9}{H_{az} + 2\delta_9}}. \quad (9.5.9)$$

Расчёт по этой формуле для гомогенного реактора, подобного по размерам реактору ВВЭР-1000 ($H_{az} = 355$ см, $\delta_9 \approx 10$ см) даёт величину коэффициента неравномерности по высоте:

$$k_H \approx 1.57 / [1 + 2 \cdot 10 / (355 + 2 \cdot 10)] \approx 1.49.$$

Эта цифра означает, что из-за недогрузки верхних и нижних участков твэлов по плотности потока тепловых нейтронов по их длине мы лишаемся ещё $\approx 50\%$ тепловой (и электрической!) мощности реакторной установки, которую можно было бы получить при равномерной линейной тепловой нагрузке твэлов. Но и это ещё не всё.

Коэффициент неравномерности по радиусу тепловыделяющей сборки (k_r)- это число, показывающее, во сколько раз средняя плотность потока тепловых нейтронов в наиболее нагруженных твэлах ТВС больше средней величины плотности потока тепловых нейтронов для всех твэлов этой ТВС:

$$k_r = \frac{\overline{\Phi}_{\max}^{тез}}{\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \overline{\Phi}_i^{тез}}. \quad (9.5.10)$$

Здесь $\overline{\Phi}_i^{тез}$ - среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в произвольном (i -ом) твэле ТВС, состоящей из k твэлов, а $\overline{\Phi}_{\max}^{тез}$ - среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в самом нагруженном периферийном твэле этой ТВС.

Радиальная неравномерность распределения плотности потока тепловых нейтронов внутри ТВС порождается внутренним блок-эффектом ТВС; она свойственна большинству кожуховых ТВС (в реакторе ВВЭР-440 величина k_r в отдельных ТВС достигает 1.12), а в бескожуховых ТВС в активных зонах реакторов, где имеет место безазорный переход одних ТВС в другие (например, в реакторе ВВЭР-1000) радиальная неравномерность в ТВС практически незаметна ($k_r \approx 1$).

Коэффициент азимутальной неравномерности распределения плотности потока тепловых нейтронов – это число, показывающее, во сколько раз среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в наиболее нагруженной из ТВС, равноотстоящих от вертикальной оси симметрии активной зоны, больше среднего значения плотности потока тепловых нейтронов во всех этих ТВС.

Цилиндрическая активная зона - осесимметричное геометрическое тело, и если все ТВС в ней идентичны и равномерно заполняют её объём, то распределение плотности потока тепловых нейтронов по ТВС, расположенным на одной окружности (с центром на оси симметрии активной зоны) будет также *равномерным* (т.е. среднее значение плотности потока тепловых нейтронов во всех этих равноотстоящих от вертикальной оси активной зоны ТВС будет *одинаковым*). Но если внутри (или вблизи) одной из равноотстоящих от оси ТВС в силу необходимости размещаются поглотители тепловых нейтронов (например, стержни органов СУЗ), - то среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в такой ТВС будет ниже, чем в прочих равноотстоящих от оси симметрии активной зоны ТВС, и равномерность распределения средних значений Φ в ТВС, расположенных на равном удалении от оси симметрии активной зоны, нарушится: появится и такая ТВС, в которой средняя величина плотности потока тепловых нейтронов будет выше, чем в прочих ТВС (рис.9.10).

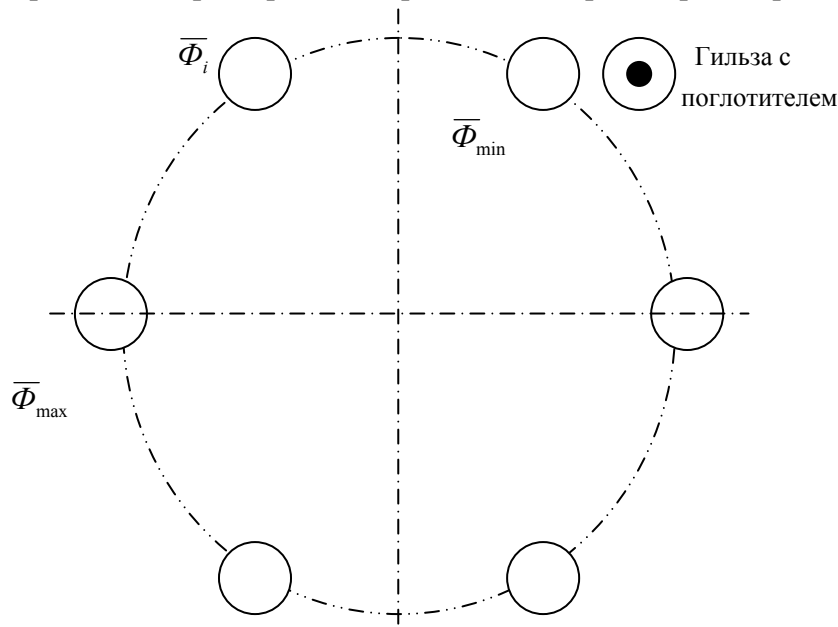


Рис.9.10. К пояснению коэффициента азимутальной неравномерности.

Если $\bar{\Phi}_i$ – средние плотности потока тепловых нейтронов в каждой из m равноотстоящих от оси симметрии активной зоны тепловыделяющих сборок и среди них выделена ТВС, в которой средняя величина $\bar{\Phi}$ максимальна (то есть $= \bar{\Phi}_{\max}$), то величина азимутального коэффициента неравномерности для этого круга ТВС будет:

$$k_{\varphi} = \frac{\bar{\Phi}_{\max}}{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \bar{\Phi}_i}. \quad (9.5.11)$$

а других кругах равноотстоящих от оси симметрии активной зоны ТВС азимутальной неравномерности может практически и не быть (круги одинаковых во всех отношениях ТВС, достаточно далеко расположенных от сильных поглотителей в активной зоне), она может быть и совсем другой по величине (при асимметричном размещении поглотителей относительно ТВС рассматриваемого круга). Оператор РУ должен ясно представлять, что наложение азимутальных неравномерностей в распределении плотности потока тепловых нейтронов по всем коаксиальным кругам может привести к значительным отклонениям величины плотности потока тепловых нейтронов в локальных областях активной зоны от среднерадимального значения: одни области окажутся недогруженными, а другие – перегруженными.

В таких случаях кратко говорят, что имеется *азимутальный перекося* нейтронного поля. Азимутальные перекося в активных зонах энергетических реакторов недопустимы, но в отдельных случаях величины азимутальных коэффициентов неравномерности в них достигают 1.04

Объёмный коэффициент неравномерности поля тепловых нейтронов в активной зоне реактора – это отношение максимальной плотности потока тепловых нейтронов к среднему по объёму активной зоны значению плотности потока тепловых нейтронов:

$$k_v = \frac{\Phi_{\max}(V)}{\frac{1}{V} \int_{az} \Phi(\vec{r}) d\vec{r}}. \quad (9.5.12)$$

Можно показать, что величина коэффициента объёмной неравномерности k_v - есть не что иное как произведение:

$$k_v = k_R k_H \quad (9.5.13)$$

*) Поэтому (даже при отсутствии азимутальной неравномерности) гомогенная активная зона, по размерам и составу подобная активной зоне серийного ВВЭР-1000, обладала бы объёмной неравномерностью поля тепловых нейтронов, характеризуемой

$$k_v = k_R k_H = 2.06 \cdot 1.49 \approx 3.07.$$

9.5.2. Меры по уменьшению неравномерности поля тепловых нейтронов. Все мероприятия по уменьшению неравномерности распределения плотности потока тепловых нейтронов в энергетическом реакторе направлены в первую очередь на выравнивание величин Φ в объёме топлива этого реактора, поскольку именно от равномерности распределения этой величины в объёме топлива зависит равномерность тепловыделения в объёме всей активной зоны или равномерность распределения тепловой мощности в объёме активной зоны.

Все меры по выравниванию нейтронного поля в активной зоне эксплуатационнику удобнее делить на две группы: проектно-конструкторские и технологические. Первые он обязан просто понимать, поскольку изменить их он либо не может вообще, либо Технологическим Регламентом ему это делать (по соображениям безопасности) *запрещено*. Технологические меры (просчитанные, впрочем, конструкторами) – это обязательная часть работы оператора РУ, требующая ежедневного и точного их соблюдения; оператор обязан не просто отчётливо представлять их физический смысл, но со временем выработать в себе определённое чутьё, позволяющее *предвидеть* увеличение неравномерности энерговыделения в реакторе и принять заранее меры по его недопущению.

Итак, вначале о проектно-конструкторских мерах. За полувековой период в экспериментальных и серийных энергетических реакторах апробировано довольно большое число специальных конструкторских приёмов по выравниванию нейтронных полей. Все они сводятся к следующему.

а) **Вариации величиной обогащения ядерного топлива**. Например, зная, что плотность потока тепловых нейтронов в твэлах центральной части ТВС ниже, чем в периферийных её твэлах, теоретически возможно так разместить набор топливных таблеток в каждом из твэлов каждой ТВС, что в нижней и верхней частях твэла будут расположены таблетки с более высоким обогащением топлива, чем в средней его части. При этом в средней части твэла более низкой будет величина макросечения деления топлива тепловыми нейтронами (так как $\Sigma_f^5 = \sigma_f^5 N_5$), а значит, при одинаковой величине Φ , более низкой будет скорость деления ($R_f^5 = \Sigma_f^5 \Phi$), а, значит, меньшими будут скорости генерации быстрых нейтронов в центральной части твэла и тепловых нейтронов в замедлителе в ближайшей окрестности центральной части твэла, что должно привести к снижению скорости поступающих из замедлителя в центральную часть длины твэла тепловых нейтронов, а, следовательно, – к снижению величины плотности потока тепловых нейтронов в топливе средней части твэла; в периферийных зонах по высоте твэла увеличение начального обогащения топлива приведет, наоборот, к увеличению плотности потока тепловых нейтронов в этих зонах; в результате коэффициент неравномерности распределения Φ по высоте твэла *уменьшится*.

Этот метод вариацией величиной обогащения топлива в таблетках твэла может быть применён зонально (твэл разбивается на зоны, в пределах каждой из которых используются таблетки с топливом одинакового обогащения, а величины обогащений в зонах отличаются), или даже непрерывно (когда обогащение топлива во всех таблетках медленно повышается на некоторую небольшую величину по мере удаления места расположения таблеток от середины твэла).

Принципиально можно рассчитать (и осуществить) такое наложение твэлов топливными таблетками различного обогащения и добиться при этом значительного снижения коэффициента неравномерности по высоте активной зоны (до $k_H \approx 1.06 \div 1.07$).

Однако в ТВС реакторов АЭС этого не делается, и не только потому, что такое выравнивание нейтронного поля по высоте активной зоны сложно рассчитать, а технология изготовления твэлов с переменным обогащением топлива оказывается усложнённой, а потому и более дорогостоящей. Такой приём оказывается эффективным только на непродолжительный период начала кампании активной зоны, а далее достигнутый уровень высотной равномерности неизбежно снижается, порождая попутно ещё одну трудноразрешимую проблему – неодинаковости глубины выгорания топлива в объёме активной зоны.

Метод вариации обогащением топлива используется в реакторах АЭС для выравнивания нейтронного поля по радиусу активных зон. Реализуется он не в полную силу своих возможностей, а лишь частично: активная зона разбивается на две или три зоны – центральную (примерно

круговую), ТВС которой имеют одинаковое обогащение топлива пониженной величины, и периферийную (или промежуточную и периферийную) кольцевую зону с одинаковым обогащением топлива повышенной величины в её ТВС (см.рис.9.11).

Физический механизм радиального выравнивания нейтронного поля в активной зоне тот же, что и по высоте её. Этот метод начальной загрузки активной зоны тепловыделяющими сборками различного обогащения компромиссно позволяет и достигнуть на довольно протяженный отрезок кампании активной зоны хороших значений коэффициента радиальной неравномерности ($k_R \approx 1.25 \div 1.3$), и получить приемлемую глубину выгорания топлива.

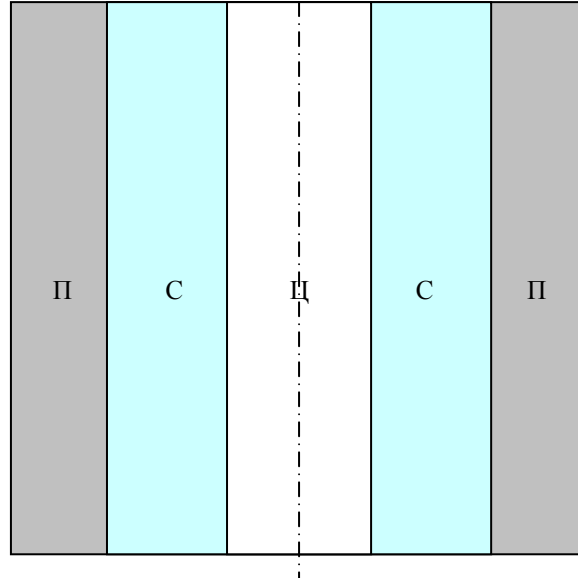


Рис.9.11. Схематическое разбиение объема активной зоны реактора на центральную (Ц), среднюю (С) и периферийную (П) зоны одинаковых обогащений ядерного топлива в ТВС каждой из них.

Отголосок рассмотренного метода выравнивания нейтронного поля по радиусу активной зоны находит реализацию на АЭС в методе *частичных перегрузок*, который заключается в том, что при частичных перегрузках активной зоны реактора сильно выгоревшие ТВС из центральной части активной зоны при перегрузке удаляются; на их место перемещаются менее выгоревшие ТВС из зоны, более удаленной от центра; на их место перемещаются наименее выгоревшие ТВС с периферии активной зоны.

Метод позволяет достичь значительных глубин выгорания топлива, а величина коэффициента радиальной неравномерности нейтронного поля в активной зоне в процессе кампании изменяется в приемлемых пределах.

Особенно эффективен этот метод в режиме непрерывных перегрузок в реакторе РБМК, который изначально рассчитывался на работу именно в таком режиме. В РБМК-1000 конструктивно обеспечено дистанционное извлечение тепловыделяющих сборок *даже при работе реактора на полной мощности*. Вот почему непрерывное (3-4 кассеты в сутки) перемещение кассет от периферии к центральной части активной зоны позволяет создать практически равномерное на большей части радиуса активной зоны распределение плотности потока тепловых нейтронов (так называемая "зона плато") и снизить величину коэффициента радиальной неравномерности до величины 1.05 – 1.06 при глубине выгорания $21 \text{ ГВт} \cdot \text{сут} / \text{т}$.

б) Вторая группа конструктивных мер по выравниванию нейтронного поля в активной зоне объединяется общей идеей, которую коротко можно назвать как *рациональное размещение поглотителей в объеме активной зоны*.

Самая большая в активной зоне – радиальная неравномерность нейтронного поля может быть существенно снижена путём размещения больших количеств поглотителей в центральной части активной зоны, а меньших количеств их (лучше - полное их отсутствие) – на периферии активной зоны. Принцип прост: чем больше поглотителей находится в какой-то области объема активной зоны, тем меньше плотность потока тепловых нейтронов в этой области. В идеале можно

рассчитать такое распределение количеств поглотителя по ТВС, расположенных на разных радиусах активной зоны, которое обеспечит практически полное выравнивание радиального поля тепловых нейтронов. Но не все то, что кажется *идеальным* теоретически, годится для практического использования. В реакторах АЭС этот приём используется частично: в активных зонах выделяются ступенчатые радиальные области с различным количеством поглотителя в ТВС этих областей, в пределах же каждой из этих областей количества поглотителя в ТВС выдерживается одинаковым.

Это связано с двумя основными причинами. Во-первых, вариации количеством поглотителя (как и метод вариаций величиной обогащения топлива) дают выигрыш лишь на относительно небольшой период кампании активной зоны, а, во-вторых, применение больших количеств поглотителя ухудшает размножающие свойства активной зоны (за счет уменьшения θ).

Стоит особо отметить частный случай выравнивания распределения плотности потока тепловых нейтронов с помощью поглотителей по радиусу отдельной тепловыделяющей сборки. Применение выгорающих поглотителей (ВП) в энергетических ВВР не является чем-то новым, они давно используются в реакторах морских атомных подводных лодок. В реакторах АЭС их стали применять позже: отчасти потому, что радиальная неравномерность в ТВС была сравнительно небольшой, а более - из-за укоренившегося мнения, что использование в активной зоне поглотителей вообще (кроме самых необходимых для регулирования реактора) является мерой неэкономичной. По мере накопления конструкторского и эксплуатационного опыта появлялись новые критерии оценки безопасности активных зон, заставившие по-новому отнестись к использованию ВП и в реакторах АЭС. Однако и вначале было ясно: коль скоро присутствие в активной зоне ВП ухудшает размножающие свойства активной зоны, надо из этого присутствия извлекать максимальную пользу, поставив дело так, чтобы помимо основного функционального назначения стержни с ВП служили цели максимального *выравнивания* нейтронного поля активной зоны в целом и в каждой её ТВС. В отдельной ТВС с помощью стержней с ВП можно выравнивать поле тепловых нейтронов как по радиусу, так и по высоте.

Выравнивание радиальной составляющей нейтронного поля в ТВС кожухового типа реализуется размещением стержней с ВП на периферии ТВС, то есть в той её области, где локальные плотности потока тепловых нейтронов (из-за внутреннего блок-эффекта ТВС) имеют наибольшие величины; этим достигается некоторое снижение максимального значения $\Phi(r)$ по радиусу ТВС, а, значит, и снижение величины коэффициента k_r .

Выравнивание вертикальной составляющей нейтронного поля в ТВС может быть достигнуто путём неодинакового заполнения каждого из стержней с ВП поглощающим материалом по высоте: для уменьшения плотности потока тепловых нейтронов в центральной части его длины в стержень помещается большее количество выгорающего поглотителя; выше и ниже этой зоны располагаются зоны с пониженной концентрацией выгорающего поглотителя, которой добиваются путём его разбавления ядрами замедлителя (например, оксидом бериллия - BeO), периферийные части длины стержня с ВП оставляются вообще без выгорающего поглотителя (либо заполняются замедлителем, либо вообще стержень с ВП делается укороченным). Эффект выравнивания распределения $\Phi(z)$ по длине стержня с ВП влечёт за собой выравнивание $\Phi(z)$ и по длине твэлов, расположенных вблизи этого стержня.

Частной разновидностью метода выравнивания нейтронного поля путём рационального размещения поглотителей является *группирование* (или *секционирование*) подвижных поглотителей, то есть разделение их на группы (секции), каждая из которых перемещается по высоте синхронно (своим отдельным сервоприводом или согласной работой всех приводов группы). Понятно, что поглотители каждой автономной группы должны располагаться в активной зоне равноудалённо от оси симметрии её и равномерно по азимуту: в этом случае в активной зоне будут наименьшими и радиальная и азимутальная неравномерности). Секционирование поглотителей СУЗ даёт возможность в процессе использования по прямому функциональному назначению добиваться некоторого выравнивания нейтронного поля по радиусу активной зоны путём извлечения из активной зоны вначале периферийных групп поглотителей, затем поглотителей средних групп, и лишь в последнюю очередь - поглотителей центральных групп.

Одной из главных задач, решаемых оператором реакторной установки, является постоянное поддержание высокой степени равномерности поля тепловых нейтронов в активной зоне реактора: от этого зависит мощность установки и её экономичность. Но не следует думать, что возможности по выравниванию нейтронного поля в реакторе в процессе его работы безграничны и так просты, как это может показаться. Произвольные перемещения поглотителей в активной зоне с целью выравнивания поля иногда могут не только стать причиной больших перекосов, но и стать источником *ядерной опасности*. К этому вопросу нам ещё предстоит вернуться.

Вообще говоря, способов выравнивания нейтронного поля в активных зонах энергетических реакторов (теоретических и апробированных) более полутора десятков; все они имеют свои особенности, определяемые обилием конструкций активных зон, их тепловыделяющих сборок и твэлов. Здесь были рассмотрены лишь те из них, которые либо уже используются в реакторах отечественных АЭС, либо являются перспективными для них.

Краткие выводы

1. Для повышения эффективности использования тепловых нейтронов в энергетическом реакторе служит отражатель, который в силу хороших замедляющих свойств интенсивно трансформирует утекающие из активной зоны эпитепловые нейтроны в тепловые, накапливает их в себе, за счёт чего создает дополнительную преграду утекающим из активной зоны тепловым нейтронам и повышает величину вероятности избежания утечки тепловых нейтронов p_m .

2. Использование отражателя уменьшает критические полуразмеры активной зоны реактора на величину эффективной добавки δ_z , значение которой определяется диффузионными свойствами самой активной зоны и отражателя, а также толщиной отражателя. Эффективная толщина отражателя из заданного материала приблизительно равна двум длинам диффузии в этом материале.

3. Зависимости геометрического параметра и распределения плотности потока тепловых нейтронов в гомогенной активной зоне реактора с отражателем - формально те же, что и в критической активной зоне без отражателя, но в их выражениях роль длины линейной экстраполяции d играет величина эффективной добавки δ_z . Иначе говоря, и в гетерогенной активной зоне цилиндрического реактора с отражателем распределения плотности потока тепловых нейтронов по высоте и радиусу активной зоны подчиняются соответственно законам косинуса и функции Бесселя первого рода нулевого порядка (для вещественного аргумента).

4. Общие закономерности в распределении плотности потока тепловых нейтронов в объёме гетерогенной цилиндрической активной зоны с отражателем сохраняются те же, что и в гомогенной активной зоне. Частные отклонения от косинусоидально-бесселевского распределения плотности потока тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе обусловлены либо блок-эффектами (внутренним и внешним), либо различиями в ячейках активной зоны из-за неравномерности распределения топлива, поглощающих и замедляющих материалов в объёме активной зоны.

5. Неравномерность нейтронного поля в активной зоне реактора оценивается величинами коэффициентов неравномерности - по радиусу, высоте, азимуту активной зоны, радиусу отдельных ТВС и по объёму активной зоны - каждый из которых представляет собой число, показывающее, во сколько раз наибольшая плотность потока тепловых нейтронов больше среднего её значения по соответствующему аргументу.

6. Самая большая неравномерность в цилиндрической активной зоне с одинаковыми ТВС - радиальная, вторая по величине - вертикальная неравномерность. Таким образом, если не принимать мер по выравниванию нейтронного поля, в активной зоне с размерами реальных реакторов АЭС была бы более чем трёхкратная неравномерность. Практически это значит, что такой реактор вырабатывал бы не более трети своей потенциально-возможной мощности.

172 *Тема 9. Критические размеры и нейтронное поле в реакторе с отражателем*

7. Выравнивание нейтронного поля в реакторах АЭС (иначе называемое *физическим профилированием активной зоны*) достигается путём:

- вариаций величиной обогащения ядерного топлива;
- рационального размещения поглотителей в объёме активной зоны;
- частичных и непрерывных перегрузок топлива.

Тема 10

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА

Ранее была получена зависимость для характеристики действительных размножающих свойств теплового реактора – эффективного коэффициента размножения:

$$k_{\text{э}} = \frac{\eta \varepsilon \varphi \theta \exp(-B^2 \tau_T)}{1 + B^2 L^2}, \quad (10.1)$$

а также качественно проанализированы зависимости всех компонентов правой части этого выражения от температуры. Мы видели, что одни из этих температурных зависимостей *возрастающие*, другие – *убывающие*, и все они непохожи друг на друга и с изменением температуры меняются в разной степени. Но если каждый из компонентов формулы – сложная функция температуры, то вся их комбинация (10.1) – также является функцией температуры и, наверняка, ещё более сложной. А это значит, что величина реактивности реактора

$$\rho = \frac{k_{\text{э}} - 1}{k_{\text{э}}} \quad (10.2)$$

также является сложной функцией температуры активной зоны реактора.

Поэтому, если представить себе, что реактор запускается (то есть приводится из подкритического состояния в критическое, в котором $k_{\text{э}} = 1$, а $\rho = 0$) при так называемой *комнатной* температуре ($t = 20^\circ\text{C}$), то ясно, что при дальнейшем разогреве реактор перестанет быть критичным, то есть его реактивность перестанет быть нулевой величиной. А раз так, то при $\rho > 0$ реактор без всяких внешних воздействий будет увеличивать свою мощность, а при $\rho < 0$ – наоборот – снижать её. Ясно, что зависимость величины реактивности $\rho(t)$, появляющейся за счёт изменения температуры в активной зоне реактора, не может не представлять интереса для оператора при управлении реакторной установкой. Реагировать на любые изменения реактивности реактора, компенсировать их введением равных величин реактивностей противоположного знака для поддержания постоянного уровня мощности реактора – это как раз его (оператора) профессиональный удел (при дистанционном управлении реактором) или удел системы автоматики управления мощностью (при автоматическом режиме управления).

Поэтому наш *практический* интерес к температурному влиянию на величину реактивности реактора так или иначе сводится к получению ответа на *аналитический* вопрос: **как** зависит величина реактивности реактора от температуры его активной зоны?

В практике эксплуатации реакторов влияние температуры на реактивность реактора оценивается с помощью двух ключевых понятий – *температурный эффект реактивности (ТЭР)* и *температурный коэффициент реактивности реактора (ТКР)*.

10.1. Температурный эффект и температурный коэффициент реактивности

Познакомимся вначале с этими понятиями применительно к энергетическим ВВР относительно небольшой ($< 200 \text{ MВт}$) тепловой мощности с низкотемпературной топливной композицией (работающей при температурах не выше 600°C) при постоянной величине расхода теплоносителя в первом контуре. Для таких реакторов, как убедимся далее, понятия ТЭР и ТКР являются более однозначными и менее сложными, чем в больших реакторах энергоблоков АЭС.

10.1.1. Температурный эффект реактивности реактора

Температурным эффектом реактивности реактора при рассматриваемой средней температуре теплоносителя в активной зоне называется величина изменения реактивности реактора при его разогреве от 20°C до этой температуры.

Из определения ТЭР сразу следует, что при средней температуре теплоносителя в активной зоне 20°C величина температурного эффекта *равна нулю*. Этой условностью сразу договоримся определять *начало отсчёта* величины температурного эффекта.

Поскольку в определении речь идёт об изменении *реактивности* реактора, величина ТЭР (как и всякая реактивность) обозначается символом ρ_i с нижним индексом «i», позволяющим отличать температурный эффект от реактивности любого другого происхождения (например, от реактивности, появляющейся вследствие перемещения органов СУЗ реактора, или изменений реактивности вследствие переотравления реактора ксеноном и т.п.). Почему ρ_i , а не $\Delta\rho_i$, раз в определении речь идёт об *изменении* реактивности? – Именно потому, что $\rho_i(20^\circ\text{C}) = 0$:

$$\Delta\rho_i = \rho_i(t) - \rho_i(20^\circ\text{C}) = \rho_i(t).$$

Поскольку из определения ТЭР можно заключить, что величина температурного эффекта – *изменяющаяся* с температурой величина, нелишне указать в обозначении, какой именно величине температуры соответствует рассматриваемый температурный эффект реактивности, то есть полное обозначение ТЭР, исключающее какую-либо неопределённость восприятия этой величины, должно быть строго математическим – $\rho_i(t)$.

Наконец, поскольку ТЭР есть изменение *реактивности* реактора, то и измеряется он в принятых *единицах реактивности* – *а.е.р.* (долях от единицы) или в *процентах*.

В определении ТЭР *зафиксировано*, что аргументом для функции $\rho_i(t)$ принята *средняя температура теплоносителя*. Почему именно теплоносителя? Не очень глубокие размышления на этот счёт приводят к заключению, что это явно неверно. Хотя бы потому, что температурное поле в гетерогенной активной зоне энергетического ВВР *очень неоднородно*: в топливе твэлов она выше, чем в оболочках твэлов, а в оболочках твэлов – выше, чем в ядре потока омывающего твэлы теплоносителя. Кроме того, разных ТВС в силу неравномерности тепловыделения в них, а также в силу действия законов теплопередачи, даже в стационарном режиме температуры в различных материалах распределены *по-разному и в различных пределах*. А так как каждый материал активной зоны *по-своему* «отзывается» даже на одинаковые изменения температуры (то есть изменяет свои ядерные и плотностные свойства), это означает, что каждый материал активной зоны даже при одинаковых изменениях температуры вносит в общий температурный эффект реактивности *свою лепту* температурного изменения реактивности, отличающуюся по величине от вкладов в ТЭР реактора других материалов.

При имеющем место в реальных энергетических реакторах *неодинаковом* разогреве топлива, замедлителя, теплоносителя и других материалов активной зоны вклады каждого материала в общий температурный эффект реактивности реактора *тем более неодинаков и даже неоднозначен*. Поэтому одно лишь изменение средней температуры теплоносителя не может быть ответственно за *полное* температурное изменение реактивности всего реактора. Понятно, что температурный эффект реактивности реактора должен определяться некоторой *среднеэффективной величиной температуры* активной зоны, в которой бы учитывались «весовые коэффициенты» температурных изменений реактивности от каждого из материалов, а также неодинаковость разогрева каждого материала активной зоны.

Для нахождения такой температуры потребовалось бы решить задачу чрезвычайной сложности, более объёмную, чем теплотехнический и нейтронно-физический расчёты всего реактора. Вот почему в качестве определяющей величину ТЭР температуры *вынужденно* принята *средняя температура теплоносителя*. Кроме того, преимущество этой температуры перед средними температурами любых других материалов активной зоны заключается в том, что *именно она* в наибольшей степени определяет величину *температуры нейтронов* в активной зоне ВВР. (Помните?: $T_n \approx T_m^{cp}(1 + 1.8\Sigma_a/\xi\Sigma_s)$). И, следовательно, именно она определяет температурные изменения поглощающих свойств всех материалов активной зоны по отношению к тепловым нейтронам.

Наконец, немаловажным является то, что величина средней температуры теплоносителя – наиболее легко *контролируемая* величина. Несколько термодатчиков, поставленных для измерения температуры теплоносителя на входе и выходе из активной зоны, дают после усреднения результатов измерений точное представление о величинах входной и выходной температур теплоносителя, а их средняя арифметическая величина

$$\bar{t}_m = \frac{t_m^{ex} + t_m^{in}}{2} \quad (10.1.1)$$

- даёт достаточно точное представление о среднеэффективной температуре теплоносителя в активной зоне. И хотя от входа к выходу теплоноситель по длине каждой ТВС увеличивает свою температуру *не линейно*, из-за свойственной энергетическим реакторам относительно небольшой разницы выходной и входной температур ($< 35^\circ\text{C}$) упомянутое среднеарифметическое значение температуры теплоносителя отличается от *средневзвешенного (среднеинтегрального)* его значения на очень малую величину.

Измерение средней температуры теплоносителя представляет собой гораздо более простую техническую задачу, чем, скажем, измерение даже локальной температуры топлива внутри твэла (для чего потребовалось бы сверлить отверстие в герметичной оболочке твэла для вывода электрического сигнала от микротермопары внутри твэла).

Более того, приняв в качестве аргумента для функции ТЭР среднюю температуру теплоносителя, мы получаем возможность (по крайней мере, с приемлемой погрешностью) *экспериментально* измерять величину составляющей общего температурного эффекта реактивности, которая определяется только средней температурой теплоносителя (для этого нужно достаточно *медленно* и равномерно разогревать работающий на минимально контролируемом уровне мощности реактор от постороннего источника тепла с тем, чтобы средняя температура топлива в процессе разогрева незначительно отличалась от средней температуры теплоносителя).

Если эксплуатировать ВВР от минимально контролируемой до полной мощности *при постоянном расходе теплоносителя*, появляется возможность экспериментально измерить величины температурного эффекта реактивности реактора при его медленном или ступенчатом разогреве *собственным теплом* (путём медленного увеличения мощности реактора, обеспечивающего малую – не более $10^\circ\text{C}/ч$ – при которой нестационарный режим разогрева реактора можно с известной степенью точности считать *квазистационарным*). При этом измеренная экспериментально зависимость $\rho_i(t_m)$ будет *однозначной* (по крайней мере, на данный момент кампании), поскольку изменение среднеэффективной температуры топлива на разных уровнях мощности в процессе разогрева реактора будет в силу закономерностей теплопередачи от топлива к теплоносителю *однозначно связано с изменением средней температуры теплоносителя*.

10.1.2. Три характерных для ВВР типа кривых ТЭР

Аналитическая зависимость величины температурного эффекта реактивности реактора от средней температуры теплоносителя $\rho_i(t_T)$ является *очень* сложной функцией. Поэтому использование аналитического выражения $\rho_i(t_T)$ (допуская, что его можно получить в более или менее *годном* для использования виде) для оператора реакторной установки было бы неудобным: чем сложнее формула, которая его описывает, тем более громоздкие расчёты приходилось бы вести для решения принципиально очень простой задачи о температурном изменении реактивности реактора.

Но оператору подобного рода задачи решать всё же надо, и надо решать их *быстро* и желательно без громоздких вычислений. Поэтому для практического использования эту зависимость выражают не в аналитической, а в *графической* форме. Пусть график функции не даёт идеальной точности, но он более нагляден и с практически необходимой точностью нужные задачи позволяет решать буквально в считанные секунды.

График функции $\rho_i(t_T)$ обычно коротко называют *кривой температурного эффекта реактора*. Хорошо и в удобном масштабе вычерченная (по результатам последних физических измерений) кривая ТЭР позволяет быстро снять величины ТЭР при нужных температурах и сосчитать температурное изменение реактивности реактора при конкретном изменении средней температуры теплоносителя от t_{T1} до t_{T2} :

$$\Delta\rho_i = \rho_i(t_{T2}) - \rho_i(t_{T1}), \quad (10.1.2)$$

независимо от того, идёт ли речь о *разогреве* реактора ($t_{T2} > t_{T1}$) или о его *расхолаживании* (t_{T2}

$< t_{T1}$). Следуя формуле (10.1.2), мы никогда не ошибёмся в знаке температурного изменения реактивности реактора: положительная величина $\Delta\rho_i$ означает, что при изменении средней температуры теплоносителя $\Delta t_T = t_{T2} - t_{T1}$ имеет место *высвобождение* положительной реактивности, а при $\Delta\rho_i < 0$ – наоборот – *потеря* реактивности за счёт изменения средней температуры теплоносителя в активной зоне.

Энергетическим реакторам свойственны кривые ТЭР трёх качественных *типов* (или *форм*), показанных на рис.10.1

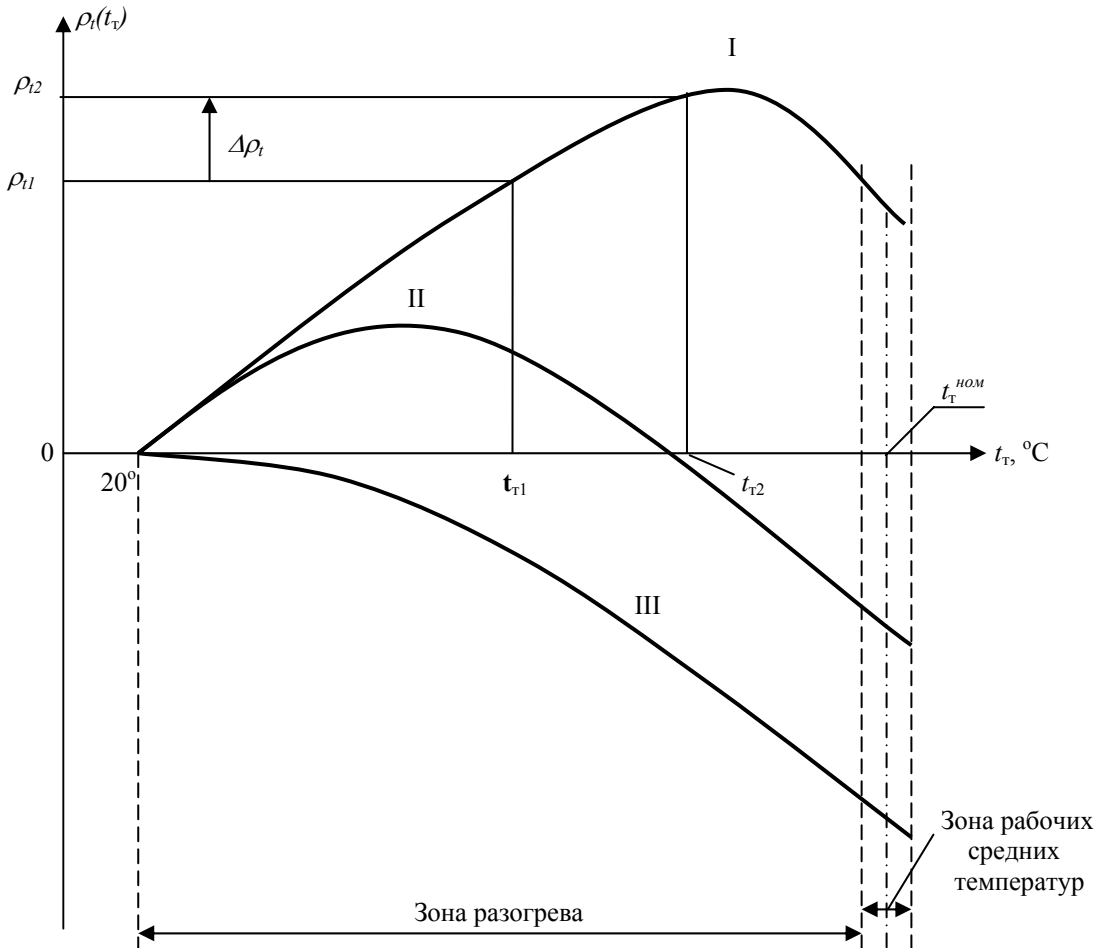


Рис.10.1. Три типа кривых ТЭР, свойственных реальным энергетическим реакторам.

Кривая ТЭР *первого типа* отличается восходящим до максимума характером с последующим снижением величины ТЭР, но вся она лежит в положительном квадранте величин ТЭР.

Кривая *второго типа* также имеет немонотонный характер изменения ТЭР; максимум её лежит в области меньших температур; но на убывающем участке она падает до нуля, а затем переходит в *отрицательную* область изменения величин ТЭР.

Кривая *третьего типа* имеет монотонный, чисто убывающий характер и целиком располагается в *отрицательном* квадранте величин ТЭР.

Величины температурного эффекта, как следует из рис.10.1, могут быть положительными, отрицательными и даже принимать нулевые значения при некоторых (отличных от 20°C) средних температурах теплоносителя.

Любой энергетический реактор предназначен для работы на мощности при определённой расчётной средней температуре теплоносителя, при которой вся вырабатываемая в стационарном режиме тепловая мощность реактора сбалансирована величинами мощности, отводимой теплоносителем, и рассеиваемой в окружающую реактор среду. Эту температуру называют *номинальной* средней температурой теплоносителя. Небольшой (как правило, не более $\pm 5^\circ\text{C}$ около номинальной температуры) интервал, в пределах которого изменяются величины средних температур теплоносителя в *нестационарных* (переходных) режимах работы реактора, называют *зоной рабочих средних температур* (рис.10.1).

Температурный интервал от 20°C до наименьшего из значений рабочих средних температур кратко называют *зоной разогрева*.

Таким образом, для того, чтобы после пуска реактора на минимально контролируемый уровень мощности (МКУМ) окончательно привести его в рабочее состояние (или, как говорят – ввести его в *энергетический режим*), его *разогревают* с ограниченной скоростью путём медленного подъёма его мощности до тех пор, пока средняя температура теплоносителя не достигнет своего рабочего значения. При дальнейшей работе в стационарных режимах величина средней температуры теплоносителя поддерживается постоянной в силу естественных теплообменных и рассеивающих свойств активной зоны реактора, а в переходных режимах – ещё и корректируется средствами автоматики регулирования реактора. Однако, точно выдержать неизменной величину средней температуры в переходных режимах (режимах изменения уровня мощности реактора) не удаётся; именно в таких режимах величина средней температуры теплоносителя отклоняется от своего номинального значения в пределах нескольких градусов. Разница наибольшего и наименьшего значений температур при этом и ограничивает упомянутую выше *зону рабочих средних температур*.

Величину температурного эффекта реактивности при номинальной средней температуре теплоносителя называют полным ТЭР реактора.

Величина полного температурного эффекта у энергетических реакторов может быть как *положительной* (кривая I типа), так и *отрицательной* (кривые II и III типов). Абсолютные величины полных ТЭР могут достигать 2÷3%, а это (как предстоит убедиться далее) – очень большие изменения реактивности, проявление которых может создать *ядерно-опасные ситуации*.

10.1.3. Температурный коэффициент реактивности реактора (ТКР)

Второй мерой воздействия температуры на реактивность реактора является величина *температурного коэффициента реактивности реактора*.

Температурный коэффициент реактивности реактора при данной средней температуре теплоносителя t_T – это изменение реактивности реактора при его разогреве на 1°C сверх этой температуры.

Величина ТКР обозначается как $\alpha_t(t_T)$ и измеряется в 1/°C или в %/°C.

Обратим внимание на то, что кривые ТЭР в некоторых интервалах средних температур теплоносителя имеют *восходящий*, а в некоторых – *убывающий* характер. Интенсивность возрастания или убывания величины ТЭР (и особенно в зоне рабочих средних температур теплоносителя) не может не интересовать практика, так как это – *ответная реакция реактора на каждый градус изменения температуры в его активной зоне*, которую оператор для поддержания постоянного уровня мощности *обязан скомпенсировать* (вручную или с помощью средств автоматики) путём введения в активную зону подвижных поглотителей или, наоборот, извлечения их из зоны.

Предположим, реактор разогревается от некоторой температуры t_{T1} до более высокой температуры t_{T2} на $\Delta t_T = t_{T2} - t_{T1}$ градусов, и при этом температурное изменение реактивности реактора составило $\Delta \rho_t = \rho_t(t_{T2}) - \rho_t(t_{T1})$. Следовательно, среднее температурное изменение реактивности реактора на каждый градус этого интервала составит

$$\bar{\alpha}_t = \frac{\Delta \rho_t}{\Delta t_T} \quad \frac{\%}{^\circ\text{C}}$$

Но это – только *средняя* величина изменения функции $\rho_t(t_T)$ в указанном интервале изменения температур. *Локальное* же значение этой величины (то есть её значение не в каком-то интервале, а при конкретном значении температуры t_T) должно, очевидно, находиться как предел отношения $\Delta \rho_t$ к Δt_T при стремлении последнего к нулю:

$$\alpha_t(t_T) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \rho_t}{\Delta t_T} = \frac{\partial \rho_t}{\partial t_T}, \quad (10.1.3)$$

то есть получается, что локальная величина температурного коэффициента реактивности $\alpha_t(t_T)$ при любой рассматриваемой температуре t_T – есть не что иное как первая производная функ-

ции температурного эффекта реактивности по средней температуре. Вот почему температурный коэффициент реактивности называют *дифференциальной* мерой оценки влияния температуры на реактивность, в отличие от температурного *эффекта* реактивности

$$\rho_t(t_T) = \int_{20^\circ}^{t_T} \alpha_t(t_T) \cdot dt_T, \quad (10.1.4)$$

который является *интегральной мерой* оценки этого влияния.

Так как первая производная функции, как известно, интерпретируется тангенсом угла наклона касательной в рассматриваемой точке её графика, то *положительный* знак α_t при рассматриваемой температуре t_T в интервале температур около t_T с ростом температуры *возрастает*, а если $\alpha_t < 0$, то, наоборот, *убывает*.

Следовательно, на кривых ТЭР I и II типов, изображённых на рис.10.1, в интервалах температур от 20°C до температур, соответствующих максимумам величины ТЭР, величины α_t *положительны*, а во всём остальном диапазоне температур – *отрицательны*. В точках максимума величина $\alpha_t = 0$ (как и полагается производной любой функции в точках её экстремума). На кривой ТЭР III типа величина $\alpha_t < 0$ во всём диапазоне изменения средних температур теплоносителя.

Оператору довольно часто приходится оценивать температурные изменения реактивности при сравнительно небольших (в пределах нескольких градусов) изменениях средней температуры (Δt_T). Кривой ТЭР в этом случае пользоваться неудобно, поскольку она чаще всего вычерчивается в довольно крупном масштабе ($5 \div 10^\circ\text{C}$ на одно деление по оси температур), и попытка визуально снять с кривой ТЭР малое изменение интегральной эффективности может обернуться большой относительной погрешностью из-за недостаточной остроты зрения или недостаточного качества исполнения графика кривой ТЭР. В этом случае для более или менее точного нахождения величины $\Delta \rho_t$ пользуются свойством монотонных функций, что в небольших интервалах изменения аргумента любая монотонная *нелинейная* зависимость мало отличается от *линейной*. И находят температурное изменение реактивности по формуле:

$$\Delta \rho_t \approx \alpha_t(t_T) \cdot \Delta t_T \quad (10.1.5)$$

Разумеется, для этого нужно знать величину α_t при температуре t_T . Поэтому для нахождения $\Delta \rho_t$ при небольших (менее 10°C) изменениях средних температур теплоносителя пользуются формулой (10.1.5), а при больших изменениях температур, в пределах которых нелинейностью функции пренебрегать нельзя, – формулой (10.1.2).

10.2. Условие устойчивости работы энергетического реактора на мощности

С понятием *устойчивости* встречаются едва ли не в любой области человеческой любознательности, особенно – в технических её областях.

Например, устойчивость корабля (в морской терминологии именуемая *остойчивостью*): остойчивость корабля – это его способность плавать в прямом ненаклонённом положении, сопротивляться действию внешних сил, стремящихся вывести корабль из этого положения, и возвращаться вновь к этому положению после прекращения действия возмущающих сил.

Представьте себе стоящее на якоре судно: при отсутствии возмущающих сил (например, при отсутствии дующего в борт ветра) оно стоит прямо, без крена. Подул слабый ветерок – судно накренилось на небольшой угол в направлении действия силы ветра и *осталось в этом положении*, сопротивляясь кренящему моменту. Ветер стал дуть сильнее – судно накренилось на больший угол, вновь сохранив устойчивое наклонённое положение (правильная конструкция позволяет судну создавать при крене *восстанавливающий момент, равный по величине кренящему моменту и компенсирующий его*, благодаря чему судно сохраняет устойчивое наклонённое положение при любых углах крена и *не опрокидывается*).

Аналогичным свойством обладает и правильно спроектированный реактор. Ему тоже *присуща* способность длительно устойчиво работать в критическом режиме (на постоянном уровне мощности) при отсутствии возмущений реактивности. Ему тоже *свойственно* при возмущении по реактивности *переходить* в состояние критичности на новом уровне мощности и *возвращаться* в

состояние критичности на исходном уровне мощности после прекращения действия возмущения.

Устойчивость энергетического реактора – это его способность при случайных возмущениях реактивности постоянной величины переходить в критическое состояние на новом уровне мощности, а после снятия возмущения – возвращаться в критическое состояние на исходном уровне мощности.

Рассмотрим, какие процессы происходят в реакторе после воздействия на него случайных возмущений реактивности постоянной величины, и за счёт чего обеспечивается столь важное для нас свойство его устойчивости.

Возьмём для рассмотрения любой конкретный реактор, характеризуемый определённой кривой ТЭР (например, кривой III типа). Допустим, что такой реактор разогрет до номинальной средней температуры и работает в критическом режиме ($k_z = 1$, $\rho = 0$) на небольшом уровне мощности N_{p0} , и в некоторый момент он получает случайное возмущающее воздействие положительной реактивности $\rho(t) = idem = \rho^*$ постоянной величины.

Сообщение реактору $\rho^* > 0$, разумеется, делает изначально критический реактор *надкритическим*, то есть его *мощность начинает расти*. При постоянном расходе охлаждающего активную зону теплоносителя в силу законов теплопередачи с ростом мощности *начинает расти средняя температура теплоносителя* в реакторе.

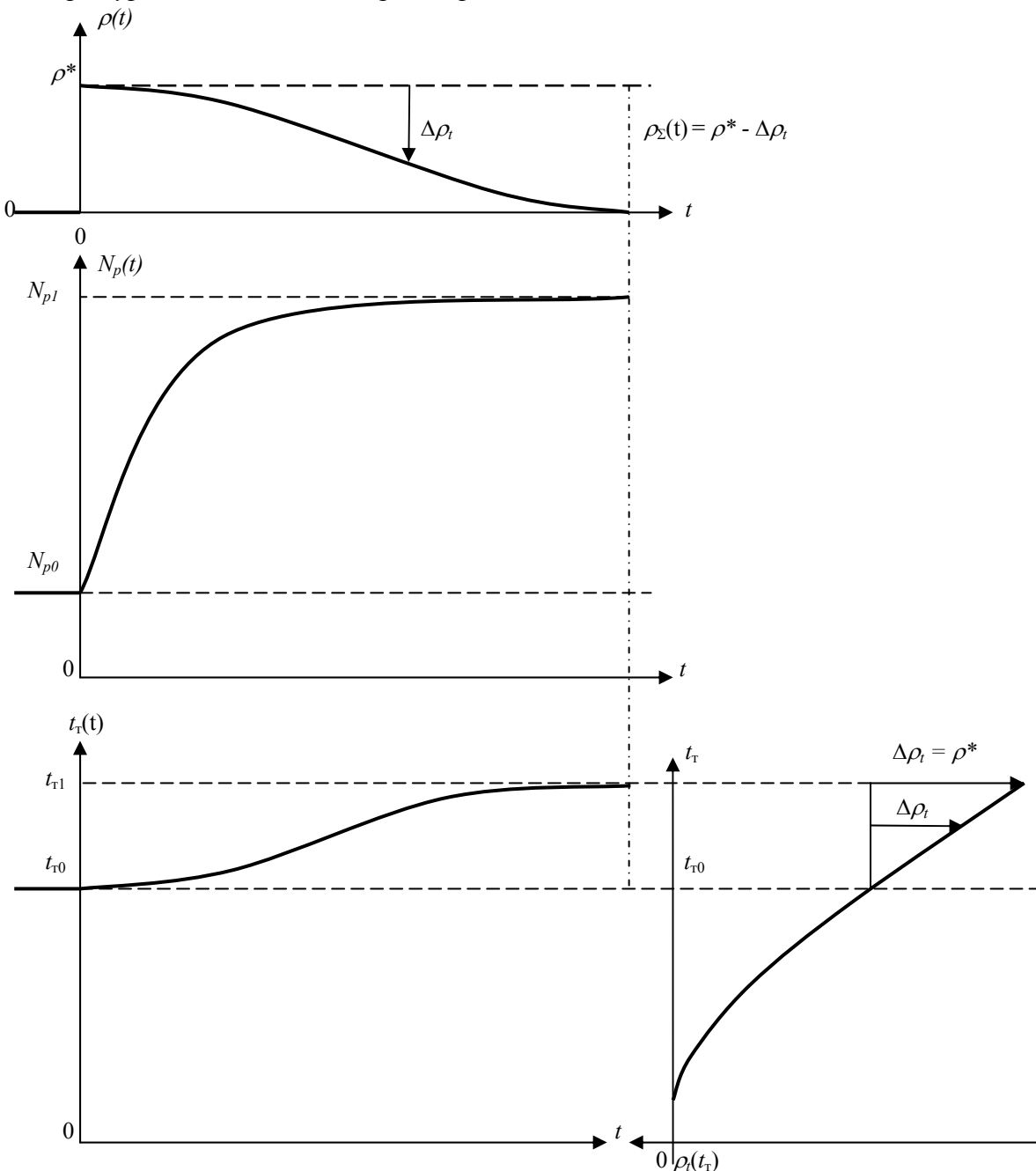


Рис.10.2. Переходные процессы изменений реактивности, тепловой мощности и средней температуры теплоносителя в реакторе с отрицательным ТКР после возмущения положительной реактивностью ρ^* .

*) Расположенная в правом нижнем углу кривая ТЭР ради более наглядной согласованности с графиком переходного процесса изменений средней температуры теплоносителя повернута под углом 90° .

По мере роста мощности и средней температуры растёт величина отрицательного температурного изменения реактивности реактора, которая по мере своего увеличения всё более и более уменьшает суммарную величину положительной реактивности, сообщённой реактору:

$$\rho_{\Sigma} = \rho^* - \Delta\rho_t.$$

Следовательно, в процессе роста мощности и средней температуры когда-то должен наступить такой момент, когда отрицательные температурные потери реактивности $\Delta\rho_t$ сравняются по абсолютной величине с величиной положительной реактивности ρ^* , первоначально сообщённой реактору, и величина суммарной воздействующей на реактор реактивности стане равной нулю. То есть реактор *станет критичным на достигнутом к этому моменту уровне мощности, и дальнейший рост мощности и связанный с ним рост средней температуры теплоносителя прекратятся*.

Таким образом, первый признак устойчивости реактора, упомянутый в её определении, выполнен, и из проделанных рассуждений следует, что этим свойством реальный реактор обязан тому, что в процессе роста его мощности и средней температуры в нём вырабатывается отрицательная реактивность температурного происхождения, которая постепенно «съедает» величину положительного возмущения сообщённой реактору реактивности ρ^* .

А теперь посмотрим, как обстоит дело с выполнением второго признака устойчивости, а именно – с возвращением реактора на первоначальный уровень мощности после снятия величины положительного возмущения ρ^* .

Теперь, когда реактор критичен на мощности N_{pl} (то есть его реактивность равна нулю), снять положительную реактивность ρ^* – это то же самое, что сообщить реактору *отрицательную реактивность такой же величины*. И вряд ли стоит рисовать систему графиков, подобную изображённым на рис.10.2, чтобы сообразить, что все переходные процессы изменений реактивности, мощности и средней температуры *будут происходить в обратной последовательности*. Сообщение первоначально критичному на мощности N_{pl} отрицательной реактивности ($-\rho^*$) делает реактор подкритическим, в результате чего он начинает *снижать* нейтронную и тепловую мощность. Снижение мощности при постоянном расходе теплоносителя приведёт к *уменьшению средней температуры теплоносителя*, что, в свою очередь, приведёт к температурному высвобождению *положительной* реактивности, которая, алгебраически складываясь с отрицательной реактивностью ($-\rho^*$), приводит к всё большему и большему уменьшению абсолютной величины суммарной реактивности ρ_{Σ} , которое неминуемо закончится тем, что последняя упадёт до нуля (при возрастании $\Delta\rho_t$ до $|\rho^*|$), и это случится именно в тот момент, когда мощность реактора и средняя температура теплоносителя в нём снизятся до исходных значений (N_{p0} и t_{t0} соответственно).

Теперь вернёмся к *условию устойчивости* реактора. Для приведенных рассуждений была взята кривая ТЭР *реального* реактора III типа, но с таким же успехом можно было бы взять кривую ТЭР I или II типа. Для кривых ТЭР всех трёх типов характерным является то, что *все они имеют в зоне рабочих средних температур теплоносителя убывающий характер*.

А если бы было по-другому? Если бы кривая ТЭР имела в этой зоне *восходящий* вид?

- При сообщении первоначально критическому реактору положительного возмущения ρ^* реактор, становясь надкритическим, увеличивает мощность и среднюю температуру теплоносителя. С ростом температуры при возрастающем характере кривой ТЭР начинает *высвобождаться температурная положительная реактивность $\Delta\rho_t$* , которая, добавляясь к величине ρ^* , *увеличивает* суммарную величину воздействующей на реактор положительной реактивности. Реактор начинает увеличивать мощность и среднюю температуру всё более и более возрастающим темпом, что приведёт к ещё большему темпу высвобождения положительной температурной реактивности, а последняя – к ещё большему темпу роста мощности и средней температуры... Чем это может без вмешательства человека закончиться – нетрудно себе представить: активная зона от перегрева

твэлов будет разрушена. Реактор с такой кривой ТЭР, конечно же, не будет устойчивым. Приводя три характерных для энергетических ВВР кривых ТЭР, мы не делали замечаний о том, что кривая ТЭР принципиально может иметь и чисто восходящий характер. Потому, что, как теперь должно быть ясно, реактор с такой температурной характеристикой попросту *не имеет право на существование*.

Следовательно:

Условием устойчивости энергетического реактора является падающий характер кривой ТЭР в зоне рабочих средних температур или (выражаясь более профессионально) – отрицательность величины ТКР в этой зоне.

Конечно, обеспечить отрицательность и оптимальную величину ТКР реактора в течение всей кампании – задача конструкторов-расчётчиков активной зоны. Удел эксплуатационников – *следить* в течение всей кампании за тем, чтобы величина отрицательного ТКР не вышла за определённые пределы. Потому, что даже отрицательность величины ТКР в зоне рабочих средних температур не даёт гарантий обеспечения *практической устойчивости* работы реактора, которая определяется не только знаком ТКР (отрицательность ТКР – это только *необходимое условие устойчивости*), но и его абсолютной величиной.

Величина ТКР не может быть слишком малой. Какой смысл говорить, о принципиальной устойчивости реактора, который при умеренном положительном возмущении $\rho^* = 0.15\%$ прекратит увеличение мощности лишь тогда, когда она достигнет 200% от номинальной, а средняя температура теплоносителя вырастет выше 350°C? Такой реактор без внешнего вмешательства в его работу (со стороны оператора или системы автоматического регулирования мощности – безразлично) опасен почти так же, как и реактор с положительным температурным коэффициентом реактивности. Поэтому малый по абсолютной величине ТКР явно недостаточен для обеспечения практической устойчивости реактора.

Предположим далее, что удалось создать реактор с очень большим по абсолютной величине отрицательным ТКР в зоне рабочих температур. В этом случае увеличение средней температуры даже на 2 – 3 °C сопряжено с появлением большой температурной отрицательной реактивности, а, значит, даже для небольшого повышения мощности реактора потребуется затрачивать для компенсации этих потерь реактивности большие величины *оперативного запаса* реактивности реактора. Значит, и большой отрицательный ТКР – не хороший фактор, сковывающий маневренные свойства реактора. Но и это ещё – полбеда: в определённых условиях большой отрицательный ТКР может стать *источником ядерной опасности*. Достаточно представить себе ситуацию, связанную с резким охлаждением активной зоны (например, за счёт «заброса» в реактор относительно холодного теплоносителя): в результате резкого (даже небольшого по величине) падения средней температуры в активной зоне в этом случае будет практически без запаздывания высвобождена *большая величина положительной реактивности*, причём в течение столь малого промежутка времени, что введением подвижных поглотителей в активную зону скомпенсировать эту реактивность можно, попросту говоря, не успеть.

Следовательно, абсолютная величина отрицательного ТКР в зоне рабочих температур должна быть не малой и не большой, она должна быть *оптимальной* для данного типа реактора с учётом оперативных возможностей его органов СУЗ, требующейся для практики использования РУ *маневренности*, располагаемого оперативного запаса реактивности и некоторых других факторов.

Ещё раз подчеркнём то, о чём не имеет права забывать оператор РУ: обеспеченный в начале кампании отрицательный ТКР изменяет свою величину в процессе кампании. Значит, для того, чтобы пользоваться в расчётах *достоверными* данными, необходимо с должной регулярностью проводить физические измерения и уточнять температурные характеристики реактора.

Наконец, несмотря на обеспеченный расчётчиками отрицательный ТКР, для того, чтобы не выйти за пределы устойчивости, следует *ограничивать величины разовых введений положительных реактивностей*. Реактор – не ванька-встанька, способный подняться в вертикальное положение после толчка любой силы; чем меньшие по величине толчки положительных реактивностей он испытывает, тем лучше для него во всех отношениях. И, в первую очередь, - в отношении устойчивости его работы.

10.3. Чем определяется форма кривой ТЭР реактора?

После сказанного относительно роли ТКР в обеспечении устойчивости работы реактора естественен вопрос: за счёт чего можно добиться отрицательного ТКР требуемой величины?

Температурные изменения реактивности реактора – это по существу изменения его эффективных размножающих свойств, измеряемых величиной эффективного коэффициента размножения, так как величина реактивности реактора

$$\rho = \frac{k_{\text{э}} - 1}{k_{\text{э}}}$$

при очень близких к единице величинах $k_{\text{э}}$ (что действительно в процессе реальной эксплуатации реакторов) – *прямая* функция от $k_{\text{э}}$ (чем больше величина $k_{\text{э}}$, тем больше величина ρ); более того, в таких условиях функция $\rho(k_{\text{э}})$ – практически *прямо пропорциональная* (во сколько раз больше $k_{\text{э}}$ – во столько же раз больше ρ).

Поэтому вопрос, будет ли функция ТЭР $\rho(t)$ с ростом температуры возрастать или убывать, равнозначен вопросу о том, будет ли возрастать или убывать при тех же температурных изменениях величина $k_{\text{э}}$. Иначе говоря, *форма* зависимостей $\rho(t)$ и $k_{\text{э}}(t)$ – *одинакова*, и *графики* этих зависимостей имеют *одинаковый качественный вид*.

Величина эффективного коэффициента размножения, как известно, представляется в виде произведения шести сомножителей:

$$k_{\text{э}} = \eta \varepsilon \varphi \theta p_3 p_{\text{т}},$$

температурная зависимость у каждого из которых – своя, а потому вклад каждого из них в общий эффект температурного изменения величины $k_{\text{э}}$ (а, значит, и в общий ТЭР) *неодинаков*.

Возьмём, к примеру, коэффициент размножения на быстрых нейтронах (ε). Его величина в тепловых энергетических реакторах «зажата» в очень узких пределах (от 1.03 до 1.05), и каков бы ни был характер температурных изменений $\varepsilon(t)$, она не выходит за рамки этих пределов. Наименьшее значение ε (каким бы оно ни было) всегда будет соответствовать «холодному» реактору, наибольшее – разогретому до максимальной температуры теплоносителя из интервала рабочего диапазона. Значит, в диапазоне полного разогрева реактора *относительное увеличение ε не превышает 2%*. На те же 2% возрастут и величины $k_{\text{э}}$ и ρ вследствие температурного возрастания ε в *этом диапазоне разогрева* теплоносителя в реакторе. Поэтому температурным изменением ε (по крайней мере, при анализе в первом приближении) можно пренебречь.

Или константа η для реактора в начале кампании. Ранее отмечалось (см. п.7.1), что величина константы η ; в реальном интервале изменений температур топлива изменяется в очень узких пределах, отличающихся лишь на несколько единиц в четвёртом знаке после десятичной запятой. Поэтому и температурным изменением $\eta(t)$ в начале кампании в первом приближении также можно пренебречь.

Можно на подобных основаниях исключить из рассмотрения слабую температурную зависимость величины вероятности избежания утечки тепловых нейтронов $p_{\text{т}}(t)$, величина которой при наличии в реакторе отражателя эффективной толщины всегда (при любых температурах) выше 0.99, и, следовательно, при любых изменениях температур активной зоны её относительное изменение не превысит 1%.

Можно, наконец, в первом приближении пренебречь и температурной зависимостью вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов, величина которой (равная $p_3 = \exp(-B^2 \tau_v)$) даже при существенных температурных изменениях возраста тепловых нейтронов в *больших* реакторах (к которым, безусловно, относятся реакторы АЭС) уменьшается с ростом температуры теплоносителя не более, чем на 1%.

*Чего никак нельзя сказать о температурных зависимостях двух оставшихся сомножителей величины эффективного коэффициента размножения – коэффициента использования тепловых нейтронов (θ) и вероятности избежания резонансного захвата (φ): обе эти величины даже при относительно небольшом изменении средней температуры активной зоны изменяются *очень существенно*, причём изменяются в *разные стороны*: зависимость $\theta(t)$ с ростом температуры является*

возрастающей, а зависимость $\varphi(t)$ – наоборот – убывающей (рис.10.3):

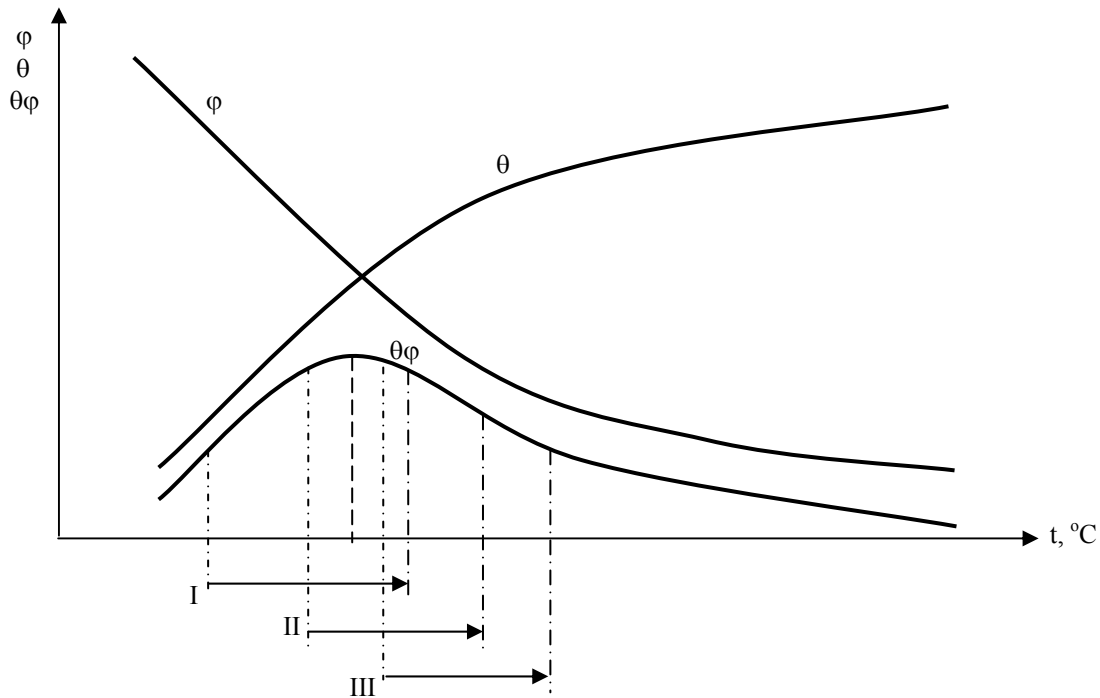


Рис.10.3. К пояснению качественной зависимости формы кривой ТЭР от формы температурной зависимости произведения $\theta\varphi$.

*) Такие кривые температурного изменения величины произведения $\theta\varphi$ (и, следовательно, и соответствующие им формы кривой ТЭР) могут быть получены экспериментально при медленном разогреве реактора от постороннего источника тепла (настолько медленном, чтобы средняя температура топлива успевала «вплотную» следовать за средней температурой теплоносителя).

Крутизна изменения кривых $\theta(t)$ и $\varphi(t)$ при заданных размерах активной зоны реактора определяется только совокупностью материалов, из которых скомпонована активная зона. Причём θ определяется в большей степени *поглощающими и диффузионными свойствами* среды активной зоны, то есть практически *относительной насыщенностью активной зоны поглотителями тепловых нейтронов* (числом ядер сильных поглотителей тепловых нейтронов, приходящихся на одно ядро ^{235}U) и *относительной насыщенностью её замедляющими материалами* (так как они в гетерогенном реакторе *тоже* определяют диффузионные свойства среды активной зоны). Чем больше активная зона насыщена поглотителями тепловых нейтронов, тем ниже значение θ при 20°C и тем более полого поднимается кривая $\theta(t_r)$ с ростом температуры t_r . Поэтому, варьируя соотношением топливных, поглощающих и замедляющих материалов активной зоны, можно подобрать форму кривой $\theta(t_r)$, тем самым определяя в нужной степени и форму кривой реактора.

Величина φ определяется соотношением количеств резонансного поглотителя (главным образом, ^{238}U) и замедлителя в активной зоне. То есть в реакторах АЭС, которым свойственно использование топлива низких обогачений, она больше зависит от рода и количества применяемого замедлителя, чем от величины обогачения топлива. Чем выше насыщенность активной зоны замедлителями, тем выше значение φ при 20°C и тем круче снижается с ростом температуры теплоносителя кривая $\varphi(t_r)$. Значит, и здесь есть возможность, варьируя величиной уран-водного отношения, задавать форму кривой $\varphi(t_r)$, влияющей на форму кривой ТЭР.

Наконец, поскольку величины φ и θ определяются не только температурой замедлителя-теплоносителя, но и температурой топлива, формы зависимостей $\theta(t_r)$ и $\varphi(t_r)$ должны зависеть ещё и от того, *на какую топливную композицию рассчитывается реактор (высокотемпературную или низкотемпературную)*. Чем выше расчётная рабочая температура топлива, тем больше она отличается от средней температуры теплоносителя, и *тем круче изгибается вниз* зависимость $\varphi(t_r)$ за счёт действия эффекта Доплера в зоне разогрева и в зоне рабочих средних температур теплоносителя. И чем выше температура топлива, тем выше пойдёт кривая $\theta(t_r)$ за счёт температурной разблокировки твэлов (то есть за счёт более резкого температурного уменьшения коэффициента эк-

ранировки F). Температурная зависимость произведения $\theta\varphi = f(t)$, как видно из рис.10.3, имеет максимум, положение которого в температурном интервале разогрева реактора по существу и определяет форму кривой ТЭР:

- если активная зона сконструирована из таких материалов, что максимум произведения $\theta\varphi = f(t)$ лежит *намного правее* 20°C (во второй половине температурного интервала разогрева реактора), то такому реактору будет соответствовать *кривая ТЭР I типа* (произведение $\theta\varphi = f(t)$, величины $k_3(t)$ и $\rho(t)$ вначале растут, достигая максимума, а затем снижаются но так, что при номинальной температуре теплоносителя они не опускаются до начальных своих значений при $t_t = 20^\circ\text{C}$);

- если реактор собран из таких материалов, что максимум зависимости $\theta\varphi = f(t)$ находится в первой половине интервала разогрева (практически ниже температуры $130 - 140^\circ\text{C}$), такому реактору будет свойственна *кривая ТЭР II типа* (произведение $\theta\varphi = f(t)$, величины $k_3(t)$ и $\rho(t)$ вначале растут, достигая максимума, а затем снижаются но так, что при номинальной рабочей температуре теплоносителя они падают ниже начальных своих значений при $t_t = 20^\circ\text{C}$);

- если подбор материалов активной зоны реактора таков, что максимум зависимости $\theta\varphi = f(t)$ *отсутствует*, этот реактор будет обладать температурной характеристикой реактивности *III типа* – кривой ТЭР, монотонно убывающей во всём интервале средних температур теплоносителя.

Конечно, такой ответ на вопрос о факторах, определяющих форму кривой ТЭР, не блещет инженерной определённой. Для конструктора нужны более однозначные сведения: из каких материалов, с какими их свойствами, в каких их соотношениях и как строить активную зону реактора с оптимальной кривой ТЭР, с отрицательным ТКР нужной величины в зоне рабочих температур.

Эксплуатационника больше волнуют вопросы:

- Как меняется форма кривой ТЭР и величина ТКР в процессе кампании?
- В какую сторону в процессе кампании меняется величина ТКР? (с подтекстом: надо ли ждать *опасного* уменьшения абсолютной величины ТКР или, того хуже, изменения знака величины ТКР на положительный?).
- Какими средствами можно в условиях нормальной эксплуатации воздействовать на величину ТКР, чтобы поддерживать её в оптимальных пределах?

10.4. Условные составляющие ТЭР и ТКР

10.4.1. **Плотностная и ядерная составляющие ТЭР.** Величина ТЭР, как отмечалось, является сложной комбинацией температурных зависимостей $\eta, \varepsilon, \varphi, \theta, B^2, \tau, L^2$. Каждая из этих величин является в конечном счёте сложной функцией различных *макроскопических сечений* компонентов активной зоны реактора по отношению к быстрым, замедляющимся и тепловым нейтронам. Следовательно, суммарная температурная зависимость реактивности реактора (= ТЭР) в конечном счёте определяется сложной совокупностью температурных зависимостей макросечений компонентов активной зоны.

Но величина любого макросечения есть произведение соответствующего эффективного *микросечения* на величину *ядерной концентрации* компонента, следовательно:

$$\Sigma_j^i(t) = \sigma_j^i(t) \cdot N_i(t) = \sigma_j^i(t) \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \gamma_i(t)$$

совокупная температурная зависимость реактивности реактора от температуры сводится к совокупности температурных зависимостей величин различных микросечений (характеристик *ядерных свойств* среды активной зоны) и температурных зависимостей *плотностных свойств материалов активной зоны*.

В таком представлении, используя известный математический приём, полную величину ТЭР при любой рассматриваемой температуре можно разделить на две условные составляющие:

$$\rho_i(t) = \rho[\gamma_i(t)]_{\parallel \sigma_j^i = idem} + \rho[\sigma_j^i(t)]_{\parallel \gamma_i = idem} \quad (10.4.1)$$

Первая составляющая ТЭР, а именно:

Изменение реактивности реактора при его разогреве от 20°C до рассматриваемой температуры t , обусловленное температурным изменением плотности материалов

активной зоны, взятое при условии независимости от температуры величин микросечений компонентов активной зоны, называют плотностной составляющей температурного эффекта или просто - плотностным ТЭР (кратко – ПТЭР, обозначение - ρ_t^γ).

Вторая составляющая – наоборот:

Изменение реактивности реактора при его разогреве от 20°C до рассматриваемой температуры t , обусловленное температурным изменением микросечений компонентов активной зоны, взятое при условии независимости от температуры величин плотностей материалов активной зоны, называют ядерной составляющей температурного эффекта или просто - ядерным ТЭР (кратко – ЯТЭР, обозначение ρ_t^σ).

$$\text{То есть} \quad \rho_t(t) = \rho_t^\gamma(t) + \rho_t^\sigma(t). \quad (10.4.2)$$

Точно так же можно рассуждать и величине температурного коэффициента реактивности и представить его в виде суммы аналогичных условных составляющих:

$$\alpha_t(t) = \alpha_t^\gamma(t) + \alpha_t^\sigma(t). \quad (10.4.3)$$

Подчеркнём ещё раз: обе составляющие ТЭР (ТКР) являются *условными*. Ибо невозможно себе представить, разогрев реактора приводил только к температурному изменению плотности его материалов, не затрагивая при этом величин микросечений, или, наоборот, - к избирательному температурному изменению величин микросечений компонентов без температурных изменений плотности материалов реактора. Так не бывает, и оба канала температурного влияния на реактивность реактора действуют всегда вместе и синхронно.

Практическая полезность разделения ТЭР (ТКР) на плотностную и ядерную составляющие состоит в том, что вычисление величин каждой из них для конкретного реактора при любой температуре – намного проще и выполняется с существенно меньшими затратами вычислительного труда, чем расчёт всего ТЭР (ТКР) в целом.

Однако, использование этого приёма даёт пищу для анализа и инженеру-эксплуатационнику реакторной установки.

10.4.2. Условия преимущественного проявления ПТЭР и ЯТЭР в реакторе. Несмотря на замечание о невозможности раздельного проявления ПТЭР и ЯТЭР, в практике эксплуатации энергетического реактора могут иногда создаваться условия, когда составляющие ТЭР проявляются одиночным порядком - если и не в чистом виде, то, по крайней мере, *преимущественно*.

Для того, чтобы понять, о чём идёт речь, надо вначале чётко себе уяснить, что плотностная составляющая ТЭР в ВВЭР *практически полностью определяется присутствием в активной зоне воды* (остальные материалы активной зоны – твёрдые вещества, у которых величины объёмных температурных коэффициентов расширения по крайней мере на три порядка меньше, чем у воды; поэтому температурное уменьшение плотности всех материалов, кроме воды, столь мало, что может вообще не приниматься во внимание). Более того, *ядерная составляющая ТЭР от присутствия воды в активной зоне должна быть очень мала*, так как стандартное микросечение поглощения воды на три порядка величины меньше, чем микросечение поглощения урана-235 (0.66 и 680.9 *барн* соответственно). Следовательно, при одинаковом разогреве топлива и воды в ВВЭР абсолютный вклад воды в температурное изменение поглощающей способности всей активной зоны останется примерно на три порядка меньшим, чем вклад топлива. А если учесть, что в энергетическом реакторе топливо изменяет свою температуру в существенно более широких пределах, чем вода, то в действительных условиях вклад воды в ядерную составляющую ТЭР будет ещё меньшим, чем при одинаковом разогреве топлива и воды. Сечения поглощения воды по отношению к быстрым и резонансным нейтронам от температуры практически не зависят, как почти не зависят и величины микросечений рассеяния.

Вот и получается, что плотностной ТЭР в ВВЭР *практически полностью определяется присутствием в активной зоне воды*. Это касается не только ВВЭР, но и реакторов типа РБМК, поскольку и в них вода является единственным веществом в активной зоне, которое с температурой существенным образом изменяет свою плотность.

Ядерный ТЭР, наоборот, в силу указанных причин связан, главным образом, с наличием в активной зоне *топлива*: температурное изменение поглощающей способности активной зоны по

отношению к тепловым нейтронам более всего определяется температурным изменением величин микросечений поглощения урана-235, плутония-239 и некоторыми сильно поглощающими тепловые нейтронами продуктами деления (^{135}Xe , ^{149}Sm), которые в процессе работы реактора *удерживаются внутри твэлов*, то есть вместе с топливом; эффективные микросечения захвата замедляющихся (в том числе и резонансных) нейтронов также определяются величиной температуры топливной композиции и практически не связаны с температурой воды.

Поэтому в процессе медленного (со скоростью не выше $10^\circ\text{C}/\text{час}$) разогрева реактора от стороннего источника тепла, когда средняя температура топлива практически «градус в градус» следует за медленно возрастающей средней температурой теплоносителя, а реактор поддерживается в состоянии критичности на минимально контролируемом уровне мощности ($\sim 10^{-4} \div 10^{-3} \% N_p^{\text{ном}}$), то есть когда «ядерного» тепла практически нет, - в таких условиях измеренная величина температурного эффекта реактивности при любой средней температуре теплоносителя будет представлять собой практически *одну плотностную составляющую ТЭР*. (Забегая вперёд, стоит отметить, что методика *экспериментального* измерения температурного коэффициента реактивности *теплоносителя* перед вводом реактора в кампанию основана на создании именно таких условий для физических измерений).

При изменениях же уровня мощности реактора типа ВВЭР, разогретого до номинальной средней температуры теплоносителя, наоборот, практически «в чистом виде» имеет место проявление *ядерной составляющей ТЭР*, так как величина средней температуры теплоносителя при маневрах мощности реактора практически не изменяется (или, если изменяется, то очень незначительно). Так как средняя температура теплоносителя остаётся практически постоянной, то практически постоянной остаётся и средняя величина плотности воды, а при нулевом изменении плотности воды нулевым будет и *плотностное изменение реактивности ВВЭР*. А, значит, полное температурное изменение реактивности реактора будет практически целиком определяться *ядерной составляющей ТЭР*, которая имеет место вследствие изменений *средней температуры топлива* при изменениях тепловой мощности реактора. Ибо изменение тепловой мощности реактора при постоянстве величины расхода теплоносителя возможно только за счёт изменения *температурного напора* от топлива к ядру потока теплоносителя:

$$N_p = \bar{k} \cdot F \cdot \Delta \bar{t} = \bar{k} \cdot F \cdot (\bar{t}_{\text{мк}} - \bar{t}_{\text{ми}}),$$

то есть при постоянстве средней температуры теплоносителя $\bar{t}_{\text{ми}}$ - только за счёт изменения средней температуры топливной композиции $\bar{t}_{\text{мк}}$ в твэлах реактора.

Отсюда следует, между прочим, важный для оператора вывод:

Величины ядерного ТКР, экспериментально измеренные у конкретного реактора на разных уровнях мощности даже при одинаковой средней температуре теплоносителя, будут различными.

Объясняется это просто. Во-первых, каждому уровню тепловой мощности реактора даже при постоянном расходе теплоносителя и даже при постоянной средней температуре теплоносителя *соответствует своё значение средней температуры топливной композиции*. Во-вторых, при определяемом законом теплопроводности распределении температур по радиусу твэла различные компоненты топливной композиции *по-разному изменяют* с каждым градусом изменения температуры *величины своих микросечения поглощения* (^{235}U и ^{239}Pu , в отличие от ^{238}U , не подчиняются закону « $1/v$ » и отклоняются от этого закона в разные стороны и в различной степени, вследствие чего величина среднего эффективного выхода нейтронов деления η с ростом температуры топлива уменьшается всё более и более резко). В-третьих, Доплер-эффект с ростом температуры топливной композиции влияет на величину вероятности избежания резонансного захвата ϕ всё более и более сильно, и характер температурного уменьшения ϕ получается тоже *нелинейным*.

Второй вывод тоже не из приятных:

Отрицательная величина ядерного ТКР изменяется в процессе кампании.

Поэтому обоснованным является опасение, как бы столь важная характеристика реактора,

как отрицательный ядерный ТКР (основа общего отрицательного ТКР = основа устойчивости работы реактора на мощности) не «выскочила» бы за пределы, гарантирующие устойчивость реактора. Сказанное вынуждает эксплуатационников:

- регулярно проводить физические измерения с целью проверки действительной величины отрицательного ТКР на данный момент кампании;
- искать новые корректные методики экспериментального определения величины ТКР *в рабочих условиях* (далее увидим, что существующие методики далеки от совершенства).

10.5. Мощностной ТЭР (ТКР) реактора

Энергетический реактор, хотя и может служить объектом для множества академических рассуждений по поводу некоторых его физических характеристик, создаётся для более утилитарной цели – получения энергии.

Поэтому, хотя эксплуатирующим его людям небезразличны теоретические головоломки, служащие «предметом трепетных раздумий» для теоретиков и проектантов, степень интереса у них к теории совсем не та, что у проектантов. Добровольный интерес эксплуатационника к теории обусловлен не только естественным стремлением к глубокой эрудиции. Он подогревается желанием проникнуть в замыслы создателей эксплуатируемого ими реактора для того, чтобы в них найти ответы на естественные прагматические вопросы типа: *почему это сделано так, а не иначе? какой в этом смысл, и какой от этого выигрыш?*

И это понятно: эксплуатационник в процессе своей работы обязан думать о более *практических* вещах – о режимах работы, параметрах и характеристиках, о безопасности и эффективности и т.п. И чем меньшим числом устойчивых в процессе кампании рабочих характеристик обеспечивается безопасная эксплуатация реактора, тем проще работа оператора реакторной установки, поскольку неизменные при эксплуатации характеристики требуют меньшего контроля с его (оператора) стороны. В полном соответствии с известным философским принципом Оккама: *не изобретай новых сущностей, если можно обойтись без них.*

Но вернёмся к температурному эффекту. Если уж есть такой феномен и если он так важен, есть смысл задуматься над вопросом: *в каких случаях жизни ТЭР действительно важен?*

Во-первых, ТЭР важен не столько при разогреве реактора (хотя и это нельзя игнорировать), сколько при работе реактора в энергетических режимах, так как именно в них величина отрицательного ТКР обеспечивает нужные устойчивость и регулируемость реактора. Во-вторых, важные для нас температурные изменения реактивности в работающем реакторе и возникают, по сути дела, *именно при изменениях уровня мощности реактора*. Поэтому для эксплуатационника было бы вполне достаточным (и намного более простым) иметь только одну рабочую характеристику реактора – зависимость реактивности от тепловой мощности $\rho = f(N_p)$. Такая характеристика действительно имеется. Аналогично определению ТЭР:

Мощностным эффектом реактивности реактора на данном уровне его мощности (N_p) называют величину изменения реактивности, возникающего в разогретом до номинальной средней температуры теплоносителя реакторе вследствие подъёма его тепловой мощности от 0 (от МКУМ) до данного уровня N_p .

И аналогично определению ТКР:

Мощностным коэффициентом реактивности реактора на данном уровне его тепловой мощности называется изменение реактивности в разогретом до номинальной средней температуры теплоносителя реакторе при подъёме его тепловой мощности на 1 МВт сверх данного уровня.

МЭР и МКР обозначаются соответственно $\rho_N(N_p)$ и $\alpha_N(N_p)$ и измеряются соответственно в % и %/МВт. Они (как и ТЭР с ТКР) представляют собой интегральную и дифференциальную меры влияния мощности реактора на его реактивность и взаимосвязаны аналогичными зависимостями:

$$\alpha_N(N_p) = \frac{\partial \rho_N}{\partial N_p}, \quad (10.5.1)$$

$$\text{и } \rho_N(N_p) = \int_0^{N_p} \alpha_N(N_p) \cdot dN_p. \quad (10.5.2)$$

Хотя мощностной эффект (и коэффициент) реактивности имеют *своё специфическое название и обозначение*, не будем забывать, что их происхождение – *температурное*. По существу, это – определяемая температурой топлива *доплеровская составляющая* температурного изменения реактивности, но поставленная в соответствие не температуре топлива, а другому аргументу – тепловой мощности реактора. При неизменной средней номинальной температуре теплоносителя изменение мощности приводит к изменению средней температуры топливной композиции. Последнее воздействует на размножающие свойства реактора, главным образом, через доплеровское изменение величины ϕ (вероятности избежания резонансного захвата замедляющихся нейтронов). Изменение с температурой топлива величины коэффициента использования тепловых нейтронов θ хотя и имеет место, но оно меньше Доплер-эффекта примерно на два порядка величины, поскольку оно определяется не столько температурой топлива, сколько температурой нейтронов, которая, в свою очередь, зависит не столько от температуры топлива, сколько от средней температуры замедлителя-теплоносителя в ВВЭР. Вот почему мощностное температурное изменение реактивности реактора часто называют доплеровским.

И ещё об одном распространённом названии. МЭР (МКР) определяются самой динамично изменяющейся температурой в реакторе – температурой топлива, и мощностное изменение реактивности в реакторе происходит безынерционно, практически отслеживая без запаздывания величину мощности и величину средней температуры топлива. Поэтому МКР часто называют *быстрым мощностным коэффициентом реактивности*. Это делается в тех случаях, когда требуется отличить чисто мощностное изменение реактивности от полного изменения реактивности, вызываемого изменением мощности реактора и дополняемого (с некоторым запаздыванием) изменением реактивности, обусловленным изменением средней температуры теплоносителя.

Расчёт мощностных изменений реактивности реактора производится по стереотипной формуле:

$$\Delta \rho_N = \alpha_N \cdot \Delta N_p = \alpha_N \cdot (N_{p2} - N_{p1}), \quad (10.5.3)$$

в которую величины мощности подставляются в *МВт*, а величина МКР извлекается из предполагаемой оператором рабочей документации.

При этом следует иметь в виду, что МКР – величина не постоянная, а зависящая от уровня мощности реактора, поэтому в (10.5.3) подставляется *среднее в интервале изменения мощности значение МКР*. Это значение находится следующим образом.

Оператор из рабочей документации (из графиков или таблиц) может без особых затруднений извлечь достоверное на данный момент кампании значение МКР *на номинальном (100%-ном) уровне мощности реактора* – α_N^{100} . На нулевом уровне мощности величина МКР меньше указанной величины, но она *не равна нулю*, а составляет приблизительно *третью часть* от величины МКР на полной мощности реактора. Полагая, что в интервале от 0 до номинальной мощности текущее значение α_N возрастает по линейному закону (а это практически так и есть), величина МКР на исходном уровне мощности (N_{p1}) найдётся как

$$\alpha_N(N_{p1}) = \frac{\alpha_N^{100} - \alpha_N^0}{100} \cdot N_{p1} + \alpha_N^0 = \frac{\alpha_N^{100} - \alpha_N^0}{100} \cdot N_{p1} + \frac{\alpha_N^{100}}{3} = \frac{2}{3} \cdot \alpha_N^{100} \cdot \frac{N_{p1}}{100} + \frac{\alpha_N^{100}}{3}.$$

Аналогично величина МКР на конечном уровне мощности N_{p2} :

$$\alpha_N(N_{p2}) = \frac{2}{3} \cdot \alpha_N^{100} \cdot \frac{N_{p2}}{100} + \frac{\alpha_N^{100}}{3},$$

и поэтому среднее значение МКР в интервале изменения мощности (N_{p1} , N_{p2}):

$$\bar{\alpha}_N = \frac{\alpha_N(N_{p1}) + \alpha_N(N_{p2})}{2} = \frac{1}{3} \left(\frac{N_{p1} + N_{p2}}{100} + 1 \right) \cdot \alpha_N^{100}. \quad (10.5.4)$$

*) Здесь значения уровней мощности N_{p1} и N_{p2} подставляются в $\% N_p^{ном}$.

Таким образом, для того, чтобы рассчитать изменение реактивности за счёт изменения уровня мощности реактора от N_{p1} до N_{p2} в данный момент кампании, для расчёта среднего значения МКР требуется извлечь из рабочей документации только достоверное на этот момент кампании значение МКР на номинальной мощности реактора. Удобнее всего для этой цели пользоваться имеющимся в распоряжении оператора рассчитанным графиком, качественный вид которого показан на рис.10.4.

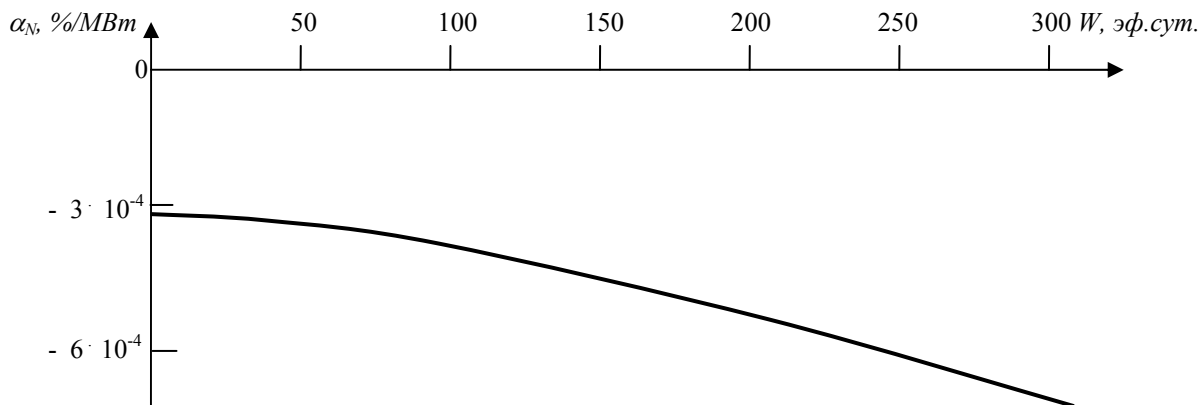


Рис.10.4. Величина МКР реактора на номинальной мощности в различные моменты кампании.

Из сказанного эксплуатационнику полезно взять на заметку следующее.

1. С точки зрения устойчивости работы реактора на мощности сказанное ранее об условии обеспечения этой устойчивости полностью касается и МКР: в разогретом до номинальной температуры реакторе мощностной коэффициент реактивности должен быть обязательно *отрицательным*.
2. Абсолютная величина МКР на малых уровнях мощности реактора всегда *меньше*, чем на больших мощностях. Это значит, что с ростом мощности реактора его устойчивость *растёт*. И опасаться недостаточно устойчивой работы реактора следует именно на МКУМ и малых уровнях мощности.
3. В процессе кампании величина отрицательного МКР реактора монотонно увеличивается. Следовательно, снижения устойчивости реактора в процессе кампании можно не опасаться.

Итак, «всё хорошо под сиянием лунным...» - есть возможность просто учитывать изменения реактивности *от более практичной величины – мощности реактора*, и о чисто температурных изменениях реактивности, связанных с изменением трудноконтролируемой температуры топлива эксплуатационнику можно было бы совсем забыть. Но как быть с теми изменениями реактивности, которые обусловлены изменением средней температуры воды?

10.6. ТЭР и ТКР теплоносителя

Во всём диапазоне изменений средней температуры теплоносителя – от 20°C до наибольшей температуры рабочей зоны – изменение реактивности ВВЭР происходит за счёт изменений ядерных свойств теплоносителя (микросечений поглощения воды и содержащейся в ней борной кислоты) и изменений плотности воды, которые, кстати имеют место не только с изменением температуры воды, но и давления в реакторе.

Ранее (п.10.4.2) упоминалось, что законы передачи тепла от топлива к теплоносителю на разных уровнях мощности реактора ставят в более или менее жёсткое соответствие величины средних температур топлива и теплоносителя:

$$N_p = \bar{k} \cdot F \cdot \Delta \bar{t} = \bar{k} \cdot F \cdot (\bar{t}_{mk} - \bar{t}_{mn}).$$

Следовательно, соотношение мощности и средней температуры теплоносителя

$$\frac{N_p}{\bar{t}_{mn}} = \bar{k} \cdot F \cdot \left(\frac{\bar{t}_{mk}}{\bar{t}_{mn}} - 1 \right)$$

определяется в конкретном реакторе соотношением средних температур топливной композиции и теплоносителя ($\bar{t}_{mk} / \bar{t}_{mn}$), которое опять-таки определяется только тепловой мощностью реактора. А, значит, величину полного ТЭР (ТКР) реактора принципиально можно было бы поставить в соответствие с величиной уровня мощности. Чего, к сожалению, не получается, потому что:

- во-первых, одна и та же величина тепловой мощности реактора

$$N_p = G_{mn} \cdot \bar{c}_p^{mn} \cdot (t_{mn}^{бых} - t_{mn}^{вх})$$

может обеспечиваться при различных комбинациях расходов теплоносителя G_{mn} и подогревов его в активной зоне ($\Delta t_{mn} = t_{mn}^{бых} - t_{mn}^{вх}$), а, значит, в этих комбинациях (учитывая *нелинейный* характер роста температуры теплоносителя от входа к выходу активной зоны) будет меняться и средняя температура теплоносителя $\bar{t}_{mn} = 0.5(t_{mn}^{вх} + t_{mn}^{бых})$, не говоря уже о *среднеэффективной* температуре активной зоны;

- во-вторых, величины средних температур топлива и теплоносителя зависят от *характера* распределения энерговыделения по высоте реактора, а, значит, и от характера *вертикальной составляющей нейтронного поля в активной зоне* (а это – довольно изменчивая в процессе кампании характеристика).

Именно эта неоднозначность зависимости $\rho(N_p)$, её изменчивость в различных условиях эксплуатации реактора вынуждает пользоваться в физических расчётах различными составляющими ТЭР (ТКР). Потребность в расчётах при различных расходах теплоносителя, при различных средних температурах теплоносителя и в различные моменты кампании активной зоны диктует потребность в точном знании таких составляющих ТЭР (ТКР), которые можно было бы корректно *измерить в рабочих условиях* эксплуатации реактора.

С этой целью весь ТЭР (ТКР) ВВЭР с высокотемпературным топливом делят на две материальные составляющие - *ТЭР (ТКР) топлива* и *ТЭР (ТКР) теплоносителя*.

Температурный эффект топлива проявляется при температурах топлива, существенно превышающих величины средних температур теплоносителя, что в условиях реальной эксплуатации ВВЭР имеет место при работе реактора на мощности. Поэтому учитывать изменения реактивности, обусловленные только температурой топлива, во всех отношениях удобнее не как функцию изменения средней температуры топлива (последнюю рассчитывать достаточно не просто), а как функцию изменения величины мощности реактора. То есть как мощностные изменения реактивности, о чём говорилось в п.10.5.

Температурный эффект теплоносителя проявляется при разогреве теплоносителя от 20°C вплоть до самых больших средних его температур. Теоретически он действует независимо от температурного эффекта топлива, если в процессе разогрева теплоносителя сохраняется неизменной средняя температура топлива. При реальной эксплуатации реактора его действие можно проследить и зафиксировать в процессе очень медленного разогрева критического на МКУМ реактора от постороннего источника тепла. Именно так производится измерение *температурного коэффициента реактивности теплоносителя*: разогрев со скоростью не более 10°C/час при поддержании реактора на МКУМ гарантирует не превышение средней температуры топлива над средней температурой теплоносителя и практически нулевое мощностное изменение реактивности реактора.

Температурный коэффициент реактивности теплоносителя (α_t) в наиболее важном интервале средних температур теплоносителя – выше 278°C – *отрицателен и с ростом температуры увеличивается по абсолютной величине приблизительно по линейному закону* (рис.10.5).

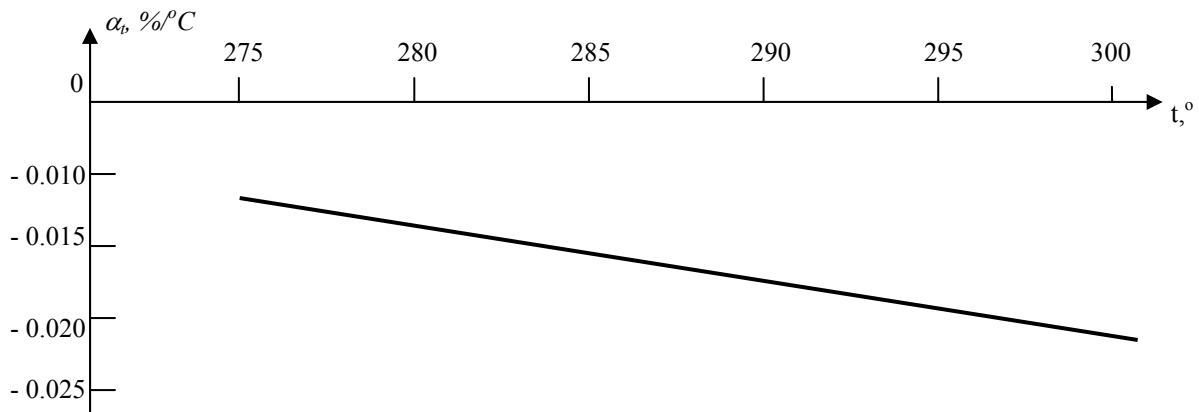


Рис. 10.5. Зависимость ТКР теплоносителя ВВЭР-1000 в интервале температур 275 – 300°C.

До температуры 279 – 280°C разогрев ВВЭР-1000 обеспечивается за счёт джоулева тепла от работающих ГЦН. Выше этой температуры реактор разогревается собственным («ядерным») теплом. Поэтому экспериментально в начале кампании определяется *минимальная* величина ТКР теплоносителя именно при этой температуре.

В распоряжении оператора всегда имеется расчётная кривая ТКР теплоносителя *при номинальной средней температуре теплоносителя* в различные моменты кампании (в зависимости от величины энерговыработки W), качественный вид которой показан на рис.10.6.

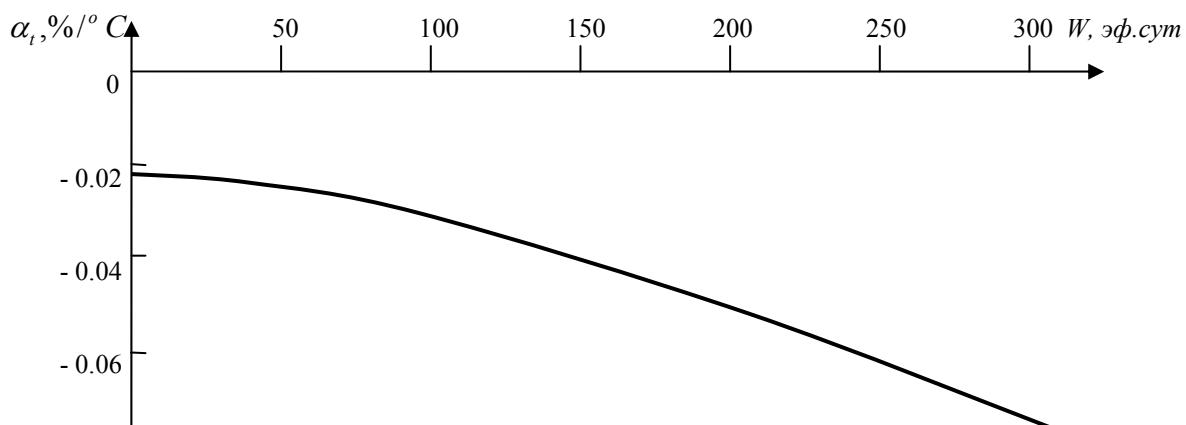


Рис.10.6. Изменение ТКР теплоносителя при номинальной средней температуре в процессе кампании.

Таким образом, совместное изменение реактивности за счёт изменений мощности реактора и средней температуры теплоносителя (в пределах указанного интервала) найдётся как

$$\Delta\rho = \Delta\rho_N + \Delta\rho_t = \bar{\alpha}_N \cdot (N_{p2} - N_{p1}) + \bar{\alpha}_t \cdot (\bar{t}_{m2} - \bar{t}_{m1}). \quad (10.6.1)$$

Для получения корректных результатов расчёта значения МКР и ТКР теплоносителя желательно усреднять для интервалов изменения мощности реактора и средней температуры теплоносителя соответственно.

КИНЕТИКА РЕАКТОРА

Кинетика реактора - раздел теории реакторов, объясняющий и описывающий закономерности поведения реактора при ненулевых реактивностях.

Имеются в виду закономерности переходных процессов изменений величины плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне реактора во времени, поскольку эта величина пропорциональна мощности реактора, то есть той самой величине, контролем и управлением которой призван заниматься оператор реакторной установки.

Создатель первого в мире ядерного реактора Э.Ферми первым обнаружил, что если в активной зоне изначально критического реактора переместить вверх любой стержень-поглотитель и оставить его на некоторое время в новом положении, то плотность потока тепловых нейтронов в реакторе при таком воздействии нарастает нелинейно: вначале измеритель нейтронной плотности показывает относительно быстрое нарастание плотности нейтронов, затем темп нарастания её замедляется (мощность как бы “замирает”), а затем вновь начинает увеличиваться всё более и более нарастающим темпом (рис.11.1) по закону, очень близкому к экспоненциальному. И если этот стержень-поглотитель не вернуть в первоначальное положение, величина плотности нейтронов (и пропорциональная ей величина мощности реактора) может со временем возрасти до очень большой величины, грозящей перегревом и разрушением твэлов активной зоны.

При опускании стержня-поглотителя в исходное (критическое) положение величина плотности нейтронов в реакторе стабилизируется на том уровне, которого достиг реактор к моменту полного возвращения стержня в исходное критическое положение.

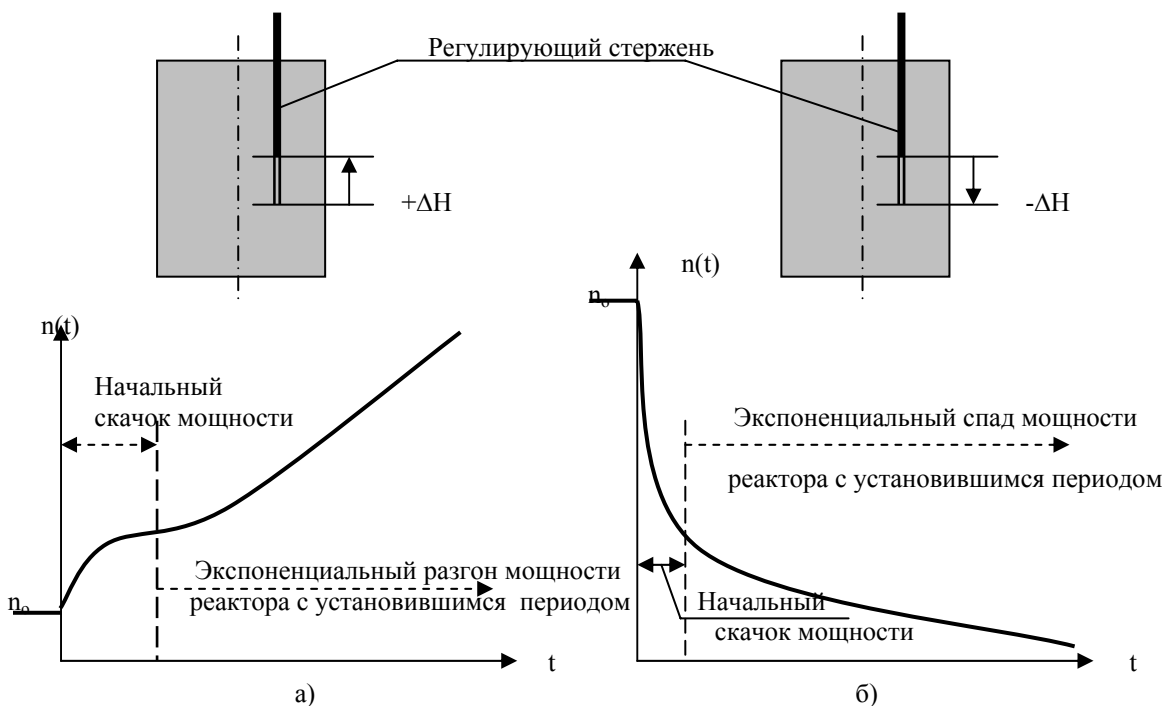


Рис.11.1. Качественный характер переходных процессов изменения плотности нейтронов в реальном реакторе при сообщении критическому реактору: а) положительной реактивности; б) отрицательной реактивности — постоянной величины.

Если из этого же критического положения опустить стержень-поглотитель ещё ниже и оставить в новом положении, картина убывания величины плотности нейтронов в реакторе оказывается качественно похожей: вначале следует относительно резкий скачок плотности нейтронов вниз, а затем темп спада этой величины замедляется, переходя в плавное её уменьшение по закону, близкому к экспоненциальному. И для того, чтобы остановить спад величины плотности нейтронов ниже нужного уровня, требуется поднять стержень-поглотитель в исходное (критическое) положение, при котором плотность нейтронов (и мощность реактора) стабилизируется на новом, более низком уровне.

Что означает перемещение стержня-поглотителя из критического его положения вверх или вниз, нам уже понятно: это выведение реактора из критического состояния путём сообщения ему

положительной или отрицательной реактивности. Следовательно, так реагирует ядерный реактор на сообщение ему положительной или отрицательной реактивности. И все описанные закономерности изменения плотности нейтронов во времени (начальные скачки, переходящие в экспоненциальные изменения), как было выяснено впоследствии, присущи не только реактору Э.Ферми, но и всем реакторам вообще (независимо от типа и класса).

Эти закономерности особенно легко ощутимы для реакторов небольших размеров и на очень малых уровнях мощности; для того, чтобы их обнаружить, оказывается достаточным с помощью прибора-самописца сделать запись нескольких переходных процессов изменения плотности нейтронов при сообщении реактору положительной или отрицательной реактивности небольшой величины. В реакторах больших размеров и на больших уровнях мощности эти закономерности действуют точно так же, как и в малых, но непосредственно обнаружить их практически нельзя из-за множества параллельно (одновременно) воздействующих на реактор других эффектов реактивности.

Например, с изменением мощности реактора при неизменном расходе теплоносителя через его активную зону явно должна изменяться средняя температура топлива в его твэлах (что вызывает к действию доплеровское изменение реактивности реактора). По мере прогрева (или охлаждения) теплоносителя вступает в действие составляющая температурного эффекта реактивности теплоносителя. Причём, оба эффекта действуют одновременно с действием эффекта перемещения стержня-поглотителя так, что суммарная величина реактивности, воздействующей на реактор, естественно, не остаётся постоянной во времени.

Поэтому, если следить за величиной тепловой мощности реактора при сообщении ему реактивности на значительном уровне мощности, то оказывается, что изменение величины тепловой мощности реактора вызывается не только той величиной реактивности, которая сообщается реактору путём перемещения стержня-поглотителя, но и величинами реактивности, рождаемыми в переходном процессе за счёт самого изменения тепловой мощности.

Вот почему, для того, чтобы выделить закономерность изменения плотности нейтронов в реакторе от величины первоначально сообщаемой ему реактивности (независимо от её происхождения), надо ставить эксперимент на минимально контролируемом уровне мощности (МКУМ) реактора, так как только в таких условиях температурные, мощностные и прочие изменения реактивности пренебрежимо малы, а, следовательно, не исказят величину первоначально сообщённой реактору реактивности.

Именно ради выяснения закономерностей переходных процессов изменения плотности нейтронов при сообщении критическому реактору реактивности тех или иных величины и знака в теории реакторов вводится условное идеальное понятие “холодного” реактора, то есть такого воображаемого реактора, в котором возмущение по реактивности приводит только к изменениям плотности нейтронов, но не влечёт за собой изменений тепловой мощности реактора. Тем самым, следовательно, исключается влияние на поведение реактора других сопутствующих изменениям мощности реактора эффектов реактивности. Иными словами, в первом приближении «холодным» можно считать реальный реактор, работающий на минимально контролируемом уровне мощности, поскольку любые переходные процессы на МКУМ не приводят к заметным изменениям тепловой мощности, а, следовательно, - и к существенным изменениям температур топлива, замедлителя и теплоносителя, влекущих возникновение искажающих кинетическую картину частных эффектов реактивности.

Впоследствии, накладывая на картину выясненных кинетических закономерностей «холодного» реактора картины закономерностей проявления частных (температурного, мощностного, плотностного) эффектов реактивности, мы попытаемся воссоздать более сложные закономерности поведения величины тепловой мощности реактора, поскольку именно мощность реактора является предметом интереса для практика-оператора реакторной установки.

В этом и будет состоять смысл наших усилий при изучении кинетики реактора

Тема 11

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ КИНЕТИКА ТЕПЛООВОГО РЕАКТОРА

Попробуем вначале описать переходный процесс изменений во времени величины средней по объёму активной зоны плотности тепловых нейтронов реактора при сообщении первоначально критическому реактору реактивности, опираясь только на то, что мы уже знаем о реакторе из предыдущих тем.

Рассуждая о поведении реактора в целом по поведению средней по его объёму плотности тепловых нейтронов, мы, вообще-то, грешим против истины, предполагая, что при нарастании нейтронной мощности реактора (при сообщении ему положительной реактивности) плотность тепловых нейтронов во всех точках активной зоны реактора будет нарастать синхронно и пропорционально величине средней плотности тепловых нейтронов в реакторе.

На самом деле это совсем не так: именно во время быстрых переходных процессов возникают существенные перекосы нейтронного поля, порождённые тем, что основной способ сообщения реактору реактивности основан на перемещении поглотителей в объёме активной зоны. Естественно, что такой способ не даёт возможности синхронно изменять размножающие свойства всех микрообъёмов активной зоны: введение или извлечение поглотителя изменяет поглощающие свойства в первую очередь той небольшой области активной зоны, куда он непосредственно вводится (или откуда он извлекается). Лишь после изменения распределения плотности тепловых нейтронов в этой области начнётся перераспределение плотности тепловых нейтронов в ближайших к ней соседних областях, а от них - далее, пока волна возмущения не распространится по всему объёму активной зоны. Всё это будет происходить в силу известного нам закона диффузии тепловых нейтронов: туда, где плотность тепловых нейтронов хоть на небольшой промежуток времени становится меньшей, немедленно устремляются тепловые нейтроны из соседних областей, где плотность нейтронов была более высокой. И понятно, что синхронное изменение плотности тепловых нейтронов во всех точках активной зоны при таком способе сообщения реактору реактивности попросту невозможно: наиболее динамичные изменения плотности тепловых нейтронов всегда будут происходить в областях непосредственного возмущения активной зоны поглотителями, и чем дальше располагается та или иная область объёма активной зоны от области непосредственного введения (извлечения) поглотителей, тем более асинхронно будут протекать в ней переходные процессы изменения плотности тепловых нейтронов, тем в большей степени эти процессы будут отставать от переходных процессов в области возмущения. Поэтому способ описания кинетических процессов в целой активной зоне по величине средней плотности тепловых нейтронов в ней называют *моделью в точечно-параметрическом приближении*: активная зона довольно большого объёма словно бы заменяется одной *точкой*, единственным *параметром* которой, является среднее значение плотности тепловых нейтронов - n нейтр/см³, - присущее реальному реактору в текущий момент времени t .

10.1. Элементарное уравнение кинетики реактора

Пусть реактор в начальный момент времени ($t_0 = 0$) был критичен (то есть эффективный коэффициент размножения в нём был равен единице, а реактивность – нулю).

Сообщим этому реактору *мгновенным скачком* некоторую величину реактивности (для определённости - реактивности положительного знака), вследствие чего эффективный коэффициент размножения k_{eff} мгновенно поднимется над единицей на некоторую величину δk_{eff} , которую мы ранее называли избыточным коэффициентом размножения (вспомните: избыточный коэффициент размножения - это превышение эффективного коэффициента размножения над единицей, характеризующее степень отклонения реактора от критического состояния $\delta k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} - 1$). Отношение же $\rho = \delta k_{\text{eff}} / k_{\text{eff}}$ называется реактивностью реактора). Нелишне вспомнить также, что эффективный коэффициент размножения реактора - это отношение чисел нейтронов рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений:

$$k_{\text{eff}} = n_{i+1} / n_i.$$

Поэтому за отрезок времени, равный среднему времени жизни поколения нейтронов l (l - первая буква английского слова *lifetime* - время жизни) средняя по объёму активной зоны плот-

ность тепловых нейтронов возрастёт до величины $n k_3$, а, значит, за это время она возрастёт на величину

$$k_3 n - n = n (k_3 - 1) = n \delta k_3,$$

а это значит, что скорость изменения плотности тепловых нейтронов во времени в реакторе в этот промежуток времени l будет составлять:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k_3}{l} \cdot n(t). \quad (11.1)$$

Дифференциальное уравнение (11.1) называют **элементарным уравнением кинетики реактора**. Элементарным его называли не только из-за внешней математической простоты. Позже мы убедимся, что возможности описания кинетических процессов в реакторе с помощью этого уравнения крайне ограничены: с его помощью можно производить лишь грубые оценочные расчёты изменений плотности тепловых нейтронов в реакторе и лишь при очень малых и очень больших величинах реактивностей.

Элементарное уравнение кинетики реактора (ЭУКР) - дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{dn}{n} = \frac{\delta k_3}{l} \cdot dt.$$

При начальных условиях: $t = 0 \quad n(0) = n_0$ - его решение будет:

$$n(t) = n_0 \cdot \exp\left(\frac{\delta k_3}{l} t\right). \quad (11.2)$$

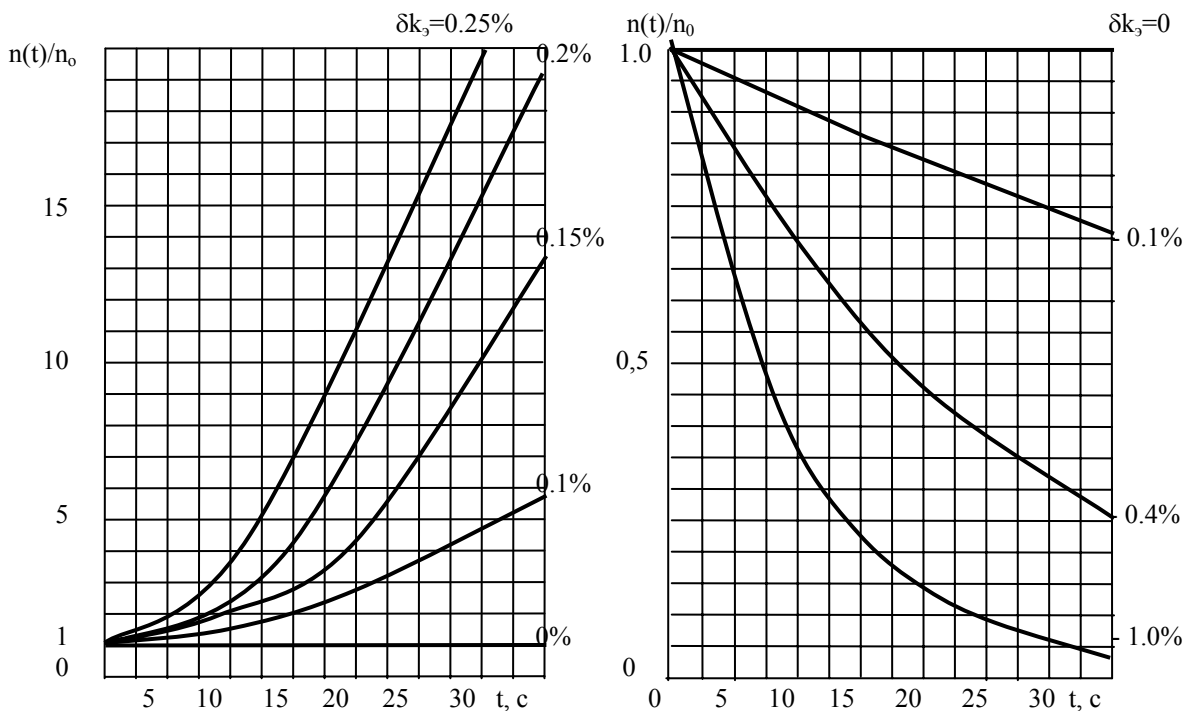


Рис.11.2. Переходные процессы $n(t)$, вытекающие из решения ЭУКР при сообщении первоначально критическому реактору реактивности различной величины и знака.

Полученное выражение позволяет сделать следующие выводы:

а) Переходный процесс изменения во времени средней плотности тепловых нейтронов в реакторе после сообщения первоначально критическому реактору реактивности любой величины и знака имеет **экспоненциальный** характер.

б) Крутизна и характер экспоненты, описывающей переходный процесс $n(t)$ при сообщении критическому реактору реактивности, определяются величиной и знаком сообщаемой реактору реактивности, что иллюстрируется семейством экспонент на графике рис.11.2.

Заметим, что при малых отклонениях k_3 от единицы (что практически всегда имеет место в реальных реакторах) величина реактивности реактора $\rho = \delta k_3 / k_3 \cong \delta k_3$ то есть мало отличается от

величины избыточного коэффициента размножения. Следовательно, в подавляющем большинстве случаев эти две величины практически одинаковы, и выражения типа “реактору сообщена реактивность $\rho = 0.1\%$ ” и “реактору сообщён избыточный коэффициент размножения, равный $\delta k_{\infty} = 0.1\%$ ” практически идентичны.

Семейства графиков переходных процессов $n(t)$, приведенных на рис.11.2, свидетельствуют, что вид переходных процессов, вытекающих из решения ЭУКР, не противоречит тем представлениям о работе реактора, которыми мы располагаем, а именно:

- при сообщении критическому реактору положительных реактивностей экспоненциальный процесс $n(t)$ - процесс возрастающий, причём, тем более круто, чем больше величина сообщённой реактору реактивности;
- при сообщении реактору отрицательных реактивностей показатели экспонент имеют отрицательный знак, а это значит, что переходный процесс $n(t)$ - убывающий;
- наконец, если реактору “сообщается нулевая реактивность”, экспонента с нулевым показателем равна единице, и переходного процесса, приводящего к изменению плотности нейтронов в реакторе, не будет.

Общий вывод:

Чем больше абсолютная величина сообщаемой первоначально критическому реактору реактивности, тем круче, интенсивнее, протекают в реакторе переходные процессы изменения плотности нейтронов.

в) Интенсивность протекания переходных процессов $n(t)$ в реакторе зависит также и от величины среднего времени жизни поколения нейтронов l . Для того, чтобы получить представление о важности этой зависимости в деле реализации безопасного управления реактором, подсчитаем, во сколько раз увеличится плотность нейтронов в реакторе за одну секунду после сообщения реактору положительной реактивности $\rho = 0.001$ (или 0.1%) при разных значениях (хотя бы по порядку величины) среднего времени жизни поколения нейтронов в реакторе: $l = 10^{-4} \text{ с}$, $l = 10^{-3} \text{ с}$, $l = 10^{-2} \text{ с}$, $l = 10^{-1} \text{ с}$.

В первом случае секундное увеличение плотности тепловых нейтронов в реакторе получается равным $n(1 \text{ с})/n_0 = \exp(0.001/0.0001) = e^{10} \cong 22000$.

Ясно, что управлять таким реактором, в котором за 1 с после сообщения ему небольшой положительной реактивности мощность взрывоподобно увеличивается (в 22000 раз!), явно невозможно: это лежит вне пределов не только нормальных человеческих возможностей, но даже вне возможностей самой совершенной автоматики.

Во втором случае секундное увеличение мощности реактора получается равным $e \cong 2.71828...$, то есть почти втрое. Разумеется, и в этом случае управление реактором практически невозможно.

В третьем случае секундное увеличение мощности оказывается равным $e^{0.1}$, что составляет приблизительно 1.10 . Управление мощностью такого реактора, в котором за каждую секунду мощность возрастает на 10% , для человека с нормальными реакциями уже возможно, но такие темпы роста мощности опасны для самого реактора: за те $7 - 8 \text{ с}$, в течение которых мощность реактора приблизительно утраивается, невозможно организовать синхронное увеличение теплоотвода от активной зоны реактора.

Наконец, в четвёртом случае, когда $l = 0.1 \text{ с}$, секундное увеличение мощности реактора составляет $e^{0.01} \cong 1.01$, то есть всего на 1% от начального значения. Управление таким реактором в составе атомной ППУ безопасно во всех отношениях и не вызовет затруднений у оператора с самым флегматичным темпераментом.

Сравнение приведенных выше решений ЭУКР с переходными процессами в реальных реакторах позволяет выявить кое-что общее, что есть и в тех, и в других переходных процессах, а именно: экспоненциальный характер изменений $n(t)$ в развитой части переходных процессов. Но это же сравнение делает очевидным и их различия. Во-первых, решение ЭУКР не даёт и намёка на природу начальных скачков плотности нейтронов (в начальном интервале времени реальных

переходных процессов). Во-вторых, в реальных переходных процессах $n(t)$ экспоненциальные спады плотности нейтронов при сообщении реактору отрицательных реактивностей завершаются не полной идеальной остановкой реактора (то есть снижением плотности нейтронов до нуля), а стабилизацией величины плотности нейтронов на некотором малом уровне, величина которого зависит от величины сообщённой реактору отрицательной реактивности (и не только от неё!).

Эти несоответствия теоретических представлений с опытом реальных переходных процессов подталкивают к мысли о том, что при выводе элементарного уравнения кинетики реактора явно что-то не учтено. И это реальное *нечто*, обойдённое нашим вниманием, должно быть связано с величиной среднего времени жизни поколения нейтронов в реакторе: иных характеристик самого реактора в ЭУКР нет. Следовательно, для того, чтобы в большей степени приблизиться к реальности в описании кинетических переходных процессов в реакторах, необходимо более детально проанализировать величину среднего времени жизни поколения нейтронов в реакторе и вникнуть в то, чем определяется эта величина и с какими свойствами активной зоны реактора она связана.

Мгновенные и запаздывающие нейтроны и их характеристики. Ранее уже упоминалось о существовании мгновенных и запаздывающих нейтронов.

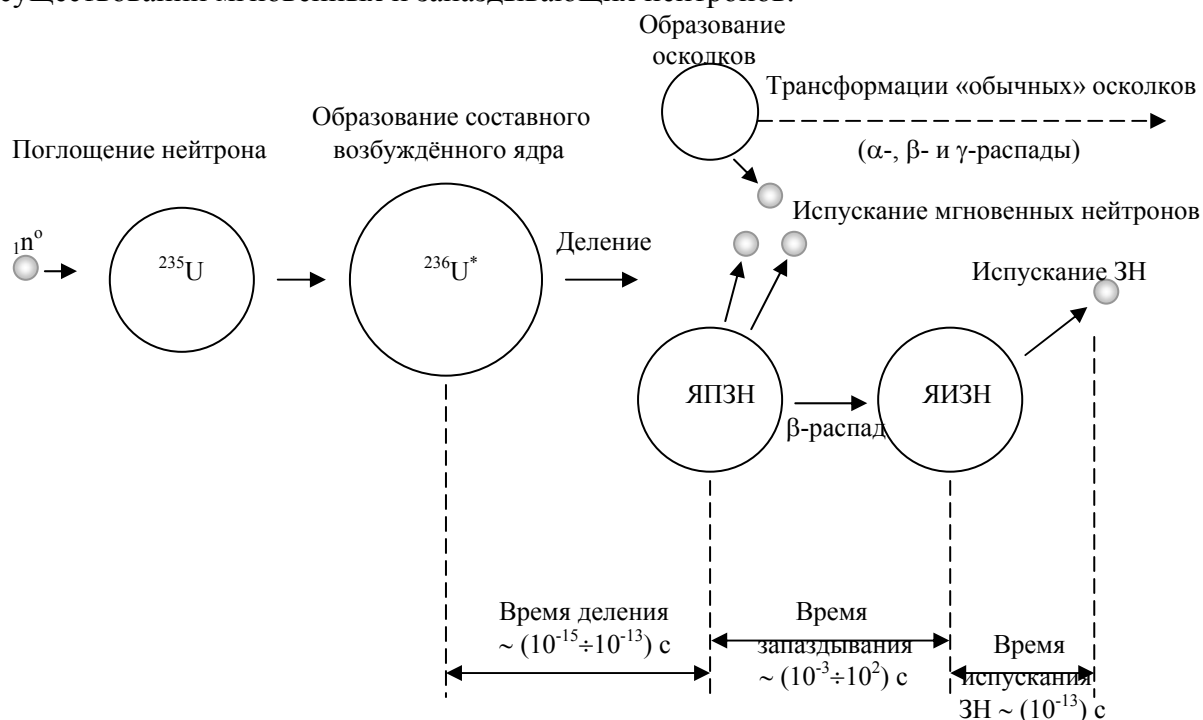


Рис.11.3. Схема генерации мгновенных и запаздывающих нейтронов в делениях ядер ^{235}U .

Мгновенными нейтроны названы потому, что они испускаются возбуждёнными осколками деления в течение времени не более 10^{-13} с, по порядку величины совпадающего со временем деления ядра урана-235, что позволяет представлять их рождающимися не *после*, а *в процессе* деления, мгновенно. Напомним также, что в одном акте деления ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов появляется в среднем $\nu_s = 2.416$ быстрых нейтронов деления, средняя кинетическая энергия которых равна $E = 2$ МэВ, и эти нейтроны по энергиям распределяются по спектру Уатта. В последующем мы узнали, что время замедления нейтронов в реакторе составляет величину порядка 10^{-5} с, а время диффузии получаемых из них тепловых нейтронов - порядка 10^{-4} с. Отмечалось также, что мгновенные нейтроны испускаются практически всеми типами образующихся при делении ядер топлива осколков деления, причём число установленных типов осколков в настоящее время уже перевалило 600.

Но наряду с «обычными» возбуждёнными осколками деления (то есть такими, которые после испускания мгновенных нейтронов продолжают свои α-, β-или γ-радиоактивные трансформации, но в цепочках которых нет нейтроноактивных продуктов) встречаются около 60 типов осколков деления, которые, испытав первым β-распад, становятся *нейтроноактивными*, то есть способны испускать нейтроны. Благодаря тому, что последние появляются в свободном состоянии значительно позже мгновенных нейтронов, они и названы *запаздывающими* нейтронами. Запаздывают

они с появлением на величину среднего времени жизни своего осколка-родоначальника (который также называют *ядром-предшественником запаздывающих нейтронов* (ЯПЗН), в отличие от *ядра-излучателя* (ЯИЗН), которое получается в результате β -распада ядра-предшественника и непосредственно испускает запаздывающий нейтрон).

Каждый из упомянутых осколков-предшественников запаздывающих нейтронов, как и всякий возбуждённый осколок деления, характеризуется своей величиной удельного выхода (γ_i) и постоянной β -распада (или другой величиной - периодом полураспада $T_{1/2i}$, связанной с величиной постоянной распада соотношением $T_{1/2i} = 0.693 / \lambda_i$).

Далеко не все шесть десятков типов предшественников запаздывающих нейтронов играют существенную роль в процессе размножения нейтронов в реакторе. Если исключить из их числа осколки-предшественники с *очень малым* удельным выходом ($\gamma_i < 10^{-5}$), предшественники с *очень малым* периодом полураспада ($T_i < 10^{-6}$ с) и предшественники с *очень большим* периодом полураспада ($T_i > 10^3$ с), то из упомянутых шести десятков типов осколков-предшественников останутся всего тринадцать, которые и дают более 98% всех генерируемых запаздывающих нейтронов.

Остальные предшественники при описании переходных процессов игнорируются по следующим причинам. Предшественники с малым удельным **!Ошибка в формуле!** выходом - именно потому, что их образуется мало, значит и запаздывающих нейтронов их излучателями испускается относительно очень мало. Предшественники с малым периодом полураспада - потому, что они испускают запаздывающие нейтроны, *практически неотличимые* от мгновенных нейтронов. Предшественники с очень большим периодом полураспада - потому, что, запаздывая с появлением на время, сравнимое по величине со временем протекания всего переходного процесса в реакторе, они не могут оказать влияние на этот переходный процесс. К тому же, предшественники с большим и малым значениями периода полураспада в большинстве своём имеют и малый удельный выход.

Итак, число предшественников запаздывающих нейтронов, оказывающих влияние на кинетику процессов размножения в реакторе, - (ах-ах!) - *тринадцать*.

С таким числом уже можно браться за описание кинетики реактора.

Я.Зельдович и Ю.Харитон ещё в большей степени упростили подход к описанию процесса: заметив, что величины удельных выходов и постоянных β -распада некоторых из этих 13 предшественников довольно близки, они предложили разбить их на шесть групп с усреднёнными характеристиками, причём усреднение произвести по принципу:

- удельный выход каждой группы равен сумме удельных выходов входящих в неё предшественников, то есть:

$$\gamma_{zp} = \sum_{i=1}^k \gamma_i. \quad (11.3)$$

- средняя постоянная β -распада группы находится как средневзвешенное значение постоянных β -распада составляющих группу предшественников.

$$\lambda_{zp} = \frac{1}{\gamma_{zp}} \cdot \sum_{i=1}^k \lambda_i \gamma_i. \quad (11.4)$$

Период полураспада группы находится по общему правилу (то есть как величина, обратная постоянной распада группы, по формуле $T_{1/2} = 0.693 / \lambda_{zp}$).

Основные характеристики ядер-предшественников и сформированных из них шести групп предшественников запаздывающих нейтронов приведены в табл. 11.1.

Таблица 11.1. Характеристики тринадцати родоначальников запаздывающих нейтронов и шести групп их с усреднёнными свойствами.

Родоначальник	Период полураспада	Номер группы	Средний удельный выход группы	Средний период полураспада группы	Абсолютная доля выхода группы
^{87}Br	54 с	1	0.00052	55.72 с	0.00021
^{142}Cs	66 с	1			
^{137}I	24.2 с	2	0.00346	22.72 с	0.00140
^{93}Br	15.5 с	2			
^{136}Te	20.0 с	2			
^{138}I	5.9 с	3	0.00310	6.22 с	0.00126
^{89}Br	3.9 с	3			
^{139}I	2.7 с	4	0.00624	2.30 с	0.00253
^{94}Kr	1.4 с	4			
^{144}Cs	1.9 с	4			
^{140}I	0.5 с	5	0.00182	0.50 с	0.00074
^{93}Br	0.16 с	6	0.00066	0.18 с	0.00027
^{145}Cs	0.19 с	6			

До сих пор речь шла о характеристиках родоначальников запаздывающих нейтронов. После их объединения в шесть групп следует сказать несколько слов о характеристиках самих запаздывающих нейтронов этих шести групп.

Запаздывающие нейтроны шести усреднённых групп отличаются друг от друга по нескольким параметрам.

а) Доля выхода группы среди всех генерируемых нейтронов - β_i . Покажем, что величину абсолютной доли выхода запаздывающих нейтронов любой (i-ой) группы можно выразить исходя из трёх постоянных величин.

Пусть удельный выход осколка-предшественника i-го типа равен γ_i . Это означает, что в одном акте деления ядра урана-235 под действием теплового нейтрона вероятность появления именно этого предшественника равна γ_i . Но этот осколок может испытать сразу после образования не только β -распад, но и γ -распад, не приводящий к появлению нейтроноактивного ядра-излучателя. Если обозначить вероятность того, что осколок-родоначальник первым актом своей радиоактивной трансформации будет иметь β -распад, величиной $p_{\beta i}$, то величина произведения $\gamma_i p_{\beta i}$ - есть не что иное как эффективный удельный выход ядер-излучателей i-ой группы, то есть среднее число излучателей запаздывающих нейтронов этой группы, появляющихся в каждом делении ядра ^{235}U . А так как каждое ядро-излучатель испускает один запаздывающий нейтрон, то величина этого произведения одновременно является и величиной удельного выхода самих запаздывающих нейтронов этой группы в одном акте деления ядра ^{235}U (то есть среднее число запаздывающих нейтронов i-ой группы, получаемых в одном акте деления). Но так как в одном акте деления ядра ^{235}U под действием теплового нейтрона рождается в среднем $\nu_5 = 2.416$ нейтронов деления (то есть всех - и мгновенных, и запаздывающих), то величина доли выхода запаздывающих нейтронов i-ой группы будет очевидно равна

$$\beta_i = \frac{\gamma_i \cdot p_{\beta i}}{\nu_5}. \quad (11.5)$$

Следует сразу отметить, что полученная постоянная величина β_i является *статической теоретической* долей выхода запаздывающих нейтронов этой группы, поскольку она присуща, во-первых, только *критическому* реактору, а, во-вторых, только реактору *бесконечных размеров* (то есть реактору, который лишён утечки нейтронов).

Мы рассуждали об одиночных родоначальниках запаздывающих нейтронов и об одиночных

излучателях, получаемых из них, но вряд ли у вас могут появиться сомнения в том, что величину доли выхода запаздывающих нейтронов группы, состоящей из двух - трёх сортов родоначальников запаздывающих нейтронов можно так же усреднить, как усреднялись основные характеристики для каждой группы. В последнем столбце табл.11.1. приведены именно эти, усреднённые, значения теоретических долей выхода запаздывающих нейтронов для указанных групп.

Суммарная доля выхода запаздывающих нейтронов всех 6 групп

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 + \beta_4 + \beta_5 + \beta_6. \quad (11.6)$$

И поскольку величина теоретической доли выхода запаздывающих нейтронов каждой из групп является нейтронно-физической константой, то суммарная доля выхода запаздывающих нейтронов всех 6 групп также является нейтронно-физической константой делящихся ядер. В частности,

■ для ядер ^{235}U $\beta_5 = 0.0064$,

■ для ядер ^{239}Pu $\beta_9 = 0.0021$

Смысл этих величин, несмотря на довольно сложные предшествующие рассуждения, достаточно прозрачен:

β - это среднее число запаздывающих нейтронов, приходящееся на один получаемый нейтрон деления в критическом реакторе бесконечных размеров.

Иначе говоря, в делениях ядер ^{235}U из каждых 10000 нейтронов деления лишь 64 нейтрона будут запаздывающими, а остальные 9936 нейтронов - мгновенными (или 0.64% всех нейтронов - запаздывающие, а остальные 99.36% нейтронов - мгновенные). Для ядер плутония-239 эти цифры выглядят соответственно как 0.21% и 99.79%.

Как видим, запаздывающих нейтронов даже в гипотетическом реакторе бесконечных размеров рождается относительно мало (менее 1%), и на первый взгляд может показаться, что они вряд ли способны сыграть заметную роль в процессе размножения нейтронов в реакторе. Но это - только кажется ...

Дело в том, что запаздывающие нейтроны любой из групп рождаются с существенно меньшей кинетической энергией, чем мгновенные нейтроны, из-за чего... Впрочем, давайте по порядку.

б) Величина начальной кинетической энергии E_i запаздывающих нейтронов. Детальное рассмотрение показывает, что величины начальных кинетических энергий, с которыми рождаются запаздывающие нейтроны любой из групп, лежат в пределах от 0.25 до 0.63 МэВ, то есть, как и мгновенные нейтроны, они рождаются *быстрыми*. Средняя же начальная кинетическая энергия запаздывающих нейтронов всех шести групп

$$\bar{E}_{\text{зн}} = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^6 E_i \cdot \beta_i \approx 0.49 \text{ МэВ}, \quad (11.7)$$

то есть приблизительно в четыре раза меньше, чем средняя кинетическая энергия мгновенных нейтронов ($E_{\text{мн}} = 2 \text{ МэВ}$). А это значит, что в тепловом реакторе запаздывающие нейтроны замедляются до теплового уровня быстрее, чем мгновенные, поскольку энергетический диапазон их замедления (от 0.49 МэВ до энергии сшивки E_c) в 4 раза меньше диапазона замедления мгновенных нейтронов (от 2 МэВ до E_c). Из этого следует, что возраст запаздывающих нейтронов τ_3 *меньше* величины возраста мгновенных нейтронов τ_m , а значит величина $B^2 \tau_3 < B^2 \tau_m$, а значит $\exp(-B^2 \tau_3) > \exp(-B^2 \tau_m)$, а т.к. экспоненциал с показателем $(-B^2 \tau)$ есть не что иное как величина *вероятности избежания утечки замедляющихся нейтронов*, то приходится признать, что вероятность избежания утечки в процессе замедления у запаздывающих нейтронов в реакторе конечных размеров выше, чем вероятность избежания утечки при замедлении у мгновенных нейтронов!

Этот факт делает запаздывающие нейтроны в реальном реакторе ***более ценными, чем мгновенные нейтроны***: ведь именно остающиеся после замедления в активной зоне нейтроны выполняют созидательную функцию размножения путём деления ядер топлива.

Как отражается этот факт на величине эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов, поясним на простом числовом примере.

В критической активной зоне бесконечных размеров, в которой топливом является ^{235}U (считая для простоты, что он является единственным делящимся тепловыми нейтронами компо-

нентом топлива) из каждых 10000 появляющихся нейтронов деления ^{9936}Pu являются мгновенными, а остальные 64 - запаздывающими нейтронами. В реальной активной зоне конечных размеров соотношение количеств генерируемых мгновенных и запаздывающих нейтронов - то же, что и в бесконечной размножающей среде. Но предположим, что утечки при замедлении в реальной активной зоне избегают лишь 90% мгновенных нейтронов, а у запаздывающих нейтронов шансы на избежание утечки в процессе замедления повыше - 98%. Это значит, что после замедления в активной зоне останутся:

$$0.90 \times 9936 = 8942.4 \text{ мгновенных нейтрона и}$$

$0.98 \times 64 = 62.72$ запаздывающих нейтрона, то есть всего в активной зоне останутся $8942.4 + 62.72 = 9005.12$ нейтрона. Значит, из всех нейтронов, которые имеют возможность после окончания замедления принять участие в процессе размножения в активной зоне конечных размеров, доля мгновенных нейтронов $8942.4 / 9005.12 = 0.99304$ (99.304%), а доля запаздывающих нейтронов будет равна $62.72 / 9005.12 = 0.006965$ (или 0.6965%), что выше величины статической теоретической доли выхода запаздывающих нейтронов в гипотетическом реакторе бесконечных размеров (0.0064 или 0.64%).

Вот эта-то величина и называется *эффективной долей выхода запаздывающих нейтронов*, хотя, между нами, она названа явно не своим именем, потому что доли выхода запаздывающих нейтронов, если придерживаться здравого смысла, и в бесконечном, и в конечном критических реакторах *совершенно одинаковы*. Просто эффективная доля выхода в реальном реакторе конечных размеров условно учитывает неравновероятность избежания утечки мгновенных и запаздывающих нейтронов. Иными словами, реальный реактор словно бы заменяется реактором бесконечных размеров, в котором скорости образования и поглощения мгновенных и запаздывающих нейтронов реальны, но скорости исчезновения мгновенных и запаздывающих нейтронов за счёт утечки их из активной зоны не равны.

Число, показывающее, во сколько раз величина эффективной доли запаздывающих нейтронов в реальном реакторе (конечных размеров) больше величины статической теоретической доли запаздывающих нейтронов (свойственной критическому реактору бесконечных размеров), называется ценностью запаздывающих нейтронов в данном реакторе.

Подчёркивая последние слова этого определения, не лишне обратить внимание на то, что величина ценности запаздывающих нейтронов является характеристикой не запаздывающих нейтронов, а реактора, поскольку, как вы догадываетесь, соотношение вероятностей избежания утечки при замедлении для мгновенных и запаздывающих нейтронов определяется только размерами и формой реактора. Ценность обозначается символом χ :

$$\chi = \beta_s / \beta \quad (11.8)$$

Мы уже знаем, что форма и размеры реактора характеризуются величиной его геометрического параметра B^2 . Представление о величинах χ для энергетических реакторов даёт эмпирическая зависимость:

$$\chi \cong 1 + 20 B^2 \quad (11.9)$$

(Величина геометрического параметра подставляется в см^{-2}).

А вот конкретные цифры для различных реакторов:

- учебно-исследовательский реактор ИР-100 ($D_{a3} = 500 \text{ мм}$, $H_{a3} = 600 \text{ мм}$) $\chi = 1.25$;
- транспортный реактор ОК-350 ($D_{a3} = 1126 \text{ мм}$, $H_{a3} = 1000 \text{ мм}$) $\chi = 1.08$;
- реактор ВВЭР-1000 ($D_{a3} = 3120 \text{ мм}$, $H_{a3} = 3550 \text{ мм}$) $\chi = 1.008$;
- реактор РБМК-1000 ($D_{a3} = 11800 \text{ мм}$, $H_{a3} = 7000 \text{ мм}$) $\chi = 1.0005$.

Введение понятия эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов в реакторе даёт возможность построить *единую* модель кинетики реакторов, независимую от размеров и формы их активных зон. То есть закономерность изменения во времени плотности нейтронов в рамках этой модели единая, а в приложениях к конкретным реакторам интенсивности развития переходных процессов в них имеют отличия, определяемые только величиной β_s .

в) Изменчивость величины $\beta_{\text{э}}$ в процессе кампании активной зоны. До сих пор шёл разговор о самом простом случае для проявления величины $\beta_{\text{э}}$, когда ядерное топливо в активной зоне реактора содержит только один делящийся под действием тепловых нейтронов компонент - ^{235}U . В условиях реального реактора таким может быть только свежее топливо в самый первый момент работы реактора. В процессе кампании в твэлах реактора воспроизводится вторичное топливо - плутоний-239 (воспроизводством плутония-241 из за малости можно пренебречь), вследствие чего топливо становится двухкомпонентным ($^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$). Поэтому величина эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов для такого топлива должна находиться как средневзвешенное значение эффективных долей выхода запаздывающих нейтронов для урана и плутония:

$$\beta_{\text{э}} = (1-y) \beta_{\text{э}5} + y \beta_{\text{э}9} = \chi [0.0064(1-y) + 0.0021 y] , \quad (11.10)$$

где величина $y = N_9 / (N_5 + N_9)$ - доля ядер плутония-239 от суммарного количества ядер урана-235 и плутония-239 в топливе.

Так как в процессе кампании концентрация урана-235 вследствие его выгорания уменьшается, а концентрация воспроизводимого плутония-239 растёт, то оказывается, что **величина эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов в процессе кампании однозначно падает.**

График на рис.11.4. иллюстрирует линейный характер уменьшения величины $\beta_{\text{э}}$ по мере роста величины y в процессе кампании активной зоны реактора.

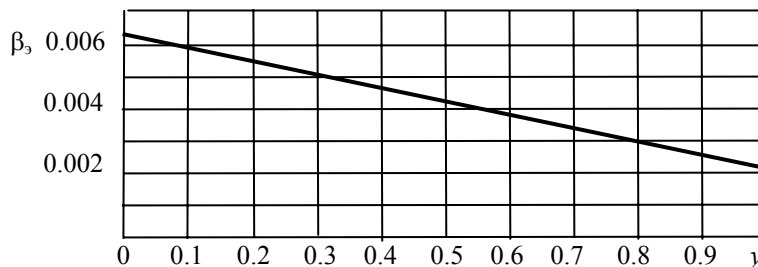


Рис. 11.4. Уменьшение величины эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов в активной зоне большого энергетического реактора в зависимости от величины доли ядер ^{235}U в уран-плутониевой смеси (y).

г) Время запаздывания. Наконец, самым главным различием запаздывающих нейтронов шести выделенных групп является среднее время их запаздывания, отсчитываемое от момента окончания деления ядра до момента испускания запаздывающих нейтронов ядрами-излучателями группы. Иначе говоря, от момента образования ядер-предшественников до момента образования из них ядер-излучателей запаздывающих нейтронов рассматриваемой группы, то есть, по существу, среднее время запаздывания - есть не что иное как среднее время жизни испытывающих β -распад ядер-предшественников этой группы.

Но среднее время жизни любых радиоактивных ядер - величина, обратная величине постоянной радиоактивного распада, следовательно, среднее время запаздывания - это величина, обратная величине постоянной β -распада ядер-предшественников запаздывающих нейтронов данной группы:

$$t_{\text{зи}} = 1 / \lambda_i \quad (11.11)$$

Итак, наличие шести групп запаздывающих нейтронов с различными начальными кинетическими энергиями и различными величинами среднего времени запаздывания наводит на мысль, что величина среднего времени жизни поколения всех (мгновенных и запаздывающих) нейтронов должна быть большей, чем величина времени жизни одних мгновенных нейтронов. А раз это так, то мы вправе ожидать не только взрывоподобного развития процесса размножения нейтронов, но и более плавного и медленного его развития, *которым можно управлять.*

11.2. Среднее время жизни поколения нейтронов в тепловом реакторе

11.2.1. Среднее время жизни мгновенных нейтронов. В соответствии с нашими представлениями о физических процессах, в которых участвуют все мгновенные нейтроны, время жизни "среднестатистического" теплового нейтрона, рождаемого в результате замедления мгновенного

нейтрона, состоит из трёх слагаемых - следующих друг за другом *времени деления*, *времени замедления* и *времени диффузии*.

- Время деления ($t_{дел}$) - это время от момента поглощения ядром топлива теплового нейтрона до момента испускания осколком разделившегося ядра мгновенного нейтрона. Нам уже известно, что этот промежуток времени мал и имеет порядок величины не более 10^{-13} с как для ^{235}U , так и для ^{239}Pu . Время деления практически не зависит от энергии нейтронов, вызывающих деления, и представляет собой физическую константу делящегося нуклида.

- Время замедления ($t_{зам}$) - это время от момента рождения мгновенного нейтрона до момента, когда его энергия снизится до уровня энергии сшивки.

Об этом промежутке времени также уже упоминалось при рассмотрении закономерностей процесса замедления. Величина его - порядка 10^{-5} с и менее, она определяется совокупностью материалов активной зоны реактора, главным образом, видом и количеством используемых замедлителей.

- Время диффузии ($t_{диф}$) - время от момента, когда нейтрон стал тепловым (то есть пересёк при замедлении уровень энергии сшивки E_c), до момента, когда он поглотился. Время диффузии тепловых нейтронов в тепловых реакторах - величина порядка 10^{-4} с (не более) и также определяется совокупностью материалов активной зоны, главным образом, соотношением количеств топлива и поглотителей.

Таким образом, среднее время жизни поколения мгновенных нейтронов (её принято обозначать буквой l - первой буквой английского слова *lifetime* - *время жизни*)

$$l = t_{дел} + t_{зам} + t_{диф} \quad (11.12)$$

является величиной порядка 10^{-4} с (и не выше). Ранее отмечалось, что реактор с такой величиной времени жизни поколения нейтронов неуправляем.

11.2.2. Среднее время жизни поколения всех нейтронов в реакторе. Условимся вначале, что, поскольку нам предстоит подсчитывать среднее время жизни поколения всех (мгновенных и запаздывающих) нейтронов, общим для всех их началом отсчёта будет приниматься момент начала нейтронного цикла, то есть момент поглощения теплового нейтрона ядром топлива, совпадающий с моментом начала деления ядра. Если сравнить последовательность чередования физических процессов, происходящих с мгновенными и запаздывающими нейтронами на оси времени (рис.11.5), то становится очевидным, что время жизни запаздывающих нейтронов любой группы представляет собой *сумму времени жизни мгновенных нейтронов и времени запаздывания этой группы*.

Действительно, время жизни мгновенных нейтронов l есть сумма последовательно чередующихся времён деления, замедления и диффузии, а время жизни запаздывающих нейтронов i -ой группы - сумма последовательно чередующихся времён деления, запаздывания, замедления и диффузии.

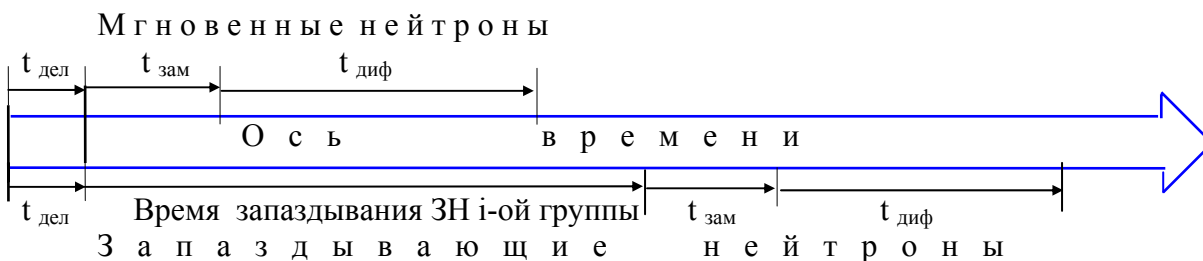


Рис. 11.5. Последовательность протекания во времени физических процессов с мгновенными и запаздывающими нейтронами любой (i -ой) группы) в тепловом реакторе.

Следовательно, время жизни запаздывающих нейтронов любой группы

$$l_{zi} \cong l + t_{zi} \quad (11.13)$$

отличается от времени жизни мгновенных нейтронов на величину времени запаздывания этой группы. Знак приближительности равенства (11.13) означает только то, что времена замедле-

ния мгновенных и запаздывающих нейтронов неодинаковы (поскольку мгновенные нейтроны начинают замедление с уровня энергии $E = 2.0 \text{ МэВ}$, а запаздывающие нейтроны различных групп - с уровней, лежащих в пределах от 0.25 до 0.63 МэВ). Впрочем, эта разница времён замедления мгновенных и запаздывающих нейтронов - небольшая.

Поэтому величина среднего времени жизни поколения всех нейтронов (мгновенных и запаздывающих шести групп) принимается как средневзвешенная величина, то есть как сумма произведений времени жизни нейтронов каждой группы на их эффективную долю выхода в общем балансе генерации всех нейтронов:

$$\bar{l} = l(1 - \beta_9) + \sum_{i=1}^6 (l + t_{zi}) \cdot \beta_{zi}. \quad (11.14)$$

Если раскрыть скобки под знаком суммы равенства (11.14.), то оно легко преобразуется к виду:

$$\bar{l} = l + \sum_{i=1}^6 \beta_{zi} \cdot t_{zi} = l + \beta_{z1} t_{z1} + \beta_{z2} t_{z2} + \dots + \beta_{z6} t_{z6}, \quad (11.15),$$

или, учитывая, что $t_{zi} = 1 / \lambda_i$,

$$\bar{l} = l + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{zi}}{\lambda_i}. \quad (11.16)$$

Подстановка в (11.16) известных значений физических констант распада предшественников (β_{zi} и λ_i) всех шести групп и ранее указанное время жизни мгновенных нейтронов в результате даёт величину среднего времени жизни поколения тепловых нейтронов в реакторе порядка $\bar{l} \cong 10^{-1} \text{ с}$, то есть $\sim 0.1 \text{ с}$.

Сравнивая эту величину с результатом численного анализа решения элементарного уравнения кинетики реактора, можно сделать вывод:

Наличие в активной зоне реактора небольшого (менее 0.7 %) количества запаздывающих нейтронов увеличивает величину среднего времени жизни поколения нейтронов в реакторе по крайней мере на три порядка величины, благодаря чему управление реактором становится не только принципиально возможным, но и сравнительно простым и безопасным.

В этом заключается не только роль Природы, создавшей запаздывающие нейтроны, но и значение трудов наших соотечественников - Я.Зельдовича и Ю.Харитона, - обосновавших роль запаздывающих нейтронов в деле управления цепной реакцией деления в 1940 г., т.е. задолго до её практического осуществления.

11.3. Период реактора, период удвоения мощности и их взаимосвязь

Величина $l / \delta k_\infty = T$, обратная величине показателя экспоненциала в решении элементарного уравнения кинетики реактора $n(t) = n_0 \exp(\delta k_\infty t / l)$, называется периодом реактора при заданной величине реактивности.

Подобное название обусловлено тем, что, во-первых, эта величина имеет размерность времени, а, во-вторых, само это название заимствовано из математики, где период экспоненциальной функции является наиболее наглядной её характеристикой. Смысл этой величины применительно к рассматриваемому случаю можно пояснить следующим образом. Решение элементарного уравнения кинетики реактора с учётом принятого обозначения периода имеет вид:

$$\frac{n(t)}{n_0} = \exp \frac{t}{T}, \quad (11.17)$$

из которого следует, что за время $t = T$ величина плотности нейтронов в реакторе изменяется в $e = 2.718281\dots$ раз (при определённой постоянной величине сообщённой реактору реактивности, или, что то же, при постоянной величине избыточного коэффициента размножения δk_∞).

При положительной величине реактивности ($\rho > 0$) величина периода реактора также имеет *положительный знак*, при отрицательной величине реактивности ($\rho < 0$) величина периода реактора *отрицательна*.

Период реактора является единственной характеристикой для чисто экспоненциального переходного процесса $n(t)$ в реакторе, позволяющей оценивать интенсивность изменения плотности нейтронов или мощности реактора, и при этом является легко воспринимаемой и легко измеряемой величиной. Чем выше величина периода T , тем менее круто (более плавно) происходит изменение мощности при сообщении критическому реактору реактивности того или иного знака.

Из определения периода следует, что его величина определяется величиной сообщённой реактору реактивности (или величиной δk_0). Из этого следует, что при относительно малых значениях реактивности величина периода обратно пропорциональна величине реактивности, причём коэффициентом пропорциональности

$$T \approx l / \rho \quad (11.18)$$

служит величина среднего времени жизни поколения нейтронов в реакторе l .

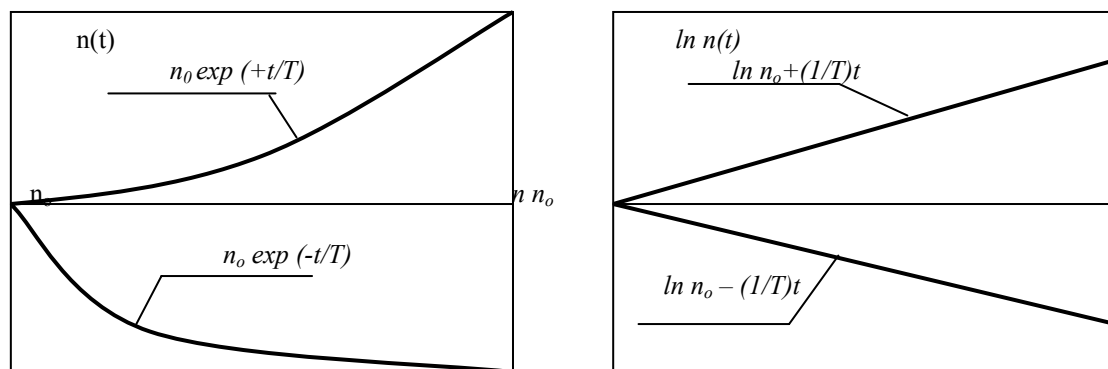


Рис. 11.6. Изображения переходных процессов, вытекающих из решения элементарного уравнения кинетики реактора, в натуральной и полулогарифмической системах координат. Из правого графика следует, что величина, обратная периоду реактора, интерпретируется тангенсом угла наклона к оси абсцисс прямой переходного процесса в полулогарифмических координатах.

В переходных процессах $n(t)$, которые в соответствии с решением элементарного уравнения кинетики имеют чисто экспоненциальный вид, величина T при постоянной величине сообщённой критическому реактору реактивности - есть величина постоянная в течение всего времени переходного процесса $n(t)$, а это говорит о том, что и величина среднего времени жизни поколения нейтронов (l) - тоже предполагается величиной постоянной в любой момент времени переходного процесса.

Если построить любую из экспонент, даваемых решением ЭУКР, в полулогарифмической системе координат $\ln n(t) = f(t)$, то экспоненциальный процесс в такой системе координат изобразится прямыми линиями с угловыми коэффициентами, равными величине обратного периода ($1/T$) при любом знаке реактивности. Пара таких экспонент (возрастающая - при $\rho > 0$ и убывающая - при $\rho < 0$) показаны на рис.11.6.

Угловой коэффициент прямой линии (если вспоминать аналитическую геометрию) - это тангенс угла наклона её к оси абсцисс. В более общем случае, применительно к кривым линиям, тангенс угла наклона касательной в точке кривой линии - интерпретируется как значение первой производной функции, описывающей эту линию, в этой точке.

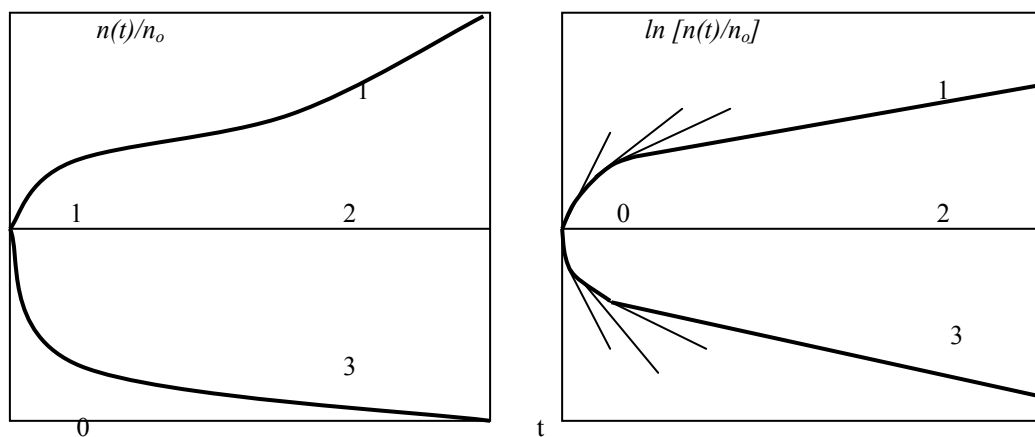


Рис.11.6. Переходные процессы в реальном реакторе при сообщении ему положительной (1), нулевой (2) или отрицательной (3) реактивности постоянной величины, построенные в натуральной и полулогарифмической системах координат.

ческой системах координат. Наклон линий на стадии начального скачка, как видите, является величиной переменной.

Поэтому, если прологарифмировать по точкам график переходного процесса в реальном реакторе (о котором говорилось в п.11.1.1), становится ясным, что величина периода реактора будет *примерно* постоянной только в развитой части переходного процесса, а на стадии начального скачка величина периода реактора - переменна.

Приходится признать, что на первой стадии переходного процесса $n(t)$, то есть на стадии начального скачка, при постоянной величине реактивности (или δk_∞) переменной величиной является величина среднего времени жизни поколения нейтронов. За счёт чего? - *Очевидно, за счёт того, что в течение начального скачка переменной величиной является соотношение скоростей генерации мгновенных и запаздывающих нейтронов.*

Величина периода реактора T , являясь удобной аналитической характеристикой интенсивности переходного процесса $n(t)$ в реакторе, для практика-оператора реакторной установки не очень удобна с точки зрения её практического измерения. Представим себе, как это делается: в определённый момент переходного процесса, когда стрелка измерителя нейтронной мощности проходит определённое деление на его шкале, включается секундомер, который должен быть остановлен в тот момент, когда стрелка прибора будет показывать значение нейтронной мощности, в 2.71828... раза превосходящее значение при включении секундомера; в этом случае секундомер как раз и покажет величину периода реактора T . Оператору для измерения величины периода необходимо знать, на каком делении следует остановить секундомер, для чего он должен выполнить быстрое вычисление: величину начальной нейтронной мощности умножить (или разделить) на число $e = 2.7182818...$, что, конечно, можно проделать при наличии калькулятора, но “в уме” такое вычисление явно затруднительно.

Поэтому операторы пользуются более практичной характеристикой, пропорциональной величине периода реактора T и называемой **периодом удвоения мощности** реактора (T_2), которая, как следует из её названия, представляет собой *время изменения нейтронной мощности реактора в два раза*. Взаимосвязь величин T_2 и T (при одной и той же величине сообщаемой реактору реактивности ρ) вытекает из того же решения ЭУКР. Если в него подставить значение $t = T_2$, то отношение $n(T_2) / n_0 = 2$ (как следует из определения), и, следовательно

$$2 = \exp(T_2 / T), \text{ или } T_2 / T = \ln 2 \approx 0.693, \text{ откуда следует, что}$$

$$T_2 \approx 0.693 T, \text{ или, наоборот, } T \approx 1.44 T_2 \quad (11.19)$$

И последнее. Элементарное уравнение кинетики реактора и его решение, несмотря на простоту, неплохо служит в прикладном плане, давая возможность непосредственно измерять *мгновенное* значение периода реактора или периода удвоения его мощности, а, точнее, указывает путь к реализации периодометра - прибора для измерения величины периода. Если в выражение элементарного уравнения кинетики подставить величину периода реактора $T = l / \delta k_\infty$, то получается

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(t)}{T}, \text{ откуда следует, что } T = \frac{n(t)}{\frac{dn}{dt}}, \quad (11.20)$$

то есть:

Мгновенное значение величины периода реактора есть отношение мгновенного значения нейтронной плотности к мгновенному значению производной плотности нейтронов в реакторе.

$$\text{Иначе: } \ln T = \ln n(t) - \ln(dn / dt). \quad (11.21)$$

Нейтронная мощность реактора измеряется, как известно, с помощью нейтронных камер, по величине электрического тока камер, пропорциональной величине измеряемой нейтронной мощности реактора. Из последней формулы для T вытекает, что для измерения мгновенного значения величины периода реактора $T(t)$ следует выходной сигнал ионизационных камер:

■ продифференцировать (в дифференцирующем блоке);

- подать сигналы, пропорциональные $n(t)$ и dn/dt на вход логарифмирующего усилителя, преобразующего натуральные их значения в логарифмические;
- подать выходные сигналы с логарифмирующего усилителя на суммирующее устройство, в котором получается сигнал, пропорциональный их разности (и пропорциональный величине логарифма периода реактора T);
- подать полученный сигнал на показывающий электроизмерительный прибор с логарифмической шкалой.

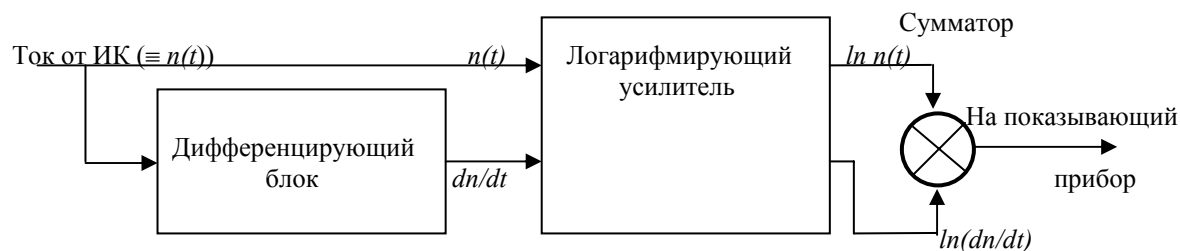


Рис. 11.6. Принципиальная блок-схема измерителя периода удвоения мощности реактора.

Указанное в схеме логарифмирование сигналов является вынужденной мерой, поскольку в стационарном состоянии период реактора T (и период удвоения мощности T_2), как известно, имеют бесконечно большие величины, и в натуральном масштабе индикация величины периода оказывается технически невозможной (для этого потребовался бы показывающий прибор с бесконечно широкой шкалой).

Краткие выводы

Кинетика реактора - раздел теории, изучающий и описывающий закономерности изменения во времени плотности нейтронов в реакторе при ненулевых реактивностях постоянной величины.

В кинетическом описании переходных процессов существенную роль играет величина времени жизни поколения нейтронов в реакторе.

Элементарное уравнение кинетики реактора, которое не учитывает различий между мгновенными и запаздывающими нейтронами, не даёт полного объяснения закономерного характера переходных процессов $n(t)$ в реальных реакторах при сообщении им реактивности. Его решение объясняет лишь экспоненциальную стадию в развитой части переходных процессов, но не даёт объяснения наличию в реальных переходных процессах стадии начального скачка плотности нейтронов, с которой начинается переходный процесс $n(t)$. Это вынуждает заниматься более детальным изучением закономерностей генерации нейтронов в реакторе и выделять среди них запаздывающие нейтроны.

Запаздывающие нейтроны получают за счёт выхода при делении ядер топлива тринадцати основных типов потенциально нейтроноактивных осколков деления, называемых предшественниками запаздывающих нейтронов. Предшественники, испытывая первым β -распад, в качестве дочерних продуктов этого распада дают нейтроноактивные излучатели запаздывающих нейтронов, из которых и испускаются запаздывающие нейтроны.

Отличия запаздывающих нейтронов, испускаемых различными излучателями, заключаются в различных величинах их начальной кинетической энергии и их абсолютными долями выхода, а также величинами времени запаздывания. Для более компактного описания тринадцать типов запаздывающих нейтронов объединены в шесть групп по принципу близости их основных характеристик. Эти шесть групп характеризуются усреднёнными значениями долей выхода, постоянных β -распада и начальной энергии. Средняя начальная кинетическая энергия запаздывающих нейтро-

нов всех шести групп равна 0.49 МэВ , а суммарная доля выхода в общем балансе генерации нейтронов для запаздывающих нейтронов в критическом реакторе бесконечных размеров равна 0.0064 (для ^{235}U) и 0.0021 (для ^{239}Pu). В реальном уран-плутониевом топливе энергетических реакторов усреднённая величина доли выхода запаздывающих нейтронов в процессе кампании активной зоны снижается пропорционально уменьшению содержания ^{235}U в топливе. В реакторах АЭС величина эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов уменьшается от 0.0064 (для свежего топлива в начале кампании) до $0.0045 - 0.0050$ (в конце кампании). В реакторах больших размеров (реакторах АЭС) величины теоретической и эффективной долей выхода запаздывающих нейтронов приблизительно равны (величина ценности запаздывающих нейтронов в этих реакторах близка к единице).

Роль запаздывающих нейтронов состоит в том, что относительно небольшое их количество в реакторе увеличивает значение среднего времени жизни поколения нейтронов как минимум на три порядка величины (от $\sim 10^{-4}$ до $\sim 10^{-1}$ с), благодаря чему и реализуется возможность безопасного управления реактором.

Характеристиками интенсивности развития экспоненциальных переходных процессов $n(t)$ в реакторах являются период реактора и период удвоения мощности. Последняя характеристика для практика более удобна из-за простоты её “безоружного” измерения. Эти две характеристики пропорционально взаимосвязаны друг с другом зависимостью:

$$T_2 \approx 0.693 T, \text{ или } T \approx 1.44 T_2$$

Математической интерпретацией мгновенного значения изменяющегося периода T является отношение мгновенных значений плотности нейтронов и производной плотности нейтронов в реакторе.

Тема 12
**КИНЕТИКА РЕАКТОРА С УЧЁТОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ
НЕЙТРОНОВ**

Здесь, как и в предыдущей теме, будет рассматриваться кинетика «холодного» реактора в точечно-параметрическом приближении. Как и ранее, оговариваемся, что в рамках нашего рассмотрения величина положительной или отрицательной реактивности первоначально критическому реактору сообщается самым простым и жёстким образом - *мгновенным скачком* (рис.12.1).

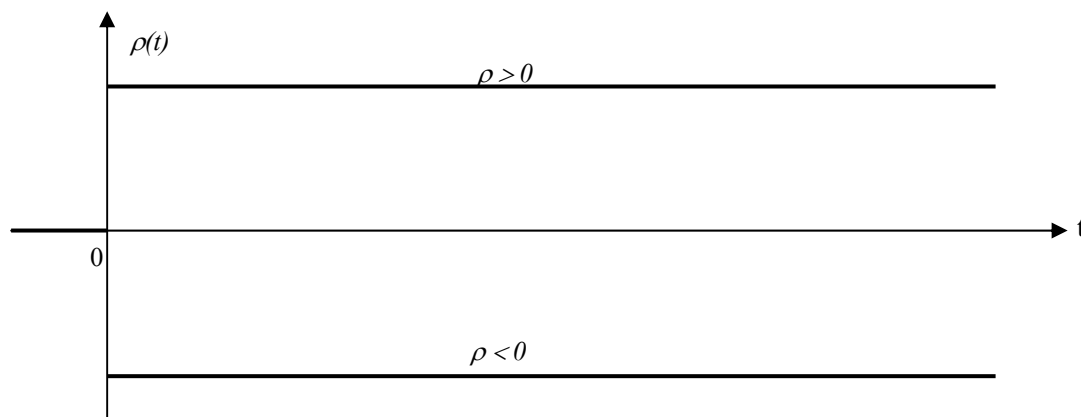


Рис.12.1. Мгновенный скачок положительной и отрицательной реактивности.

Дело в том, что для изучения общих закономерностей поведения плотности нейтронов $n(t)$ надо, чтобы величина вводимой реактивности во времени изменялась одинаковым образом, общим для всех случаев сообщения реактору конкретной величины реактивности, независимо от её величины и знака. Поэтому и способ сообщения реактору реактивности избран общим: *мгновенный скачок*.

В действительности реальному реактору таким образом сообщить заданную величину реактивности невозможно: при ограниченной скорости перемещения органа СУЗ перемещение поглотителя всегда требует определённого конечного времени, тем более короткого, чем выше скорость линейного перемещения стержня-поглотителя. Но вследствие инерционности воплощённой в металле кинематической схемы любого органа СУЗ процесс сообщения реактивности критическому реактору всегда будет иметь более «мягкий» (растянутый во времени) характер: на начальном участке перемещения поглотителя требуется преодолеть инерцию покоя всего механизма, на конечном участке - наоборот - инерцию движения, а на стадии равномерного перемещения поглотителя (с постоянной скоростью) процесс сообщения реактору реактивности имеет приблизительно линейный характер (рис.12.2).

Рассмотрение случая сообщения реактивности реактору мгновенным скачком обусловлено ещё и тем, что любые иные реальные способы воздействия на реактор *более безопасны*.

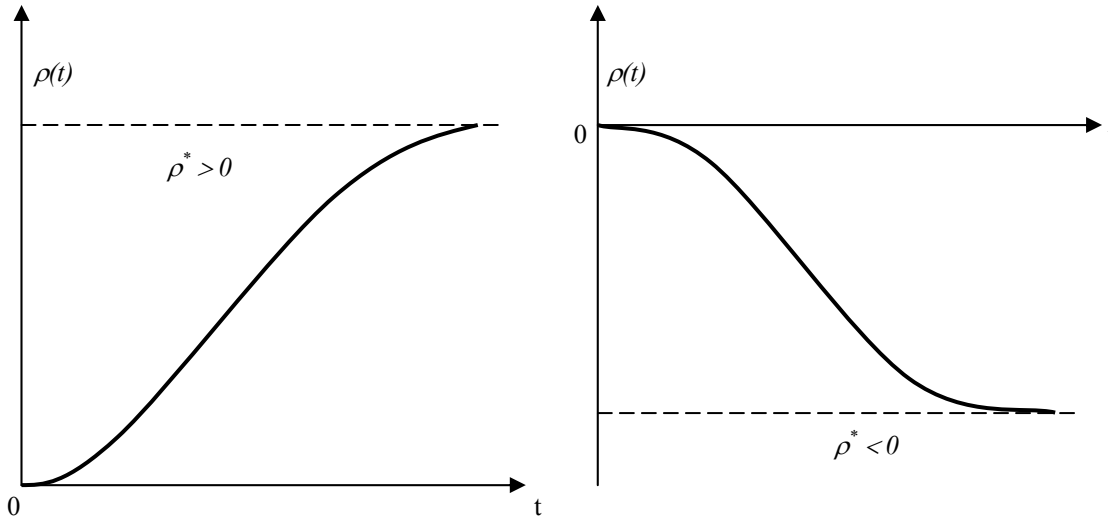


Рис.12.2. Характер реального процесса сообщения реактору положительной и отрицательной реактивности во времени за счёт перемещения подвижного стержня-поглотителя в реакторе из критического положения.

12.1. Система дифференциальных уравнений кинетики реактора с учётом шести групп запаздывающих нейтронов.

Очевидно, что плотность тепловых нейтронов, полученных в результате замедления в любом микрообъёме активной зоны в любой момент времени всегда равна сумме плотностей тепловых нейтронов, полученных в результате замедления мгновенных и запаздывающих нейтронов.

$$n(t) = n_m(t) + n_z(t).$$

Из этой очевидности вытекает и другая: так как производная суммы двух функций одного аргумента равна сумме их производных, то

$$dn/dt = dn_m/dt + dn_z/dt. \quad (12.1)$$

На основе этого равенства и построен вывод первого из системы дифференциальных уравнений кинетики реактора - уравнения скорости изменения плотности нейтронов в реакторе.

Примечание. Впредь, говоря о плотности тепловых нейтронов, получаемых в результате замедления мгновенных (или запаздывающих) нейтронов, будем выражаться кратко: “плотность мгновенных (запаздывающих) нейтронов”, оговаривая лишь случаи, когда использование таких кратких выражений приводит к двусмысленному пониманию их.

12.1.1. Дифференциальное уравнение скорости изменения плотности нейтронов. Используя один из простейших приёмов математической физики, величину эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе можно представить как сумму двух слагаемых, каждое из которых словно бы отдельно ответственно за размножение мгновенных и запаздывающих нейтронов:

$$k_{\text{э}} = k_{\text{э}} - k_{\text{э}} \beta_{\text{э}} + k_{\text{э}} \beta_{\text{э}} = k_{\text{э}} (1 - \beta_{\text{э}}) + k_{\text{э}} \beta_{\text{э}} = k_{\text{эм}} + k_{\text{эз}}, \quad (12.2)$$

где $k_{\text{эм}} = k_{\text{э}} (1 - \beta_{\text{э}})$ - произведение эффективного коэффициента размножения на долю выхода мгновенных нейтронов, называемое **коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах**, а

$k_{\text{эз}} = k_{\text{э}} \beta_{\text{э}}$ - произведение эффективного коэффициента размножения на эффективную долю выхода запаздывающих нейтронов, называемое **коэффициентом размножения на запаздывающих нейтронах**.

Величина $\beta_{\text{э}}$ - в обоих случаях - это суммарная эффективная доля выхода запаздывающих нейтронов всех групп (мы рассматриваем приближение с шестью группами запаздывающих нейтронов).

Аналогично понятию избыточного коэффициента размножения ($\delta k_{\text{э}} = k_{\text{э}} - 1$) вводится понятие избыточного коэффициента размножения на мгновенных нейтронах, величина которого будет равна:

$$\delta k_{\text{эм}} = k_{\text{эм}} - 1 = k_{\text{э}} (1 - \beta_{\text{э}}) - 1 = k_{\text{э}} - 1 - k_{\text{э}} \beta_{\text{э}} = \delta k_{\text{э}} - k_{\text{э}} \beta_{\text{э}} \approx \rho - \beta_{\text{э}}, \quad (12.3)$$

так как при $k_3 \approx 1$ величина $\delta k_3 \approx \rho$, а $k_3 \beta_3 \approx \beta_3$.

Обособленное рассмотрение размножения на мгновенных нейтронах даёт возможность первое слагаемое правой части (12.1) записать сразу, без вывода, используя известное нам элементарное уравнение кинетики реактора, в котором следует произвести лишь формальную замену: вместо δk_3 - подставить величину $\delta k_{3м} \approx \rho - \beta_3$, а вместо среднего времени жизни поколения нейтронов - подставить l - время жизни мгновенных нейтронов, то есть

$$\frac{dn_m}{dt} = \frac{\rho - \beta_3}{l} n(t). \quad (12.4)$$

Примечание. Из (12.3), строго говоря, следует, что

$$\delta k_{3м} = \delta k_3 - k_3 \beta_3 = k_3 [(\delta k_3 / k_3) - \beta_3] = k_3 (\rho - \beta_3),$$

но, как уже неоднократно отмечалось, величина k_3 в практике управления реальными энергетическими реакторами мало когда отличается от единицы более чем на 0.002, поэтому величина k_3 без заметного ущерба для точности может быть принята равной единице

Второе слагаемое в правой части (12.1.1) - скорость изменения плотности тепловых нейтронов, полученных в результате замедления запаздывающих нейтронов dn_3/dt . Эта величина находится из простых рассуждений.

Предположим, что реальная концентрация ядер-предшественников запаздывающих нейтронов i -ой группы в рассматриваемый момент времени равна C_i . Это означает, что в единичном объёме активной зоны будет происходить β -распад этих предшественников со скоростью $\lambda_i C_i$ (где λ_i - постоянная β -распада предшественников i -ой группы). Это, в свою очередь, означает, что в этом единичном объёме каждую секунду будут образовываться $\lambda_i C_i$ ядер-излучателей запаздывающих нейтронов этой группы, а, поскольку каждое ядро-излучатель практически без запаздывания испускает один запаздывающий нейтрон, величина $\lambda_i C_i$ является ещё и мгновенным значением скорости образования быстрых запаздывающих нейтронов i -ой группы.

Если бы эти быстрые запаздывающие нейтроны со стопроцентной достоверностью избегали утечки и резонансного захвата при замедлении, то в каждом единичном объёме активной зоны в среднем из них каждую секунду рождалось бы *столько же* тепловых нейтронов, но если учесть, что из всех их только $(p_3 \varphi)$ -ая часть остаётся в активной зоне, то фактически в каждом единичном объёме активной зоны каждую секунду будет рождаться $\lambda_i C_i p_3 \varphi$ тепловых нейтронов, получаемых из запаздывающих нейтронов i -ой группы. Общая же скорость генерации тепловых нейтронов из запаздывающих нейтронов всех шести групп будет очевидно равна

$$\frac{dn_3}{dt} = \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i p_3 \varphi = \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i(t), \quad (12.5)$$

$$\text{где обозначенная малым символом величина } c_i(t) = C_i p_3 \varphi, \quad (12.6)$$

называется *эффективной концентрацией предшественников i -ой группы*. Эта величина, введенная в обиход из соображений чистого удобства (компактности записи), имеет смысл некоторой условной эквивалентной концентрации тех же предшественников, из которых каждую секунду получалось бы реальное количество тепловых запаздывающих нейтронов i -ой группы в случае, когда утечка и резонансный захват замедляющихся нейтронов в реакторе отсутствовали бы.

Таким образом, с учётом выражений (12.5) и (12.4) исходное уравнение для скорости изменения плотности нейтронов в реакторе (12.1) приобретает вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_3}{l} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i(t). \quad (12.7)$$

Это уравнение является *неопределённым*, так как, кроме основной неизвестной функции $n(t)$ оно содержит ещё шесть неизвестных функций - временных зависимостей эффективных концентраций предшественников запаздывающих нейтронов всех шести групп. Поэтому для того, чтобы получить *конкретное* решение, необходимо замкнуть систему, то есть присоединить к (12.7) ещё, как минимум, шесть дифференциальных уравнений, в которых функции $c_i(t)$ фигурировали бы независимым от уравнения (12.7) образом.

12.1.2. Дифференциальные уравнения скоростей изменения эффективных концентраций предшественников запаздывающих нейтронов шести групп. Логический вид этих шести уравнений одинаков:

$$dC_i/dt = (\text{скорость генерации предшественников } i\text{-ой группы}) - (\text{скорость их } \beta\text{-распада}). \quad (12.8)$$

Первое слагаемое правой части (12.8) получается из следующих рассуждений. Если $n(t)$ - средняя по объёму активной зоны плотность тепловых нейтронов в некоторый произвольный момент времени t , то через промежуток времени, равный среднему времени жизни поколения мгновенных нейтронов l плотность нейтронов станет равной $k_3 n(t)$ (что следует из определения эффективного коэффициента размножения k_3). Эти тепловые нейтроны очередного поколения получены в результате замедления быстрых нейтронов, исходное число которых в единичном объёме активной зоны было равно $k_3 n / p_3 \phi$, то есть рождались эти нейтроны со средней скоростью $k_3 n / p_3 \phi l$ в каждом см^3 активной зоны за 1 с. Но среди всех этих быстрых нейтронов β_i -ая часть рождались как запаздывающие нейтроны i -ой группы, а так как каждый запаздывающий нейтрон i -ой группы испускался одним излучателем, а каждый излучатель получался в результате β -распада одного предшественника i -ой группы, то из этого следует, что скорость генерации предшественников i -ой группы составляет $k_3 n \beta_{\beta i} / p_3 \phi l$ ядер/см³ с. Такова величина первого слагаемого правой части логического уравнения (12.8).

Со вторым слагаемым этого уравнения дело значительно проще: в соответствии с известным законом радиоактивного распада скорость β -распада предшественников i -ой группы определяется только наличной в данный момент времени концентрацией их C_i , то есть равна $\lambda_i C_i$.

Поэтому искомое дифференциальное уравнение для скорости изменения действительной концентрации предшественников i -ой группы будет:

$$\frac{dC_i}{dt} = k_3 \frac{\beta_{\beta i}}{p_3 \phi l} n(t) - \lambda_i C_i(t),$$

а если, руководствуясь формулой (12.6), перейти к эффективным концентрациям предшественников любой группы, и полагая, что, как и в предыдущем выводе, $k_3 \approx 1$, то:

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_{\beta i}}{l} n(t) - \lambda_i c_i(t). \quad (12.9)$$

Таков общий вид шести дифференциальных уравнений для скоростей изменения эффективных концентраций предшественников запаздывающих нейтронов 6 групп.

Таким образом полная замкнутая система семи дифференциальных уравнений кинетики реактора с учётом запаздывающих нейтронов имеет вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\beta}}{l} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i(t) \quad (12.10)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_{\beta i}}{l} n(t) - \lambda_i c_i(t). \quad i = 1, 2, \dots, 6. \quad (12.11)$$

12.1.3. Решение системы дифференциальных уравнений кинетики. Одинаковый вид всех дифференциальных уравнений кинетики подсказывает, что их решения можно отыскать в форме выражений:

$$n(t) = n_o \cdot \exp\left(\frac{t}{T}\right) \quad (12.12) \text{ и}$$

$$c_i(t) = c_{io} \cdot \exp\left(\frac{t}{T}\right) \quad (12.13)$$

где n_o и c_{io} - соответственно величины плотности нейтронов и эффективной концентрации предшественников запаздывающих нейтронов i -ой группы в момент времени $t = 0$, когда реактор перед сообщением ему реактивности был ещё критичен.

Но, коль скоро эти выражения являются решениями системы уравнений кинетики, то подстановка их самих и их производных:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0}{T} \cdot \exp\left(\frac{t}{T}\right) = \frac{n(t)}{T} \quad (12.14)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{c_{i0}}{T} \cdot \exp\left(\frac{t}{T}\right) = \frac{c_i(t)}{T} \quad (12.15)$$

в исходную систему уравнений должна обратить последние в тождества.

В этих выражениях параметр T имеет физический смысл периода соответствующих экспоненциальных процессов.

Примечание. Впредь ради краткости записи функции $n(t)$ и $c_i(t)$ будем обозначать просто n и c_i .

Подставим вначале (12.15) только в левую часть уравнения (12.11):

$$\frac{c_i}{T} = \frac{\beta_{\lambda i}}{l} n - \lambda_i c_i, \text{ откуда } c_i = \frac{\beta_{\lambda i} T n}{l(1 + \lambda_i T)} \quad (12.16)$$

Далее выражения (12.16) и (12.14) подставляются в уравнение (12.10):

$$\frac{n}{T} = \frac{\rho - \beta_{\lambda}}{l} n + \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i \beta_{\lambda i} T}{1 + \lambda_i T} \cdot \frac{n}{l}.$$

Умножив обе части полученного равенства на (l/n) , получаем:

$$\frac{l}{T} = \rho - \beta_{\lambda} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\lambda i} \lambda_i T}{1 + \lambda_i T} \quad (12.17)$$

Если учесть, что

$$\sum_{i=1}^6 \beta_{\lambda i} = \beta_{\lambda},$$

то, объединив две суммы в правой части (12.17) в одну и приведя выражение под знаком суммы к общему знаменателю, несложно получить:

$$\rho = \frac{l}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\lambda i}}{1 + \lambda_i T}. \quad (12.18)$$

Уравнение (12.18) по отношению к уравнению (12.10) является *характеристическим* и называется **уравнением обратных часов (УОЧ)**.

Замечание. Получена, строго говоря, приближённая форма уравнения обратных часов, поскольку в процессе его вывода было принято одно допущение: предполагалось, что величина эффективного коэффициента размножения k_{eff} очень мало отличается от единицы, в связи с чем допускалось, что $\rho \approx \delta k_{\text{eff}}$. Эта натяжка незначительно влияет на точность решения и не меняет качественного характера решения системы дифференциальных уравнений кинетики реактора, но даёт возможность при этом значительно сократить объём математических преобразований при выводе уравнения обратных часов. Если бы мы не прибегали к указанному допущению, в результате более громоздкого вывода можно было бы получить более точное выражение для уравнения обратных часов (сравните):

$$\rho = \frac{l}{T+l} + \frac{T}{T+l} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\lambda i}}{1 + \lambda_i T}. \quad (12.18a)$$

Уравнение обратных часов настолько важно и для анализа решений системы дифференциальных уравнений кинетики реактора, и для практической деятельности оператора реакторной установки, что мы временно прервём ход решения дифференциальных уравнений кинетики и остановимся на нём более подробно.

12.1.4. Уравнение обратных часов.

а) Уравнение обратных часов как характеристическое уравнение системы дифференциальных уравнений кинетики реактора. Развёрнутый вид уравнения обратных часов:

$$\rho = \frac{l}{T} + \frac{\beta_{\beta 1}}{1 + \lambda_1 T} + \frac{\beta_{\beta 2}}{1 + \lambda_2 T} + \frac{\beta_{\beta 3}}{1 + \lambda_3 T} + \frac{\beta_{\beta 4}}{1 + \lambda_4 T} + \frac{\beta_{\beta 5}}{1 + \lambda_5 T} + \frac{\beta_{\beta 6}}{1 + \lambda_6 T}$$

свидетельствует о том, что это - алгебраическое уравнение седьмой степени относительно T . Для того, чтобы понять это, достаточно мысленно представить, что получится в числителе выражения правой части уравнения после приведения его к общему знаменателю: седьмая степень уравнения становится очевидной. А это значит, что уравнение обратных часов в самом общем случае должно иметь семь корней.

В разделе математики “Решение дифференциальных уравнений” говорится, что вид, величины и знаки корней характеристического уравнения определяют вид решения дифференциальных уравнений. В частности, если характеристическое уравнение имеет действительные корни, то решение дифференциального уравнения (или системы дифференциальных уравнений) имеет экспоненциальный вид. Это побуждает нас заняться анализом корней уравнения обратных часов.

Но вначале следует уточнить одну немаловажную деталь: отыскивая с самого начала именно экспоненциальное решение для дифференциального уравнения изменения плотности нейтронов в виде одной экспоненты - $n(t) = n_0 \exp(t/T)$, - мы невольно совершили небольшой просчёт, который следует исправить по ходу дела. Если уравнение обратных часов имеет семь корней, то общее решение системы дифференциальных уравнений кинетики реактора будет не одной экспонентой, а *будет представлять собой сумму семи экспонент, показатели которых определяются величинами этих семи корней уравнения обратных часов:*

$$n(t) = A_0 \exp \frac{t}{T_0} + A_1 \exp \frac{t}{T_1} + A_2 \exp \frac{t}{T_2} + A_3 \exp \frac{t}{T_3} + A_4 \exp \frac{t}{T_4} + A_5 \exp \frac{t}{T_5} + A_6 \exp \frac{t}{T_6},$$

или в более краткой форме:

$$n(t) = A_0 \exp \frac{t}{T_0} + \sum_{i=1}^6 A_i \exp \frac{t}{T_i}, \quad (12.19)$$

где $T_0, T_1, T_2, \dots, T_6$ - значения семи корней уравнения обратных часов, а $A_0, A_1, A_2, \dots, A_6$ - величины постоянных интегрирования, находимые путём подстановки в общее решение (12.19) конкретных начальных условий.

Знаки корней уравнения обратных часов наиболее наглядно видны, если показать его решение в графическом виде (см. рис.12.3).

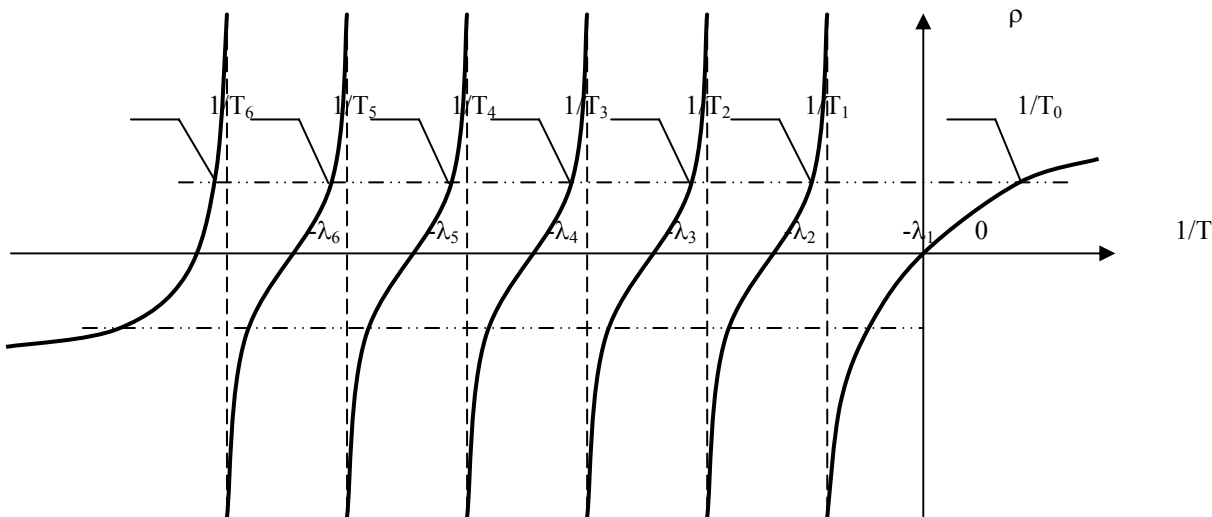


Рис.12.3. График зависимости корней уравнения обратных часов при положительных и отрицательных реактивностях разной величины.

На этом графике показано решение уравнения обратных часов в зависимости не от величины самого периода T , а от обратной ему величины $1/T$: так удобнее выполнять решение уравнения аналитически.

Как видим, функция $\rho = f(1/T)$ имеет шесть точек разрыва (второго рода), и именно благодаря этой разрывности отдельные корни уравнения обратных часов отображаются на графике достаточно наглядно: области изменения каждого из семи корней по оси $1/T$ лежат между соответствующими точками разрыва; например, нулевой обратный корень $1/T_0$ лежит правее первой точки

разрыва ($-\lambda_1$), первый обратный корень $1/T_1$ - между первой и второй точками разрыва ($-\lambda_1$ и $-\lambda_2$), второй обратный корень $1/T_2$ - между второй и третьей точками разрыва ($-\lambda_2$ и $-\lambda_3$) и так далее; значения последнего, седьмого, обратного корня $1/T_7$ - располагаются левее последней, шестой, точки разрыва ($-\lambda_6$).

При этом знаки всех семи корней уравнения обратных часов определяются самым наглядным образом: в точках пересечения соответствующих участков графика с горизонтальной прямой, отсекающей на оси ординат рассматриваемое значение реактивности ρ .

Из графика видно, что, если величина сообщаемой реактору реактивности положительна, то нулевой обратный корень $1/T_0$, а, значит, и сам корень T_0 , - положителен (т.к. располагается в правой полуплоскости, правее оси $O - \rho$). Остальные шесть корней ($T_1 \div T_6$) уравнения обратных часов - отрицательны (лежат в левой полуплоскости). Если же величина сообщаемой реактору реактивности отрицательна, то все семь корней уравнения обратных часов отрицательны (лежат в левой, отрицательной, полуплоскости). Что касается величин самих корней, то они, как следует из графика, определяются только величиной сообщаемой реактору реактивности ρ .

Теперь о знаках постоянных интегрирования ($A_0 \div A_6$). Здесь не приводится полный (и очень громоздкий) аналитический вывод общего выражения для любой из постоянных интегрирования, которое имеет вид:

$$A_i = \frac{\rho T_i}{1 + \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i \beta_{\infty} T_i^2}{(1 + \lambda_i T_i)^2}}. \quad (12.20)$$

Квадрат выражения в скобках под знаком суммы, независимо от знака корня T_i , всегда имеет положительный знак, и, поскольку все остальные величины знаменателя положительны, то весь знаменатель (12.20) - всегда положителен. А раз так, то знак постоянной интегрирования A_i всегда определяется знаком произведения ρT_i в числителе правой части этого выражения. То есть, если нулевой корень T_0 при $\rho > 0$, как говорилось выше, положителен ($T_0 > 0$), то произведение $\rho T_0 > 0$, а, следовательно, $A_0 > 0$. При отрицательной же величине реактивности ($\rho < 0$) произведение отрицательного нулевого корня T_0 на отрицательную величину реактивности ρ даёт положительную величину произведения ρT_0 , и, следовательно, величина нулевой постоянной интегрирования будет иметь положительный знак. Проведя такой микроанализ со всеми величинами постоянных интегрирования, можно прийти к общему выводу:

при $\rho > 0$: $T_0 > 0$ и $A_0 > 0$, а остальные корни ($T_1 \div T_6$) < 0 и ($A_1 \div A_6$) < 0 (12.21)

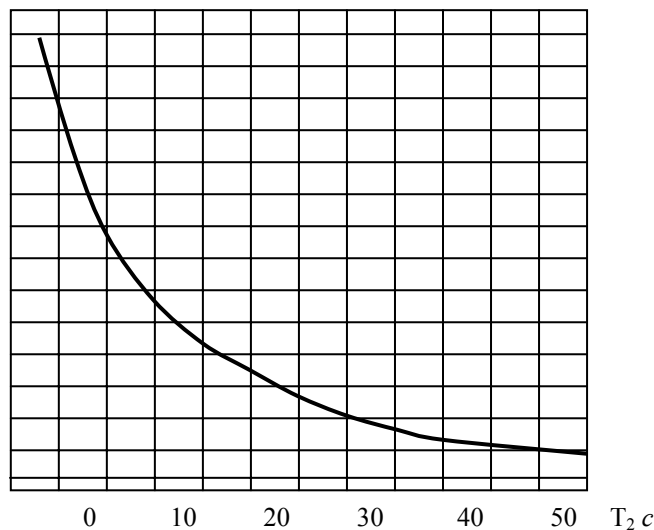
при $\rho < 0$: все 7 корней ($T_0 \div T_6$) < 0 , а постоянные интегрирования ($A_0 \div A_6$) > 0 (12.22)

б) Самостоятельное практическое значение решения уравнения обратных часов.

Анализ знаков корней уравнения обратных часов и постоянных интегрирования безусловно важен, так как он даёт возможность выявить качественную структуру и дать физическое толкование характеру переходных процессов при сообщении реактору реактивности того или иного знака.

Но значение уравнения обратных часов не исчерпывается только этим. Забегая немного вперёд, заметим, что из семи корней уравнения обратных часов старший корень T_0 (старший - в математическом понимании этого слова, то есть - наибольший по величине) имеет простое физическое толкование: *это - тот самый установившийся период, определяющий "чисто экспоненциальное" изменение плотности нейтронов в реакторе в развитой стадии переходного процесса $n(t)$* . (Почему это так, станет ясно немного позже).

а) График



б) Таблица

ρ , %	0.2925	0.2152	0.1745	0.1482	0.1294	0.1152	0.1039	0.0948	0.0872
T_2 , с	5	10	15	20	25	30	35	40	45

Рис. 12.2. Две наглядные формы взаимосвязи реактивности реактора ρ и установившегося периода удвоения мощности реактора T_2 , вытекающие из решения уравнения обратных часов.

Эту величину установившегося периода, как уже говорилось, легко измерить практически с помощью самого обычного секундомера. Вместе с тем, величина установившегося периода (T_o) для конкретного реактора в рассматриваемый момент кампании определяется только величиной сообщённой реактору реактивности ρ , следовательно, уравнение обратных часов для конкретного реактора (с конкретной величиной β_s) устанавливает жёсткую однозначную взаимосвязь величин реактивности ρ и установившегося периода T_o (или ρ - с величиной установившегося периода удвоения мощности реактора T_2 , которая, как мы знаем, пропорциональна величине установившегося периода T_o).

А это значит, что по величине измеренного установившегося периода удвоения мощности можно находить величину сообщённой реактору реактивности, и, наоборот, - по величине сообщённой реактору реактивности можно предсказывать, с каким установившимся периодом удвоения будет происходить установившийся разгон (или спад) мощности ядерного реактора. Это, согласитесь, практически очень важно для оператора реакторной установки. Эту взаимосвязь можно занести в программу компьютера, можно выразить в форме таблицы или в форме графика.

Пользуясь приведенными таблицей или графиком, оператор имеет возможность быстро оценить величину реактивности реактора по измеренному периоду удвоения мощности или предсказать величину установившегося периода разгона реактора по величине реактивности, которую он собирается сообщить реактору.

12.2. Переходные процессы при сообщении реактору отрицательной реактивности

12.2.1. Характер переходных процессов $n(t)$ при $\rho < 0$. Так как при сообщении реактору отрицательной реактивности все семь корней уравнения обратных часов отрицательны, это означает, что общее решение системы дифференциальных уравнений кинетики представляет собой алгебраическую сумму убывающих экспонент (любая экспонента с отрицательным показателем - убывающая). А поскольку (см. условие (12.22)) все без исключения постоянные интегрирования A_i в случае отрицательной реактивности положительны, то можно выразиться более точно: при отрицательной реактивности решение системы дифференциальных уравнений кинетики есть *арифметическая сумма* семи убывающих экспонент, и если обозначать через T_i абсолютную величину корней уравнения обратных часов, то:

$$n(t) = A_0 \exp \frac{t}{T_0} + \sum_{i=1}^6 A_i \exp \frac{t}{T_i}. \quad (12.23)$$

Геометрическое суммирование семи убывающих экспонент показано (качественно) на рис.12.2. Как видим, переходный процесс $n(t)$ в “холодном” реакторе имеет уже не тот моноэкспоненциальный вид, который получался из решения элементарного уравнения кинетики. Здесь хорошо просматриваются две стадии развития переходного процесса, свойственные реальным переходным процессам во всех реакторах, а именно, - стадия начального скачка, продолжительность которой определяется временем, в течение которого шесть младших экспонент спадают до практического нуля, и стадия чисто экспоненциального спада плотности нейтронов, определяемая старшей, экспонентой $A_0 \exp(-t/T_0)$, показатель которой обратно пропорционален наибольшему по абсолютной величине корню уравнения обратных часов.

Теперь смысл названия *установившегося периода* T_0 должен быть окончательно ясен.

Зависимость любого (переходного) периода T_i при отрицательной величине сообщаемой реактору реактивности имеет обратный характер: чем больше абсолютная величина сообщаемой реактору отрицательной реактивности, тем меньше абсолютная величина любого из корней уравнения обратных часов T_i (что очень наглядно иллюстрирует график решения уравнения обратных часов). Следовательно, крутизна переходных процессов $n(t)$ в реакторе определяется только величиной сообщаемой реактору отрицательной реактивности: чем больше абсолютная величина отрицательной реактивности, тем более круто идёт спад плотности нейтронов $n(t)$, причём, и на стадии начального скачка, и на стадии последующего экспоненциального спада.

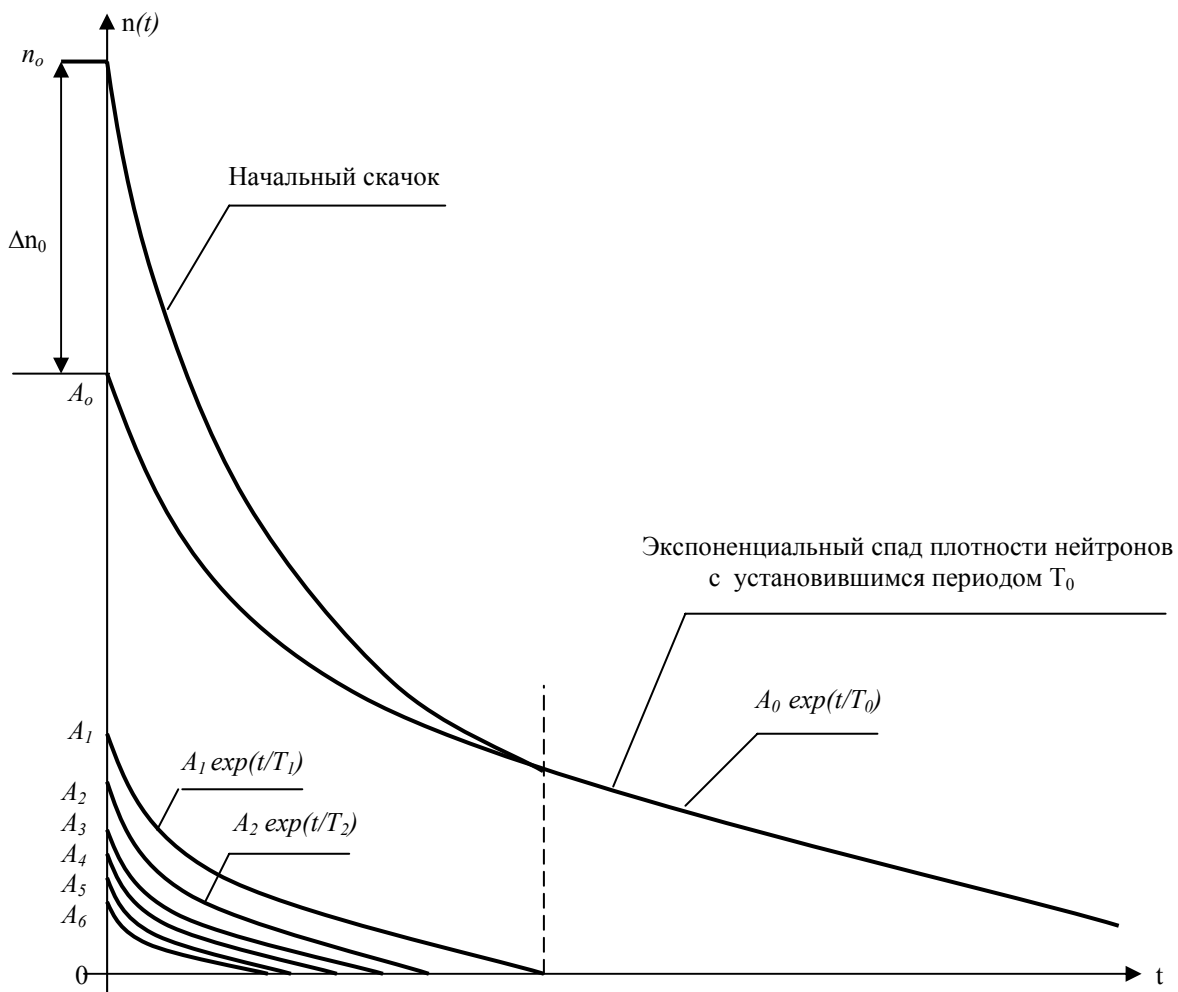


Рис.12.3. Экспоненциальные составляющие переходного процесса $n(t)$ при скачкообразном

сообщении критическому реактору отрицательной реактивности. (Очевидное нарушение масштаба изображения вдоль оси $0 - n$ допущено намеренно, с целью большей качественной наглядности).

Иными словами: чем больше абсолютная величина сообщаемой реактору отрицательной реактивности, тем больше абсолютная величина начального скачка.

Нелинейный характер начальной стадии переходного процесса ещё более наглядно иллюстрируется графиком зависимости, построенным в полулогарифмической системе координат для различных значений отрицательной реактивности (рис.12.4).

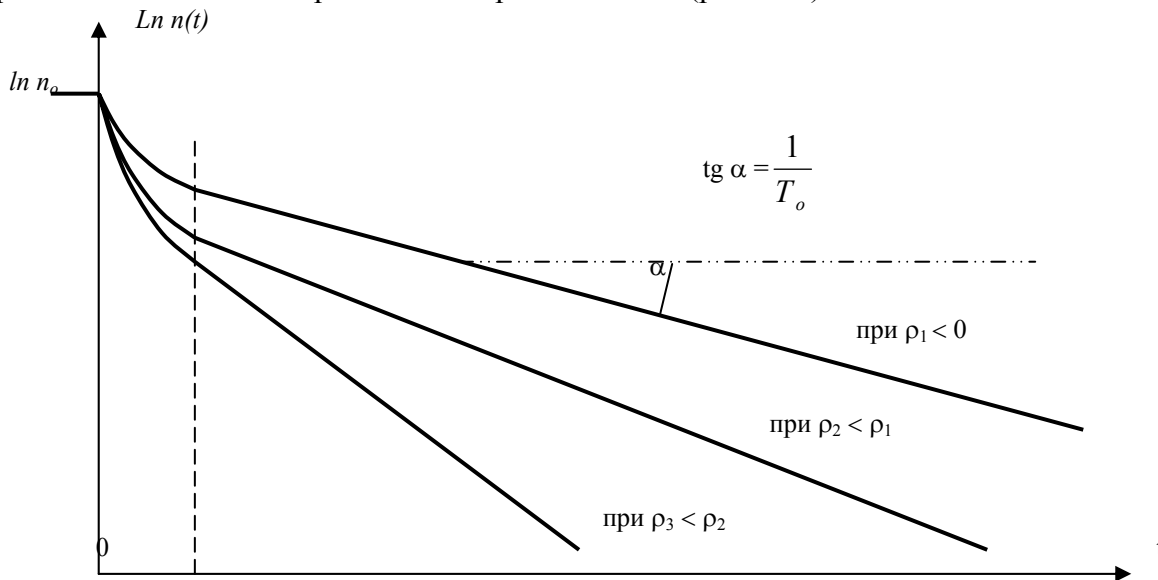


Рис.12.4. Качественный вид переходных процессов $n(t)$ в полулогарифмической системе координат.

Логарифмирование экспоненциальной функции даёт, как известно, линейную зависимость, изображаемую прямой линией, угловой коэффициент которой численно равен постоянному множителю в показателе экспоненты, то есть, в данном случае, - величине $(-1/T_0)$. Поэтому в полулогарифмической системе координат прямой линией изображается только вторая, *чисто экспоненциальная* стадия переходного процесса $n(t)$, а на стадии начального скачка переходный процесс выглядит нелинейным.

Наличие стадии начального скачка в переходном процессе $n(t)$ физически объясняется тем, что при скачкообразном сообщении критическому реактору отрицательной реактивности первыми всегда реагируют на это возмущение мгновенные нейтроны: резко уменьшается скорость генерации и резко возрастает скорость их поглощения. И если бы к моменту введения отрицательной реактивности в реакторе не были бы накоплены достаточно большие стационарные концентрации предшественников запаздывающих нейтронов всех групп, процесс начального спада $n(t)$ происходил бы во много раз быстрее (поскольку время жизни мгновенных нейтронов во много раз меньше времени жизни запаздывающих нейтронов любой группы).

То есть это был бы практически безынерционный бросок $n(t)$ вниз, почти синхронно отслеживающий уменьшение величины коэффициента размножения на мгновенных нейтронах. Но предшественники запаздывающих нейтронов в реакторе есть, и их стационарные концентрации в критическом реакторе достаточно высоки, а это значит, что в первые секунды начального скачка достаточно высоки и скорости их β -распада (вспомните: $dC_i/dt = -\lambda_i C_i$), а, значит, вначале высоки и скорости генерации запаздывающих нейтронов всех групп, и получается, что эти добавки запаздывающих нейтронов в общий цикл размножения тормозят общее падение плотности нейтронов $n(t)$, которое без них было бы очень резким.

Но поскольку с уменьшением $n(t)$ синхронно уменьшается и скорость деления ядер топлива, то с той же синхронностью уменьшается и скорость генерации предшественников запаздывающих нейтронов всех групп, а с некоторым запаздыванием - и скорость генерации излучателей запаздывающих нейтронов. Скорость уменьшения концентраций ядер-предшественников запаздывающих нейтронов не может стать ниже скорости их β -распада (равной $\lambda_i C_i(t)$). Следовательно, экспоненциальный процесс снижения концентрации предшественников каждой группы (надеюсь, у Вас нет сомнений, что он чисто экспоненциальный: ведь решения 6 уравнений для концентраций были

найденны в виде $C_i(t) = C_{oi} \exp(-t/T_i)$ не может идти с периодом, меньшим, чем период распада предшественников каждой группы (равный $1/\lambda_i$).

Поэтому понятным становится и физический смысл величины переходного периода T_i : это - периоды экспоненциальных процессов $C_i(t)$, описывающих переходы величин концентраций предшественников запаздывающих нейтронов от одного стационарного значения (C_{oi}) до другого, соответствующего концу переходного процесса $C_i(t)$. В частности, судя по виду решения, конечной концентрацией предшественников запаздывающих нейтронов может быть и нулевая их концентрация.

Примечание. Обратим внимание с самого начала на эту “несуразицу”: при любом значении сообщаемой реактору отрицательной реактивности концентрации предшественников запаздывающих нейтронов устремляются к нулю, то есть, в соответствии с известным правилом, через $(4 \div 5)$ периодов T_i величины концентраций C_i должны обратиться в практический ноль. Объяснение этому будет дано при рассмотрении кинетики подкритического реактора с независимым источником нейтронов.

И лишь тогда, когда скорость снижения $n(t)$ “вплотную” снизится до скорости β -распада предшественников самой долгоживущей (первой) группы, переходный процесс $n(t)$ плавно переходит во вторую (чисто экспоненциальную) стадию уменьшения плотности нейтронов с установившимся периодом T_o .

12.2.2. Величина начального скачка при отрицательных реактивностях. Вопрос о величине начального скачка при сообщении реактору отрицательных реактивностей имеет не только чисто теоретическое значение, но и представляет большой практический интерес и для конструктора реактора, и для оператора-эксплуатационника. Он возникает из приблизительно таких соображений: отрицательные реактивности сообщаются критическому реактору не только ради снижения его мощности (для этого нужны совсем небольшие величины отрицательных реактивностей), но и для выполнения быстрой (аварийной) остановки реактора в случаях возникновения ситуаций, угрожающих перерасти в аварию реактора или какого-либо другого элемента АЭУ. Для этого в реакторе предусматривается аварийная защита. В одних энергетических реакторах - это специальные группы стержней-поглотителей, автоматически “выстреливаемые” в активную зону при возникновении аварийных ситуаций. В большинстве реакторов АЭС в качестве стержней АЗ используются все штатные подвижные поглотители (включая и регулирующие группы), которые в нормальных условиях находятся вне активной зоны (кроме регулирующих групп), но по сигналу АЗ вводятся в активную зону с максимальной предусмотренной скоростью.

Одним словом, стержни АЗ - как раз и есть те самые поглотители, с помощью которых критическому реактору за сравнительно короткое время может быть сообщена сравнительно большая отрицательная реактивность.

На рис.12.4. мы уже видели, что плотность нейтронов (или нейтронная мощность реактора) при сообщении реактору отрицательной реактивности уменьшается тем более высоким темпом, чем большая величина отрицательной реактивности воздействует на реактор. Величина начального скачка тоже находится явно в прямой зависимости от величины сообщаемой реактору отрицательной реактивности. Вопрос заключается в том, каков характер этой зависимости.

Договоримся считать условной величиной начального скачка Δn_o разницу величин начальной плотности нейтронов n_o и постоянной интегрирования A_o старшей экспоненты $A_o \exp(-t/T_o)$:

$$\Delta n_o = n_o - A_o \quad (12.24)$$

Конечно, (см. рис.12.3) истинная величина начального скачка Δn несколько больше, чем величина $(n_o - A_o)$, но даже такое приближение позволяет качественно оценить предельные величины начальных скачков. Из графика рис.12.3. следует, что приближенная величина начального скачка есть не что иное как сумма всех постоянных интегрирования, кроме A_o :

$$\Delta n_o = \sum_{i=1}^6 A_i.$$

Для большей общности попытаемся найти зависимость от реактивности величины *относительного начального скачка*:

$$\frac{\Delta n_o}{n_o} = \frac{\sum_{i=1}^6 A_i}{A_o + \sum_{i=1}^6 A_i} = \frac{1}{\frac{A_o}{\sum_{i=1}^6 A_i} + 1}. \quad (12.25)$$

Подставляя сюда общее выражение для постоянной интегрирования A_i (12.20), после нескольких простейших преобразований можно получить выражение:

$$\frac{\Delta n_o}{n_o} = 1 - \frac{T_o}{\sum_{i=0}^6 T_i}. \quad (12.26)$$

Теоретически предельная (наибольшая) величина начального скачка будет иметь место при бесконечно большой по абсолютной величине отрицательной реактивности (то есть при $\rho \rightarrow -\infty$). Но при этом корни уравнения обратных часов вплотную приближаются к своим асимптотическим значениям (см. график корней уравнения обратных часов):

$$T_o \rightarrow -\frac{1}{\lambda_1}; T_1 \rightarrow -\frac{1}{\lambda_2}; T_2 \rightarrow -\frac{1}{\lambda_3}; T_3 \rightarrow -\frac{1}{\lambda_4}; T_4 \rightarrow -\frac{1}{\lambda_5}; T_5 \rightarrow -\frac{1}{\lambda_6}; T_6 \rightarrow -\frac{l}{\delta k_s}.$$

Примечание. В числителе выражения для T_6 стоит величина времени жизни мгновенных нейтронов l , в отличие от прочих выражений, в числителях которых стоят единицы. Считаю своим долгом предупредить об этом, поскольку эти два символа близки по начертанию, и их можно перепутать.

Если подставить эти значения в формулу (12.26), можно получить величину предельного относительного начального скачка при отрицательной реактивности

$$\left(\frac{\Delta n_o}{n_o}\right)_{\text{предельн.}} \approx 0.639, \text{ или } (\Delta n_o)_{\text{предельн.}} \approx 63.9\% n_o. \quad (12.27)$$

Из этого следует невесёлый для оператора реакторной установки вывод:

«Реактор (как и автомобиль) *сразу* остановить нельзя!»

Энергетический реактор, как видим, является аппаратом достаточно инерционным не только в тепловом, но и в нейтронно-физическом отношении, и единственным утешением оператору может служить только то, что для избежания аварии в подавляющем большинстве случаев срабатывания аварийной защиты полного сброса мощности до нуля не требуется. Однако, это не умаляет нашего практического интереса к следующему закономерно возникающему у практика вопросу: а что же дальше? сколь интенсивен темп дальнейшего снижения мощности реактора после начального скачка?

12.2.3. Предельный темп снижения мощности реактора после завершения начального скачка.

С окончанием начального скачка процесс снижения плотности нейтронов реактора идёт по экспоненциальному закону $n(t) = A_o \exp(-t/T_o)$, то есть темп снижения определяется величиной старшего (наибольшего по абсолютной величине) корня уравнения обратных часов T_o .

Поведение величины T_o при различных величинах сообщаемой реактору отрицательной реактивности легко прослеживается по самой правой ветви графического решения уравнения обратных часов: при $\rho \rightarrow -\infty$ величина $(1/T_o) \rightarrow -\lambda_1$, то есть сама абсолютная величина корня T_o устремляется к величине $(1/\lambda_1)$. Следовательно, предельный темп экспоненциального снижения мощности реактора после начального скачка при сообщении реактору очень большой (по абсолютной величине) отрицательной реактивности определяется установившимся периодом

$$T_{omin} = 1 / \lambda_1 = 1 / 1.263 \cdot 10^{-2} \approx 79.2 \text{ с} \quad (12.28)$$

Физическое толкование этого ограниченного темпа снижения плотности нейтронов после завершения начального скачка кажется вполне очевидным: с таким периодом идёт β -распад самой долгоживущей группы предшественников запаздывающих нейтронов, и обогнать этот темп плотность нейтронов в реакторе не в состоянии.

Так как любая убывающая экспонента достигает своего практического нуля через $4 \div 5$ своих периодов, то можно оценить время спада нейтронной мощности реактора до практического нуля с момента окончания начального скачка. Оно приблизительно составит $5 \cdot 79.2 \approx 400 \text{ с} \approx 6.6 \text{ мин}$

Так обстоит дело в гипотетическом случае сообщения критическому реактору *бесконечно-большой величины* отрицательной реактивности. И ясно, что в реальных случаях сообщения реактору более умеренной величины отрицательной реактивности темп снижения мощности по завершении начального скачка будет *ещё более медленным* (то есть величина установившегося периода T_o будет *ещё большей*). Например, при срабатывании быстродействующей аварийной защиты с физическим весом всего в $(-2.5)\%$ (то есть сообщаемой критическому реактору при полном вводе в активную зону величину отрицательной реактивности $\rho = -0.025$) величина установившегося периода спада нейтронной мощности реактора после начального скачка оказывается равной около 92 с , а при $\rho = -0.010$ - величина $T_o \approx 96 \text{ с}$.

Эти числовые примеры подталкивают конструктора к практическому выводу о том, что нет никакого смысла снабжать реактор аварийной защитой большого физического веса из одного стремления увеличить её быстродействие: увеличение физического веса стержней аварийной защиты свыше 3% вообще нецелесообразно, поскольку заметного выигрыша в быстродействии АЗ при этом не наблюдается. Поэтому при выборе физического веса системы АЗ обычно руководствуются другими практическими соображениями.

12.3. Переходные процессы при сообщении реактору положительных реактивностей

12.3.1. Общий характер переходных процессов при $\rho > 0$. Поскольку при $\rho > 0$ старший корень уравнения обратных часов $T_o > 0$ и величина постоянной интегрирования $A_o > 0$, а остальные корни $(T_1 \div T_6) < 0$ и соответствующие им постоянные интегрирования $(A_1 \div A_6) < 0$, то общее решение системы дифференциальных уравнений кинетики реактора для этого случая можно представить в виде:

$$n(t) = A_o \exp \frac{t}{T_o} - \sum_{i=1}^6 A_i \exp \left(-\frac{t}{T_i} \right), \quad (12.29)$$

то есть, если обозначить через A_i и T_i абсолютные значения соответствующих величин, то алгебраическая сумма положительной возрастающей экспоненты $A_o \exp(t/T_o)$ и шести отрицательных убывающих экспонент (в несколько утрированном масштабе показанных на рис.12.4), по существу, сводится к вычитанию из значений старшей экспоненты сумм значений остальных экспонент:

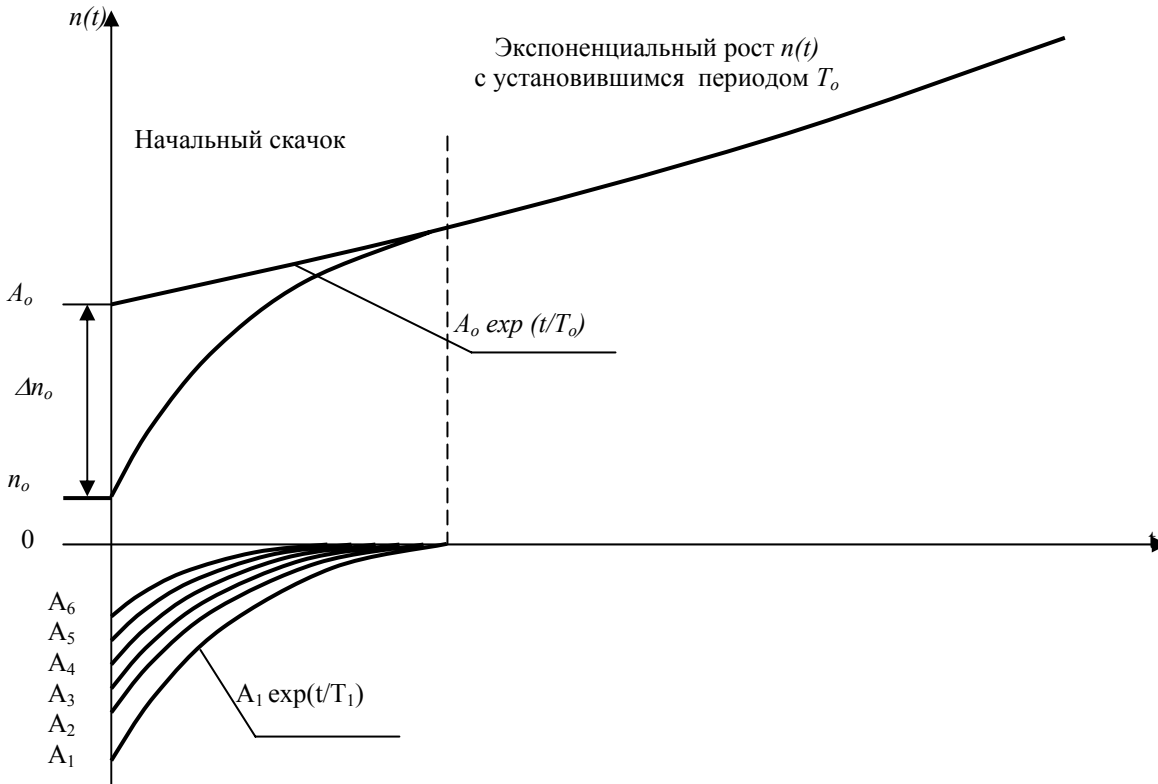


Рис.12.4. Переходный процесс $n(t)$ при $\rho > 0$ как геометрическая сумма одной положительной возрастающей и шести отрицательных убывающих экспонент, вытекающая из решения системы дифференциальных уравнений кинетики реактора при положительных реактивностях.

Как и в случае отрицательных реактивностей, переходный процесс $n(t)$ и в этом случае имеет две качественные стадии - начального скачка (только в сторону увеличения $n(t)$) и экспоненциального разгона мощности с установившимся периодом T_0 , численно равным значению старшего корня уравнения обратных часов.

Теперь должно быть понятно, что иначе и быть не могло: если в реакторе есть мгновенные и запаздывающие нейтроны, то при мгновенном увеличении реактивности на это увеличение размножающих свойств реактора первыми должны отреагировать мгновенные нейтроны. В изначально критическом реакторе коэффициент размножения на мгновенных нейтронах $k_{эм} < 1$, и если бы в реакторе при этом не устанавливались стационарные концентрации предшественников и излучателей запаздывающих нейтронов всех групп, являющихся источниками образования запаздывающих нейтронов, дополняющих общий нейтронный цикл до стационарно-критического, то величина плотности нейтронов быстро устремилась бы по крутой экспоненциальной зависимости к нулю. Сообщение реактору положительной реактивности *не делает реактор надкритичным на мгновенных нейтронах*, оно приводит лишь к тому, что плотность мгновенных нейтронов устремляется к новому, более высокому стационарному значению. Но в процессе роста плотности мгновенных нейтронов возрастает скорость реакции деления и скорость образования предшественников и излучателей запаздывающих нейтронов, а, значит, и скорость генерации самих запаздывающих нейтронов всех групп. За счёт роста плотности запаздывающих нейтронов и начинается экспоненциальный рост общей плотности нейтронов в реакторе на стадии экспоненциального разгона мощности с установившимся периодом.

Как и в случае отрицательной реактивности, величина начального скачка (и абсолютно, и относительно) при сообщении реактору положительной реактивности определяется только величиной сообщённой реактору реактивности, так как величина начального скачка $\Delta n_0 = \sum_{i=1}^6 A_i$ растёт пропорционально величине сообщённой реактору реактивности (см. формулу (12.20)).

Но есть одно качественное отличие, которое делает случай сообщения реактору положительной реактивности более *опасным*, чем случай сообщения ему отрицательной реактивности.

Во-первых, величина любой постоянной интегрирования A_i , а, значит, и величина начального скачка Δn_0 , с ростом величины положительной реактивности *растёт неограниченно*, а поэтому весь переходный процесс $n(t)$ при достаточно большой величине положительной реактивности может вырождаться в один сплошной гигантский быстропротекающий скачок. Если вспомнить ре-

зультаты анализа решения элементарного уравнения кинетики, которое вполне пригодно для описания кинетики реактора, функционирующего на одних мгновенных нейтронах, то понятно, о чём сейчас идёт речь: ведь именно при величине среднего времени мгновенных нейтронов (порядка 10^{-4} с) сообщение критическому реактору умеренной положительной реактивности ($\rho = 0.001$) приводит к секундному возрастанию мощности реактора приблизительно в 22000 раз.

Сопоставьте это с тем, что наличие начального скачка плотности нейтронов в переходном процессе объясняется в первую очередь быстрым нарастанием плотности именно мгновенных нейтронов, и у вас не останется сомнений в том, что введение больших положительных реактивностей может стать причиной возникновения ядерной опасности.

Во-вторых, посмотрите, как ведёт себя величина старшего корня уравнения обратных часов T_0 , определяющая темп экспоненциального роста мощности после завершения начального скачка при возрастании сообщаемой реактору положительной реактивности (см. рис.12.20). Функция решения уравнения обратных часов имеет горизонтальную асимптоту $\rho = \beta_3$. Это означает, что при достижении величины положительной реактивности $\rho = \beta_3$ величина обратного установившегося периода ($1/T_0$) становится равной бесконечности, а величина самого периода T_0 - равной нулю. То есть реактор наращивает свою мощность теоретически с бесконечной скоростью.

Попробуем понять, почему это происходит.

12.3.2. Мгновенная критичность реактора - источник ядерной опасности. При выводе дифференциальных уравнений кинетики реактора с учётом запаздывающих нейтронов мы уже вскользь познакомились с понятием коэффициента размножения на мгновенных нейтронах

$$k_3^M = k_3(1 - \beta_3). \quad (12.30)$$

Смысл этого понятия тот же, что и у эффективного коэффициента размножения, только применительно к одним мгновенным нейтронам: отношение количеств мгновенных нейтронов рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений.

Мгновенной критичностью реактора называют его состояние, в котором он критичен на одних мгновенных нейтронах.

Поэтому очевидным условием мгновенной критичности реактора является условие:

$$k_3^M = 1,$$

а мгновенной надкритичности - условие $k_3^M > 1$. Общий же случай состояния реактора, когда он критичен или надкритичен на одних мгновенных нейтронах выразится неравенством:

$$k_3^M \geq 1 \quad (12.31)$$

Подставляя в (12.31) выражение (12.30), имеем следующее:

$$k_3(1 - \beta_3) \geq 1, \text{ или } \frac{1}{k_3} \leq 1 - \beta_3, \text{ или } 1 - \frac{1}{k_3} \geq \beta_3.$$

Но поскольку величина $1 - (1/k_3) = \rho$ (реактивность реактора), то условием возникновения мгновенной критичности или надкритичности в реакторе будет:

$$\rho \geq \beta_3 \quad (12.32)$$

Реактор подвергается в состояние мгновенной критичности тогда, когда ему сообщается положительная реактивность величиной, большей или равной величины эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов.

Для того, чтобы оценить, сколь невелика (в житейском, разумеется, смысле) та величина положительной реактивности, которая, грубо выражаясь, превращает ядерный реактор в подобие ядерной бомбы, вспомним, что:

■ в реакторе с топливом на основе ^{235}U $\beta_3 = 0.0064$;

■ в реакторе с топливом на основе ^{239}Pu $\beta_3 = 0.0021$;

■ в реальных энергетических реакторах АЭС величина эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов в произвольный момент кампании лежит в пределах от 0.0060 до 0.0045, причём в процессе кампании величина β_3 снижается.

Понятие мгновенной критичности реактора является основой для понимания специфической для реакторных установок физической опасности - опасности возникновения неуправляемого разгона мощности реактора при сообщении ему больших положительных реактивностей, называемой **ядерной опасностью**.

Антиподом этому понятию служит понятие **ядерной безопасности**, под которым понимается состояние реакторной установки и всех обслуживающих её систем, а также комплекс конструктивных, технических и организационных мер, гарантирующие исключение неуправляемого разгона мощности реактора вследствие сообщения ему больших положительных реактивностей.

Проблема обеспечения ядерной безопасности является (без преувеличения) самой важной проблемой эксплуатации ядерных энергетических установок. Она накладывает свой отпечаток на все стороны процесса эксплуатации реакторных установок: транспортировка и загрузка в активную зону реактора ядерного топлива, физический пуск реактора, эксплуатационные пуски, режимы работы реактора на мощности, останов реактора, перезарядка активной зоны и многое другое.

Различного рода требований по обеспечению ядерной безопасности довольно много, и с ними мы будем знакомиться постепенно, по мере изучения отдельных моментов теории и практики эксплуатации реакторов. Однако основное ограничение, на базе которого формулируется подавляющее большинство этих требований, проистекает из простой мысли:

Ни при каких обстоятельствах реактору не должна сообщаться положительная реактивность, близкая к величине эффективной доли запаздывающих нейтронов.

В связи со сказанным именно сейчас есть повод раз и навсегда определиться с тем, какую величину реактивности считать *большой*, а какую - *малой*.

Положительные реактивности, сравнимые по величине с эффективной долей выхода запаздывающих нейтронов в реакторе - большие реактивности. Реактивности, меньшие величины β , по крайней мере на порядок - малые реактивности.

В связи с этим заметим, что величина реактивности реактора, численно равная эффективной доле выхода запаздывающих нейтронов в нём, может служить в качестве естественной и удобной единицы измерения реактивности для любых реакторов.

В отечественной практике эта единица так и называлась: *доля от β* ; и говорилось, например, что “реактивность равна 0.15β ”. Американцы дали этой единице своё название - *доллар*, а сотой части этой единицы - *цент*. То есть по-американски упомянутая величина реактивности звучит как “ 0.15 доллара ” (или « 15 центов ») и пишется кратко как “ $\rho = 0.15\$$ ” или “ $\rho = 15 \text{ с}$ ” (не спутать бы *cents* с русским обозначением размерности *секунды*).

Эта единица измерения наиболее универсальна, так как позволяет единым образом оценивать степень эффективного воздействия на *любой реактор, независимо от его размеров, мощности и величины ценности запаздывающих нейтронов в нём*, при этом по самой цифре держа в уме степень отдалённости реактора от ядерно-опасного состояния.

12.4. Особенности переходных процессов при сообщении реактору и больших реактивностей

малых

Малые реактивности. В соответствии с произведенной переоценкой малыми считаем реактивности, удовлетворяющие неравенству $\rho \ll \beta$.

Из взаимосвязи величин реактивности и периода реактора T , выражаемой уравнением обратных часов

$$\rho = \frac{l}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{э}i}}{1 + \lambda_i T}$$

следует, что при малых реактивностях величина периода реактора большая, а это значит, что величина произведения $\lambda_i T \gg 1$, то есть единицей в знаменателе под знаком суммы можно пренебречь. Кроме того, во много раз большая по сравнению с временем жизни мгновенных

нейтронов l величина периода T позволяет пренебречь и первым слагаемым правой части уравнения обратных часов ($l/T \approx 0$). Поэтому уравнение обратных часов при малых реактивностях приобретает вырожденный вид:

$$\rho \approx \frac{1}{T} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{зи}}}{\lambda_i}. \quad (12.33)$$

Но так как под знаком суммы остались одни физические константы, то сумма их - тоже физическая константа и

$$\rho \approx \frac{\text{const}}{T}.$$

Иначе говоря, при малых реактивностях величина периода реактора

$$T \approx \text{const} / \rho \quad (12.34)$$

практически постоянная величина, обратно пропорциональная величине сообщённой реактору реактивности. То есть переходный процесс $n(t)$ при малых реактивностях приближённо представляет собой одну экспоненту с практически постоянной величиной периода. А это значит, что переходные процессы при малых реактивностях протекают практически *без стадии начального скачка*. И это понятно: при малых реактивностях определяющую роль в характере переходных процессов $n(t)$ играют запаздывающие нейтроны (в выражении (12.33) все постоянные величины являются характеристиками запаздывающих нейтронов). Иными словами, формально уравнение обратных часов в случае малых реактивностей вырождается в изначальную формулу для периода реактора, которая была введена при анализе элементарного уравнения кинетики реактора. Роль константы в формуле (12.34) играет величина среднего времени жизни одних только запаздывающих нейтронов.

Подставив в (12.34) значения физических констант и значения величин эффективных долей выхода запаздывающих нейтронов всех групп (применительно к реакторам больших размеров, к которым относятся практически все реакторы АЭС, $\beta_{\text{зи}} = \beta_i$), можно получить:

$$\rho \approx \frac{0.08335}{T},$$

а для маломощных реакторов с более умеренными размерами активных зон:

$$\rho \approx \frac{0.08335}{T} \chi. \quad (12.35)$$

где χ - величина ценности запаздывающих нейтронов в реакторе.

12.4.2. Большие реактивности. При больших реактивностях (т. е. имеющих порядок величины эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов в реакторе $-\beta_s$) период реактора T , как мы уже убедились, мал. Причём уже при $\rho = 0.7\beta_s$ он настолько мал, что величина произведения $\lambda_i T$ оказывается меньшей единицы более чем на два порядка, то есть этой величиной в уравнении обратных часов можно пренебречь:

$$\rho \approx \frac{l}{T} + \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{зи}} = \frac{l}{T} + \beta_s. \quad (12.36)$$

Величина суммарной эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_s = 0.0064$ при малых величинах реактивности оказывается *очень малой* сравнительно с величиной l/T , поэтому ею также можно пренебречь, то есть

$$\rho \approx \frac{l}{T}. \quad (12.37)$$

Мы пришли к приближённому выражению взаимосвязи реактивности и периода реактора, в котором характеристики запаздывающих нейтронов (λ_i и $\beta_{\text{зи}}$) вследствие их малости словно бы отсутствуют. Единственная характеристика, которая связывает в этом случае величины реактивности и периода реактора, - время жизни мгновенных нейтронов (l). А это значит, что при сообщении реактору большой положительной реактивности переходный процесс $n(t)$ обусловлен, главным образом, размножением на мгновенных нейтронах; запаздывающие нейтроны при $\rho \geq \beta_s$ перестают играть свою сдерживающую роль в интенсивном развитии переходных процессов.

Экспоненциальный рост плотности нейтронов с очень малым периодом разгона внешне ничем не отличается от резкого (гигантского) скачка. Вот почему весь переходный процесс $n(t)$ в реакторе при сообщении ему большой положительной реактивности представляет собой один большой скачок, совершающийся в течение очень малого промежутка времени, и обусловленный быстрым размножением на мгновенных нейтронах.

12.5. Как управляют реактором на малых уровнях мощности?

Итак, рассмотрены два случая развития кинетических процессов $n(t)$ в “холодном” реакторе при сообщении ему положительной или отрицательной реактивности. Для чего был затеян весь этот (в общем-то, теоретический) разговор? Зачем он нужен оператору-эксплуатационнику?

Это совершенно необходимо для того, чтобы понять, как оператору следует поступать практически при управлении реактором и уметь предвидеть, как “отзовётся” реактор на то или иное воздействие со стороны оператора.

Конечно, этими двумя случаями вся кинетика реактора далеко не исчерпывается, но их в принципе уже достаточно, чтобы понять, как следует действовать оператору реакторной установки для увеличения или снижения мощности реактора.

Несмотря на то, что рассматривалась кинетика идеализированного, “холодного” реактора, выявленные закономерности вполне применимы к управлению реальным реактором на малых уровнях мощности, лежащих в пределах между МКУМ (минимально контролируемым уровнем мощности) и значениями $(4 \div 5)\%$ от номинального уровня мощности реактора.

12.5.1. Если требуется увеличить уровень мощности реактора, первоначально работавшего в критическом режиме на малом уровне мощности N_{p1} , оператор должен сообщить реактору некоторую величину положительной реактивности, для чего достаточно переместить из критического положения на некоторое расстояние вверх любой стержень-поглотитель (или группу поглотителей). Процедуры перемещения стержня-поглотителя и характер изменений мощности реактора после выполнения этих перемещений в диаграммном виде показаны на рис.12.5.

Сообщение реактору положительной величины реактивности на малом уровне мощности вызывает в реакторе вначале небольшой скачок мощности (реактор управляется введением небольших реактивностей), который затем плавно переходит в экспоненциальное нарастание мощности с установившимся периодом (участок (а) переходного процесса).

Если нам кажется, что процесс увеличения мощности реактора идёт недостаточно быстро, и желательно увеличить темп роста мощности, интуиция подсказывает, что для этого нужно увеличить значение реактивности реактора. Это достигается путём дополнительного перемещения поглотителей вверх из последнего их положения. В ответ на это возмущение реактивности реактор опять отзывается начальным скачком мощности вверх, переходящим в экспоненциальное нарастание мощности с новым (меньшим по величине) установившимся периодом, благодаря чему рост мощности реактора будет происходить по более крутой экспоненте (участок б).

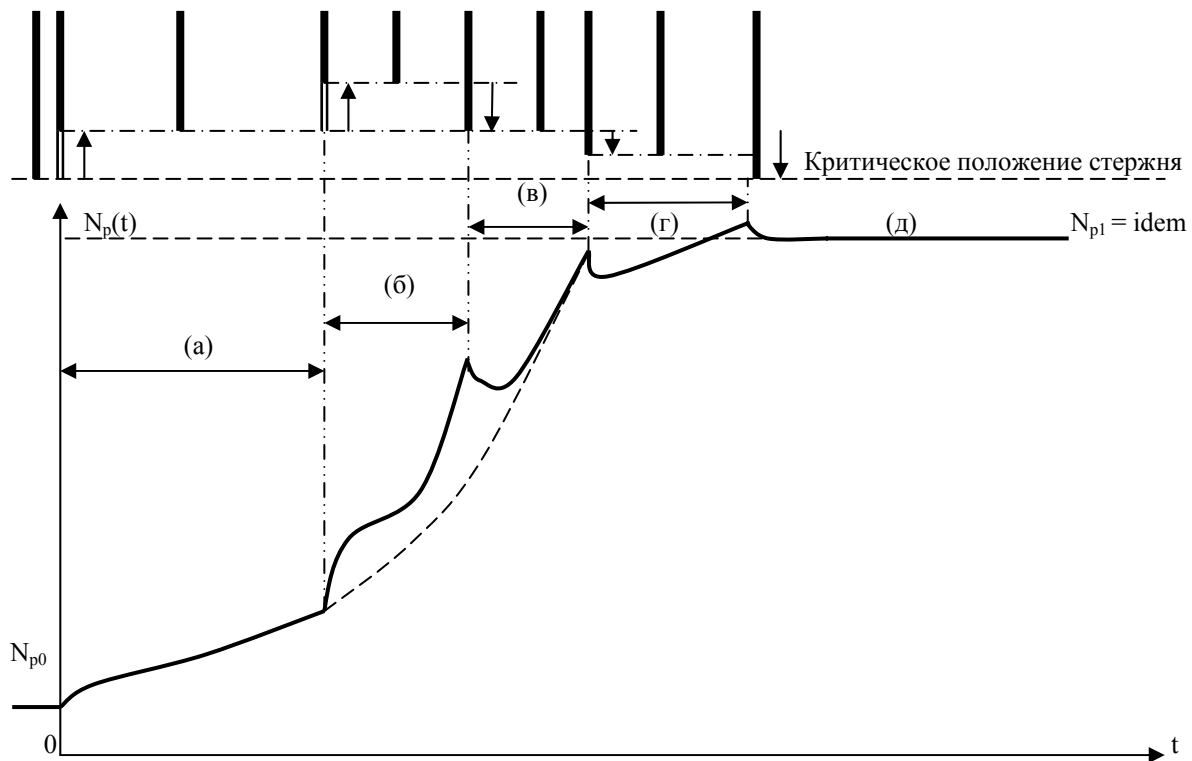


Рис. 12.5. Основные операции, выполняемые с помощью подвижных стержней-поглотителей при подъёме мощности реактора, и переходные процессы $N_p(t)$, которые следуют в реакторе в ответ на перемещения поглотителей. (Ради схематической простоты группа управляющих стержней-поглотителей показана как один стержень).

Ну-ну, не так быстро! - решаете вы и опускаете поглотители в предыдущее (надкритическое) положение. Реактор на это снижение реактивности отзовется начальным скачком мощности вниз, но так как поглотители вернулись в старое надкритическое положение, реактор после этого скачка вниз будет продолжать более медленный разгон мощности по той же старой экспоненте (участок в), по которой шло увеличение мощности на участке (а).

Но скорость увеличения мощности по сравнению с участком (а) на участке (в) стала большей (не забывайте, что экспоненциальный темп - это всё более и более нарастающий со временем темп), и (чтобы оградить себя от неприятностей) вы решаете ещё больше снизить темп нарастания мощности. Вы опускаете ещё ниже стержни-поглотители в активной зоне, оставляя их всё же выше критического положения: реактор немедленно отреагирует на это ваше действие скачком мощности вниз, завершающимся переходом на более пологую возрастающую экспоненту, соответствующую более малой величине введенной положительной реактивности. У вас появилось время понаблюдать, как медленно растёт мощность реактора, приближаясь к нужному вам уровню (участок г)).

Наконец, мощность реактора достигает требуемого уровня. Хватит, стоп! - решаете вы и уверенным нажатием на ключ перемещения рабочей группы поглотителей возвращаете группу в исходное критическое положение. При этом величина мощности реактора небольшим скачком "дёргается" вниз и "замирает" на достигнутом к этому моменту уровне, или, выражаясь на операторском языке, стабилизируется на этом уровне: реактор вновь стал критичным на новом, более высоком, уровне мощности, его реактивность вновь стала равной нулю (участок д)).

Так управляют подъёмом мощности реактора на небольших уровнях мощности, на которых любой реальный энергетический реактор ведёт себя в точности как идеальный "холодный" реактор.

Существенным моментом техники управления реактором при любом сообщении ему положительной реактивности является осторожность введения реактивности, являющаяся основной мерой обеспечения ядерной безопасности реакторной установки. Смысл её заключается в непрерывном слежении за нарастанием мощности реактора по приборам-измерителям нейтронной

мощности и по приборам-периодомерам. Технологический регламент для любой ЯЭУ устанавливает ограничения по величине периода удвоения мощности. Например, для реакторов атомного ледокола “Арктика” минимальная допустимая величина периода удвоения мощности, разрешённая Технологической Инструкцией по управлению, составляет 30 с. Оператор может допустить введение положительной реактивности и большей величины, соответствующей периоду удвоения менее 30 с. В этом случае при снижении величины текущего значения периода удвоения менее 20 с на табло предупредительной сигнализации загорается мигающий сигнал “ $T < 20$ с”, сопровождающийся прерывистым звуковым сигналом, предупреждающим оператора о необходимости быть осторожным и требующим уменьшить величину введенной положительной реактивности. Если и это предупреждение останется без внимания и величина периода удвоения мощности снизится ниже 15 с, - по сигналу недопустимо малого периода срабатывает автоматическая аварийная защита, и в активную зону реактора с максимальной скоростью вводятся все штатные поглотители СУЗ.

Аналогичные по содержанию технические меры обеспечения ядерной безопасности принимаются на любой реакторной установке; цифры конкретных ограничений по предупредительной сигнализации и аварийной защите у разных реакторов, конечно, разные. Но объективная суть их одна: побуждение оператора к уменьшению реактивности реактора, а в случае непринятия мер или ошибочных действий оператора - автоматическое введение в действие аварийной защиты, приводящее к останову реактора.

В реакторах типа ВВЭР-1000 ТРБЭ устанавливает допустимую величину периода удвоения мощности реактора при положительных реактивностях, равную 100 с.

12.5.2. Если требуется уменьшить уровень мощности реактора, действия оператора имеют ту же теоретическую подоплеку. Вначале стержень-поглотитель (или

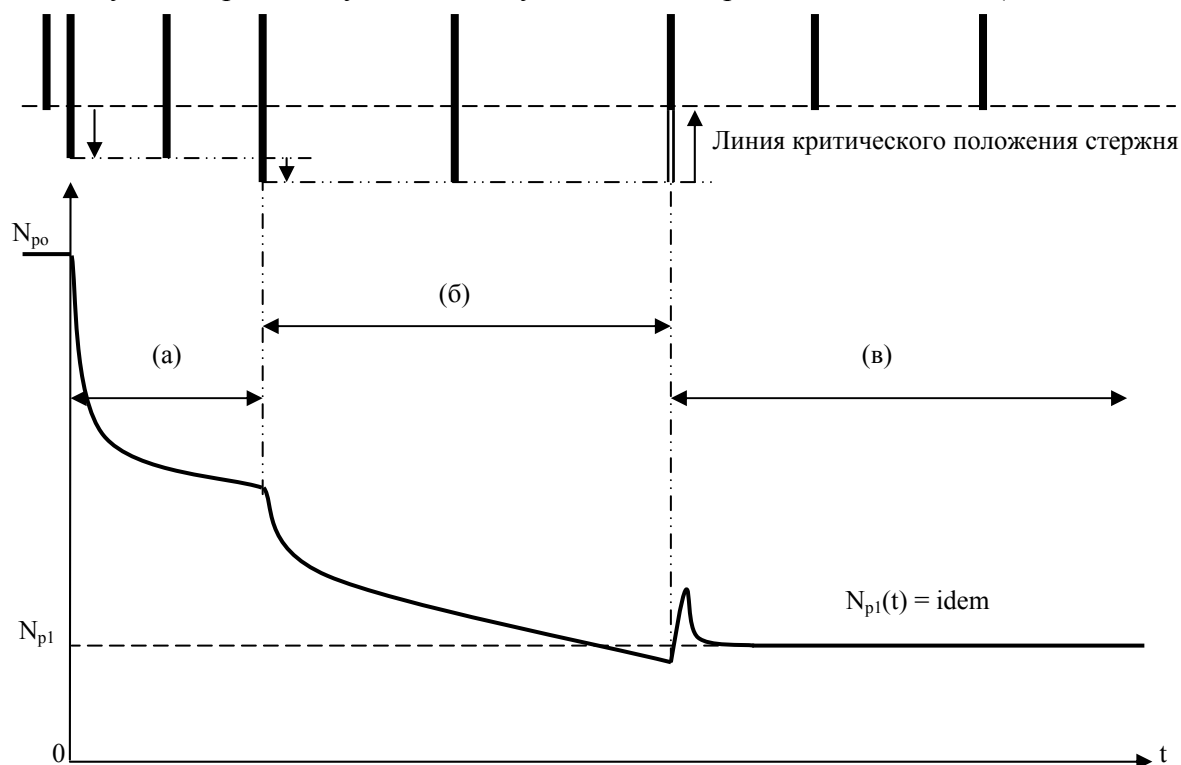


Рис. 12.6. Основные операции со стержнями-поглотителями регулирующей группы при снижении мощности реактора и изменения мощности реактора, вызываемые этими перемещениями стержней-поглотителей.

группа поглотителей) опускается ниже критического положения, сообщая тем самым реактору некоторую величину отрицательной реактивности. Реактор на это возмущение по реактивности отзывается переходным процессом снижения мощности $N_p(t)$ с характерными для него стадиями - начального скачка и последующего экспоненциального спада мощности с установившимся периодом, величины которых определяются значением сообщённой реактору отрицательной реактивности (стадия (а) на рис.12.6).

При необходимости увеличить скорость снижения мощности реактора оператор имеет возможность увеличить абсолютную величину отрицательной реактивности реактора, опустив группу

регулирующих поглотителей ещё ниже: будет наблюдаться ещё один скачок мощности реактора вниз, переходящий затем в спад мощности по более крутой экспоненте (стадия б).

При снижении мощности реактора до намеченного уровня оператор поднимает регулируемую группу поглотителей до исходного (критического) их положения, снижая абсолютную величину реактивности реактора до нуля, то есть делая реактор критическим на достигнутом к этому моменту более низком уровне мощности (стадия в)).

12.5.3. Автоматическая стабилизация мощности реактора. Ещё раз напомним, что всё сказанное о технике управления реактором строго справедливо только для “холодного” реактора. С некоторыми оговорками закономерности переходных процессов в их “чистом” виде можно наблюдать и в реальных реакторах АЭС на относительно малых уровнях мощности (в нехарактерных для энергетических реакторов режимах).

В реальных энергетических реакторах, отличающихся от “холодного” реактора наличием температурных эффектов реактивности, переходные процессы изменения мощности реактора при сообщении реактивности той или иной величины и знака имеют более сложный характер.

Анализу переходных процессов изменения тепловой мощности в энергетических режимах работы реактора будет посвящена отдельная тема.

Сейчас же хотелось бы сосредоточить внимание на том, что “холодный” реактор как объект регулирования является объектом *неустойчивым*: любое, даже самое малозаметное, возмущение по реактивности положительного или отрицательного знака заставляет такой реактор либо непрерывно увеличивать его мощность, либо неуклонно снижать её до полной остановки реактора. И если бы реальный энергетический реактор был лишён уже известного нам отрицательного температурного коэффициента реактивности, он был бы именно таким неустойчивым реактором. Вы сразу можете взять на заметку после сказанного, что реальный энергетический реактор на номинальной (100%-ной) мощности всегда более устойчив, чем на меньших уровнях мощности. Это - однозначно и должно быть понятно: чем меньше уровень тепловой мощности реактора, тем ближе по свойствам этот реактор к “холодному” (а, значит, неустойчивому) реактору. И работа оператора реакторной установки в таком случае была бы нудной пыткой, приковывающей к себе всё его внимание и заставляющей постоянно балансировать органами управления и думать только о том, как бы не заглушить реактор или, того хуже, не пустить его “вразнос”.

В связи с этим для конструкторов реактора есть, по крайней мере, две проблемы:

■ во-первых, необходимость спроектировать реактор устойчивым в любых проектных режимах его эксплуатации в любой момент кампании, причём, устойчивым на базе внутренних свойств самого реактора, опираясь на присущие самому реактору внутренние отрицательные обратные связи, обеспечивающие процесс *самоподдержания* мощности реактора или, что то же, - поддержания нулевой реактивности реактора в условиях реального возникновения возмущений по реактивности;

■ во-вторых, необходимость предусмотреть *систему автоматического регулирования* мощности реактора, освобождающую оператора от тягостных и многократно повторяющихся действий по поддержанию мощности реактора на требуемом уровне на тот случай, если в какой-то момент кампании эффективности внутренних отрицательных обратных связей окажется недостаточно для стабилизации мощности реактора.

Система автоматического регулирования (АР) обычно предусматривает одну или две группы специально выделенных для этой цели подвижных стержней-поглотителей, попеременно работающих в активной зоне. Каждый канал АР строится по принципу измерения величины разбаланса между фактическим и заданным уровнями мощности реактора, усиления сигнала этого разбаланса и направления его для воздействия на сервопривод группы АР таким образом, чтобы перемещением группы по высоте активной зоны свести разбаланс к нулю.

Принципиальная блок-схема канала АР приведена на рис.12.7.

Электрический сигнал в виде тока от детектора-измерителя нейтронной мощности реактора (группы ионизационных камер) поступает на вход усилителя канала АР (на схеме - УАР), где усиливается до нужных для операционного воздействия величин. В задающем устройстве (ЗУ) формируется токовый сигнал, пропорциональный задаваемой мощности реактора. С выходов УАР и ЗУ токовые сигналы подаются на вход суммирующего устройства (СУ), с выхода которого сигнал,

пропорциональный разбалансу фактической и заданной мощностей реактора, подаётся на управляющую обмотку синхронного реверсивного электродвигателя, вращение которого с помощью механической передачи (редуктора и реечного механизма) преобразуется в поступательное перемещение группы управляющих стержней АР.

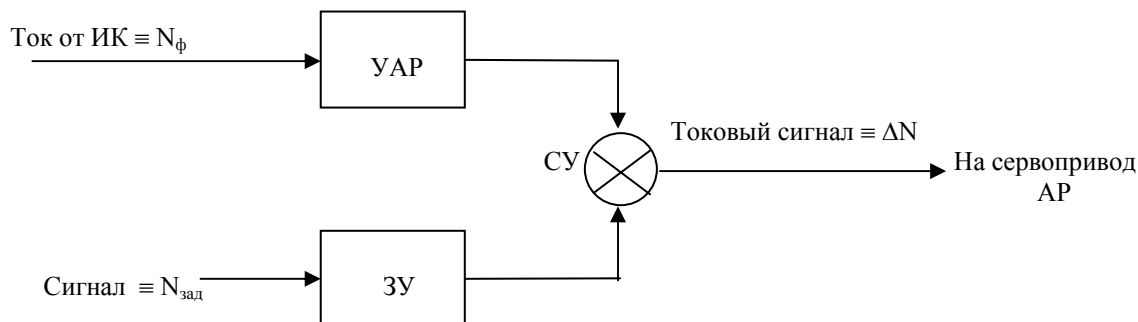


Рис. 12.7. Принципиальная схема построения канала автоматического поддержания мощности реактора.

Направление движения стержней АР определяется полярностью сигнала разбаланса. Если разница фактической и заданной мощности реактора $\Delta N = N_{\text{ф}} - N_{\text{зад}}$ положительна (то есть фактическая мощность превышает заданное её значение), то электродвигатель перемещает стержни вниз, сообщая реактору, тем самым, отрицательную реактивность, заставляющую реактор снижать уровень мощности до тех пор, пока он не уменьшится до заданной величины, результируя нулевую величину разбаланса ΔN , при которой перемещение стержней прекратится. Если первоначальный разбаланс ΔN оказывается величиной отрицательной, то есть фактическая мощность реактора ниже заданного уровня, привод перемещает стержни вверх, сообщая реактору положительную реактивность, приводящую к подъёму мощности реактора до заданной, после чего движение стержней останавливается.

По такому принципу строятся все токовые автоматические регуляторы мощности реакторов.

Тема 13

**ОСНОВЫ КИНЕТИКИ ПОДКРИТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА
ПРИ ЕГО ПУСКЕ**

При бездействии энергетический реактор хранится в подкритическом состоянии. Реактору энергоблока АЭС, вообще говоря, состояние бездействия не свойственно; это, скорее, вынужденное состояние после срабатывания аварийной защиты реактора по серьёзным причинам, требующим значительного времени для их устранения, или плановая остановка реактора для перегрузки его активной зоны.

Подкритическое состояние реактора при бездействии обычно обеспечивается полным введением в активную зону всех групп подвижных поглотителей, а в реакторах типа ВВЭР - ещё и за счёт введения в воду первого контура добавочного количества борной кислоты (жидкого поглотителя нейтронов), обеспечивающего достаточную степень подкритичности реактора, гарантирующую невозможность самозапуска реактора во время стоянки вследствие вероятных неучтённых эффектов высвобождения реактивности в период бездействия.

Но так или иначе время стоянки реактора когда-то заканчивается, и реактор вновь должен вводиться в действие.

Пуск реактора - это операция приведения его из подкритического состояния в критическое путём осторожного подъёма органов компенсации реактивности в критическое положение или снижения концентрации борной кислоты в воде первого контура до критического значения.

В определении намеренно использовано несвойственное для определений слово “осторожно-го”: для этого есть серьёзные основания, поскольку пуск реактора относится к числу так называемых *ядерно-опасных операций*.

Понять причины возможного возникновения ядерной опасности, вытекающие из закономерностей переходных процессов изменений плотности нейтронов в подкритическом реакторе в процессе его пуска, и обосновать практические меры, направленные на исключение самой возможности возникновения ядерно-опасных ситуаций при пуске, - основные практические цели изучения данной темы.

13.1. Источники нейтронов в подкритическом реакторе

Почему вообще возникает вопрос об источниках нейтронов в подкритическом реакторе при рассмотрении операции пуска?

В соответствии с определением эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе (как отношения чисел нейтронов рассматриваемого и непосредственно ему предшествующего поколений) можно представить себе критический реактор, в активной зоне которого нет ни одного нейтрона. Если это так, то и в первом, и во втором, и в третьем, и во всех последующих поколениях нейтронов в реакторе появляться не должно: $n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_i = 0$.

Если в активную зону такого критического реактора подать извне хотя бы один нейтрон, то этот нейтрон будет воспроизводиться в любом поколении: $n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_i = 1$.

Если вносить последовательно в активную зону реактора 2, 3, 4, ... , и в принципе любое число нейтронов, то активная зона будет исправно воспроизводить внесённое число нейтронов из поколения в поколение, и плотность нейтронов в такой (критической) активной зоне всякий раз будет стабилизироваться во времени на уровне, определяемом величиной объёма активной зоны и количеством внесённых в неё нейтронов.

Если представить себе нечто наподобие “нейтрономёта”, равномерно выстреливающего в активную зону “очередь” из нейтронов, вы можете безошибочно предсказать, что в процессе этой равномерной во времени подачи нейтронов в активную зону критического реактора величина плотности нейтронов в самой активной зоне будет расти по линейному закону с интенсивностью, определяемой частотой подачи в неё нейтронов.

То же самое будет происходить, если источник нейтронов, независимый от размножающих свойств самой активной зоны, будет находиться *не вне, а внутри* активной зоны, и принципиально неважно, будет ли этот источник сосредоточен в ограниченной части объема активной зоны или равномерно распределён по всему объёму активной зоны.

Из этих простых рассуждений, вытекающих из одного лишь определения величины эффективного коэффициента размножения нейтронов, можно заключить, что если в активной зоне реактора полностью отсутствуют источники нейтронов, то даже критический по своим внутренним свойствам реактор работать не станет. Тем более не станет работать без этих так называемых *запальных* нейтронов подкритический реактор: размножаться в активной зоне, попросту говоря, нечему.

Вот почему вопрос о том, есть или нет в активной зоне подкритического реактора источники нейтронов, независимые от происходящей в ней реакции деления, имеет принципиальное значение.

Кроме того, есть ещё одно обстоятельство, на которое мы уже обращали внимание при разговоре о поведении реактора при отрицательных реактивностях: независимо от величины сообщённой реактору отрицательной реактивности. Из решений уравнений кинетики получается, что по истечении достаточно длительного времени плотность нейтронов в реакторе должна асимптотически спадать до нуля, чего в действительности не происходит. Что это - ошибочность самих уравнений кинетики или просто какой-то неучтённый в них фактор?

Оказалось - последнее. И этот неучтённый фактор связан с наличием в реакторе различных источников нейтронов, независимых от реакции деления в ней.

Что это за источники?

а) Нейтроны космического излучения. Звучит смешно и неправдоподобно, но это так. В составе космических ливней есть и нейтронная компонента, а поскольку часть космического нейтронного излучения проходит сквозь атмосферу Земли и достигает её поверхности, то часть этих нейтронов, благодаря их высокой проникающей способности, могут попадать в активную зону реактора и вызывать деления ядер топлива. Конечно, составляющая естественного фона нейтронов зависит от места расположения реактора, эффективности биологической защиты реактора и ещё некоторых факторов, но важным для нас является то, что космические нейтроны как источник для подкритического реактора имеют скорее принципиальное, чем практическое значение: в самых благоприятных условиях в активную зону по оценкам могут проникать лишь несколько нейтронов в течение часа.

б) Нейтроны спонтанного деления. Спонтанное деление было открыто нашими соотечественниками К.Петржаком и Г.Флёровым в 1940 году. Сначала считали, что нейтроны, испускаемые из кусков металлического урана и урановых соединений, являются обычными нейтронами деления, получаемыми в делениях ядер урана под действием космических нейтронов. Однако проведенные в глубокой шахте московского метрополитена (под слоем грунта около 100 метров, практически исключая попадание ливневых нейтронов в экспериментальное поле) опыты показали, что те же куски урана и в таких же условиях испускают нейтроны с меньшей интенсивностью, чем на поверхности Земли. Поскольку видимых причин для деления урана как будто не было, этот вид деления называли *спонтанным* (то есть *самопроизвольным*) делением.

Дальнейшие эксперименты показали, что скорость спонтанного деления подчиняется той же закономерности, что и радиоактивный распад, то есть она пропорциональна только общему наличию в данный момент времени количеству спонтанно делящихся ядер. В частности, для двух наиболее важных для нас изотопов урана (^{235}U и ^{238}U) эта закономерность записывается как:

$$\frac{dN_5}{dt} = -\lambda_{5cn} N_5(t) \quad \text{и} \quad \frac{dN_8}{dt} = -\lambda_{8cn} N_8(t). \quad (13.1)$$

Исследования выявили одну странную особенность: величина постоянной спонтанного деления для ^{235}U ($\lambda_{5cn} \approx 1.156 \cdot 10^{-25} \text{ с}^{-1}$) оказалась приблизительно в 24 раза меньшей, чем постоянная спонтанного деления ^{238}U ($\lambda_{8cn} \approx 2.745 \cdot 10^{-24} \text{ с}^{-1}$), хотя сечение “обычного” (принудительного) деления ^{235}U во много раз больше, чем у ^{238}U .

Простой подсчёт показывает, что в каждом килограмме природного урана происходит всего

23 спонтанных деления за один час. В реакторе с загрузкой в активную зону 80 т урана ежесекундно испускается приблизительно 1070 спонтанных нейтронов. По этим цифрам можно заключить, что спонтанное деление - более мощный источник нейтронов в подкритическом реакторе, чем нейтроны космического излучения.

в) Нейтроны, испускаемые в реакторе в реакциях (α, n) , (γ, n) и $(n, 2n)$. В активной зоне энергетического реактора после сравнительно недолгой его работы накапливаются в твэлах значительные количества α - и γ -активных осколков деления, характеризующихся разными по величине периодами полураспада, а, следовательно, продолжающими длительно излучать α -частицы и γ -кванты, вызывающие указанные выше типы ядерных реакций с некоторыми другими осколками деления и продуктами их радиоактивных трансформаций. Поэтому в активной зоне остановленного после работы подкритического реактора всегда есть рассредоточенные по объёму его твэлов источники нейтронов, причём значительно более мощные, чем спонтанное деление. Этот источник отсутствует в реакторе в начале кампании, из-за чего, как увидим далее, для обеспечения безопасного пуска реактора при физическом пуске в свежезагруженную активную зону приходится опускать искусственные источники нейтронов. Но для обеспечения безопасного эксплуатационного пуска в произвольный момент кампании мощности этого источника оказывается достаточно.

Итак, в активной зоне подкритического реактора всегда есть естественные источники нейтронов, действующие независимо от размножающих свойств активной зоны. Несмотря на то, что эти источники являются маломощными, они делают принципиально возможным пуск реактора без использования специальных искусственных источников нейтронов.

13.2. Устанавливающаяся в подкритическом реакторе плотность нейтронов

Эффективный коэффициент размножения в подкритическом реакторе - величина, меньшая единицы. Это означает, что как только реактор стал подкритическим (получил отрицательную реактивность), плотность нейтронов в нём от поколения к поколению неуклонно уменьшается, асимптотически приближаясь к нулю. Но если в реакторе есть независимый источник нейтронов (допустим для простоты - источник постоянной удельной мощностью в s нейтр./см³ с), то кажется очевидным, что величина нейтронной плотности не должна снижаться до нуля, поскольку этот постоянно функционирующий источник не даст ей упасть до нуля. Что же можно ожидать в этом случае? - Ответ очевиден: когда скорость спада плотности нейтронов за счёт подкритичности реактора сравняется со скоростью прироста плотности нейтронов от источника, падение плотности нейтронов в реакторе должно прекратиться, и величина плотности нейтронов в реакторе должна стабилизироваться на некотором (но не нулевом) уровне. Эту величину средней плотности нейтронов в подкритическом реакторе, которая устанавливается в нём с течением времени, условимся называть *устанавливающейся подкритической плотностью*.

Применительно к подкритическому реактору с источником нейтронов элементарное уравнение кинетики реактора имеет вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k_{\infty}}{l} n(t) + s, \quad (13.2)$$

отличаясь от ранее использовавшегося элементарного уравнения кинетики только включённым в правую часть положительным слагаемым - скоростью прироста нейтронов от источника s , по смыслу представляющей собой величину удельной мощности источника нейтронов.

В подкритическом реакторе величина избыточного коэффициента размножения δk_{∞} отрицательна, что при общей форме записи элементарного уравнения кинетики совершенно незаметно. Чтобы с первого взгляда на уравнение было понятно, что речь идёт именно о *подкритическом реакторе*, пустимся на маленькую хитрость: положительную величину недостатка величины эффективного коэффициента до единицы в подкритическом реакторе обозначим через δk_n и назовём *степенью подкритичности реактора*:

$$\delta k_n = 1 - k_{\infty} = -\delta k_{\infty} \quad (13.3)$$

С учётом (13.3) уравнение (13.2) будет иметь вид:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\delta k_n}{l} n(t) + s. \quad (13.4)$$

Если вынести сомножитель перед $n(t)$ в правой части за скобки, то:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\delta k_n}{l} \cdot \left[n(t) - \frac{sl}{\delta k_n} \right]. \quad (13.5)$$

Когда величина плотности нейтронов в подкритическом реакторе устанавливается постоянной (то есть $n(t) = idem = n_y$), величина производной $dn/dt = 0$, и если подставить нулевое её значение в левую часть (13.5), получаем выражение:

$$0 = -\frac{\delta k_n}{l} \cdot n_y + s, \text{ откуда следует: } n_y = \frac{sl}{\delta k_n}. \quad (13.6)$$

Полученная формула для устанавливающейся подкритической плотности нейтронов подтверждает первоначальные предположения:

- а) Величина устанавливающейся плотности нейтронов в подкритическом реакторе тем больше, чем больше величина мощности независимого источника нейтронов.
- б) Величина устанавливающейся плотности нейтронов в подкритическом реакторе будет тем большей, чем больше величина среднего времени жизни поколения нейтронов в реакторе (l).
- в) Величина устанавливающейся плотности нейтронов в подкритическом реакторе будет тем большей, чем *меньше* величина степени подкритичности реактора.

В числителе выражения (13.6) стоит величина произведения sl , имеющая размерность плотности нейтронов (*нейтр./см³*) и смысл устанавливающейся плотности нейтронов при величине степени подкритичности $\delta k_n = 1$. Эту величину называют *начальной устанавливающейся плотностью нейтронов в реакторе при данной мощности подкритического источника s* , то есть

$$n_{y0} = sl \quad (13.7)$$

Смысл такого названия можно проиллюстрировать с помощью графика (рис.13.1) зависимости величины устанавливающейся плотности нейтронов в реакторе от величины степени подкритичности δk_n (или величины эффективного коэффициента размножения k_e) при различных величинах мощности подкритического источника нейтронов.

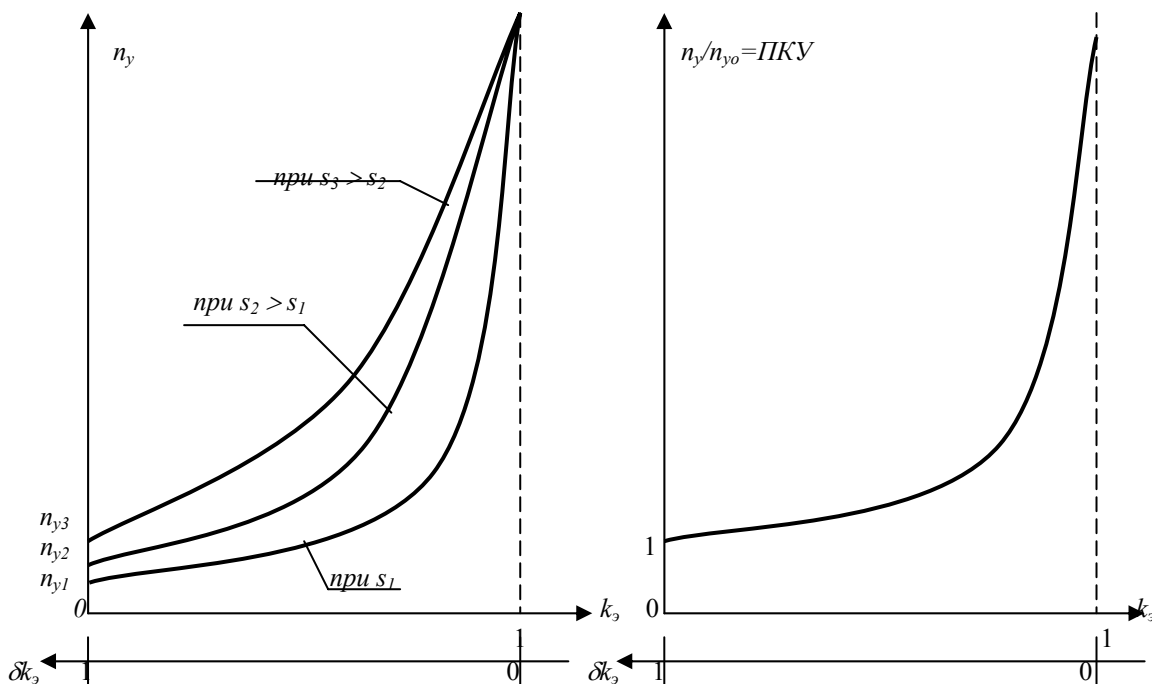


Рис. 13.1. Зависимость устанавливающейся подкритической плотности нейтронов от величины степени подкритичности реактора (или эффективного коэффициента размножения) при трёх различных величинах мощности независимого источника нейтронов, и та же зависимость в безразмерном виде.

Число, показывающее, во сколько раз величина устанавливающейся в реакторе плотности нейтронов при данной степени подкритичности больше величины начальной подкритической плотности нейтронов при рассматриваемой мощности источника нейтронов, называется подкритическим коэффициентом умножения (ПКУ):

$$ПКУ = \frac{n_y(\delta k_n)}{n_{yo}} = \frac{1}{\delta k_n}. \quad (13.8)$$

Введение величины ПКУ практически удобно тем, что она не зависит от величины мощности источника s и среднего времени жизни поколения нейтронов l , и поэтому безразмерная зависимость устанавливающейся плотности нейтронов от степени подкритичности является общей для всех реакторов (рис.13.1). И смысл самой величины ПКУ прост: *это величина, обратная степени подкритичности реактора.*

Итак, самое главное, что следует из графиков рис.13.1, - возрастающий характер зависимости устанавливающейся плотности нейтронов в подкритическом реакторе при уменьшении степени подкритичности (то есть при приближении реактора к критическому состоянию из подкритического).

Из вида этой зависимости становится понятной опасность процедуры пуска: если мы приближаемся к критическому состоянию одинаковыми по величине ступенями изменения степени подкритичности, с каждой последующей ступенькой уменьшения δk_n разница устанавливающихся значений плотности нейтронов возрастает всё в большей и большей степени, и значение устанавливающейся плотности нейтронов устремляется к очень большим величинам.

В соответствии с рассматриваемой простейшей моделью кинетики подкритического реактора (элементарной модели первого, однотруппового, приближения), в которой нейтроны не делятся на мгновенные и запаздывающие, а рассматриваются как нейтроны с одинаковым временем жизни, величина устанавливающейся подкритической плотности нейтронов при $\delta k_n \rightarrow 0$ теоретически устремляется к бесконечности. В реальном реакторе, где есть мгновенные и запаздывающие нейтроны, величина устанавливающейся плотности нейтронов при достижении реактором критического состояния становится величиной большой, но конечной. То есть эта несуровица с бесконечно большой величиной n_y при $\delta k_n = 0$ - это просто одна из издержек модели первого приближения.

Другая сторона опасности процедуры пуска может быть связана с тем, что при ограниченной чувствительности штатной пусковой аппаратуры СУЗ начальную стадию пуска приходится проводить вслепую, то есть поднимать органы компенсации запаса реактивности в условиях, когда измерители нейтронного потока ещё не чувствуют малую величину подкритической плотности потока нейтронов (а потому ещё ничего не показывают).

Дело в том, что штатные детекторы нейтронов (ионизационные камеры и датчики прямого заряда) в энергетическом реакторе должны быть рассчитаны на большие величины плотностей нейтронов, свойственные реальным режимам работы реактора на мощности, и при этом не должны в результате длительной работы в нейтронном потоке заметным образом изменять свои характеристики. Именно поэтому в энергетических реакторах и используются в качестве штатных детекторов *ионизационные камеры*, являющиеся довольно грубыми приборами. Использование более чувствительных *камер деления* позволяет зафиксировать нейтронный поток в процессе пуска реактора значительно раньше, то есть при гораздо более низких значениях, но они не годятся для длительной работы в предусмотренных режимах работы реактора, так как покрытия их внутренних поверхностей тонким слоем высокообогащённого UO_2 или PuO_2 в больших потоках нейтронов довольно быстро выгорают, из-за чего камеры деления изменяют свои характеристики и поэтому дают искажённые показания величин плотности потока нейтронов.

Частичная "слепота" пуска технически преодолима двумя путями:

■ использованием при пуске нештатной высокочувствительной аппаратуры для регистрации нейтронов, по крайней мере до тех пор, пока штатная аппаратура не начнёт уверенно фиксировать изменения плотности нейтронов, после чего высокочувствительные нештатные детекторы нейтронов могут быть удалены;

■ использованием в процессе пуска достаточно мощных независимых источников нейтронов, опускаемых в активную зону перед пуском и позволяющим поднять начальную величину подкритической плотности нейтронов в реакторе до уровня, уверенно регистрируемого штатной

пусковой аппаратурой СУЗ, или, по крайней мере, существенно уменьшить “слепой” диапазон степеней подкритичности при пуске.

Нештатная высокочувствительная пусковая аппаратура, естественно, требует места для своего размещения. Поэтому в транспортных реакторных установках, где затесненность аппаратных выгородок над реакторами не позволяет разместить штатную пусковую аппаратуру, пользуются вторым из упомянутых методов повышения безопасности пуска. В условиях же энергоблока АЭС, где вопрос размещения штатной пусковой аппаратуры не представляет серьезной проблемы, при физических пусках реакторов используется первый метод.

13.3. Переходные процессы при изменениях степени подкритичности реактора

Принципиально нам уже понятно, что переходный процесс в подкритическом реакторе при изменении степени подкритичности реактора от одного значения до другого должен быть процессом перехода величины плотности нейтронов $n(t)$ от одного установившегося значения n_1 , соответствующего начальной степени подкритичности δk_{n1} до другого установившегося значения n_2 , соответствующего другому значению степени подкритичности δk_{n2} . Поэтому единственное, что нас интересует сейчас, это характер этого переходного процесса, то есть ответ на вопрос, какой математической закономерности подчиняется переходный процесс.

Пусть вначале реактор был подкритичен при степени подкритичности δk_{n1} , в результате чего в нём установилась плотность нейтронов $n_{y1} = s l / \delta k_{n1}$. При увеличении степени подкритичности от δk_{n1} до δk_{n2} , то есть на величину $\Delta \delta k_n = \delta k_{n2} - \delta k_{n1}$ (что равносильно уменьшению величины эффективного коэффициента размножения нейтронов на ту же величину: $\Delta \delta k_n = (1 - k_{\infty 2}) - (1 - k_{\infty 1}) = - (k_{\infty 2} - k_{\infty 1}) = - \Delta k$) переходный процесс $n(t)$ будет происходить уже при степени подкритичности $\delta k_{n2} = \delta k_{n1} + \Delta \delta k_n = \delta k_{n1} - \Delta k$, поэтому элементарное уравнение кинетики для этого переходного процесса будет выглядеть как

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{\delta k_{n2}}{l} \left[n(t) - \frac{sl}{\delta k_{n2}} \right], \quad \text{или} \quad \frac{dn}{dt} = - \frac{\delta k_{n2}}{l} [n(t) - n_{y2}]. \quad (13.9)$$

Уравнение (13.9) - уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{dn}{n(t) - n_{y2}} = - \frac{\delta k_{n2}}{l} \cdot dt. \quad (13.10)$$

Решение его следует выполнять при очевидном начальном условии:

$$\text{при } t = 0 \quad n(t=0) = n_{y1} \quad (13.11)$$

Интегрирование даёт следующее:

$$\ln[n(t) - n_{y2}] = - \frac{\delta k_{n2}}{l} t, \text{ а подстановка начального условия в это выражение:}$$

$$\ln \frac{n(t) - n_{y2}}{n_{y1} - n_{y2}} = - \frac{\delta k_{n2}}{l} t, \quad \text{или} \quad \frac{n(t) - n_{y2}}{n_{y1} - n_{y2}} = \exp\left(- \frac{\delta k_{n2}}{l} t\right), \quad \text{откуда:}$$

$$n(t) = n_{y2} - (n_{y2} - n_{y1}) \exp\left(- \frac{\delta k_{n2}}{l} t\right), \text{ или } n(t) = n_{y2} \left[1 - \left(1 - \frac{n_{y1}}{n_{y2}}\right) \exp\left(- \frac{\delta k_{n2}}{l} t\right) \right]. \quad (13.12)$$

Учитывая, что отношение начальной и конечной плотностей нейтронов

$$\frac{n_{y1}}{n_{y2}} = \frac{\frac{sl}{\delta k_{n1}}}{\frac{sl}{\delta k_{n2}}} = \frac{\delta k_{n2}}{\delta k_{n1}} = \frac{\delta k_{n1} + \Delta \delta k_n}{\delta k_{n1}} = 1 + \frac{\Delta \delta k_n}{\delta k_{n1}} = 1 - \frac{\Delta k}{\delta k_{n1}},$$

формулу (13.12) можно привести к виду, в котором в правой части фигурируют только исходные данные (n_{y1}) и величина вносимого изменения степени подкритичности ($\Delta \delta k_n$) или, лучше, величина изменения эффективного коэффициента размножения $\Delta k = k_{\infty 2} - k_{\infty 1}$, соответствующая этому изменению степени подкритичности ($\Delta k = -\Delta \delta k_n$):

$$n(t) = \frac{n_{y1}}{1 - \frac{\Delta k}{\delta k_{n1}}} \left[1 + \frac{\Delta k}{\delta k_{n1}} \exp \left(- \frac{\delta k_{n1} - \Delta k}{l} t \right) \right]. \quad (13.13)$$

Наконец, выражение для переходного процесса станет ещё прозрачнее, если выразить величины степени подкритичности δk_{n1} через величину эффективного коэффициента размножения $k_{\text{эф}}$:

$$\frac{n(t)}{n_{y1}} = \frac{1 - k_{\text{эф1}}}{1 - k_{\text{эф1}} - \Delta k} \left[1 + \frac{\Delta k}{1 - k_{\text{эф1}}} \exp \left(\frac{k_{\text{эф1}} + \Delta k - 1}{l} t \right) \right]. \quad (13.14)$$

Выражение (13.14) свидетельствует о том, что переходный процесс в подкритическом реакторе при изменении величины эффективного коэффициента размножения на величину Δk (или, что то же, - при изменении степени подкритичности реактора) имеет *экспоненциальный* характер. Возрастающий - при увеличении эффективного коэффициента размножения на Δk (или уменьшении степени подкритичности на Δk) и убывающий - с уменьшением величины эффективного коэффициента размножения на Δk (или увеличении степени подкритичности на Δk) (см. рис.13.2).

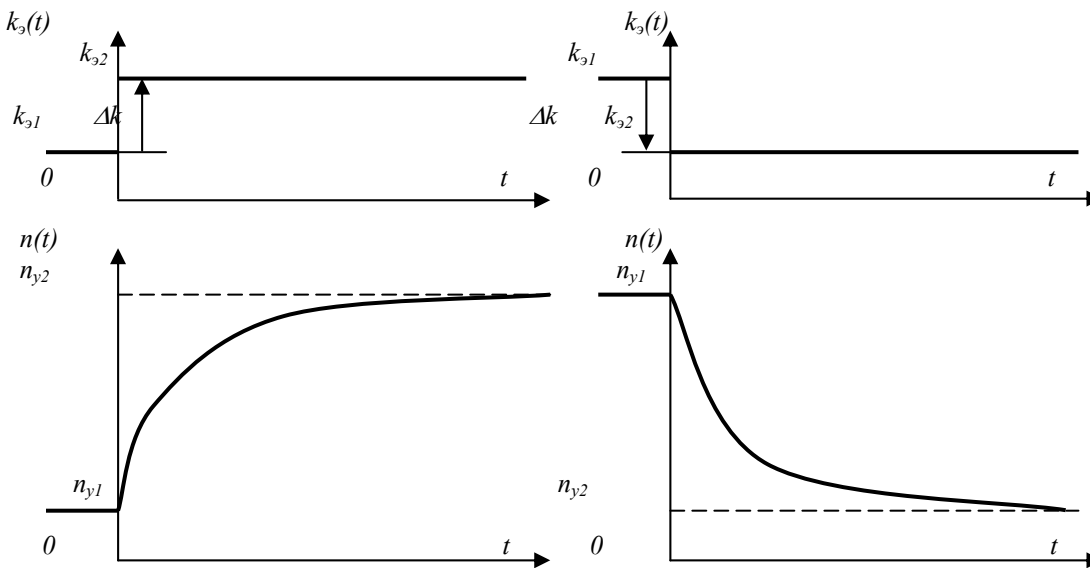


Рис.13.2. Экспоненциальный характер переходных процессов $n(t)$ в подкритическом реакторе: а) при скачкообразном уменьшении степени подкритичности реактора (увеличении эффективного коэффициента размножения) и б) при увеличении степени подкритичности реактора (уменьшении $k_{\text{эф}}$).

13.4. Время практического установления подкритической плотности нейтронов в реакторе после изменения степени подкритичности

Экспонента, как известно, *асимптотическая* кривая: она достигает своего теоретически стационарного значения при бесконечно большом времени переходного процесса (при $t \rightarrow \infty$). Практически же (с точностью до 1%) любая экспонента подходит к своему стационарному значению за время, равное четырём - пяти её периодов T (на это обращалось внимание ещё при рассмотрении закона радиоактивного распада).

Период экспоненциального процесса - величина, обратная тому, что стоит в показателе перед переменной t . Следовательно, в данном случае (см. выражение (13.14)):

$$T = \frac{l}{k_{\text{эф1}} + \Delta k - 1}, \text{ или } T = \frac{l}{\delta k_{n2}}. \quad (13.15)$$

Поэтому величина практического времени установления подкритической плотности нейтронов в реакторе будет приблизительно равна:

$$t_y \approx \frac{(4 \div 5)l}{\delta k_{n2}}. \quad (13.16)$$

Время практического установления подкритической плотности нейтронов в реакторе, как и сама величина устанавливающейся плотности нейтронов, определяется величиной степени под-

критичности реактора, которая задаётся ему после очередного подъёма органов компенсации реактивности.

Чем ближе реактор к критическому состоянию после очередной ступени подъёма органов компенсации реактивности, тем больше величина практического времени установления подкритической плотности нейтронов в реакторе.

13.5. Процедура ступенчатого пуска и ядерная безопасность реактора

Факт, что время стабилизации плотности нейтронов в подкритическом реакторе увеличивается по мере приближения реактора к критичности, накладывает свой отпечаток на организацию процедуры пуска реактора, в особенности, если начальная стадия подъёма органов компенсации реактивности из-за ограниченной чувствительности пусковой аппаратуры контроля нейтронного потока в реакторе выполняется “вслепую”.

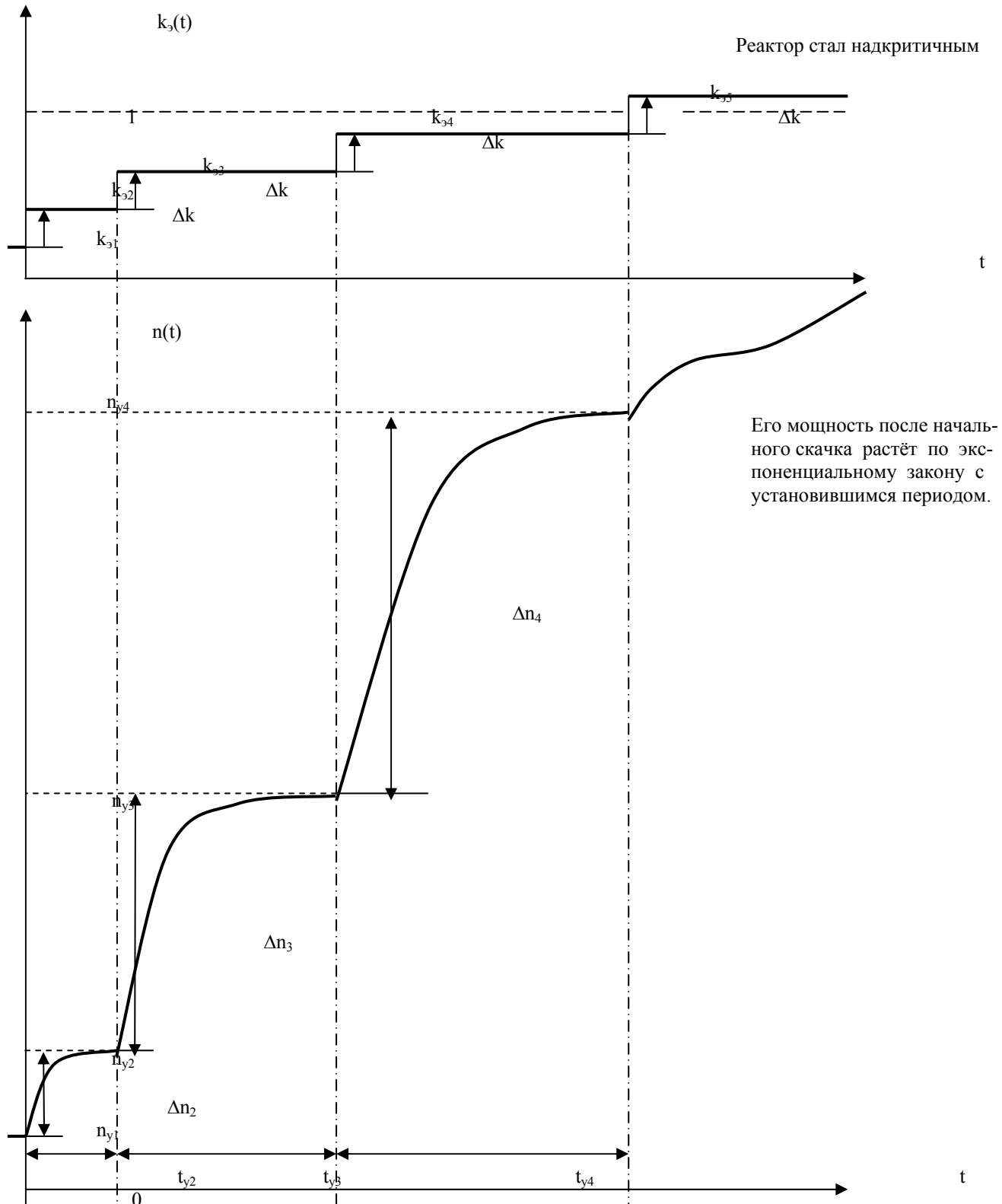


Рис. 13.3. Переходные процессы $n(t)$ в подкритическом реакторе при шаговом подъёме поглотителей шагами одинаковой величины в процессе пуска реактора.

При этом всё подчинено разумной осторожности: как бы не свергнуть реактор в состояние мгновенной критичности, сообщив ему большую положительную реактивность раньше, чем появится возможность уверенно контролировать все изменения нейтронного потока штатными средствами измерения плотности нейтронов. Осторожность диктует следующие меры.

а) Критическое положение подвижных поглотителей заранее должно быть рассчитано. Оператор заранее должен отчётливо представлять, до какой высоты ему предстоит поднимать поглотители от нижних концевых выключателей. Без проверенного и утверждённого компетентными ответственными лицами расчёта пускового критического положения органов СУЗ пуск реактора не разрешается.

б) Последовательность и темп подъёма групп поглотителей задаётся специальной программой безопасного подъёма их при пуске. Суть этой программы состоит в том, что подъём поглотителей в критическое положение выполняется осторожными шагами, каждый из которых уменьшает величину степени подкритичности реактора не более чем на 0.15β . Кроме того, между шагами должны выдерживаться временные паузы, большие по величине, чем время стабилизации подкритической плотности нейтронов в реальных условиях пуска.

Ясно, что в начальной стадии подъёма поглотителей, когда реактор глубоко подкритичен, изменения плотности нейтронов с каждым шагом поглотителей вверх относительно малы. Поэтому нет никакого смысла делать значительные паузы между шагами, поскольку время практического установления подкритической плотности нейтронов даже при степени подкритичности, равной 0.02, составляет величину порядка сотых долей секунды. В таких условиях можно вообще не делать пауз между шагами, то есть выполнять подъём поглотителей практически *непрерывно*: этим можно сэкономить значительное время при пуске.

На второй стадии пуска (начинающейся, как правило, тогда, когда группы поглотителей подняты на половину высоты до расчётного критического положения), начинаются активные меры предосторожности: между шагами выдерживаются временные паузы величиной в 1 минуту.

На третьей, заключительной, стадии пуска (после подъёма поглотителей на высоту 80% от расчётной критической) паузы между шагами увеличиваются до 3 минут, а в некоторых случаях и величины одиночных шагов ограничиваются величиной 0.10β , поскольку и время стабилизации плотности нейтронов в таких условиях - величина того же порядка, и сами величины устанавливаемых плотностей нейтронов становятся достаточно большими, чтобы их могла фиксировать штатная система контроля плотности нейтронов.

В противном случае у слишком «смелого» оператора может сложиться такая ситуация. Не видя изменений плотности нейтронов по показаниям пускового прибора (стрелка которого застыла на нуле самой чувствительной шкалы), оператор браво поднимает группы поглотителей вверх шагами без пауз (считая, что раз плотность нейтронов не растёт, то реактор ещё далёк от критического состояния). На деле реактор может быть уже вплотную приблизился к критичности, а нулевое показание прибора-миллиамперметра свидетельствует только о том, что пусковые ионизационные камеры ещё не чувствуют нейтронов (величина плотности которых ещё не достигла порога чувствительности пусковых ионизационных камер). Ещё пару шагов поглотителями вверх - и реактор достигает критичности и переваливает его, становясь надкритичным, начиная быстрым темпом увеличивать мощность... Много ли нужно, чтобы свергнуть реактор в состояние *мгновенной критичности*? - Совсем немного (сообщить ему положительную реактивность $\rho = \beta$). Но даже если этого (тьфу-тьфу!) не произойдёт, то нетрудно себе представить, как будет выглядеть ситуация в тот момент, когда пусковая аппаратура СУЗ, наконец, почувствует нейтронный поток: стрелка пускового миллиамперметра с сумасшедшей скоростью срывается с нуля и мгновенно зашкаливает в правом конце шкалы, свидетельствуя рост мощности реактора с очень большой скоростью... И хорошо, если при таком развитии событий быстрого действия срабатывания аварийной защиты (по сигналам недопустимо малого периода и превышения мощности над заданной) хватит на то, чтобы быстро остановить и заглушить реактор. Иначе, сами понимаете, вполне можно сжечь твэлы в активной зоне реактора.

Вот для чего для каждого серийного типа активных зон тщательно разрабатывается и в по-

следующем возводится в ранг закона для операторов Программа Безопасного Подъёма органов СУЗ в критическое положение. Следуя этой программе, вы спокойно и без излишних нервных перегрузок достигнете критичности реактора и начнёте работу в энергетических режимах.

Реакторы АЭС типа ВВЭР пускаются несколько иначе (путём уменьшения концентрации борной кислоты в воде первого контура до критического значения), но здесь намеренно изложена процедура пуска реактора с помощью подвижных поглотителей, поскольку она позволяет немного легче усвоить принципиально те же ограничения по скорости высвобождения реактивности, с которыми нам предстоит познакомиться позже, при изучении кинетики борного регулирования.

Краткие выводы

1. В подкритическом реакторе плотность нейтронов со временем не падает до нуля, а благодаря наличию в активной зоне естественных или искусственных источников нейтронов, независимых от реакции деления, стабилизируется на определённом уровне.
2. Величина устанавливающейся плотности нейтронов в подкритическом реакторе определяется величинами:
 - а) удельной мощности источников нейтронов в реакторе s ;
 - б) среднего времени жизни поколения нейтронов в реакторе l ;
 - в) степенью подкритичности реактора δk_n ,

$$- \text{взаимно связанных зависимостью } n_y = \frac{sl}{\delta k_n}.$$

3. Переходные процессы $n(t)$ в подкритическом реакторе представляют собой *экспоненциальные* переходы от одного (начального) установившегося значения n_{y1} , соответствующего начальной степени подкритичности δk_{n1} , до другого (конечного) значения n_{y2} , соответствующего конечной степени подкритичности δk_{n2} .
4. По мере приближения реактора к критическому состоянию из подкритического величины устанавливающейся плотности нейтронов в реакторе нарастают всё более и более резко. Это требует от оператора РУ предельной осторожности в процессе уменьшения степени подкритичности при пуске реактора.
5. Время практического установления подкритической плотности нейтронов после изменения степени подкритичности реактора

$$t_y \approx \frac{(4 \div 5)l}{\delta k_n}$$

определяется конечным значением степени подкритичности реактора. Следовательно, по мере приближения к критичности при пуске реактора время стабилизации плотности нейтронов *растёт*. Это требует от оператора РУ дополнительных мер предосторожности при пуске, заключающихся в осуществлении временных пауз между шагами уменьшения степени подкритичности с тем, чтобы перед каждым шагом уменьшения подкритичности значение плотности нейтронов обязательно *стабилизировалось*.

Раздел 4.

ИЗМЕНЕНИЯ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ ПРИ РАБОТЕ РЕАКТОРА

Тема 14.

ПОНЯТИЯ ОБЩЕГО И ОПЕРАТИВНОГО ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА

Энергетический ядерный реактор создаётся для работы на расчётной (номинальной) мощности в течение довольно длительного времени, называемого *кампанией* активной зоны реактора. Это означает тривиальную истину: в течение всей кампании реактор должен оставаться *критическим*. Попробуйте представить себе, как создаётся первое критическое состояние реактора: активную зону реактора постепенно заполняют тепловыделяющими сборками до тех пор, пока в ней не начнётся самоподдерживающаяся цепная реакция деления. В этом случае говорят, что в активной зоне набрана *первая критическая масса*.

Но задайте себе вопрос: долго ли сможет работать реактор с таким количеством загруженного топлива? Вы без посторонней подсказки сообразите: как только небольшая часть загруженного топлива будет истрачена на деления, и на месте разделившихся ядер появятся осколки деления (а все они являются в разной степени поглотителями нейтронов), - реактор станет подкритическим и остановится.

Выходит, что для *длительной* работы реактора необходимо загружать в его активную зону топливо *сверх критического его количества*. Но вы уже достаточно искушены и понимаете, что *просто так* этого делать нельзя, это - *опасно*: как только вы загрузите в активную зону некоторое сверхкритическое количество топлива, в результате чего реактору будет сообщена положительная реактивность величиной $\beta_s \approx 0.0064$, - реактор *станет неуправляемым*. Поэтому загружать сверхкритическое количество топлива в реактор следует *с одновременной загрузкой в активную зону компенсирующих поглотителей*, которые потому так и названы, что служат для компенсации возникающей положительной реактивности при загрузке в активную зону топлива сверх критического его количества. Неважно, каким будет этот компенсирующий поглотитель (*подвижные группы стержней, неподвижно размещаемые в активной зоне твёрдые стержни с выгорающим поглотителем* или борная кислота, добавляемая в воду первого контура), но процесс загрузки сверхкритического количества топлива в активную зону всегда должен сопровождаться синхронным введением в активную зону соответствующих количеств компенсирующих поглотителей.

Таким образом загрузка в активную зону сверхкритического количества ядерного топлива приводит к возникновению положительной реактивности, которая сразу же подавляется компенсирующими поглотителями

Общий запас реактивности реактора - это та величина положительной реактивности, которая создаётся за счёт загрузки в активную зону сверхкритического количества ядерного топлива и одновременно нейтрализуется введением в активную зону компенсирующих поглотителей и предназначается для обеспечения требуемой кампании реактора.

Иными словами, общий запас реактивности - это та величина положительной реактивности, которая *могла бы быть высвобождена* сразу при мысленном (только мысленном !) удалении из активной зоны всех компенсирующих поглотителей.

Общий запас реактивности реактора нужен для поддержания реактора в критическом состоянии при работе его на постоянном уровне мощности в течение всей кампании и для компенсации потерь реактивности реактора в процессе его работы.

Конечно, если представить, что реактор всю кампанию работает на постоянном уровне мощности, то может показаться, что изменения потерь реактивности должны нарастать очень медленным темпом. Однако некоторые процессы в реакторе протекают, наоборот, очень быстро и требу-

ют столь же быстрых мер по компенсации возникающих изменений реактивности. Следовательно, в величине общего запаса реактивности должна быть такая его часть, которая позволяла бы оператору (или системе автоматики) быстро реагировать на любые быстропротекающие изменения реактивности реактора и компенсировать их с целью поддержания критического режима работы реактора на заданном уровне мощности.

Часть общего запаса реактивности, компенсируемая одними подвижными поглотителями в реакторе, называется оперативным запасом реактивности

Оперативной эта часть общего запаса реактивности названа, во-первых, потому, что она находится в распоряжении оператора реакторной установки (перемещением стержней-поглотителей в активной зоне занимается оператор), а, во-вторых, потому, что эти перемещения поглотителей могут производиться достаточно быстро (= оперативно), что и обеспечивает быструю компенсацию изменений реактивности реактора в некоторых переходных процессах.

Величина общего запаса реактивности в продолжение всей кампании активной зоны реактора, уменьшается, но в любой момент кампании она складывается из оперативного запаса реактивности и запасов реактивности, компенсируемых неподвижными (выгорающими) поглотителями и жидким поглотителем (борной кислотой в воде, содержащейся в объёме активной зоны реактора):

$$\rho_3^{общ}(t) = \rho_3^{оп}(t) + \rho_3^{ст}(t) + \rho_3^{жс}(t) \quad (14.1)$$

Задумаемся ещё над одним вопросом, имеющим очень важное практическое значение: хорошо или плохо иметь большую величину оперативного запаса реактивности?

С одной стороны, вроде бы - неплохо: большой оперативный запас реактивности позволяет скомпенсировать большие режимные потери реактивности в быстропротекающих переходных процессах (и, наоборот, большие режимные высвобождения реактивности).

С другой стороны, опасно: большой (в несколько β_s) оперативный запас реактивности, будучи случайно высвобожденным в результате ошибки оператора, приведёт... (сами понимаете, к чему). Поэтому на большой оперативный запас реактивности следует смотреть как на источник *ядерной опасности*. Согласитесь, это разумно.

С третьей стороны, большой оперативный запас реактивности - это большое число подвижных поглотителей в активной зоне, перемещение которых в пределах активной зоны вызывает большие изменения неравномерности нейтронного поля (и поля энерговыделения) в объёме активной зоны, что в конечном счёте ударит по экономичности энергоблока в процессе кампании.

С четвёртой стороны, большое количество подвижных поглотителей требует большого количества и повышения мощности сервоприводов для их групп.

Вот почему в отечественных реакторах типа ВВЭР введено борное регулирование, позволяющее величину оперативного запаса реактивности постоянно поддерживать в пределах, гарантирующих ядерную безопасность реактора (в режимах нормальной эксплуатации в активную зону частично опущена *только регулирующая группа* с физическим весом, меньшим величины β_s , остальные девять групп поглотителей полностью извлечены из активной зоны; остальная часть общего запаса реактивности компенсируется выгорающими поглотителями (где они есть) и, главным образом, борной кислотой в теплоносителе). К тому же, введение или выведение борной кислоты в воду первого контура практически не изменяет форму нейтронного поля в реакторе, поскольку она в объёме активной зоны распределяется равномерно.

Величины и общего и оперативного запасов реактивности в процессе эксплуатации реактора изменяются благодаря изменениям потерь реактивности в следующих физических процессах:

- **выгорание ядерного топлива** - процесс непрерывной убыли количества ядерного топлива вследствие поглощения его ядрами нейтронов; выгорание приводит к снижению запаса реактивности;
- **шлакование ядерного топлива** - процесс накопления в работающем реакторе стабильных и долгоживущих продуктов деления, участвующих в непроизводительном поглощении нейтронов и, тем самым, снижающих запас реактивности;

- **воспроизводство ядерного топлива** - процесс образования и накопления в работающем реакторе новых типов делящихся ядер, сразу же включающихся в общий цикл размножения нейтронов и, тем самым, повышающих общий запас реактивности;
- **выгорание выгорающих поглотителей** - процесс медленного уничтожения первоначально загружаемых в активную зону неподвижных поглотителей за счёт поглощения ими тепловых нейтронов, приводящий к образованию на их месте слабо поглощающих продуктов, вследствие чего запас реактивности высвобождается;
- **отравление реактора** - процесс образования в работающем реакторе короткоживущих продуктов деления, участвующих в непроизводительном захвате нейтронов и, тем самым, понижающих запас реактивности при их накоплении и повышающих его при их распаде.
- **изменение концентрации борной кислоты в воде 1 контура** - из одного названия можно понять, что увеличение концентрации борной кислоты ведёт к понижению запаса реактивности, а уменьшение - наоборот - к его высвобождению;
- наконец, уже известные нам, **температурные изменения реактивности** - при отрицательных температурных коэффициентах реактивности топлива и теплоносителя повышение температур этих элементов ведёт к понижению запаса реактивности, а понижение температур - к высвобождению запаса реактивности.

Закономерности изменений запаса реактивности реактора во всех этих процессах (кроме последнего) нам и предстоит рассмотреть в данном разделе.

Тема 15

УМЕНЬШЕНИЕ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ С ВЫГОРАНИЕМ
ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Выгорание - процесс непрерывной убыли в работающем реакторе делящихся нуклидов, обусловленный поглощением ими нейтронов реакторного спектра.

Любой делящийся нуклид поглощает нейтроны, и часть поглощений завершается делениями, а оставшаяся часть - непроизводительными радиационными захватами; но в любом из этих случаев делящиеся нуклиды *исчезают*. Вот этот процесс убыли делящихся нуклидов в работающем реакторе и называется выгоранием ядерного топлива.

Поглощение нейтронов свойственно всем делящимся нуклидам на любом уровне энергий нейтронов E . Например, для ядер урана-235:

$$\sigma_a^5(E) = \sigma_f^5(E) + \sigma_c^5(E),$$

следовательно, выгорание топлива всегда обусловлено нейтронами любых энергий, присутствующими в реакторном спектре. В частности, поскольку наш разговор идёт, главным образом, о тепловых реакторах АЭС, все упоминаемые впредь микро- и макросечения реакций будут усреднёнными по спектру тепловых нейтронов сечениями и будут обозначаться кратко, без указаний на энергию нейтронов.

15.1. Дифференциальное уравнение выгорания урана-235.

Скорость выгорания - есть не что иное, как скорость реакции поглощения ядрами ^{235}U тепловых нейтронов. Поэтому дифференциальное уравнение скорости выгорания имеет очень простой вид:

$$\frac{dN_5}{dt} = -\sigma_a^5 \cdot N_5(t) \cdot \Phi(t). \quad (15.1.1)$$

Знак минус в правой части уравнения - свидетельство того, что речь идёт об *уменьшении* концентрации ядер топлива со временем t .

Основной режим работы энергетического реактора - режим работы на постоянном уровне мощности: $N_p(t) = \text{idem}$. Но величина мощности реактора $N_p(t)$ в любой момент времени t пропорциональна произведению концентрации ядер ^{235}U $N_5(t)$ и средней плотности потока нейтронов в реакторе $\Phi(t)$; вспомните:

$$N_p(t) = \Delta E \sigma_f^5 N_5(t) \Phi(t) V_m = C_N N_5(t) \Phi(t), \quad (15.1.2)$$

где C_N обозначено произведение всех постоянных величин: $C_N = \sigma_f^5 \Delta E V_m$. Поэтому для реактора, работающего на постоянном уровне мощности условие $N_p(t) = \text{idem}$ равносильно условию:

$$N_5(t) \Phi(t) = \text{idem} = N_p / C_N = N_{50} \Phi_0. \quad (15.1.3)$$

Следовательно, для реактора, работающего на постоянном уровне мощности, дифференциальное уравнение выгорания ^{235}U с учётом выражения (15.3) примет вид:

$$\frac{dN_5}{dt} = -\sigma_a^5 \frac{N_p}{C_N} = \text{idem} = -\sigma_a^5 \Phi_0 N_{50}. \quad (15.1.4)$$

Получается, что при постоянной мощности реактора скорость выгорания основного топлива в реакторе (^{235}U) - постоянна.

Решение уравнения (15.4) при начальном условии: $t = 0$ $N_5(0) = N_{50}$ (если обозначать N_{50} начальную концентрацию ядер ^{235}U в первый момент кампании) - имеет вид:

$$N_5(t) = N_{50} - \frac{\sigma_a^5}{C_N} N_p t = N_{50} - \sigma_a^5 N_{50} \Phi_o t = N_{50} (1 - \sigma_a^5 \Phi_o t). \quad (15.1.6)$$

На любом постоянном уровне мощности реактора уменьшение количества основного топлива во времени идёт по линейному закону. Темп уменьшения количества урана-235 в процессе кампании определяется только величиной уровня мощности реактора.

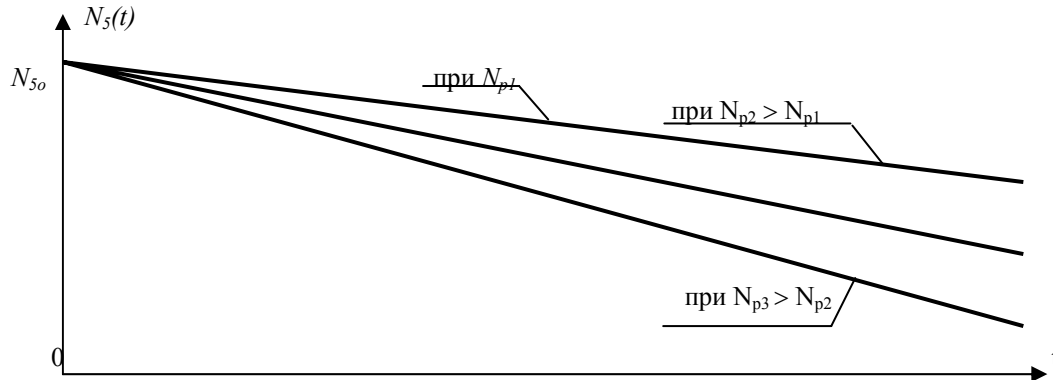


Рис.15.1. Линейный характер уменьшения количества топлива с его выгоранием при работе реактора на разных уровнях мощности реактора

Отметим ещё одно обстоятельство, обычно не замечаемое практиками: из (15.2) вытекает, что для поддержания реактора на постоянном и действительно одинаковом уровне мощности в течение всей кампании *требуется увеличивать величину средней плотности потока нейтронов в процессе кампании по закону, обратно пропорциональному величине уменьшающейся с выгоранием концентрации ядер топлива*:

$$\Phi(t) = \frac{N_p}{C_N \cdot N_5(t)} = \frac{N_p}{C_N \cdot N_{50} (1 - \sigma_a^5 \Phi_o t)} = \frac{\Phi_o}{1 - \sigma_a^5 \Phi_o t}, \quad (15.1.7)$$

поскольку $N_5(t)$ в процессе кампании снижается по линейному закону.

15.2. Энерговыработка реактора

Энерговыработка реактора (W) - это полное количество энергии, выработанное реактором на данный момент времени с начала кампании его активной зоны.

Если реактор работает на постоянном уровне мощности N_p определённое время t , то ясно, что за это время он выработает $W = N_p t$ единиц энергии.

Если реактор работает на разных постоянных уровнях мощности (N_{pi}) различные отрезки времени (t_i) (профессионалы говорят: работает в “рваном ритме”), то приращение величины энерговыработки, очевидно, составит:

$$\Delta W = N_{p1} \cdot t_1 + N_{p2} \cdot t_2 + N_{p3} \cdot t_3 + \dots + N_{pn} \cdot t_n = \sum_{i=1}^n N_{pi} \cdot t_i. \quad (15.2.1)$$

Величину энерговыработки реактора (и её приращения) на АЭС измеряют во внесистемных единицах – $МВт \cdot часах$, $МВт \cdot сутках$, или $ГВт \cdot сутках$ (если речь идёт о больших энерговыработках).

Энерговыработка - величина аддитивная, то есть величина энерговыработки в какой-то момент кампании t_2 всегда является суммой энерговыработки в предыдущий момент t_1 и приращения энерговыработки реактора за промежуток времени его работы от t_1 до t_2 :

$$W(t_2) = W(t_1) + \Delta W(t_1 \rightarrow t_2) \quad (15.2.2)$$

В самом общем случае произвольных *непрерывных* во времени изменений мощности реактора $N_p(t)$ величина энерговыработки должна находиться как интеграл:

$$W(t) = \int_0^t N_p(t) \cdot dt \quad (15.2.3)$$

На АЭС величины энерговыработки реактора непрерывно высчитываются автоматическими интеграторами по данным, поступающим от системы внутриреакторного контроля.

15.3. Потери запаса реактивности с выгоранием топлива.

С учётом того, что величина произведения $N_p t = W(t)$, вид решения уравнения выгорания становится более простым и общим:

$$N_s(t) = N_{s0} - \frac{\sigma_a^s}{C_N} W(t). \quad (15.3.1)$$

То есть теперь уменьшение концентрации топлива в процессе кампании активной зоны можно на графике отразить не семейством прямых, а одной прямой:

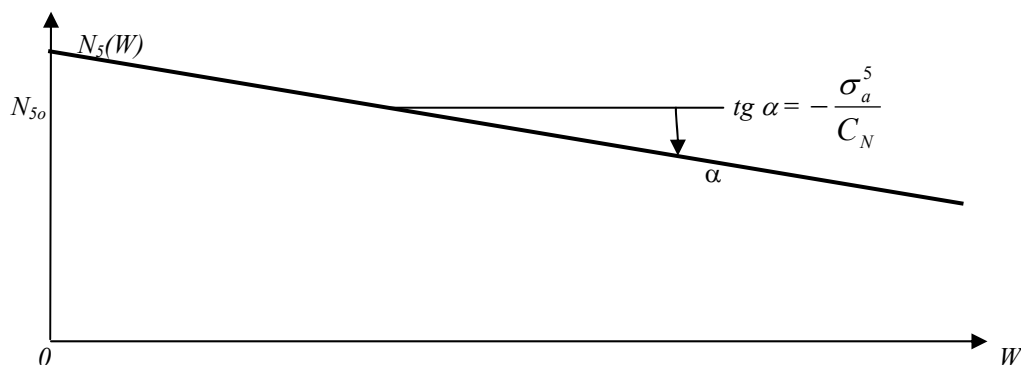


Рис.15.2. Линейный характер уменьшения концентрации ^{235}U с энерговыработкой реактора.

Но так как величина концентрации $N_s(t)$ пропорционально связана с величиной коэффициента использования тепловых нейтронов $\theta(t)$, который даёт пропорциональный вклад в величину эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе $k_3(t)$, который практически пропорционально связан с величиной реактивности реактора ρ (в области небольших отклонений k_3 от единицы), то получается, что величина потерь реактивности, обусловленных выгоранием топлива, практически *отслеживает* величину уменьшающейся концентрации топлива в процессе кампании. Поэтому график потерь запаса реактивности за счёт выгорания топлива в зависимости от энерговыработки реактора оказывается столь же однозначным и линейным, как и график изменения самой концентрации ^{235}U :

Таким образом, основной для оператора практический вывод из сказанного по поводу выгорания состоит в том, что *потери реактивности (запаса реактивности) с выгоранием топлива в процессе кампании прямо пропорциональны величине энерговыработки реактора.*

И хотя здесь был рассмотрен самый простой случай, в котором закономерность процесса выгорания иллюстрировалась на примере выгорания только одного урана-235, линейный характер выгорания в зависимости от величины энерговыработки реактора свойственен и для реального многокомпонентного топлива энергетического реактора в произвольный период кампании (то есть с учётом выгорания и ^{238}U , и ^{239}Pu , и ^{241}Pu).

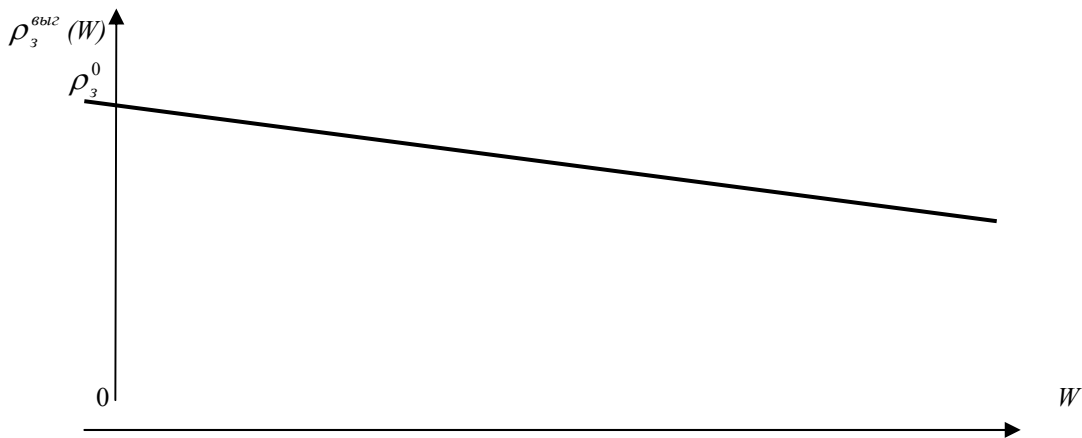


Рис.15.2. Характер убывания запаса реактивности в процессе кампании реактора за счёт выгорания основного топлива (^{235}U).

15.4. Основные характеристики выгорания

Если водитель автомобиля отправляется на нём в дальнюю поездку, то первой его заботой является полнота топливного бака. Аналогично и энергетический реактор должен быть загружен таким количеством ядерного топлива, которого хватило бы для обеспечения требуемой кампании. Однако в этих двух примерах есть одно принципиальное различие: если автомобиль останавливается тогда, когда бак выжигается “досуха” (хотя, строго говоря, и в автомобильном лексиконе существует такое понятие, как “мёртвый запас”), то реактор перестает работать, когда в нём израсходовано не всё топливо, а *исчерпан весь запас реактивности*, то есть момент остановки реактора — последний момент, когда он ещё остаётся критичным, а значит в нём ещё содержится одна критическая масса топлива. Таким образом, получается, что всё ядерное топливо за одну кампанию в реакторе “выжечь” оказывается невозможным.

Ядерное топливо — штука дорогостоящая. Добыча урановой руды, получение природного металлического урана, обогащение его изотопом ^{235}U , изготовление топливной композиции, спекание её в таблетки и их чистовая обработка, изготовление твэлов и тепловыделяющих сборок — всё это очень сложные технологические процессы, требующие больших материальных и энергетических затрат. Понятно, что выбрасывать довольно большое количество невыгоревшего ядерного топлива на кладбище радиоактивных отходов было бы делом весьма неумным. Отработанное топливо направляется на *регенерацию*, где топливные компоненты по цепочке сложных технологических операций отделяются от накопившихся за время работы продуктов деления, заново обогащаются изотопом ^{235}U и вновь включаются в топливный цикл. Заметим, что регенерация ядерного топлива не менее сложна и дорога, чем изготовление “свежего” топлива.

Вот почему очень важно, чтобы в процессе кампании выгорала как можно большая часть загруженного топлива, а для регенерации оставалась бы как можно меньшая его часть. Мерой оценки эффективности использования топлива в энергетических реакторах служат две основные характеристики.

- а) **Степень выгорания топлива** — это доля (или процент) выгоревшего основного топлива (^{235}U) от начального его количества.

Степень выгорания обозначается буквой z и в соответствии с определением равна:

$$z(t) = \frac{N_{s0} - N_s(t)}{N_{s0}} = 1 - \frac{N_s(t)}{N_{s0}} = \sigma_a^s \Phi_o t. \quad (15.4.1)$$

Путём элементарных подстановок несложно показать, что степень выгорания в любой момент кампании t — величина, прямо пропорциональная величине энерговыработки $W(t)$, если не брать в расчёт ту часть выработанной энергии, которая получена в результате делений ядер плутония.

Из (15.3.1) следует, что

$$\frac{N_{50} - N_5(t)}{N_{50}} = \frac{\sigma_a^5}{C_N \cdot N_{50}} \cdot W(t), \text{ то есть } z(t) = \frac{\sigma_a^5}{C_N \cdot N_{50}} \cdot W(t). \quad (15.4.2)$$

Об эффективности использования основного топлива в реакторе за время кампании активной зоны можно судить по цифрам максимальной степени выгорания (то есть степени выгорания в конце кампании).

Для реакторов типа РБМК-1000 $z_{max} = 0.35 \div 0.37$, а для реакторов водо-водяного типа (ВВЭР-440, ВВЭР-1000) $z_{max} = 0.30 \div 0.33$.

б) **Глубина выгорания** - это энерговыработка на данный момент кампании, приходящаяся на единицу массы первоначально загруженного урана.

Здесь речь идёт обо всём уране ($^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$), загружаемом в активную зону перед началом кампании. Если обозначить величину глубины выгорания через b , то в соответствии с определением

$$b(t) = \frac{W(t)}{M_{Uo}}. \quad (15.4.3)$$

Глубину выгорания принято измерять в *МВт сутки / т* или *ГВт сутки / т*.

Представление о величинах глубины выгорания топлива дают такие цифры:

- для реакторов типа РБМК-1000 $b_{max} = 18.5 \div 20 \text{ ГВт} \cdot \text{сут} / \text{т}$;
- для реакторов типа ВВЭР-1000 $b_{max} = 38 \div 40 \text{ ГВт} \cdot \text{сут} / \text{т}$.

Тема 16

УМЕНЬШЕНИЕ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ ЗА СЧЁТ ШЛАКОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Шлакование топлива - это процесс накопления в работающем реакторе стабильных и долгоживущих продуктов деления, участвующих в непроизводительном захвате тепловых нейтронов и, тем самым, понижающих запас реактивности реактора.

Из более чем 600 типов осколков деления свыше 60 обладают свойствами, упомянутыми в данном выше определении, а именно, они являются стабильными или долгоживущими и в различной степени интенсивно поглощают нейтроны реакторного спектра. Их и называли *шлаками*, имея в виду аналогию со шлаками в топке паровоза, которые осаждаются на поверхности кусочков угля, блокируя доступ воздуха к ним и затрудняя процесс горения угля. Ядерные шлаки, являясь продуктами реакции деления, также накапливаются в твэлах реактора, блокируя доступ нейтронов к делящимся компонентам ядерного топлива, тем самым, затрудняя протекание реакции деления. Диапазон микросечений радиационного захвата шлаков достаточно широк - от нескольких барн до десятков тысяч барн.

16.1. Количественные меры шлакования.

Каждый из шлаков характеризуется величиной своего удельного выхода (γ_i), величиной микросечения поглощения (σ_a^i) и макросечения поглощения нейтронов (Σ_a^i), величина которого пропорциональна ядерной концентрации шлака (N_i): $\Sigma_a^i = \sigma_a^i N_i$.

Кроме того, способность каждого шлака “отнимать” нейтроны из цикла характеризуется ***относительной долей поглощаемых им нейтронов***, равной отношению скоростей поглощения нейтронов рассматриваемым шлаком и ядрами урана-235:

$$q_{ui}(t) = \frac{\sigma_a^i N_i \Phi}{\sigma_a^5 N_5 \Phi} = \frac{\sigma_a^i}{\Sigma_a^5} N_i(t). \quad (16.1.1)$$

Совершенно очевидно, что такой же мерой можно измерять и относительную интенсивность поглощения тепловых нейтронов *всеми шлаками вместе*:

$$q_{ui} = \sum_{i=1}^k q_{ui} = \frac{1}{\Sigma_a^5} \cdot \sum_{i=1}^k \sigma_a^i \cdot N_i. \quad (16.1.2)$$

Но практика интересует даже не эта величина, ему нужна итоговая мера воздействия накопления всех шлаков на реактор - потери реактивности за счёт шлакования. Присутствие шлаков уменьшает, главным образом, величину коэффициента использования тепловых нейтронов в реакторе (θ), и несложно показать, что величина потерь реактивности от шлакования связана пропорциональной связью с упомянутой выше величиной относительной доли поглощаемых шлаками нейтронов, причём коэффициентом пропорциональности служит коэффициент использования тепловых нейтронов для незашлакованного реактора:

$$\rho_{ui}(t) = - q_{ui}(t) \theta \quad (16.1.3)$$

Знак “минус” перед правой частью (16.1.3) говорит о том, что речь здесь однозначно ведётся о *потерях* запаса реактивности от шлакования реактора.

16.2. Кинетика роста потерь запаса реактивности за счёт шлакования

Общий вид дифференциального уравнения шлакования реактора одиночным (i -м) шлаком определяется логикой скорости изменения концентрации этого шлака: скорость изменения концентрации любого шлака - есть разница скоростей его образования (как непосредственного осколка деления ядер топлива) и исчезновения (в результате поглощения нейтронов):

$$\frac{dN_i}{dt} = \gamma_i \sigma_f^5 N_5(t) \Phi(t) - \sigma_a^i N_i(t) \Phi(t). \quad (16.2.1)$$

Нам интересен наиболее близкий к практике эксплуатации случай работы реактора на постоянном уровне мощности $N_p(t) = \text{idem}$, условие которого в соответствии с формулой (15.1.3):

$$N_5(t) \Phi(t) = \text{idem} = N_{50} \Phi_0 \quad (16.2.2)$$

Более того, нам уже известен характер изменения плотности потока нейтронов при постоянном уровне мощности реактора $\Phi(t) = N_p / C_N N_5(t)$ и характер спада концентрации ^{235}U в процессе кампании $N_5(t) = N_{50} - (\sigma_a^5 / C_N) N_p t = N_{50} - (\sigma_a^5 / C_N) W$ (через энерговыработку W), или $N_5(z) = N_{50}(1 - z)$ (через величину степени выгорания z), поэтому выражение для изменяющейся в процессе кампании плотности потока нейтронов в наиболее удобном и общем виде при постоянстве мощности реактора будет:

$$\Phi(t) = \frac{N_p}{C_N N_{50}(1 - z)} = \frac{N_{50} \cdot \Phi_0}{N_{50}(1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t)} = \frac{\Phi_0}{1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t}. \quad (16.2.3)$$

С учётом (16.2.2) и (16.2.3) дифференциальное уравнение шлакования одиночным шлаком (16.2.1) для случая работы реактора на постоянном уровне мощности приобретает вид:

$$\frac{dN_i}{dt} = \gamma_i \sigma_f^5 N_{50} \Phi_0 - \frac{\sigma_a^i \Phi_0 N_i(t)}{1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t}. \quad (16.2.4)$$

Если для краткости обозначить: $A_i = \gamma_i \sigma_f^5 N_{50} \Phi_0$; $a_i = \sigma_a^i \Phi_0$; $b = \sigma_a^5 \Phi_0$, (16.2.5) то уравнение (16.2.4) обретает классический вид линейного неоднородного уравнения:

$$N_i'(t) + \frac{a_i}{1 - bt} N(t) = A_i$$

При нулевых начальных условиях ($t = 0$ $N_i(t) = 0$, т.к. в начале кампании при загрузке в реактор свежего топлива в его твэлах нет шлаков) его решение выглядит так:

$$N_i(t) = \frac{A_i}{b - a_i} \cdot (1 - bt) \cdot \left[(1 - bt)^{\frac{a_i - 1}{b}} - 1 \right],$$

или после обратной подстановки комплексов:

$$N_i(t) = \frac{\gamma_i \cdot \sigma_f^5 \cdot N_{50}}{\sigma_a^i - \sigma_a^5} (1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t) \cdot \left[1 - (1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t)^{\frac{\sigma_a^i}{\sigma_a^5} - 1} \right]. \quad (16.2.6)$$

Переход к потерям запаса реактивности за счёт шлакования топлива i -м шлаком по формулам (16.1.2) и (16.1.3) даёт следующее:

$$\rho_{ui}(t) = -\theta \cdot \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} \cdot \frac{\gamma_i \sigma_a^i}{\sigma_a^i - \sigma_a^5} \cdot \left[1 - (1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t)^{\frac{\sigma_a^i}{\sigma_f^5} - 1} \right], \quad (16.2.7)$$

а поэтому суммарные потери запаса реактивности от шлакования топлива реактора всеми k шлаками будут в любой момент кампании t равны:

$$\rho_u(t) = -\theta \cdot \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} \cdot \sum_{i=1}^k \frac{\gamma_i \sigma_a^i}{\sigma_a^i - \sigma_a^5} \cdot \left[1 - (1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t)^{\frac{\sigma_a^i}{\sigma_f^5} - 1} \right]. \quad (16.2.8)$$

Вспомнив также, что величина степени выгорания

$$z(t) = 1 - \frac{N_5(t)}{N_{50}} = 1 - \frac{N_{50}(1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t)}{N_{50}} = \sigma_a^5 \Phi_0 t,$$

выражение (16.2.8) можно записать в более сжатом и удобном для анализа виде:

$$\rho_u(z) = -0.852\theta \sum_{i=1}^k \frac{\gamma_i \sigma_a^i}{\sigma_a^i - \sigma_a^5} \left[1 - (1 - z)^{\frac{\sigma_a^i}{\sigma_a^5} - 1} \right]. \quad (16.2.9)$$

(Здесь для краткости обозначена величина $f_5 = \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} \approx 0.852$ - вероятности того, что поглощение теплового нейтрона ядром ^{235}U закончится делением этого ядра).

К тому же результату можно прийти, если в исходном уравнении (16.2.1) все величины, зависящие от времени t сразу выразить через степень выгорания z .

Так как $z(t) = \sigma_a^5 \Phi_0 t$, то производная dN_i/dt очевидно будет равна:

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{dN_i}{dz} \cdot \frac{dz}{dt} = \sigma_a^5 \Phi_0 \frac{dN_i}{dz}. \quad (16.2.10)$$

Подстановка выражений (16.2.10), (16.2.2) и (16.2.3) в уравнение (16.2.4) даёт следующее:

$$\frac{dN_i}{dz} = \gamma_i \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} N_{s0} - \frac{\sigma_a^i}{\sigma_a^5 (1-z)} \cdot N_i(z). \quad (16.2.11)$$

Его решение при нулевых начальных условиях ($t = 0 \Rightarrow N_i = 0$) даёт ту же зависимость:

$$N_i(z) = \frac{\gamma_i \sigma_f^5 N_{s0}}{\sigma_a^i - \sigma_a^5} (1-z) \left[1 - (1-z)^{\frac{\sigma_a^i}{\sigma_a^5} - 1} \right], \quad (16.2.12)$$

а потому и выражения для текущих потерь запаса реактивности во времени, с ростом степени выгорания z (или энерговыработки W) – все эти величины при $N_p = \text{idem}$ пропорциональны – будут иметь вид (16.2.8) и (16.2.9).

Из (16.2.8) следует, что переходный процесс нарастания потерь реактивности в процессе кампании в зависимости от степени выгорания (z) представляет собой сумму k степенных функций (k - число типов шлаков), каждая из которых имеет свою крутизну, определяемую только типом шлака, поскольку величины γ_i и σ_a^i (входящие в отношение $\gamma_i \sigma_a^i / \sigma_a^5$) присущи каждому конкретному шлаку, - то есть, иначе говоря, определяемую соотношением микросечений поглощения каждого шлака и урана-235 (σ_a^i / σ_a^5).

По предложению Иоффе и Окуня (1945 г.) вся компания из более чем 60 образующихся при делении шлаков была заменена суммой трёх групп шлаков, каждая из которых имеет усреднённые характеристики.

Если группа состоит из m шлаков, имеющих достаточно близкие величины физических характеристик (γ_i и σ_a^i), то эти характеристики для группы могут быть усреднены по принципу:

а) Удельный выход группы шлаков - есть сумма удельных выходов каждого из шлаков, составляющих группу, то есть:

$$\gamma_{gp} = \sum_{i=1}^m \gamma_i. \quad (16.2.13)$$

б) Средняя величина микросечения поглощения группы - есть средневзвешенное значение микросечений поглощения шлаков, составляющих группу:

$$\sigma_a^{gp} = \frac{1}{\gamma_{gp}} \sum_{i=1}^m \gamma_i \sigma_a^i. \quad (16.2.10)$$

Почему именно три группы шлаков? - Для ответа на этот вопрос надо понять, какие это группы шлаков и чем они качественно отличаются друг от друга.

а) Первая группа шлаков (так называемые сильные шлаки) характеризуется величиной микросечения поглощения составляющих группу шлаков, существенно большей величины микросечения поглощения ^{235}U :

$$(\sigma_a^i)_{\text{гр}} \gg \sigma_a^5$$

Понятно, что величина показателя степенной функции такого шлака - большая величина, и (с точки зрения математика) степенная функция с очень большим по абсолютной величине отрицательным показателем быстро достигает своего асимптотического значения. Физически это означает, что скорость накопления каждого из шлаков первой группы быстро достигает своего стационарного

нарного значения и в дальнейшем не изменяется. Поэтому в основное время кампании активной зоны (при $z \leq 0.35$) можно считать скорость роста потерь реактивности от шлакования реактора шлаками первой групп постоянными и равными приблизительно

$$\rho_{ш1гр} \approx -0.0151 \theta, \quad (16.2.11)$$

и лишь на начальном этапе кампании ($0 < z < 0.01$) накопление шлаков 1-й группы идёт нелинейным темпом, достигая в этом интервале z указанного значения.

*) Приведенные цифры справедливы при исключении из первой группы шлаков такого сильного шлака, как ^{149}Sm . Особая роль самария-149 будет ясна далее.

б) Вторая группа шлаков, характеризуемых величиной микросечения поглощения, по порядку величины совпадающего с сечением поглощения урана-235:

$$\sigma_a^i \sim \sigma_a^5$$

Концентрации шлаков этой группы, растущие в процессе кампании, строго говоря, по степенному закону, в пределах имеющих физический смысл величин степеней выгорания ($z < 0.35$) растут настолько медленно, что при реальных величинах степени выгорания урана-235 характер роста потерь запаса реактивности от шлакования реактора шлаками этой группы без особого ущерба для точности можно считать не степенным, а *линейным* относительно z :

$$\rho_{ш2гр} \approx -0.0414 z \theta \quad (16.2.12)$$

причём, в течение всей кампании. С позиций математики это объясняется просто тем, что при $\sigma_a^i \approx \sigma_a^5$ величина показателя степенной функции в (16.2.9) приблизительно равна 0, а, значит, величина в квадратных скобках близка к z в первой степени, то есть зависимость $\rho_{ш2гр}(z)$ – *линейная*.

в) Шлаки третьей группы (так называемые *слабые* шлаки) характеризуются величинами микросечений поглощения нейтронов σ_a^i , существенно меньшими величины микросечения поглощения урана-235:

$$\sigma_a^i \ll \sigma_a^5$$

Шлаки третьей группы имеют в подавляющем большинстве очень небольшие величины удельного выхода (γ_i), но это – самая многочисленная группа шлаков, и этим объясняется их влияние на общую величину потерь реактивности от суммарного шлакования. Степенная функции нарастания концентраций этих шлаков (и потерь реактивности за счёт шлакования реактора этими шлаками) возрастают гораздо медленнее, чем степенная функция шлаков второй группы, она практически неотличима от прямой линии, и с приемлемой точностью описываются линейной зависимостью:

$$\rho_{ш3гр} \approx -0.0114 z \theta \quad (16.2.13)$$

Качественный характер изменения потерь запаса реактивности от шлакования реактора шлаками каждой из групп, а также суммарная кривая потерь запаса реактивности от шлакования реактора всеми шлаками этих групп показаны на рис.16.1.

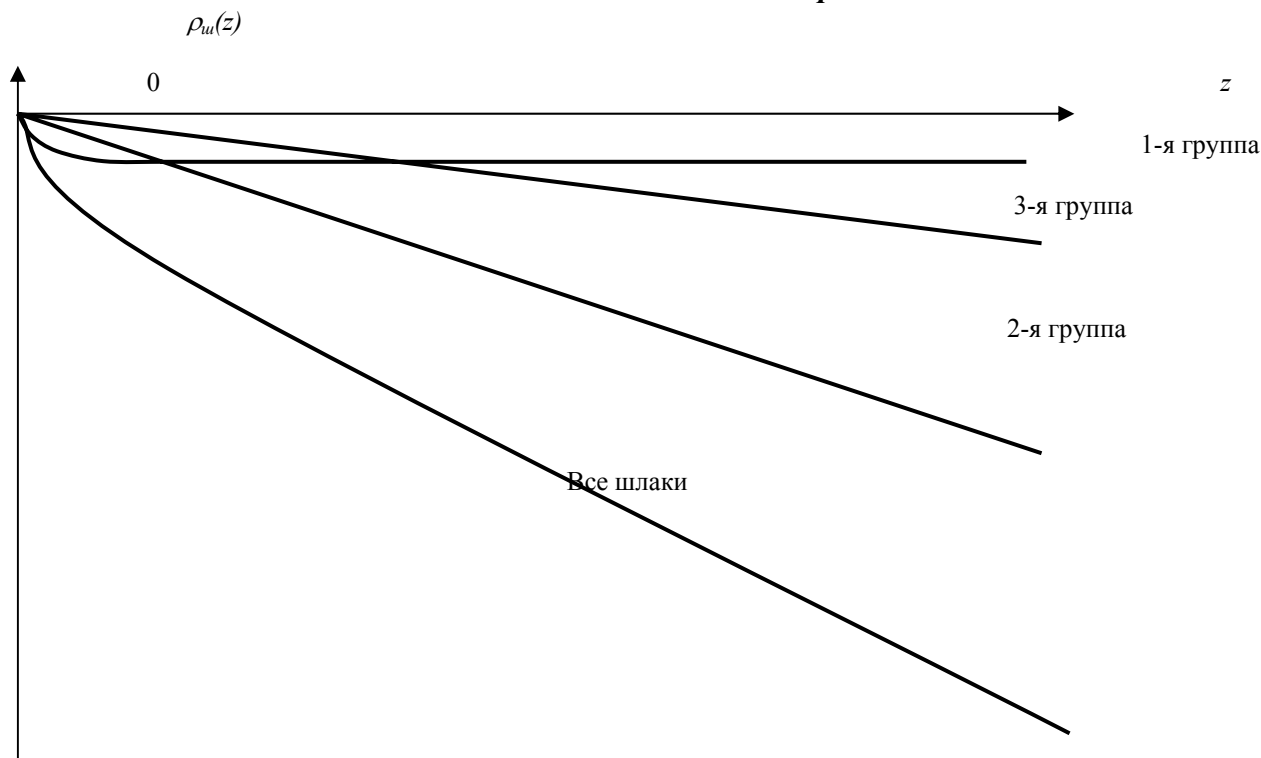


Рис. 16.1. Качественный характер роста потерь запаса реактивности за счёт раздельного шлакования реактора шлаками трёх групп и кривая потерь запаса реактивности от шлакования всеми шлаками.

Эта кривая потерь запаса реактивности от шлакования для любого конкретного реактора может быть пересчитана в кривую зависимости от энерговыработки реактора W , которая, понятно, в рассмотренном случае является величиной, пропорциональной степени выгорания.

Таким образом, главный практический вывод из всего рассмотренного по вопросу шлакования реактора, который будущему оператору нелишне запомнить, таков:

Потери запаса реактивности реактора от шлакования в процессе кампании в зависимости от энерговыработки (или степени выгорания урана-235) лишь в самый начальный период кампании (< 5% от номинальной энерговыработки реактора) нарастают не линейно, что объясняется относительно быстрым ростом концентрации каждого из сильных шлаков до их стационарных концентраций. В оставшийся период кампании они растут практически по линейному закону от энерговыработки, степени выгорания, а при постоянном уровне мощности реактора - и во времени.

Этот вывод имеет практическое значение при выполнении некоторых эксплуатационных расчётов, в чём нам предстоит убедиться в будущем.

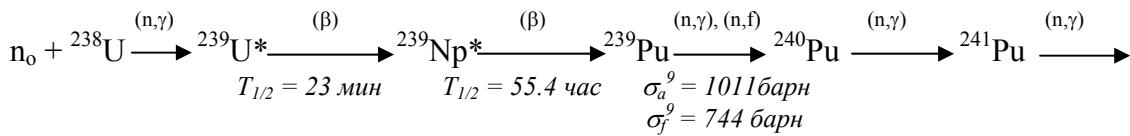
Тема 17

РОСТ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ С ВОСПРОИЗВОДСТВОМ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Воспроизводство ядерного топлива - это процесс накопления в работающем реакторе новых делящихся нуклидов, участвующих вместе с основным топливом (ураном-235) в реакции деления, и, тем самым, повышающих величину запаса реактивности реактора.

17.1. Схема образования и убыли вторичного топлива.

Вторичным ядерным топливом в тепловых реакторах являются два изотопа плутония: ^{239}Pu и ^{241}Pu . Первый из них образуется в результате поглощения тепловых и резонансных нейтронов ядрами ^{238}U , второй является результатом двукратного радиационного захвата нейтронов ядрами ^{239}Pu . Физическая схема этого процесса выглядит так:



Для понимания закономерности накопления плутония будем принимать во внимание только плутоний-239, пренебрегая в первом приближении образованием плутония-241 (из-за его относительной малости).

17.2. Система дифференциальных уравнений воспроизводства плутония-239

На основании такой упрощённой схемы собственно уравнение скорости изменения концентрации ^{239}Pu составить несложно:

$$\frac{dN_9}{dt} = \lambda_{Np} N_{Np}(t) - \sigma_a^9 N_9(t) \Phi(t) \quad (17.2.1)$$

Первое слагаемое в правой части - скорость образования ^{239}Pu (равная скорости распада ^{239}Np), а второе - скорость убыли ^{239}Pu за счёт поглощения его ядрами нейтронов.

В этом уравнении две неизвестных функции - $N_9(t)$ и $N_{Np}(t)$, благодаря чему оно неопределённо, и для получения интересующего нас конкретного решения необходимо дополнить его другим уравнением, в котором функция $N_{Np}(t)$ фигурировала бы независимым от (17.2.1) образом.

Скорость изменения концентрации нептуния-239 в соответствии со схемой:

$$\frac{dN_{Np}}{dt} = \lambda_{9*} N_{9*}(t) - \lambda_{Np} N_{Np}(t). \quad (17.2.2)$$

- есть разница скоростей образования нептуния (за счёт β -распада возбуждённых ядер урана-239, параметры которого обозначены символом (*)), и убыли его за счёт радиоактивного распада. В этом уравнении та же «беда», что и в предыдущем: появилась ещё одна неизвестная функция - $N_{9*}(t)$, поэтому и его требуется дополнить ещё одним уравнением с $N_{9*}(t)$, - уравнением скорости изменения концентрации урана-239.

Уран-239 образуется в двумя путями: за счёт поглощения ядрами ^{238}U тепловых и резонансных нейтронов. И если скорость поглощения ядрами урана-238 тепловых нейтронов записывается как обычная скорость реакции поглощения ($\sigma_a^8 N_8(t) \Phi(t)$), то для того, чтобы записать скорость поглощения ядрами урана-238 резонансных нейтронов, не вводя новых переменных, а исходя только из плотности потока тепловых нейтронов, необходимо немного порассуждать.

Если $\Phi(t)$ - средняя по объёму топлива в активной зоне реактора плотность потока тепловых нейтронов, то скорость образования быстрых нейтронов деления за счёт делений ядер ^{235}U тепловыми равна $\sigma_a^5 N_5(t) \Phi(t) \eta_5$; аналогично скорость генерации нейтронов деления за счёт делений второго делящегося тепловыми нейтронами компонента топлива - ^{239}Pu - равна $\sigma_a^9 N_9(t) \Phi(t) \eta_9$, то

есть суммарная скорость генерации нейтронов деления в делениях ^{235}U и ^{239}Pu , полученных в делениях под действием только тепловых нейтронов, составит величину $[\sigma_a^5 N_5(t) \eta_5 + \sigma_a^9 N_9(t) \eta_9] \Phi(t)$. При замедлении эта величина увеличится за счёт делений ядер урана-238 быстрыми надпороговыми нейтронами в ε раз (ε - коэффициент размножения на быстрых нейтронах), а при дальнейшем замедлении до резонансного интервала от этих нейтронов останется лишь p_3 -ая часть (p_3 - вероятность избежания утечки при замедлении). Таким образом, суммарная скорость генерации резонансных нейтронов составит $[\sigma_a^5 N_5(t) \eta_5 + \sigma_a^9 N_9(t) \eta_9] \Phi(t) \varepsilon p_3$, а скорость поглощения резонансных нейтронов ядрами ^{238}U - $[\sigma_a^5 N_5(t) \eta_5 + \sigma_a^9 N_9(t) \eta_9] \Phi(t) \varepsilon p_3 (1 - \varphi)$ (где φ - вероятность избежания резонансного захвата).

Поэтому дифференциальное уравнение скорости изменения концентрации ядер $^{239}\text{U}^*$ будет иметь следующий вид:

$$\begin{array}{c} \text{Скорость генерации ядер урана-239 за счёт поглощения:} \qquad \text{Скорость убыли } ^{239}\text{U} \\ \hline dN_{9^*}/dt = \underbrace{\sigma_a^8 N_8(t) \Phi(t)}_{\text{- тепловых нейтронов}} + \underbrace{[\sigma_a^5 N_5(t) \eta_5 + \sigma_a^9 N_9(t) \eta_9] \Phi(t) \varepsilon p_3 (1 - \varphi)}_{\text{- нейтронов резонансных энергий}} - \lambda_{9^*} N_{9^*}(t) \quad (17.2.3) \\ \hline \text{за счёт } \beta\text{-распада} \end{array}$$

И в этом уравнении мы сталкиваемся с тем же затруднением, что и в предыдущих: в нём появилась новая неизвестная величина - $N_8(t)$, из-за чего системе предыдущих уравнений для замыкания необходимо дополнять ещё уравнением выгорания ^{238}U :

$$\begin{array}{c} \text{Скорость уменьшения концентрации ядер } ^{238}\text{U} \text{ за счёт захвата ими:} \\ \hline N_8/dt = - \underbrace{\sigma_a^8 N_8(t) \Phi(t)}_{\text{тепловых нейтронов}} - \underbrace{[\sigma_a^5 N_5(t) \eta_5 + \sigma_a^9 N_9(t) \eta_9] \Phi(t) \varepsilon p_3 (1 - \varphi)}_{\text{резонансных нейтронов}} \quad (17.2.4) \end{array}$$

Поскольку в этом уравнении появилась новая неизвестная функция - $N_5(t)$, - систему всех предыдущих дифференциальных уравнений необходимо (для замыкания) дополнить уже известным нам уравнением выгорания урана-235:

$$dN_5/dt = - \sigma_a^5 N_5(t) \Phi(t) \quad (17.2.5)$$

Полученная система пяти уравнений с пятью неизвестными функциями (N_9 , N_{9^*} , N_{Np} , N_8 и N_5) является замкнутой, а это значит, что она принципиально позволяет найти единственное решение для любого конкретного случая закономерного изменения величины плотности потока тепловых нейтронов в реакторе во времени $\Phi(t)$.

К сожалению, результат аналитического решения этой системы даже для простейших случаев - $\Phi(t) = idem$ и $N_p(t) = idem$ - выглядит очень громоздко. Обычно решение выполняется на ЭВМ. Поэтому ограничимся рассмотрением его качественной закономерности в графическом виде.

17.3. Рост запаса реактивности с воспроизводством плутония-239.

Увеличение концентрации плутония-239 во времени в зависимости от величины уровня мощности, на котором работает реактор (N_p), и уменьшение концентрации основного топлива показано на рис.17.1.

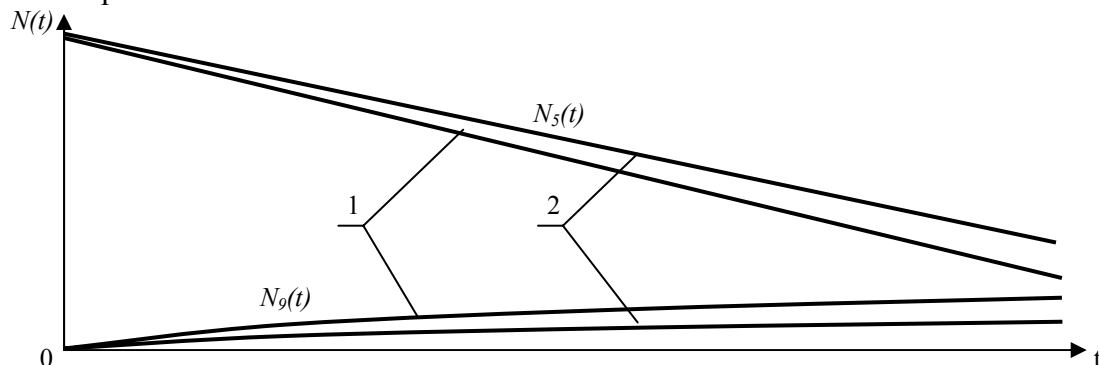


Рис.17.1. Качественный вид изменений концентраций урана-235 и плутония-239 во времени при работе реактора на постоянных уровнях мощности (линии 1 соответствуют $N_p = 100\%$, линии 2 - $N_p = 50\%$ от $N_p^{\text{ном}}$).

Как видим, при линейном снижении концентрации ядер основного топлива (^{235}U) при работе реактора на постоянном уровне мощности рост концентрации ^{239}Pu во времени имеет нелинейный характер. Это объясняется тем, что при малых степенях выгорания ^{235}U в начальный период кампании практически вся величина энерговыработки реактора W обеспечивается выгоранием одного ^{235}U и в условиях работы реактора на постоянной мощности, в которых $W = N_p t$, рост концентрации ^{239}Pu , пропорциональный величине энерговыработки реактора, оказывается пропорциональным и величине времени работы реактора. Вернее, был бы пропорциональным, если бы при этом концентрация ^{235}U оставалась величиной постоянной. Но концентрация основного топлива вследствие его выгорания всё же падает (приблизительно по линейному закону), поэтому рост концентрации ^{239}Pu со временем замедляется, чему способствует также увеличение скорости выгорания самого ^{239}Pu по мере его накопления.

17.4. Коэффициент воспроизводства ядерного топлива

Поскольку воспроизводимое топливо сразу же включается в общий цикл размножения, давая свой вклад в деления и выработку энергии реактора, практику безусловно интересно знать, какая часть общего количества энергии будет вырабатываться за счёт воспроизводимого плутония, а это связано с тем, сколько ядер плутония получается при затрате одного ядра основного топлива.

Мерой оценки относительной эффективности образования воспроизводимого плутония служит величина **коэффициента воспроизводства (R)**, определяемая как отношение скоростей образования плутония и выгорания основного топлива (^{235}U):

$$R = \frac{dN_9}{dt} : \frac{dN_5}{dt} = \frac{dN_9}{dN_5}. \quad (17.4.1)$$

Часто эту величину иначе называют **плутониевым коэффициентом** (применительно к урановым тепловым реакторам). Таким образом, плутониевый коэффициент и представляет собой среднее число ядер получаемого плутония, приходящееся на одно выгоревшее ядро урана-235.

Аналитическое выражение для величины плутониевого коэффициента несложно получить, подставляя в (17.4.1) выражения для производных из (17.2.1)÷(17.2.5). Без учёта воспроизводимого ^{241}Pu (которого в тепловых реакторах получается пренебрежимо мало) получается:

$$R = \frac{\sigma_a^8 N_8 - \sigma_a^9 N_9}{\sigma_a^5 N_5} + \eta_5 (1 - \varphi) \varepsilon \exp(-B^2 \tau_T) \left(1 + \frac{\sigma_a^9 N_9}{\sigma_a^5 N_5}\right). \quad (17.4.2)$$

Величина R оказывается максимальной в начале кампании (так как в этот момент концентрация плутония $N_9 = 0$):

$$R_o = R_{\text{max}} = \frac{\sigma_a^8 N_8}{\sigma_a^5 N_5} + \eta_5 (1 - \varphi) \cdot \varepsilon \cdot \exp(-B^2 \tau_T). \quad (17.4.3)$$

Следовательно, в процессе кампании величина коэффициента воспроизводства *падает*, хотя это не означает, что при этом падает и величина концентрации накапливаемого плутония-239: она растёт, но растёт всё более и более замедляющимся темпом. И это понятно: чем больше энерговыработка реактора, тем больше в нём накапливается плутония-239, и тем больше скорость его выгорания, а это значит, что на каждое выгоревшее ядро ^{235}U будет получаться всё меньшее количество ядер ^{239}Pu . На рис.17.1 это уменьшение производной dN_9/dt отчётливо различимо.

Формулы (17.4.2) и (17.4.3) дают возможность проанализировать, чем определяется величина плутониевого коэффициента:

а) Обогащение топлива. Чем выше обогащение ядерного топлива, тем выше концентрация ^{235}U , тем ниже величина плутониевого коэффициента. Это объясняется тем, что с ростом обогащения уменьшается величина ядерной концентрации ^{238}U , из которого получается плутоний.

б) Вероятность избежания резонансного захвата. Чем выше φ , тем ниже величина вероятности резонансного захвата ($1 - \varphi$), что опять-таки связано с наличием в активной зоне реактора большего количества резонансного захватчика – ^{238}U . И тем больше плутония-239 получается за

счёт поглощения резонансных нейтронов.

в) Коэффициент размножения на быстрых нейтронах. Чем выше ε , тем выше величина R . Причина – та же, что и в случае (б): величина ε определяется, главным образом, наличием в активной зоне большего количества ^{238}U , являющегося «сырьём» для размножения на быстрых нейтронах.

г) Константа η_5 . Если вспомнить, что величина этой константы в тепловых реакторах изменяется в довольно узких пределах, можно сказать, что возможности увеличения коэффициента R через посредство константы η крайне ограничены (как, впрочем, и через посредство ε). Обе эти величины могут быть существенно увеличены только в реакторах с промежуточным и быстрым энергетическим спектром.

Такие возможности реализуются в реакторах-размножителях (бридерах), где величина коэффициента воспроизводства достигает $1.3 \div 1.4$. Усовершенствование таких реакторов и практическое доведение величины коэффициента воспроизводства до значений $1.8 \div 2.0$ позволит решить многие проблемы ядерной энергетики, переориентировав последнюю на использование быстрых энергетических реакторов, в которых просматривается возможность почти полного использования урана-238 на основе использования получаемого плутония в топливном цикле. Тем самым, энергетика перестанет испытывать зависимость от урана-235, природные запасы которого довольно ограничены, а получит возможность пользоваться получаемым из урана-238 плутонием (запасы которого в десятки раз больше, чем урана-235).

Тема 18

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫГОРАЮЩИХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Выгорающие поглотители - это поглотители с высоким сечением захвата тепловых нейтронов, неподвижно размещаемые в активной зоне и медленно уничтожаемые при работе реактора за счёт поглощения ими нейтронов, из-за чего на их месте образуются продукты с существенно меньшими сечениями поглощения, что приводит к уменьшению поглощающих свойств активной зоны и высвобождению запаса реактивности.

Иногда их называют *самовыгорающими* поглотителями. Мы будем придерживаться более краткого названия их и обозначения ВП (в тексте и в индексах символов).

Вам, разумеется, понятно, что выгорающим поглотителем в реакторе может быть далеко не каждый поглотитель, а лишь тот, который обладает высоким значением микросечения поглощения тепловых нейтронов σ_a (поскольку речь идёт о ВП для тепловых реакторов), и дочерним продуктом поглощения им теплового нейтрона должен быть нуклид с существенно более низким значением σ_a .

18.1. Характеристики наиболее распространённых выгорающих поглотителей

До настоящего времени в энергетических реакторах наиболее распространёнными являются два типа выгорающих поглотителей - *борный* и *гадолиниевый*.

а) **Борный ВП.** Борные выгорающие поглотители используются, как правило, в форме карбида бора (B_4C) для обеспечения химической и термостойкости, причём, в этом химическом соединении может использоваться как природная смесь изотопов бора, содержащая приблизительно 19% ^{10}B и 81% ^{11}B , так и обогащённая изотопом ^{10}B смесь с содержанием этого изотопа до 75%. В первом случае получается поглотитель со средним значением сечения захвата $\sigma_a \approx 750$ барн, а во втором - с $\sigma_a \approx 4010$ барн.

б) **Гадолиниевый ВП.** Этот тип выгорающего поглотителя используется в форме триоксида гадолиния (Gd_2O_3) с природным гадолинием, содержащим шесть различных изотопов с атомной массой от 152 до 160 а.е.м., и имеющим среднее значение микросечения радиационного захвата тепловых нейтронов $\sigma_a \approx 46600$ барн.

В обоих случаях соединения бора и гадолиния разбавляются оксидом бериллия (BeO), что требуется, как увидим далее, для получения нужной скорости выгорания ВП.

18.2. Факторы, определяющие скорость выгорания ВП

Продуктами выгорания и бора и гадолиния являются слабые шлаки третьей группы, их микросечения поглощения очень малы. С учётом этого дифференциальные уравнения выгорания ВП будут иметь простой вид:

$$dN_{ВП}/dt = -\sigma_a^{ВП} N_{ВП}(t) \Phi_{ВП}(t), \quad (18.2.1)$$

где $\Phi_{ВП}$ - среднее значение плотности потока тепловых нейтронов, пронизывающих ВП.

В этом уравнении, кроме переменной концентрации ядер выгорающего поглотителя, находится величина плотности потока тепловых нейтронов в среде, содержащей выгорающий поглотитель ($\Phi_{ВП}$), в общем случае отличающаяся от плотности потока тепловых нейтронов в топливе твэлов (ВП чаще всего располагается отдельно от твэлов, в специальных *борно-бериллиевых* или *гадолиний-бериллиевых* стержнях). Поэтому для получения связи с основной контролируемой характеристикой реактора (его мощностью) необходимо к уравнению (18.2.1) присоединить уравнение выгорания основного топлива:

$$dN_5/dt = -\sigma_a^5 N_5(t) \Phi_T(t). \quad (18.2.2)$$

Если почленно разделить уравнения (18.1) и (18.2), то в левой части получается величина относительного поглощения тепловых нейтронов выгорающим поглотителем:

$$q_{\text{en}}(t) = \frac{dN_{\text{en}}}{dt} : \frac{dN_5}{dt} = \frac{\sigma_a^{\text{en}}}{\sigma_a^5} \cdot \frac{N_{\text{en}}(t)}{N_5(t)} \cdot \frac{\Phi_{\text{en}}(t)}{\Phi_T(t)} \cdot \frac{V_{\text{en}}}{V_T} \quad (18.2.3)$$

Относительное поглощение тепловых нейтронов выгорающим поглотителем ($q_{\text{вп}}$) есть доля тепловых нейтронов, поглощаемых ВП, приходящаяся на каждый поглощаемый ядрами урана-235 тепловой нейтрон.

Потери реактивности за счёт поглощения тепловых нейтронов выгорающим поглотителем находится так же, как и потери реактивности от шлакования топлива:

$$\rho_{\text{en}}(t) = -q_{\text{en}}(t) \cdot \theta = -\frac{\sigma_a^{\text{en}}}{\sigma_a^5} \cdot \frac{N_{\text{en}}(t)}{N_5(t)} \cdot \frac{\Phi_{\text{en}}(t)}{\Phi_T(t)} \cdot \frac{V_{\text{en}}}{V_T} \theta \quad (18.2.4)$$

Таким образом, доля поглощения тепловых нейтронов в ВП, а, следовательно, и потери реактивности за счёт наличия выгорающего поглотителя, определяются:

1. Родом (или типом) выгорающего поглотителя, поскольку величина отношения микросечений ($\sigma_a^{\text{вп}}/\sigma_a^5$) зависит только от рода используемого ВП. Чем больше величина микросечения $\sigma_a^{\text{вп}}$ применяемого в реакторе выгорающего поглотителя, тем большую величину запаса реактивности он способен “сковать” в любой рассматриваемый момент кампании, а, значит, и высвободить в результате его выгорания.

2. Начальной загрузкой выгорающего поглотителя в активную зону, поскольку она определяет величину концентрации ядер ВП ($N_{\text{вп}}$) и объём загружаемого ВП ($V_{\text{вп}}$). Кроме того, эта же величина зависит от степени разбавления выгорающего поглотителя оксидом бериллия (чем более разбавлен ВП оксидом бериллия, тем меньше величина его ядерной концентрации).

3. Способом размещения ВП в активной зоне реактора. Способ размещения ВП оказывает главное влияние на величину соотношения ($\Phi_{\text{вп}}/\Phi_T$) - средних плотностей потока тепловых нейтронов в ВП и в твэлах реактора. Чем дальше от основного топлива в ячейке располагается ВП, тем больше величина соотношения $\Phi_{\text{вп}}/\Phi_T$. Следовательно, путём вариаций расположения стержней с ВП можно регулировать начальную (и не только начальную) скорость выгорания ВП, а, значит, и скорость высвобождения реактивности в реакторе.

.*) На величину отношения $\Phi_{\text{вп}}/\Phi_T$ влияет не только расположение стержней с ВП в тепловыделяющих сборках, но и упоминавшаяся выше степень разбавления ВП оксидом бериллия: являясь хорошим замедлителем, BeO с повышением его количества в содержимом стержней с ВП может существенно снизить поглощающие и повысить диффузионные свойства среды, содержащей ВП, из-за чего в стержнях с ВП может существенно ослабляться внутренний блок-эффект, то есть - существенно повышаться средняя величина плотности потока тепловых нейтронов в стержнях с ВП, которая и определяет скорость выгорания ВП.

18.3. Характер изменения реактивности при разных способах размещения ВП.

Известны два основных способа размещения ВП - *гомогенный* и *гетерогенный*.

При гомогенном способе выгорающий поглотитель может использоваться в смеси с топливной композицией внутри твэлов. Совершенно очевидно, что в этом случае $\Phi_{\text{вп}}/\Phi_T = 1$, поскольку топливо и ВП работают в одинаковом потоке нейтронов. При умеренных загрузках ВП (а они всегда должны быть умеренными) относительная скорость выгорания ВП получается недостаточно высокой, чтобы высвобождением реактивности от выгорания ВП компенсировать потери реактивности за счёт выгорания и шлакования топлива. Поэтому этот способ в чистом виде в энергетических реакторах, использующих борный или гадолиниевый ВП, применения не нашёл.

При гетерогенном способе размещения выгорающий поглотитель помещается в специальных стержнях с ВП, называемых борно-бериллиевыми (ББС) или гадолиний-бериллиевыми (ГБС) стержнями. Каждый такой стержень, как и твэл, имеет герметичную оболочку из циркониевого

сплава или из нержавеющей стали, предотвращающую выход продуктов реакций из наполнителя стержня в омывающий его теплоноситель.

При размещении стержней с ВП на периферии ТВС или вне её (в замедлителе) ВП работает в области более высокой плотности потока нейтронов, чем топливо твэлов, и поэтому $\Phi_{\text{ВП}}/\Phi_{\text{Т}} > 1$, то есть ВП будет выгорать с относительно более высокой скоростью, чем тот же ВП при гомогенном его размещении, а это значит, что есть возможность подбора ВП с такой начальной концентрацией и с такой степенью разбавления его оксидом бериллия, при которых скорость высвобождения реактивности при выгорании ВП будет (по крайней мере, приблизительно) компенсировать суммарные потери реактивности за счёт выгорания и шлакования топлива.

И хотя создать такую идеальную компенсацию в течение всей кампании, по-видимому, невозможно, но с помощью гетерогенного размещения ВП можно скомпенсировать значительную часть начального запаса реактивности реактора и при этом существенно выровнять нейтронное поле в активной зоне реактора (как по радиусу, так и по высоте).

При использовании ВП в гетерогенном варианте характерны два полярных случая его применения:

а) Случай **неблокированного** (или **слабозэкранированного**) ВП. В названии имеется в виду слабый внутренний блок-эффект в стержнях с ВП, который так же свойственен стержням с ВП, как и стержням с топливом в реакторе. Слабого внутреннего блок-эффекта добиваются путём сильного разбавления ВП оксидом бериллия: чем выше степень разбавления, тем меньше величина коэффициента экранировки стержня с ВП (отношение максимального значения плотности потока тепловых нейтронов на поверхности стержня к среднерадиальному её значению). И, поскольку коэффициент экранировки не очень существенно превышает единицу, выгорающий компонент в стержне выгорает сразу большей частью своего объёма и с относительно высокой скоростью, а потому - относительно быстро. Поэтому весь запас реактивности, который способен высвободить неблокированный ВП в результате своего выгорания, высвобождается в первой половине кампании реактора, что далеко не всегда удобно.

б) Случай **блокированного** применения ВП. Блокированное использование ВП достигается путём относительно слабого разбавления ВП оксидом бериллия. В этом случае поглощающая способность содержимого стержня получается высокой, но сильный внутренний блок-эффект не даёт возможности тепловым нейтронам глубоко проникать внутрь стержня, и поглотитель стержня работает в большом потоке нейтронов лишь периферийной частью своего объёма (“обгорает” с поверхности). При этом начальная скорость выгорания ВП получается относительно невысокой и скорости высво-

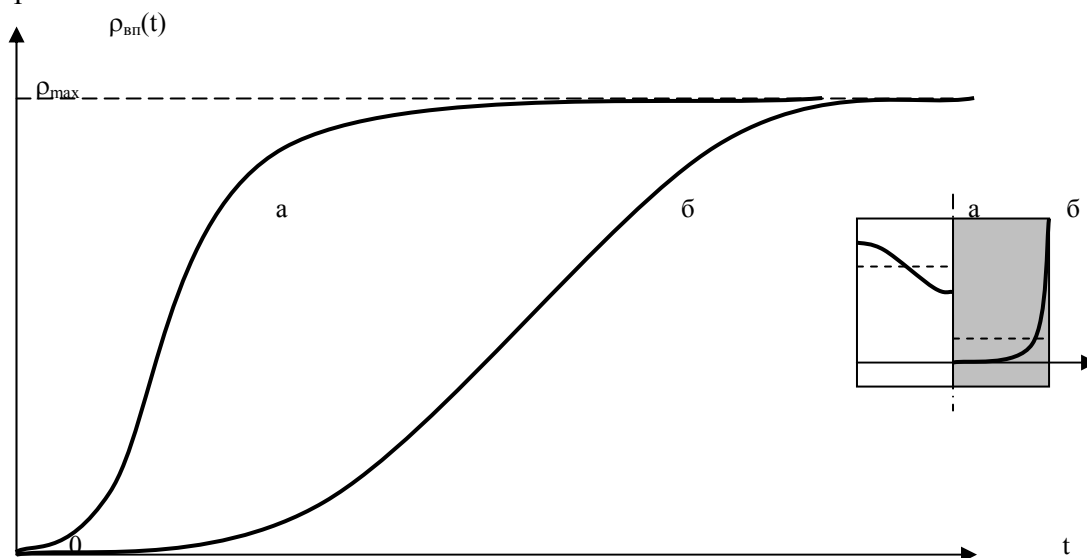


Рис.18.1. Иллюстрации внутреннего блок-эффекта в неблокированном (а) и блокированном (б) стержнях с ВП и качественный характер высвобождения реактивности во времени при выгорании таких стержней.

бождения реактивности от выгорания ВП не хватает для компенсации потерь реактивности от вы-

горения и шлакования топлива. Но с течением времени работы реактора по мере “обгорания” стержня происходит постепенная его разблокировка. Стержень начинает работать в нейтронном потоке всё большей частью своего глубинного объёма, скорость выгорания (и скорость высвобождения реактивности от выгорания ВП) увеличивается и становится большей, чем суммарная скорость потерь реактивности вследствие выгорания и шлакования топлива (рис.18.16). На рис.18.1 показана также пара принципиально возможных промежуточных случаев использования ВП, реализуемых посредством более высокого разбавления ВП оксидом бериллия.

18.4. Кривая энерговыработки активной зоны реактора

Кривой энерговыработки принято называть графическую зависимость суммарных изменений запаса реактивности реактора за счёт четырёх самых медленных физических процессов от величины энерговыработки реактора, а именно за счёт:

- а) выгорания топлива;
- б) шлакования топлива;
- в) воспроизводства топлива и
- г) выгорания выгорающего поглотителя.

Кривая энерговыработки позволяет оператору быстрым и наглядным образом решать задачи по изменению запаса реактивности реактора вследствие четырёх указанных выше процессов, каждый из которых зависит только от момента кампании и определяется только величиной энерговыработки реактора и её приращением:

$$\Delta\rho_w = \rho_{w2} - \rho_{w1}, \quad (18.4.1)$$

где ρ_{w2} и ρ_{w1} - значения, снимаемые с кривой энерговыработки в последующий и предыдущий моменты кампании (или, соответственно, при значениях энерговыработки реактора W_2 и W_1).

Знак $\Delta\rho_w$ в этой формуле учитывается автоматически: если $\rho_{w2} > \rho_{w1}$, величина $\Delta\rho_w$ получается *положительной*, свидетельствуя тем самым, что имеет место *высвобождение запаса реактивности*, а если знак $\Delta\rho_w$ получается *отрицательным*, то это говорит о том, что имеет место *потеря запаса реактивности*. В первом случае это физически объясняется тем, что скорость высвобождения реактивности вследствие выгорания выгорающего поглотителя в рассматриваемый период кампании больше суммарной скорости потерь запаса реактивности вследствие выгорания, шлакования и воспроизводства топлива, а во втором, - наоборот.

Возможны три качественно различных типа кривых энерговыработки:

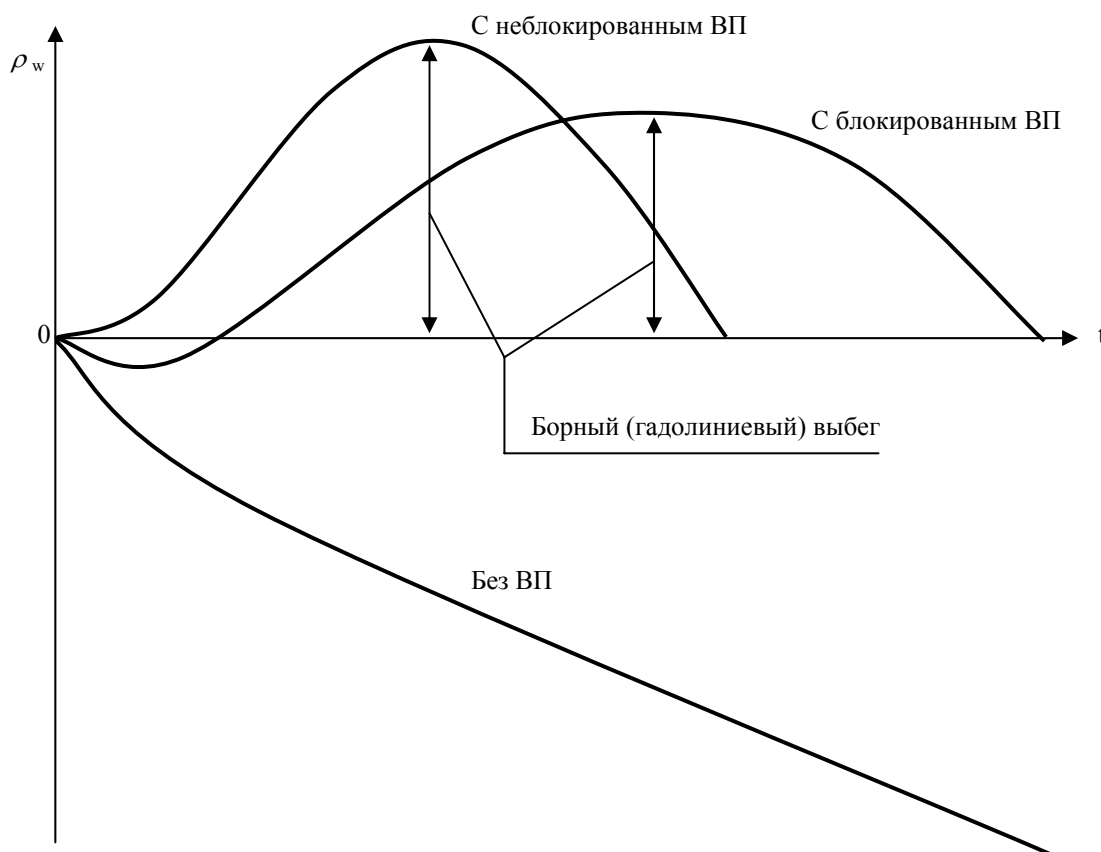


Рис.18.2. Кривые энерговыработки для реакторов с неблокированным ВП, блокированным ВП и для реактора без ВП.

Кривая энерговыработки в общем случае характеризуется двумя параметрами: наибольшей расчётной величиной энерговыработки и величиной борного (или гадолиниевого) «выбега», то есть максимальным положительным значением ρ_w в процессе кампании. Величина положительного выбега кривой энерговыработки показывает, каким должен быть минимальный физический вес остальных средств компенсации запаса реактивности реактора, так как высвобождающаяся в процессе кампании положительная реактивность *обязательно требует её компенсации*.

Если считать моментом окончания кампании активной зоны тот момент времени, когда величина ρ_w становится равной нулю, то из вида кривых следует, что с помощью блокированного ВП можно продлить кампанию активной зоны в большей степени, чем с помощью неблокированного ВП, получив при этом *более пологую* кривую энерговыработки (с меньшей величиной борного или гадолиниевого «выбега» и более вытянутую во времени).

Применение в энергетических реакторах выгорающих поглотителей позволяет:

- а) снизить физический вес подвижных органов компенсации запаса реактивности и мощности их сервоприводов;
- б) увеличить кампанию активной зоны реактора;
- в) существенно выровнять нейтронное поле в активной зоне, повышая за счёт этого мощность и экономические показатели реакторной установки.

Тема 19

ОТРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРА КСЕНОНОМ

Отравление реактора - это процесс накопления в нём короткоживущих продуктов деления, участвующих в непроизводительном захвате нейтронов и тем самым снижающих запас реактивности реактора при их образовании и, наоборот, высвобождающих его при их β -распаде.

Особенностями процесса отравления по сравнению с другими ранее рассмотренными процессами, приводящими к потерям запаса реактивности, является то, что:

- Процесс отравления, как принято предполагать, вызывается накоплением только одного β -активного продукта деления - ксенона-135, - который характеризуется величиной стандартного микросечения поглощения $\sigma_{a0}^{Xe} = 2720000$ барн, величинами удельного выхода $\gamma_{Xe} = 0.003$ и периода полураспада $T_{1/2}^{Xe} = 9.2$ часа (или величиной постоянной β -распада $\lambda_{Xe} = 2.09 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$).

- Отравление - протекает существенно быстрее, чем процессы выгорания, шлакования и воспроизводства. Переходные процессы отравления и переотравлений реактора ксеноном длятся не более трёх суток.

- В отличие от указанных выше процессов, отравление - процесс *обратимый*: при возрастании концентрации ксенона-135 реактор *отравляется* (и теряет запас реактивности), при снижении концентрации ксенона - он *разотравляется* (что приводит к высвобождению положительной реактивности).

- Если посмотреть на совмещённый график энергетических спектров для теплового, промежуточного и быстрого реакторов вместе с зависимостью сечения поглощения ^{135}Xe от энергии нейтронов E (рис.19.1), то станет ясно, что отравление ксеноном *существенно* для тепловых реакторов, *малосущественно* - для промежуточных и *несущественно* - для быстрых реакторов.

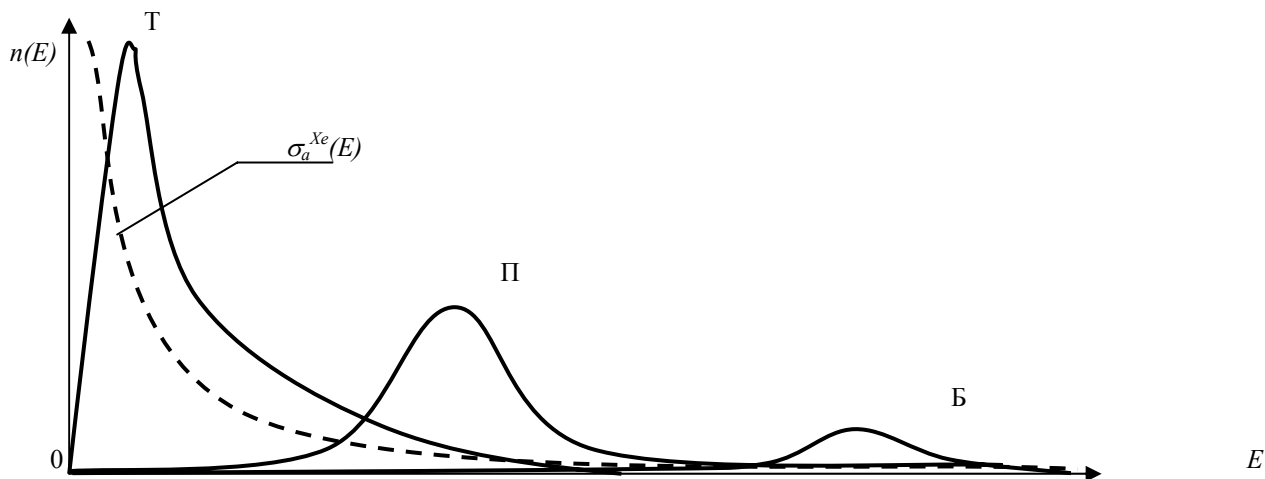


Рис.19.1. Различия в поглощении нейтронов ксеноном-135 в тепловом, быстром и промежуточном реакторах.

Количественными мерами отравления реактора ксеноном, подобно мерам оценки рассмотренных ранее процессов, являются:

- относительная доля поглощаемых ксеноном нейтронов, равная отношению скоростей поглощения тепловых нейтронов ядрами ксенона и ядрами ^{235}U :

$$q_{Xe}(t) = \frac{\sigma_a^{Xe} N_{Xe}(t) \cdot \Phi(t)}{\sigma_a^5 \cdot N_5(t) \cdot \Phi(t)} = \frac{\sigma_a^{Xe}}{\sigma_a^5 N_5(t)} \cdot N_{Xe}(t). \quad (19.1)$$

- потери реактивности от отравления ксеноном, связанные с величиной доли поглощения нейтронов ксеноном (в любой момент времени) зависимостью:

$$\rho_{Xe}(t) = -\theta \cdot q_{Xe}(t) = -\frac{\sigma_a^{Xe} \theta}{\sigma_a^5 N_5(t)} \cdot N_{Xe}(t), \quad (19.2)$$

где θ - коэффициент использования тепловых нейтронов в неотравленном реакторе.

19.1. Схема образования и убыли ^{135}Xe и дифференциальные уравнения отравления реактора ксеноном

^{135}Xe образуется в реакторе двумя путями: непосредственно как осколок деления ^{235}U с известным удельным выходом ($\gamma_{Xe} = 0.003$) и как дочерний продукт β -распада йода-135, который сам является продуктом β -распада теллура-135, образующегося при делении с довольно большим удельным выходом ($\gamma_{Te} = 0.06$). Исчезает ^{135}Xe также двумя путями: в результате поглощения тепловых нейтронов (иначе: за счёт *расстрела* нейтронами) и в результате его β -распада. При поглощении ядром ^{135}Xe на его месте образуется шлак третьей группы - ^{136}Xe с микросечением поглощения тепловых нейтронов $\sigma_a \approx 5$ барн. При β -распаде ^{135}Xe образуется также слабый шлак третьей группы - ^{135}Cs - с микросечением поглощения $\sigma_a \approx 6$ барн.

Схематически наиболее важные процессы, приводящие к изменениям количества накапливаемого ксенона-135, выглядят так:

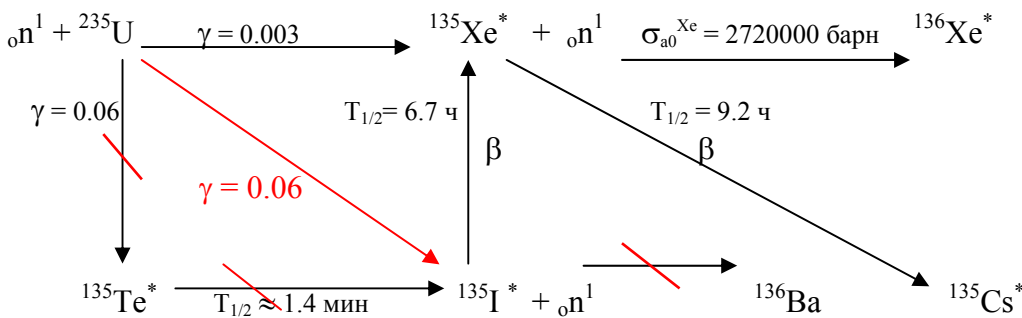


Рис.19.2. Схема образования и убыли йода и ксенона и её упрощение.

Красным цветом на схеме выделены некоторые коррекции её, к которым обычно прибегают для упрощения описания процессов отравления реактора. Суть первого упрощающего допущения состоит в том, что, поскольку период полураспада теллура-135 во много раз меньше периода полураспада йода-135, можно приближенно считать, что йод-135 является непосредственным осколком реакции деления с фиктивным удельным выходом, равным величине истинного удельного выхода теллура-135. (В самом деле, если период полураспада теллура столь мал, что он распадается практически сразу после своего образования, то без особого ущерба для точности можно считать, что непосредственным продуктом реакции деления является не теллур, а его дочерний продукт - йод-135).

Второе упрощение состоит в том, что из-за малости микросечения поглощения йода-135 убылью его вследствие поглощения обычно пренебрегают.

На основании такой упрощённой схемы дифференциальное уравнение скорости изменения концентрации ^{135}Xe запишется как разность двух скоростей прироста и двух скоростей убыли его:

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \underbrace{\gamma_{Xe} \sigma_f^5 N_5(t) \Phi(t)}_{\text{как прямого продукта деления}} + \underbrace{\lambda_J N_J(t)}_{\text{как результат распада йода}} - \underbrace{\sigma_a^{Xe} N_{Xe}(t) \Phi(t)}_{\text{за счёт поглощения тепловых нейтронов}} - \underbrace{\lambda_{Xe} N_{Xe}(t)}_{\text{в результате его распада}}. \quad (19.1.1)$$

Полученное уравнение содержит две неизвестных функции (N_{Xe} и N_J), а потому для получения однозначного решения оно должно быть дополнено ещё одним уравнением с независимо фигурирующей в нём концентрацией $N_J(t)$. Скорость изменения концентрации ^{135}J является разницей скоростей образования ^{135}J (как непосредственного продукта деления) и убыли его (за счёт β -распада):

$$\frac{dN_J}{dt} = \gamma_J \sigma_f^5 N_5(t) \Phi(t) - \lambda_J N_J(t). \quad (19.1.2)$$

Полученная система двух дифференциальных уравнений (19.1.1)÷(19.1.2) называется **системой дифференциальных уравнений отравления реактора ксеноном**.

19.2. Стационарное отравление реактора ксеноном.

19.2.1. Суть стационарного отравления реактора ксеноном. В первоначальный момент работы на мощности реактор, как правило, разотравлен, то есть концентрации йода и ксенона в его твэлах - *нулевые*. Но при работе реактора концентрации того и другого начинают расти, и несложно представить себе, до какого уровня они будут расти. Поскольку скорость убыли ксенона прямо пропорциональна величине его концентрации (взгляните на последние два слагаемых (19.1.1)), то какой бы ни был характер его образования, рано или поздно количество накопленного ксенона достигнет такой величины, что скорость его убыли сравняется со скоростью его образования. В этом случае концентрация накопленного ксенона должна стабилизироваться по величине (то есть достигнуть **стационарного** значения). И очевидно, что для достижения этого состояния реактор должен работать на постоянном уровне мощности и проработать на этом уровне мощности достаточно длительное время. Какое именно - увидим далее.

Стационарным называется отравление, свойственное реактору, длительно работающему на постоянном уровне мощности, в результате чего в его твэлах устанавливаются постоянные во времени концентрации йода и ксенона.

Таким образом, условиями стационарности отравления реактора ^{135}Xe являются:

$$\text{а) } \Phi(t) = \text{idem} = \Phi_o, \quad \text{б) } N_{Xe}(t) = \text{idem} = N_{Xe}^{\text{ст}}, \quad \text{в) } N_J(t) = N_J^{\text{ст}}, \quad (19.2.1)$$

причём, последние два условия равносильны условиям:

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = 0 = \frac{dN_J}{dt}. \quad (19.2.2)$$

19.2.2. Величина стационарного отравления ксеноном. Если подставить условия (19.2.1) и (19.2.2) в дифференциальные уравнения отравления реактора (19.1.1)-(19.1.2), последние перестают быть дифференциальными, становясь обычными алгебраическими линейными уравнениями:

$$0 = \gamma_{Xe} \sigma_f^5 N_5 \Phi_o + \lambda_J N_J^{\text{ст}} - (\sigma_a^{Xe} \Phi_o + \lambda_{Xe}) \cdot N_{Xe}^{\text{ст}}. \quad (19.2.3)$$

$$0 = \gamma_J \sigma_f^5 N_5 \Phi_o - \lambda_J N_J^{\text{ст}}. \quad (19.2.4)$$

Из уравнения (19.2.4) находится величина стационарной концентрации ^{135}J :

$$N_J^{\text{ст}} = \frac{\gamma_J}{\lambda_J} \sigma_f^5 N_5 \Phi_o. \quad (19.2.5)$$

Отметим на будущее: величина стационарной концентрации йода-135 **прямо пропорциональна величине уровня мощности**, на котором работает реактор (так как величина концентрации ^{235}U в течение нескольких суток работы реактора на постоянной мощности уменьшается незначительно, величина мощности реактора оказывается пропорциональной величине плотности потока нейтронов в твэлах реактора Φ_o).

Величину стационарной концентрации ксенона проще всего найти, если почленно сложить уравнения (19.2.3) и (19.2.4):

$$0 = (\gamma_J + \gamma_{Xe}) \sigma_f^5 N_5 \Phi_o - (\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o) N_{Xe}^{cm}, \quad \text{откуда следует, что:}$$

$$N_{Xe}^{cm} = \frac{(\gamma_J + \gamma_{Xe}) \sigma_f^5 N_5 \Phi_o}{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o}. \quad (19.2.6)$$

И, следовательно, величина потерь реактивности при стационарном отравлении реактора ксеноном (в соответствии с формулой (19.2)):

$$\rho_{Xe}^{cm} = -\theta \frac{\sigma_a^{Xe}}{\sigma_a^5 N_5} \cdot N_{Xe}^{cm} = -\frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} \theta \frac{\sigma_a^{Xe} \Phi_o}{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o}. \quad (19.2.7)$$

Следовательно, потери запаса реактивности при стационарном отравлении реактора ксеноном определяются:

а) **Величиной концентрации урана-235** (или *величиной обогащения топлива*) - в той мере, в какой эта величина определяет величину коэффициента использования тепловых нейтронов θ : чем больше концентрация N_5 - тем больше величина θ - и тем, следовательно, больше будет абсолютная величина потерь реактивности при стационарном отравлении ρ_{Xe}^{cm} .

б) **Величиной уровня мощности**, на котором длительно работает реактор N_{p0} (которая в течение относительно непродолжительного времени отравления прямо пропорциональна величине плотности потока тепловых нейтронов в топливе реактора Φ_o). Эта зависимость отравления реактора от его мощности настолько важна для эксплуатационника, что есть смысл остановиться на ней подробнее.

19.2.3. Зависимость стационарного отравления ксеноном от мощности реактора. Если подставить в формулу (19.2.7) значения всех известных физических констант, а именно: $\sigma_a^{Xe} = 2.72 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, $\sigma_a^5 = 680.9 \text{ барн}$, $\sigma_f^5 = 582.3 \text{ барн}$, $\gamma_1 = 0.06$, $\gamma_{Xe} = 0.003$ и $\lambda_{Xe} = 2.1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, то выражение для ρ_{Xe}^{cm} примет более простой вид:

$$\rho_{Xe}^{cm} \approx -0.054 \cdot \theta \left(1 + \frac{7.7 \cdot 10^{12}}{\Phi_o}\right). \quad (19.2.7a)$$

Небольшой расчёт по этой формуле позволяет убедиться, что:

■ при $\Phi_o < 10^{11} \text{ нейтр/см}^2\text{с}$ (такие плотности потока свойственны реактору, работающему на МКУМ) отравление реактора практически отсутствует ($\rho_{Xe}^{cm} \approx 0$);

■ при $\Phi_o > 10^{14} \text{ нейтр/см}^2\text{с}$ (а такие величины Φ свойственны только импульсным экспериментальным реакторам) величина стационарного отравления практически достигает своего теоретического предела $(\rho_{Xe}^{cm})_{\text{пред}} \approx -0.054 \theta = -5.4 \theta \%$.

В интервале промежуточных значений Φ_o ($10^{11} \div 10^{14} \text{ нейтр/см}^2\text{с}$) - свойственных энергетическим реакторам АЭС - зависимость величины стационарного отравления от величины плотности потока нейтронов в твэлах реактора имеет нелинейно возрастающий характер, причём, по мере роста величины плотности потока нейтронов темп роста стационарного отравления реактора ксеноном монотонно падает до нуля (при приближении к величине теоретического предела отравления).

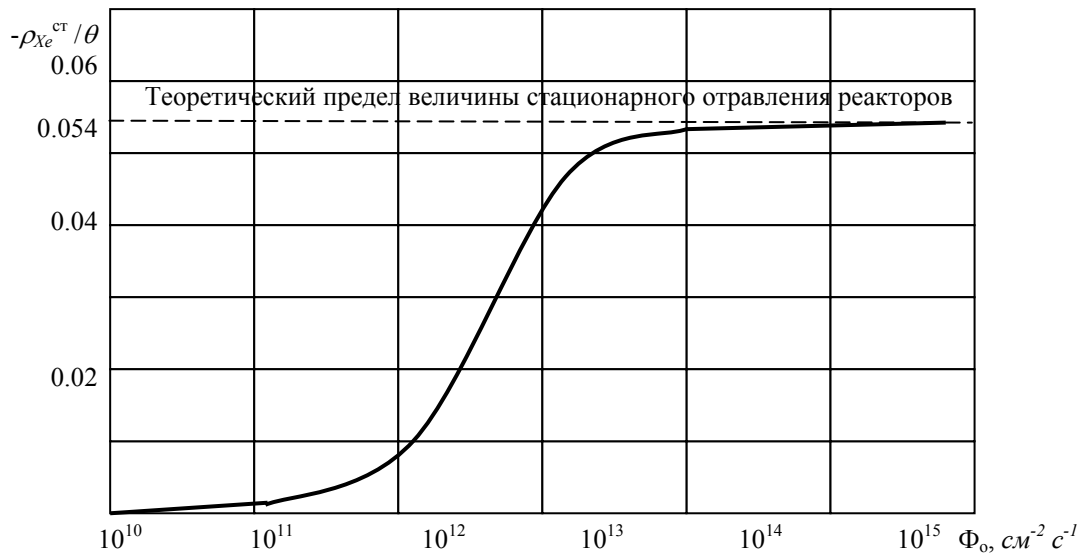
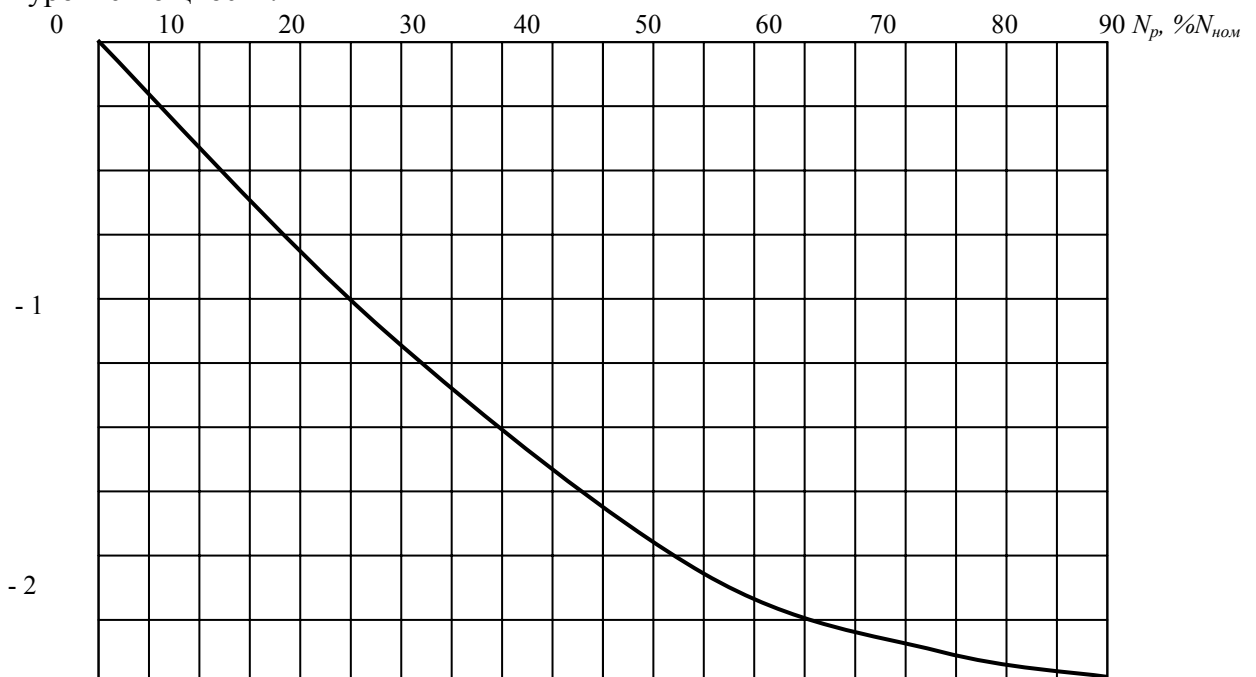


Рис.19.3. Качественный вид зависимости величины стационарного отравления реакторов ксеноном от величины средней плотности потока тепловых нейтронов в топливе твэлов.

Эксплуатационника в большей степени интересует не эта зависимость, имеющая, скорее, академический характер, а практическое приложение её к конкретному реактору, которым он управляет.

Но вы, конечно, понимаете, что в любом конкретном реакторе каждому значению мощности реактора соответствует своё значение средней плотности потока тепловых нейтронов, и в любой момент кампании это соответствие - однозначное. А это значит, что участок теоретической кривой, показанной на рис.19.3, можно пересчитать (и перестроить) в график зависимости стационарного отравления конкретного реактора от его уровней мощности (рис.19.4). Этот график эксплуатационники кратко называют **кривой стационарных отравлений**. Обычно он строится в натуральном масштабе, то есть величина мощности реактора выражается либо абсолютно (в *МВт*), либо в относительных единицах (чаще всего в *процентах от номинальной мощности реактора*).

Кривая стационарных отравлений, построенная в удобном масштабе, позволяет быстро оценивать величину потерь реактивности реактора вследствие стационарного отравления ксеноном на любом уровне мощности.



$\rho_{Xe}^{cm}, \%$

Рис.19.4. Типичный качественный вид кривой стационарных отравлений реактора.

19.2.4. Характер роста потерь запаса реактивности из-за отравления ^{135}Xe первоначально разотравленного реактора в первый период работы на постоянном уровне мощности.

Если реактор запускается после достаточно длительной стоянки и работает на постоянном уровне мощности, то величина потерь реактивности с момента начала работы на мощности от нуля через некоторый отрезок времени в соответствии со всем сказанным ранее должна достигнуть стационарного уровня. Практика должна заинтересовать, по крайней мере, два вопроса: каков характер роста потерь реактивности до достижения уровня стационарного отравления и за какое время работающий на постоянном уровне мощности реактор достигает стационарного отравления?

Характер роста потерь реактивности при выходе реактора на стационарное отравление выясняется из решения системы дифференциальных уравнений отравления реактора при нулевых начальных условиях и условии $\Phi(t) = idem = \Phi_o$. Решение уравнений и переход от концентраций $N_{Xe}(t)$ к потерям реактивности за счёт отравления ксеноном даёт следующее выражение для переходного процесса $\rho_{Xe}(t)$:

$$\frac{\rho_{Xe}(t)}{\rho_{Xe}^{cm}} = 1 + \frac{1}{\gamma_J + \gamma_{Xe}} \left[\frac{\lambda_J \cdot \gamma_J}{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o - \lambda_J} - \gamma_J \right] \exp[-(\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o)t] - \frac{\gamma_J}{\gamma_J + \gamma_{Xe}} \cdot \frac{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o}{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o - \lambda_J} \cdot \exp(-\lambda_J t). \quad (19.2.8)$$

Формула (19.2.8), если мысленно подставить в неё все нейтронно-физические константы, обретает существенно более простой вид, который подсказывает, что текущие величины отравлений реактора ксеноном нелинейно зависят от уровня мощности реактора (или Φ_o). Расчёт по этой формуле для различных величин Φ_o (в том числе и для $\Phi_o = \infty$) качественно иллюстрируется графиком, представленным на рис.19.5. Из него следует, что при малых значениях плотности потока тепловых нейтронов (или на малых уровнях мощности реактора) переходный процесс $\rho_{Xe}(t)$ протекает в несколько более замедленном темпе, чем при больших значениях Φ_o (на больших уровнях мощности). Предельный случай этих переходных процессов (при $\Phi_o \rightarrow \infty$) вырождается в одну экспоненту:

$$\frac{\rho_{Xe}(t)}{\rho_{Xe}^{cm}} = 1 - \exp(-\lambda_J t), \quad (19.2.9)$$

поскольку при $\Phi_o \rightarrow \infty$ первая из экспонент формулы (19.2.8) обращается в нуль, а коэффициент перед второй экспонентой - в единицу

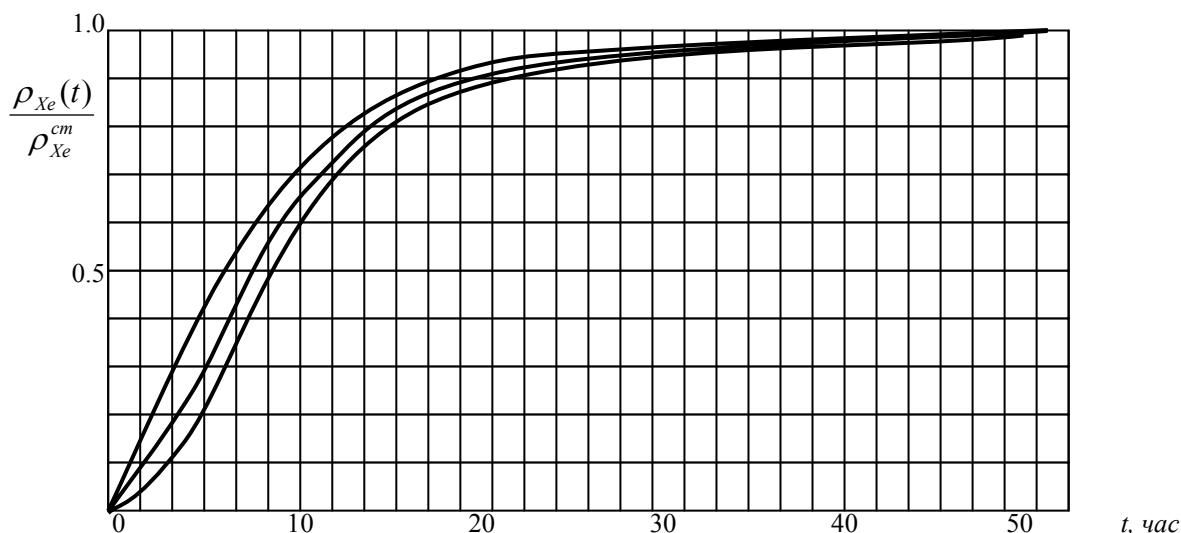


Рис.19.5. Переходные процессы нестационарного выхода первоначально разотравленного реактора на стационарный уровень отравления. Нижняя кривая соответствует $\Phi_0 = 20\% \Phi_0^{ном}$, средняя кривая — $100\% \Phi_0^{ном}$, верхняя — $\Phi_0 = \infty$.

Факт не очень существенной зависимости переходных процессов $\rho_{Xe}(t)$ от плотности потока нейтронов (практически - от мощности реактора) даёт возможность с достаточной для практических целей точностью приближенно оценивать величины текущих значений отравления реактора ксеноном по формуле (19.2.9):

$$\frac{\rho_{Xe}(t)}{\rho_{Xe}^{cm}} \approx 1 - \exp(-\lambda_J t),$$

справедливой, строго говоря, только для идеального случая *бесконечно больших мощностей реактора*.

19.2.5. Время наступления стационарного отравления реактора. Экспонента, какая бы сложная она ни была, - кривая асимптотическая: она достигает своего установившегося (стационарного) значения лишь по прошествии бесконечного по величине отрезка времени. Практически (то есть с относительной погрешностью не более 1%) текущее значение экспоненты сравнивается с её стационарным значением за время, равное 6 ÷ 7 периодам её «уполовинивания», то есть в данном случае – 6 ÷ 7 периодам полураспада, определяющего переходный процесс изменения концентрации йода-135. А так как период полураспада йода-135 известен ($T_{1/2} = 6.7$ часа), то время практического наступления стационарного отравления реактора ксеноном:

$$t_{Xe}^{cm} \approx 7 \times 6.7 \approx 47 \text{ час} \approx 2 \text{ суток} \quad (19.2.10)$$

И оказывается практически неважным, на каком уровне мощности работал реактор эти двое суток, так как после 47 часов все экспоненты практически сливаются в одну. Итак, запомним:

Время практического наступления стационарного отравления реактора, работающего на любом неизменном уровне мощности, составляет двое суток.

После этого, если реактор продолжает работать на этом же уровне мощности, величина отравления реактора ксеноном не изменяется. А это значит, что оператору после наступления стационарного отравления не придётся предпринимать действий по компенсации изменений реактивности реактора, необходимых для удержания реактора в критическом состоянии на заданной мощности.

19.3. Переотравление после останова реактора («йодная яма»)

Вопрос о том, как меняется текущее значение потерь реактивности реактора (которое мы, невольно перейдя на профессиональный жаргон операторов АЭС, кратко называем *отравлением* реактора) волнует оператора потому, что после вынужденного останова реактора (связанного, как правило, с необходимостью ликвидации неполадок) реактор необходимо снова пускать, и от того, какую величину потерь реактивности потребуется компенсировать при пуске, зависят те конкретные действия, которые должен предпринимать оператор реакторной установки.

Временная функция текущих потерь реактивности за счёт отравления ксеноном после останова реактора находится путём решения дифференциальных уравнений отравления, но уже не при нулевых начальных условиях, а при таких: при $t = 0$ $\Phi(t) = 0$, $N_{Xe} = N_{Xe}^{cm}$ и $N_J = N_J^{cm}$ (подразумеваемая под этим, что к моменту останова реактор проработал на постоянном уровне мощности более 3 суток, а потому он - стационарно отравлен на этом уровне мощности). А можно закономерность отравления реактора после останова проследить, не прибегая к решению системы дифференциальных уравнений, из достаточно простых рассуждений.

19.3.1. О соотношении скоростей β -распада ^{135}I и ^{135}Xe в реакторе. Для начала отметим, что $\lambda_J = 2.87 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1} > \lambda_{Xe} = 2.1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, то есть при равных концентрациях йод распадается с большей скоростью, чем ксенон. Тем более скорость распада йода будет больше скорости распада ксенона, если $N_J > N_{Xe}$, что и имеет место в момент останова стационарно отравленного реактора, что мы и собираемся показать. Так стационарная концентрация йода (см.(19.2.5))

$$N_J^{cm} = \frac{\gamma_J}{\lambda_J} \cdot \sigma_f^5 N_s \Phi_o, \text{ а стационарная концентрация ксенона:}$$

$$N_{Xe}^{cm} = \frac{\gamma_J + \gamma_{Xe}}{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o} \cdot \sigma_f^5 N_s \Phi_o,$$

то соотношение их стационарных концентраций

$$\frac{N_J^{cm}}{N_{Xe}^{cm}} = \frac{\gamma_J}{\gamma_J + \gamma_{Xe}} \cdot \frac{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi_o}{\lambda_J}, \text{ или после подстановки констант}$$

$$N_J^{cm}/N_{Xe}^{cm} \approx 0.6897 + 8.93 \cdot 10^{-14} \Phi_o.$$

Последнее равенство означает, что соотношение стационарных концентраций йода и ксенона с увеличением уровня мощности реактора растёт по линейному закону от величины мощности N_p .

Решив простое линейное уравнение, нетрудно увидеть, что уже при значениях плотности потока тепловых нейтронов в твэлах реактора $\Phi_o > 3.4 \cdot 10^{11} \text{ нейтр/см}^2 \text{ с}$ (что соответствует МКУМ) величина этого соотношения становится выше *единицы*, то есть при любых реальных уровнях мощности реактора *стационарная концентрация йода выше стационарной концентрации ксенона* ($N_J^{cm} > N_{Xe}^{cm}$).

А раз $\lambda_J > \lambda_{Xe}$ и $N_J^{cm} > N_{Xe}^{cm}$, то очевидно, что и $\lambda_J N_J^{cm} > \lambda_{Xe} N_{Xe}^{cm}$, или величина

$$\lambda_J N_J^{cm} - \lambda_{Xe} N_{Xe}^{cm} > 0 \quad (19.3.1)$$

в любой момент времени работы стационарно отравленного ксеноном реактора, в том числе и в момент его останова. Физически это означает, что **величина скорости радиоактивного распада йода на любых реальных уровнях мощности реактора всегда выше скорости радиоактивного распада ксенона.**

Это замечание помогает легко понять, почему в начальный период после останова реактора концентрация ксенона растёт, то есть реактор *продолжает отравляться*.

19.3.2. Механизм образования «йодной ямы» после останова. С момента останова реактора величина $\Phi_o = 0$, и дифференциальные уравнения отравления реактора приобретают более простой вид:

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \lambda_J N_J(t) - \lambda_{Xe} N_{Xe}(t) \quad (19.3.2)$$

$$\frac{dN_J}{dt} = -\lambda_J N_J(t) \quad (19.3.3)$$

Решение второго из них имеет вид хорошо знакомой нам экспоненты закона радиоактивного распада:

$$N_J(t) = N_J^0 \exp(-\lambda_J t).$$

Что касается уравнения (19.3.2), то и не решая его, можно увидеть, что, поскольку правая его часть в момент останова положительна (в силу (19.3.1)), то и левая его часть - тоже положительна, то есть $dN_{Xe}/dt > 0$. Положительный знак производной означает, что с момента останова реактора функция $N_{Xe}(t)$ - *возрастающая*, поскольку скорость образования ксенона из распадающегося йода превышает скорость его распада.

Но по мере распада накопленного до останова йода скорость его распада падает (концентрация снижается по экспоненциальному закону), а это значит, что и величина $\lambda_J N_J(t) - \lambda_{Xe} N_{Xe}(t) = dN_{Xe}/dt$ - *тоже падает со временем*. И это падение будет продолжаться, очевидно, до тех пор, пока уменьшающаяся скорость распада йода не сравняется со скоростью распада ксенона. В этот момент t^* величина первой производной dN_{Xe}/dt станет *равной нулю*, а это значит, что величина концентрации ксенона $N_{Xe}(t^*)$ в этот момент достигнет *максимума*, после чего производная dN_{Xe}/dt станет отрицательной, а сама функция $N_{Xe}(t)$ - *убывающей* функцией. И это несложно понять: поскольку начиная с этого момента t^* нераспавшегося йода осталось настолько мало, что скорость образования ксенона из распадающегося йода становится меньше скорости распада ксенона, то текущее значение концентрации ксенона после момента t^* будет падать, и это падение будет продолжаться до тех пор, пока не распадутся весь накопленный в реакторе йод и весь накопленный и полученный из йода ксенон.

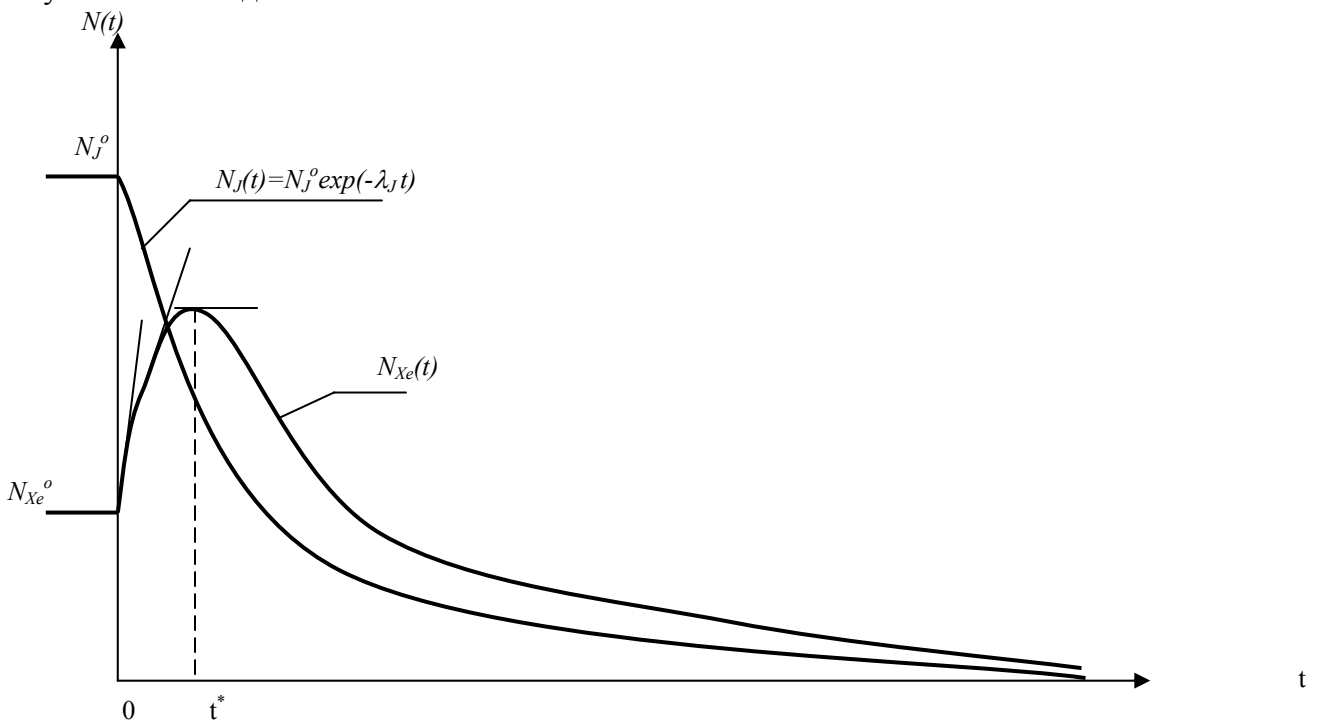


Рис.19.6. Качественная картина изменений концентраций йода и ксенона после останова реактора.

Переходя от текущей концентрации ксенона $N_{Xe}(t)$ к потерям реактивности за счёт отравления реактора ксеноном по известной зависимости (19.2), можно пересчитать и перестроить график рис.19.6 в график зависимости $\rho_{Xe}(t)$ после останова реактора (по существу повторяющем график $N_{Xe}(t)$ в «зеркальном отражении» в другом масштабе).

Формой этот график действительно напоминает яму (рис.19.7), и, хотя речь идёт об отравлении реактора не йодом, а ксеноном, переходный процесс изменения во времени потерь реактивности за счёт отравления ксеноном после остановки реактора получил краткое название **йодной ямы**. Йодной, очевидно, потому, что весь образующийся после останова ксенон получается в результате распада накопленного до останова йода.

Йодная яма - это нестационарное переотравление реактора ксеноном сверх отравления его на момент останова, обусловленное превышением темпа распада йода, накопленного до момента останова, над темпом распада ксенона.

Любая йодная яма охарактеризуется двумя параметрами - **глубиной** ($\Delta\rho_{Xe}^*$) и **временем наступления максимума** (t^*), зависящими от режимных параметров работы реактора до останова. Глубина йодной ямы – это превышение максимального отравления реактора ксеноном после останова над отравлением его в момент останова.

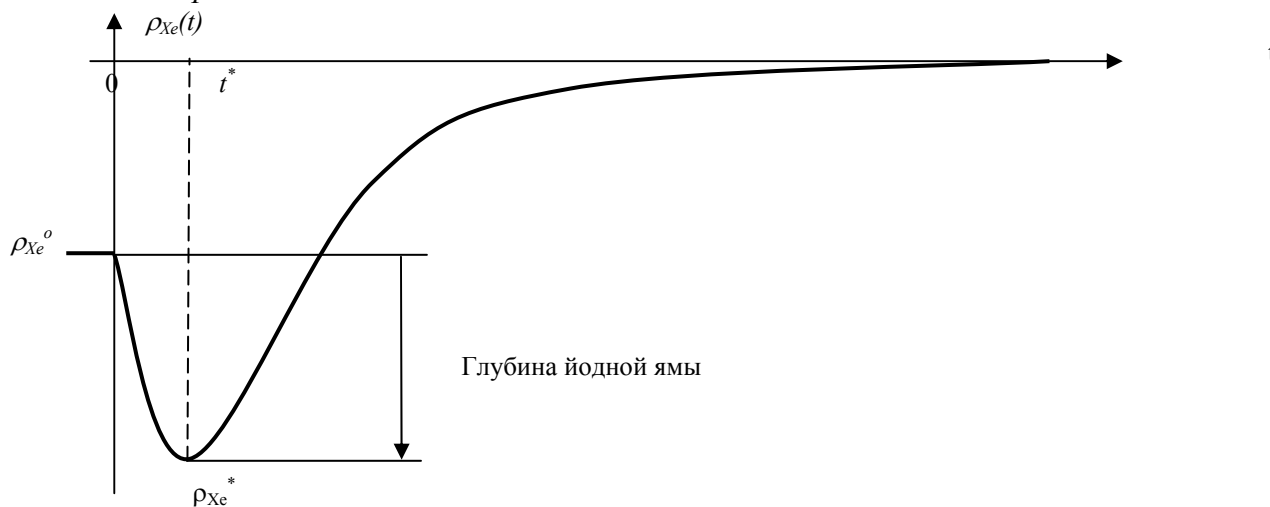


Рис.19.7. График нестационарного переотравления реактора ксеноном после останова («йодная яма»).

Итак, характер изменения нестационарного переотравления реактора ксеноном после его останова имеет две качественных стадии: стадия *роста отравления сверх отравления реактора на момент останова*, завершающаяся достижением максимума отравления, и следующая за ней стадия *разотравления реактора до нуля*.

19.3.3. Факторы, определяющие характеристики йодных ям. И глубина йодной ямы, и время наступления её максимума для конкретного реактора определяются только уровнем стационарной мощности, на котором реактор работал до останова.

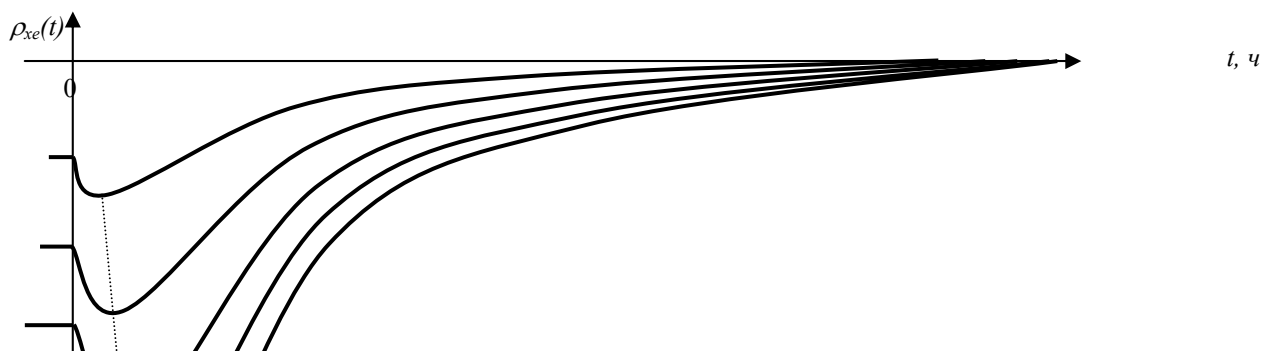
Действительно, чем выше уровень мощности реактора N_p , тем выше стационарные концентрации йода и ксенона, и тем выше соотношение этих стационарных концентраций йода и ксенона (N_J^{cm}/N_{Xe}^{cm}) (см. формулу в п.19.3.1), и выше *разница* этих стационарных концентраций. А так как йодная яма возникает за счёт накопленного до останова йода, то с увеличением мощности реактора N_p пропорционально ей увеличивается концентрация N_J^{cm} , а, следовательно, будет увеличиваться и количество получаемого при распаде йода его продукта - ксенона-135, а значит - и глубина йодной ямы. Большее количество накопленного до останова йода, кроме того, требует большего времени для его распада, и поэтому время наступления максимума йодной ямы с ростом мощности, на которой реактор работал до останова, также увеличивается (от $1.5 \div 2$ ч при $N_p = 10\% N_p^{ном}$ до $8.5 \div 9$ ч при $N_p^{ном}$).

Глубина йодной ямы зависит также от величины обогащения используемого в реакторе ядерного топлива: чем выше обогащение (x), тем выше величина концентрации N_5 , тем выше величина концентрации накапливаемого до останова йода, тем, следовательно, больше будет глубина йодной ямы после останова реактора.

Наконец, время полного разотравления реактора после его останова. Эта величина от мощности реактора до останова зависит очень слабо. Считается, что, независимо от уровня мощности, на котором реактор работал до останова, **полное разотравление реактора по ксенону наступает за трое суток стоянки реактора.**

Практики-операторы реакторных установок для расчётов нестационарных переотравлений реактора после останова пользуются либо *кривыми йодных ям*, либо расчётными *таблицами нестационарных переотравлений* реактора после останова.

Кривые йодных ям могут использоваться двух видов. В первом случае кривые йодных ям строятся в значениях абсолютных текущих потерь реактивности, причём каждая йодная яма начинается от уровня стационарного отравления реактора на мощности, на которой реактор работал до останова. Семейство из пяти йодных ям (соответствующих уровням мощности реактора до останова 20 - 40 - 60 - 80 и 100 % от номинальной) выглядит более предпочтительно для пользователя: пять кривых, берущих начало в разных точках, нигде не пересекаются друг с другом (рис.19.8а). При втором способе отображения йодных ям все пять кривых имеют общее начало, то есть по оси ординат откладываются не абсолютные значения потерь реактивности от отравления, а разница между текущими значениями отравлений и стационарными значениями отравлений на соответствующих уровнях мощности реактора (рис.19.8б). Такой график немного менее удобен для глаза из-за множества пересечений кривых, однако, он позволяет сразу оценивать величины переотравлений реактора после останова.



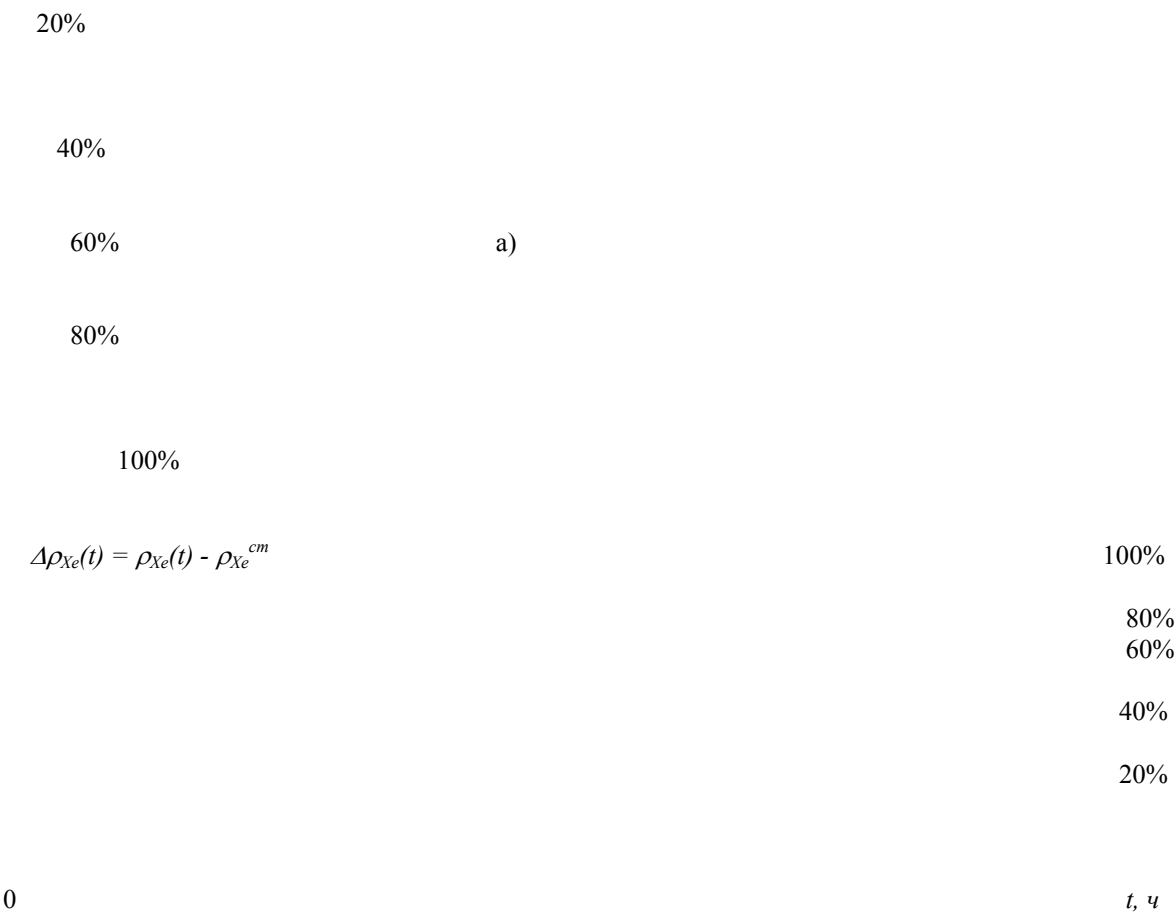


Рис.19.8. Два способа графического отображения йодных ям после останова реактора.

Другой способ практического учёта нестационарных переотравлений реактора после останова, используемый операторами, - табличный. Таблица составляется по такой форме:

N _p ^o , %	Значение отравления реактора ксеноном через ... час после останова															
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
20																
40																
60																
80																
100																

19.3.4. Чем опасна йодная яма? То, что после останова реактор отравляется больше, чем он был отравлен ксеноном до останова, опасности не представляет. Но наступающий вслед за этим обратный процесс *разотравления* реактора может при некоторых условиях стать потенциальным источником ядерной опасности. Дело в том, что величины реактивности, высвобождаемые при разотравлении реактора - большие реактивности, составляющие несколько β_3 . Поэтому, если после останова реактора в нём создана подкритичность, меньшая по величине той реактивности, которая может высвободиться в результате разотравления реактора, то это может привести к тому, что в один прекрасный момент после останова величина подкритичности снизится до нуля, реактор станет критическим, а затем и *надкритическим*, то есть может произойти *самозапуск* и даже разгон

мощности реактора, что в условиях ослабленного контроля за остановленным реактором может привести к большим неприятностям.

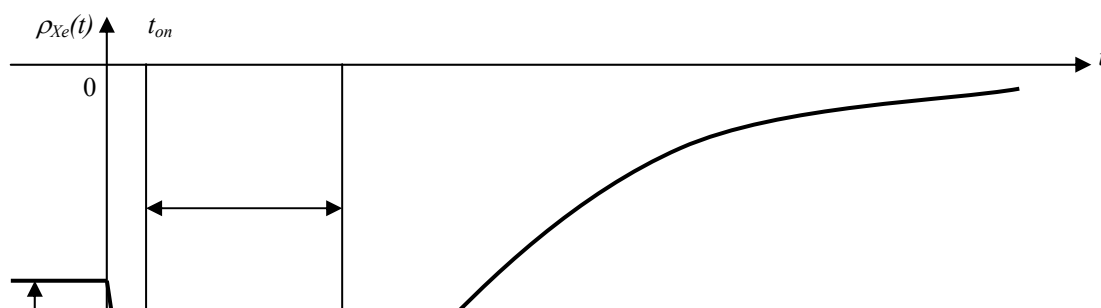
Именно поэтому, как увидим далее, правила ядерной безопасности требуют, чтобы после останова реактора (если это не кратковременный останов) в воде первого контура создавалась избыточная концентрация борной кислоты, гарантирующая достаточно высокое значение подкритичности остановленного реактора (и вытекающую из этого гарантию невозможности самозапуска реактора вследствие его разотравления).

19.3.5. Чем может быть неприятна йодная яма после останова? Уже неоднократно говорилось о том, что для обеспечения ядерной безопасности в работающем реакторе должен поддерживаться очень небольшой оперативный запас реактивности. В реакторах АЭС типа ВВЭР с борным регулированием это достигается за счёт поддержания в воде первого контура такого значения концентрации борной кислоты, при котором оперативный запас реактивности обеспечивается только одной частично опущенной в активную зону рабочей группой поглотителей СУЗ (как правило, это десятая группа), при этом остальные девять групп подвижных поглотителей СУЗ подняты на верхние концевики (то есть полностью извлечены из активной зоны реактора). Получающийся при этом оперативный запас реактивности мал по величине (в любом случае он меньше $0.5 \beta_3$, так как физический вес рабочей группы ОР СУЗ не превышает $0.8 \beta_3$), что вносит некоторые затруднения при маневрировании мощностью реактора, но зато гарантирует невозможность сообщения работающему реактору положительной реактивности величиной, равной или большей β_3 .

Итак, оперативный запас реактивности работающего реактора, а, значит, и в момент его останова, - невелик и составляет, допустим, $0.3 \div 0.4 \beta_3$. А теперь взглянем на конкретную цифру: глубина йодной ямы реактора ВВЭР-1000, которая после останова со 100%-ной мощности составляет -1.7%, а это значит, что в течение первых нескольких часов после останова весь оперативный запас реактивности будет «съеден», и если попытаться пустить реактор (подъёмом рабочей группы до критического её положения) в течение времени, пока потери на отравление ксеноном не превышают величину оперативного запаса реактивности на момент останова реактора, то пуск реактора осуществить оказывается возможным (без дополнительного высвобождения оперативного запаса реактивности путём уменьшения концентрации борной кислоты в воде первого контура).

Время после останова реактора, в течение которого нестационарные потери реактивности сверх отравления на момент останова не превышают величины оперативного запаса реактивности реактора на момент останова, называется оперативным временем.

Следовательно, в течение оперативного времени в меру разворотливый оператор имеет возможность запустить реактор, выйти на мощность, расстрелять избыточный ксенон (сверх имевшегося в реакторе на момент останова) и продолжать работать дальше.



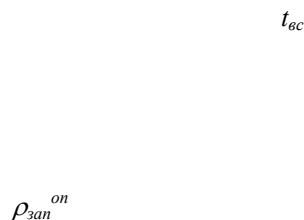


Рис.19.7. Иллюстрация к понятиям оперативного времени и времени вынужденной стоянки.

Но если в течение оперативного времени реактор запустить в силу тех или иных причин не удалось, остановленный реактор продолжает отравляться далее и, начиная с момента $t_{оп}$, величина нестационарного ксенонового отравления будет превышать величину оперативного запаса реактивности реактора на момент останова: отравление реактора постепенно достигнет «дна» йодной ямы, затем реактор начнёт разотравляться, но потери на отравление ещё некоторое время будут превышать величину оперативного запаса реактивности на момент останова до тех пор, пока не снизятся до уровня последнего. В течение всего этого времени запуск реактора невозможен (по крайней мере, без специальных мер по увеличению оперативного запаса реактивности за счёт снижения концентрации борной кислоты в реакторе).

Время, в течение которого величина нестационарного отравления реактора ксеноном после останова превышает величину оперативного запаса реактивности реактора на момент останова, называют временем вынужденной стоянки реактора при заданном оперативном запасе реактивности.

Лишь по прошествии времени вынужденной стоянки ($t_{вс}$) реактор разотравляется ровно настолько, что у него появляется положительный оперативный запас реактивности, который и даёт возможность запуска реактора.

В этом и заключаются все «неприятные» моменты, связанные с йодными ямами после останова реактора в условиях, когда величина оперативного запаса реактивности реактора с помощью борного регулирования поддерживается на безопасном (с точки зрения ядерной безопасности) уровне.

19.4. Переотравления реактора ксеноном после изменения уровня мощности

В принципе, конечный результат переотравления реактора ксеноном по прошествии достаточно длительного времени после перехода реактора с одного стационарного уровня мощности (N_{p1}) на другой стационарный уровень мощности (N_{p2}) мы с нашими знаниями отравления уже способны предсказать. Действительно: если реактор достаточно длительное время (более трёх суток) работал на постоянном уровне мощности N_{p1} , то это означает, что к исходу третьих суток работы реактор *был стационарно отравлен на этом уровне мощности*. И если в этот момент реактор переводится на новый уровень мощности N_{p2} и работает на этом новом уровне мощности более трёх суток, то к исходу третьих суток работы реактор явно окажется *стационарно отравленным на этом новом уровне мощности*. Следовательно, для полной ясности о переходном процессе

переотравления реактора ксеноном от одного стационарного уровня до другого, нам нужно ответить на вопрос: *как и за счёт чего это происходит?* Иначе говоря, нас интересует *общая закономерность* переходного процесса $\rho_{Xe}(t)$ именно в эти трое суток после перехода на новый уровень мощности. А эта закономерность качественно зависит от того, на меньший или на более высокий уровень мощности переходит реактор.

19.4.1. Характер переотравления с переходом на более низкий уровень мощности. С переходом на более низкий уровень мощности ($\Phi_1 \rightarrow \Phi_2$, $\Phi_1 > \Phi_2$) дифференциальное уравнение скорости изменения концентрации ксенона имеет вид:

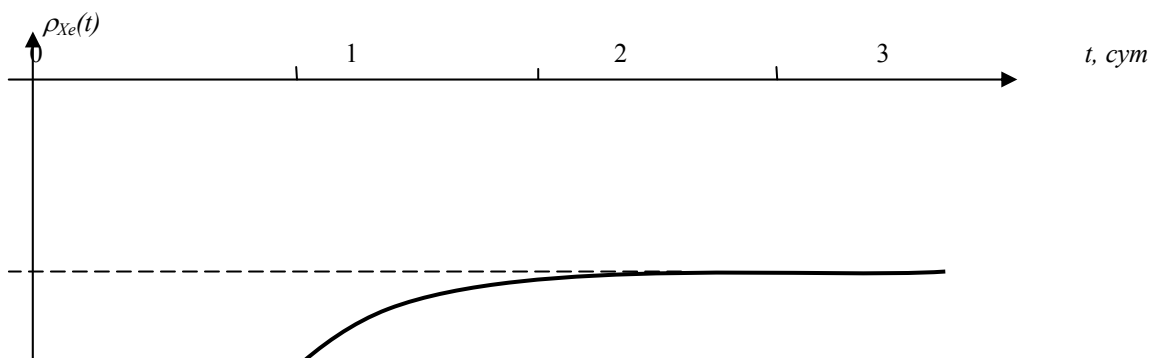
$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \gamma_{Xe} \Sigma_f^5 \Phi_2 + \lambda_J N_J(t) - \sigma_a^{Xe} N_{Xe}(t) \Phi_2 - \lambda_{Xe} N_{Xe}(t), \quad (19.4.1)$$

где первые два слагаемых представляют собой скорость прироста ксенона, а вторые два (отрицательные) - скорость убыли ксенона. И если концентрация йода в момент перехода на более низкий уровень мощности остаётся прежней (стационарной на исходном уровне мощности N_{p1}), то скорость образования ксенона как непосредственного продукта деления (первое положительное слагаемое) - уменьшается во столько раз, во сколько новое значение плотности потока нейтронов Φ_2 меньше старого значения Φ_1 ; скорость выгорания ксенона $\sigma_a^{Xe} N_{Xe}(t) \Phi_2$ тоже уменьшается (и во столько же раз), но разница этих скоростей $[\gamma_{Xe} \Sigma_f^5 - \sigma_a^{Xe} N_{Xe}(t)] \Phi_2$ оказывается величиной положительной, поскольку в условиях стационарного отравления $\gamma_{Xe} \Sigma_f^5 > \sigma_a^{Xe} N_{Xe}^{cm}$ *всегда*, что несложно проверить подстановкой конкретных цифр в это неравенство. Физически это означает, что, несмотря на уменьшение скорости расстрела ксенона нейтронами, скорость его образования в первый период времени после перехода на пониженный уровень мощности остаётся более высокой, чем скорость его убыли, то есть концентрация ксенона в этот начальный период времени будет расти.

Далее, по мере уменьшения скорости образования йода начинает всё более заметно уменьшаться скорость образования из него ксенона, из-за чего уменьшается суммарная скорость образования ксенона и в итоге наступает такой момент t^* , когда скорости образования и убыли ксенона сравниваются, и величина производной dN_{Xe}/dt становится равной нулю. Это означает, что величина $N_{Xe}(t)$ достигает *максимума*, после чего dN_{Xe}/dt становится величиной отрицательной, а функция $N_{Xe}(t)$ - убывающей функцией.

Заметили ли Вы, что здесь были почти повторены те же рассуждения, что и в случае останова реактора?

Итак, закономерностью изменения концентрации ксенона после снижения уровня мощности реактора является первоначальное нарастание концентрации его до некоторого максимального значения и последующее снижение концентрации ксенона до стационарного значения на новом (пониженном) уровне мощности. То есть, если перейти от концентраций ксенона к потерям реактивности за счёт отравления реактора ксеноном, то график переотравления реактора будет иметь вид, показанный на рис.19.8.



$$\rho_{Xe}^{cm}(N_{p2})$$

$$\rho_{Xe}^{cm}(N_{p1})$$

Рис.19.8. Характер переотравления реактора ксеноном после снижения уровня мощности.

Таким образом, переходный процесс $\rho_{Xe}(t)$ после снижения мощности реактора имеет характер перехода от более высокого на старом уровне мощности стационарного отравления к менее высокому стационарному отравлению на новом уровне мощности, и этот переход осуществляется не монотонно, а через йодную яму, тем более глубокую, чем выше исходный уровень мощности N_{p1} и чем ниже уровень мощности N_{p2} .

Самая глубокая из йодных ям, которую только возможно получить, (догадались?) является йодная яма после снижения мощности реактора от номинальной ($N_{p1} = N_p^{ном}$) до нуля ($N_{p2} = 0$), то есть после останова реактора с номинальной мощности. Таким образом, йодная яма после останова реактора может рассматриваться как частный случай после снижения мощности реактора до полной его остановки.

19.4.2. Переотравление реактора после повышения уровня мощности. Подставляя в уже упоминавшееся уравнение скорости изменения концентрации ксенона величины физических констант и значения Φ_1 и $\Phi_2 > \Phi_1$, нетрудно на любых конкретных цифрах убедиться, что в первые моменты после перехода реактора на более высокий уровень мощности величина скорости убыли ксенона (последние два слагаемых) при любых соотношениях плотностей потока нейтронов $\Phi_2/\Phi_1 > 1$ будет больше скорости прибыли ксенона (первые два положительных слагаемых).

А это значит, что сразу после увеличения мощности величина производной dN_{Xe}/dt - величина отрицательная, и концентрация ксенона в первый период после увеличения мощности реактора падает. Физически это объясняется тем, что сразу после увеличения мощности в первую очередь возрастает скорость расстрела ксенона нейтронами, в то время как скорость его образования в начальный период после увеличения мощности остаётся практически прежней: хотя скорость генерации ксенона как непосредственного продукта деления и возрастает, но она всё же почти на два порядка ниже скорости образования ксенона из распадающегося йода, а последняя - в первый небольшой период времени после увеличения мощности остаётся практически той же, что и была до увеличения мощности (то есть стационарной).

Но по мере увеличения концентрации йода за счёт непосредственного выхода из реакции деления (её величина устремляется к новому, более высокому стационарному значению, пропорциональному более высокому уровню мощности N_{p2}) растёт скорость его β -распада, а это значит, что растёт скорость образования из него ксенона, и уменьшение общей скорости образования ксенона с течением времени начинает «тормозиться».

Это будет продолжаться до того момента t^* , когда скорости образования и убыли ксенона сравняются, то есть величина производной dN_{Xe}/dt станет равной нулю, и падение концентрации ксенона прекратится (функция $N_{Xe}(t)$ достигает минимума), а после этого момента t^* концентрация йода возрастёт уже настолько, что скорость его распада (равная скорости образования из него ксе-

нона) в сумме со скоростью непосредственного образования ксенона как осколка деления начнёт превышать суммарную скорость убыли ксенона по обоим каналам убыли.

Это значит, что величина производной dN_{Xe}/dt становится величиной положительной, а сама функция $N_{Xe}(t)$ - возрастающей. Рост концентрации $N_{Xe}(t)$ после момента t^* будет продолжаться до тех пор, пока она не достигнет стационарного значения на новом, более высоком уровне мощности N_{p2} , то есть приблизительно через трое суток.

Качественный характер переходного процесса $\rho_{Xe}(t)$ в течение этих трёх суток после перевода реактора на более высокий уровень мощности показан на рис.19.9. Как и в случае после снижения мощности, переходный процесс $\rho_{Xe}(t)$ имеет две монотонные стадии: вначале небольшое разотравление, а затем монотонный переход к более высокому стационарному отравлению на более высоком уровне мощности.

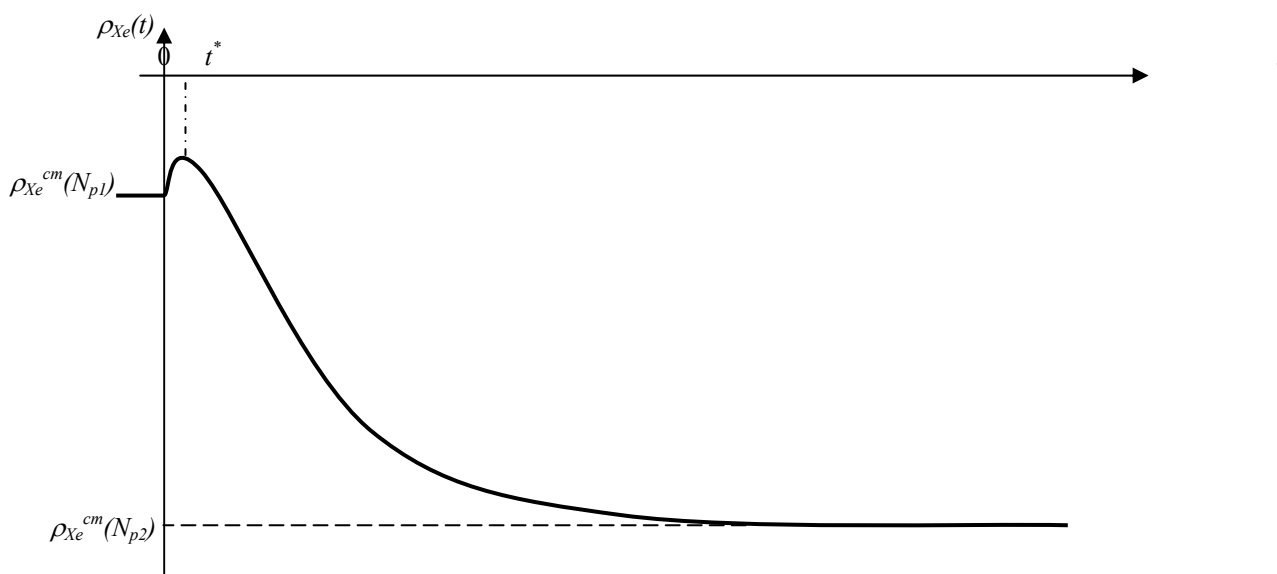


Рис.19.9. Качественный характер переходного процесса переотравления реактора ксеноном в первые трое суток после перевода реактора на более высокий стационарный уровень мощности.

По аналогии с прижившимся жаргонным термином «йодная яма» переходный процесс нестационарного переотравления реактора ксеноном после его перевода на более высокий уровень мощности в среде операторов принято именовать «йодным холмом», хотя, как вы понимаете, это совершенно неправильно: некоторое уменьшение потерь реактивности за счёт отравления ксеноном в первый период переходного процесса имеет место не вследствие каких-то изменений концентрации йода, а исключительно благодаря тому, что в этот период скорость убыли ксенона вследствие превалирующей скорости его расстрела нейтронами держится выше, чем скорость его образования. Итак:

Переотравление реактора ксеноном после его перевода на более высокий уровень мощности имеет характер перехода от более низкого стационарного отравления (на исходном уровне мощности) к более высокому стационарному отравлению (на более высоком уровне мощности), и этот переход осуществляется не монотонным увеличением потерь реактивности, а через «холм», обусловленный временным снижением концентрации ксенона вследствие его интенсивного расстрела нейтронами в первый период переходного процесса.

Высота холма будет тем больше, чем больше соотношение Φ_2/Φ_1 . Время наступления его максимума t^* также определяется соотношением конечной и начальной мощностей реактора, но по сравнению со временем наступления максимума йодных ям после снижения уровня мощности это время имеет меньшие величины (от 1 до 5 часов).

19.5. Расчёт изменений потерь реактивности за счёт переотравлений реактора.

Если реактор в какой-то момент времени t_1 пребывал в состоянии отравления, характеризуемом потерями реактивности ρ_{Xe1} , а в какой-то последующий момент t_2 его состояние отравления изменилось (вследствие каких-то изменений режимных параметров реактора, определяющих величину его отравления) и характеризуется теперь потерями реактивности, равными ρ_{Xe2} , то абсолютное изменение потерь реактивности реактора вследствие его переотравления за период $\Delta t = t_2 - t_1$ подсчитывается всегда по стереотипной формуле:

$$\Delta \rho_{Xe} = \rho_{Xe2} - \rho_{Xe1} \quad (19.5.1)$$

Пользоваться этой формулой чрезвычайно просто, если в придачу к ней запомнить несколько простых частных случаев, с которыми чаще всего связана практическая необходимость расчётов ксеноновых переотравлений.

Во-первых, если правильно подставлять в неё конечное и начальное отравления, то знак получающейся величины $\Delta \rho_{Xe}$ сам по себе подсказывает, идёт ли речь о разотравлении реактора или о его большем отравлении за рассматриваемый период времени Δt : если величина $\Delta \rho_{Xe} < 0$, значит реактор в целом за истекший период Δt разотравился (потери запаса реактивности за это время уменьшились, что равносильно высвобождению положительной реактивности в реакторе за этот период); если же $\Delta \rho_{Xe} > 0$, то реактор за этот период, наоборот, отравился в большей степени, что равносильно потере запаса реактивности. Поэтому, подставляя в формулу (19.20) значения отравлений (а они всегда отрицательны), можно не заботиться о правильности знака получаемого результата.

Кроме того, следует помнить несколько простых правил.

а) Если до рассматриваемого момента t реактор проработал на постоянном уровне мощности более трёх суток, величина отравления его в этот момент равна *стационарному* отравлению на этом уровне мощности, и её следует определять по кривой стационарных отравлений, как функцию величины мощности, на которой работал реактор.

б) Если реактор к рассматриваемому моменту t простоял после останова в бездействии более трёх суток, - он полностью разотравился ($\rho_{Xe} = 0$).

в) Если реактор к рассматриваемому моменту t после останова простоял менее трёх суток, разотравиться полностью он, естественно, не успел, и величина отравления находится по кривой йодной ямы после останова как функция мощности, на которой работал последние трое суток перед остановом реактора, и времени стоянки реактора.

г) Если первоначально разотравленный реактор (после длительной, более трёх суток стоянки) выведен на стационарный уровень мощности и работает на этой мощности менее двух суток, он пока не достиг стационарного отравления на этом уровне мощности, и величина отравления в рассматриваемый момент либо находится по кривой выхода реактора на стационарное отравление как функция мощности и времени, либо подсчитывается по приближенной формуле:

$$\rho_{Xe}(t) \approx \rho_{Xe}^{cm}(N_p) [1 - \exp(-\lambda_I t)],$$

которая в удобных для расчёта размерностях имеет вид:

$$\rho_{Xe}(t) \approx \rho_{Xe}^{cm}(N_p) [1 - \exp(-t / 9.67)] \text{ , или} \quad (19.5.2)$$

$$\rho_{Xe}(t) \approx \rho_{Xe}^{cm}(N_p) \cdot (1 - 2^{-\frac{t}{6.7}}). \quad (19.5.2a)$$

Время t в этой формуле подставляется в [час], а величина стационарного отравления на данном уровне мощности N_p снимается с кривой стационарных отравлений.

д) Наконец, если реактор работает на постоянном уровне мощности менее трёх суток после перехода с другого уровня мощности, то значение отравления реактора ксеноном в любой момент этого периода находится либо по графикам нестационарных переотравлений, либо по таблицам нестационарных переотравлений как функция начальной и конечной мощности реактора и времени его работы на мощности после перехода.

Тема 20

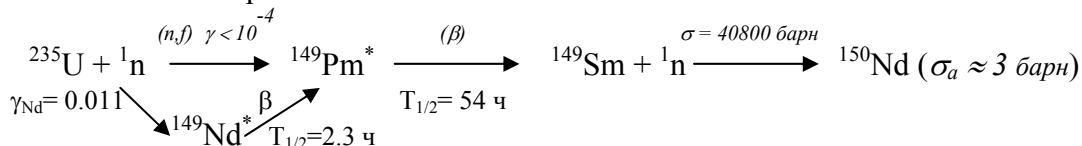
ОТРАВЛЕНИЯ РЕАКТОРА САМАРИЕМ-149

Самарий-149 - сильный шлак первой группы. Его стандартное микросечение радиационного захвата $\sigma_{ao}^{Sm} = 40800$ барн, а период полураспада $T_{1/2}^{Sm} = 13.84$ года, то есть практически он стабилен. Почему же в таком случае он фигурирует в разговоре об *отравлении*, а не о *шлаковании* реактора?

Да, самарий - шлак, но дело в том, что накопление его в твэлах реактора имеет некоторые особенности, которые делают процессы изменения концентрации самария-149 качественно похожими на процессы отравления реактора ксеноном. В отличие от прочих шлаков, самарий может не только *накапливаться* в работающем реакторе, но, обладая большим сечением поглощения, достаточно интенсивно *расстреливаться нейтронами*, а, следовательно, потери реактивности, связанные с накоплением самария, могут не только однозначно увеличиваться, но и уменьшаться за счёт интенсивного его расстрела на больших уровнях мощности реактора. Это, по-видимому, и послужило поводом для того, чтобы процесс накопления самария-149 называть не шлакованием, а отравлением.

20.1. Схема образования-убыли ^{149}Sm и дифференциальные уравнения отравления реактора самарием

Непосредственно как продукт реакции деления ^{149}Sm в реакторе практически не образуется (величина его удельного выхода $\gamma_{Sm} < 10^{-5}$). Поэтому практически всё образование ^{149}Sm связано с его получением в результате β -распада другого продукта реакции деления - прометия-149 (^{149}Pm). Прометий как непосредственный осколок деления также образуется довольно слабо (хотя и заметно: его удельный выход $\gamma_{Pm} \approx 10^{-4}$), основным каналом его образования является β -распад неодима-149 (^{149}Nd) - осколка деления с большим удельным выходом ($\gamma_{Nd} = 0.011$). Таким образом, процессы образования и убыли указанных продуктов деления схематически можно представить так, как это показано на рис.20.1.



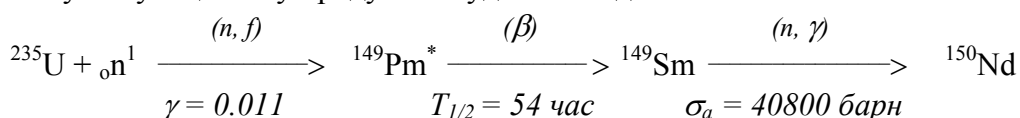
20.1. Схема образования и убыли самария-149 и сопутствующих продуктов деления и их распада

Логика следования отдельных физических процессов друг за другом и сравнение характеристик физических процессов позволяют существенно упростить расчётную схему общего процесса отравления реактора самарием-149:

а) Поскольку удельный выход прометия-149 из реакции деления мал ($\gamma_{Pm} < 10^{-4}$), каналом прямого образования прометия *можно пренебречь*.

б) Ввиду того, что период полураспада неодима-149 существенно меньше периода полураспада прометия-149, можно, *наоборот*, считать, что прометий-149 является прямым продуктом реакции деления с удельным выходом, равным фактическому удельному выходу неодима-149.

Таким образом, с учётом сделанных допущений, расчётная схема образования и убыли самария и сопутствующих ему продуктов будет выглядеть так:



В соответствии с этой схемой дифференциальное уравнение скорости изменения концентрации самария-149 запишется так:

$$\frac{dN_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} N_{Pm}(t) - \sigma_a^{Sm} N_{Sm}(t) \Phi(t). \quad (20.1.1)$$

И, поскольку решение (20.1) неопределённо из-за наличия в нём двух неизвестных функций ($N_{Pm}(t)$ и $N_{Sm}(t)$), для того, чтобы замкнуть его, добавляется дифференциальное уравнение для скорости изменения концентрации прометия-149:

$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = \gamma_{Pm} \sigma_f^5 N_5(t) \Phi(t) - \lambda_{Pm} N_{Pm}(t). \quad (20.1.2)$$

Считая в первом приближении, что $\Phi(t) = idem = \Phi_o$, попробуем найти решение этой системы дифференциальных уравнений отравления реактора самарием.

20.2. Потери реактивности при стационарном отравлении реактора самарием

Условиями стационарности отравления реактора самарием-149, очевидно, будут:

$$N_{Sm}(t) = N_{Sm}^{cm} \text{ и } N_{Pm}(t) = N_{Pm}^{cm}, \text{ или } dN_{Sm}/dt = 0 = dN_{Pm}/dt \text{ при } \Phi(t) = idem = \Phi_o$$

Поэтому для случаев стационарного отравления дифференциальные уравнения отравления вырождаются в систему линейных алгебраических уравнений:

$$0 = \lambda_{Pm} N_{Pm}^{cm} - \sigma_a^{Sm} N_{Sm}^{cm} \Phi_o \quad (20.2.1)$$

$$0 = \gamma_{Pm} \sigma_f^5 N_5 \Phi_o - \lambda_{Pm} N_{Pm}^{cm} \quad (20.2.2)$$

Складывая почленно эти два уравнения, имеем:

$$0 = \gamma_{Pm} \sigma_f^5 N_5 \Phi_o - \sigma_a^{Sm} N_{Sm}^{cm} \Phi_o,$$

или после сокращения на ненулевую величину плотности потока нейтронов Φ_o :

$$N_{Sm}^{cm} = \frac{\gamma_{Pm}}{\sigma_a^{Sm}} \sigma_f^5 N_5. \quad (20.2.3)$$

Сразу же отметим принципиальное отличие величины стационарной концентрации самария от стационарной концентрации ксенона: *она не зависит от величины плотности потока нейтронов, а, следовательно, - и от мощности реактора.*

Переходя от стационарной концентрации самария к величине потерь реактивности на отравление реактора самарием, имеем:

$$\rho_{Sm}^{cm} = -\theta \cdot q_{Sm}^{cm} = -\frac{\sigma_a^{Sm} \theta}{\sigma_a^5 N_5} N_{Sm}^{cm}, \text{ или, с учётом (20.2.3):}$$

$$\rho_{Sm}^{cm} = -\gamma_{Pm} \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} \theta = in \text{ var}(\Phi_o) = in \text{ var}(N_p), \quad (20.2.4)$$

то есть и **потери реактивности от стационарного отравления реактора самарием не зависят от мощности реактора**, а определяются только величиной коэффициента использования тепловых нейтронов в неотравленном самарием реакторе. Если подставить в (20.2.4) величины физических констант (γ_{Pm} , σ_f^5 и σ_a^5), то получается:

$$\rho_{Sm}^{cm} = -0.011 \cdot \frac{582.3}{680.9} \cdot \theta \approx -0.00937\theta \approx -0.937\theta, [\%]. \quad (20.2.5)$$

Но, поскольку стационарное отравление самарием зависит от величины θ , то оно должно зависеть от величины начального обогащения топлива в реакторе: чем выше величина обогащения топлива (x), тем выше концентрация ядер урана-235, тем выше θ и тем, следовательно, выше величина стационарного отравления реактора самарием.

В связи с этим нелишне обратить внимание на то, что, несмотря на независимость величины стационарного отравления самарием от мощности реактора, его величина в процессе кампании активной зоны реактора всё же изменяется, а именно - однозначно уменьшается.

Например, в реакторах типа ВВЭР-1000 в начале кампании $\rho_{Sm}^{cm} \approx -0.82\%$, в то время как в конце кампании $\rho_{Sm}^{cm} \approx -0.69\%$. Это связано с тем, что концентрация основного топливного компонента (^{235}U) в процессе кампании снижается существенно быстрее, чем увеличивается концен-

трация воспроизводимого плутония, вследствие чего коэффициент использования тепловых нейтронов уменьшается.

20.3. Закономерность роста потерь реактивности от отравления самарием до выхода реактора на стационарный уровень отравления.

Характер нарастания потерь реактивности в процессе выхода первоначально разотравленного по самарию реактора на стационарный уровень отравления выясняется путём решения системы дифференциальных уравнений отравления реактора самарием при нулевых начальных условиях (при $t = 0$ $N_{Sm} = N_{Pm} = 0$) и $\Phi(t) = idem = \Phi_o$.

Это решение для величины концентрации самария имеет следующий вид:

$$\rho_{Sm}(t) = \rho_{Sm}^{cm} \left[1 - \frac{\lambda_{Pm}}{\sigma_a^{Sm} \Phi_o - \lambda_{Pm}} \exp(-\sigma_a^{Sm} \Phi_o t) \right]. \quad (20.3.1)$$

То есть, несмотря на независимость величины стационарного отравления реактора самарием от Φ_o (или от мощности реактора N_p) при работе разотравленного в начале кампании реактора на постоянном уровне мощности текущая величина самариевого отравления нарастает по экспоненциальному закону с различными скоростями, определяемыми уровнем мощности, на котором работает реактор. Качественный вид расчётных переходных процессов выхода реактора на стационарное отравление самарием на трёх различных уровнях мощности показан на рис.20.2.

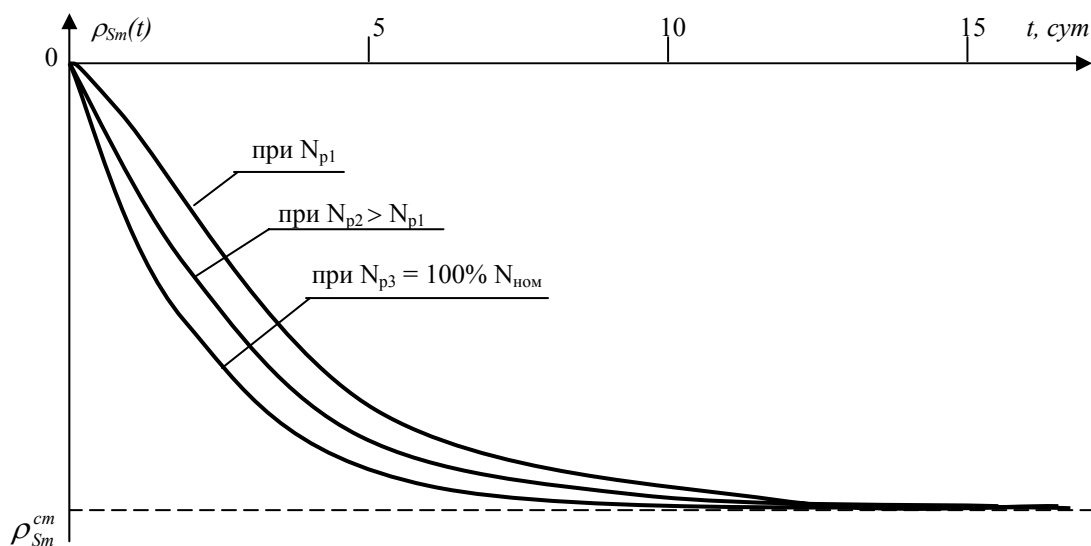


Рис.20.2. Качественный вид переходных процессов выхода реактора на стационарное отравление самарием-149 на различных уровнях мощности в начале кампании активной зоны.

Представленное на рис.20.2. семейство кривых можно выразить более однозначно, если пересчитать текущие значения отравления в зависимости от энерговыработки реактора (W). В самом деле, поскольку в показателе экспоненты в (20.3.1) стоит величина $\Phi_o t$, пропорциональная величине энерговыработки реактора $W(t) = N_{po} t$, такой пересчет не представляет особой сложности. И если построить зависимость текущего отравления самарием от энерговыработки реактора, то график этой зависимости будет выглядеть так:

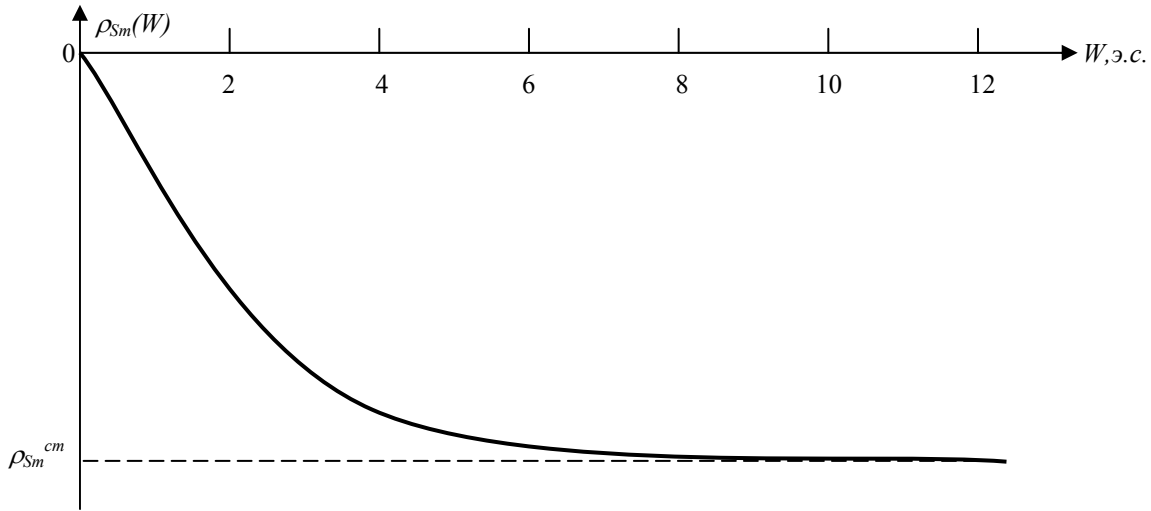


Рис.20.3. Нестационарный выход реактора на стационарное отравление самарием в начале кампании.

Таким образом, наиболее значительные изменения потерь реактивности реактора от отравления самарием происходят в первый период кампании.

Реакторы типа ВВЭР-1000 практически выходят на стационарный уровень отравления самарием при энерговыработке $W \approx 28 \div 31 \text{ тыс. МВт} \cdot \text{сут}$ (что составляет около 3.3% от полной расчётной энерговыработки реактора и соответствует около 7 суток работы реактора на номинальной мощности).

При дальнейшей работе реактора слабые изменения отравления реактора самарием имеют место лишь постольку, поскольку в процессе кампании несколько уменьшается величина самого стационарного отравления реактора. Но это происходит плавно и практически незаметно (величина стационарных потерь реактивности от отравления реактора самарием уменьшается на $0.12 \div 0.13 \%$ за всю оставшуюся кампанию).

20.4. Нестационарное переотравление реактора самарием после останова («прометиевый провал»)

Тот факт, что при работе реактора в нём накапливается прометий-149, а самарий получается, главным образом, в результате его β -распада, позволяет предсказать, что после останова реактора количество самария в нём должно увеличиваться за счёт β -распада накопленного при работе прометия. А это значит, что отравление реактора самарием после останова реактора должно *увеличиться*.

Действительно, в момент останова концентрации прометия и самария соответственно равны N_{Pm0} и N_{Sm0} , а после останова $\Phi_0 = 0$, и дифференциальные уравнения отравления реактора самарием будут иметь вид:

$$\frac{dN_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} N_{Pm}(t). \quad (20.4.1)$$

$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = -\lambda_{Pm} N_{Pm}(t), \quad (20.4.2)$$

откуда следует, что в любой момент t после останова сумма производных:

$$\frac{dN_{Sm}}{dt} + \frac{dN_{Pm}}{dt} = \lambda_{Pm} N_{Pm}(t) - \lambda_{Pm} N_{Pm}(t) = 0, \text{ то есть}$$

$$\frac{d}{dt} [N_{Sm}(t) + N_{Pm}(t)] = 0, \text{ а это значит, что } N_{Sm}(t) + N_{Pm}(t) = \text{idem} = N_{Sm0} + N_{Pm0}$$

Из последней формулы вытекает, что текущее значение концентрации самария в любой момент времени t после останова реактора будет равно:

$$N_{Sm}(t) = N_{Sm0} + N_{Pm0} + N_{Pm}(t) \quad (20.4.3)$$

Значение текущей концентрации прометия следует из решения уравнения (20.2.2):

$$N_{Pm}(t) = N_{Pm0} \exp(-\lambda_{Pm} t).$$

Подставляя его в (20.4.3), получаем выражение для концентрации самария:

$$N_{Sm}(t) = N_{Sm0} + N_{Pm0} [1 - \exp(-\lambda_{Pm} t)] \quad (20.4.4)$$

На рис.20.4 показаны переходные процессы изменения концентраций прометия и самария после останова реактора.

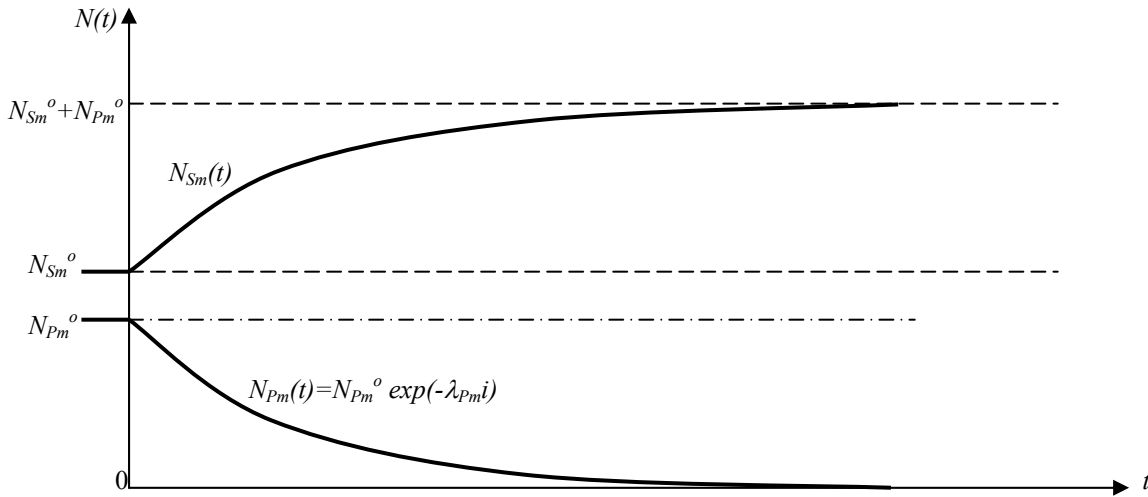


Рис.20.3. Убыль концентрации прометия и рост концентрации самария после останова реактора.

Итак, после останова реактора концентрация самария от значения в момент останова (N_{Sm0}) возрастает до значения ($N_{Sm0} + N_{Pm0}$) по экспоненциальному закону за счёт β -распада накопленного к моменту останова прометия, и этот рост происходит с периодом, равным периоду полураспада прометия ($T_{1/2} = 54$ часа).

Если перейти от величины текущей концентрации самария к величине текущих потерь реактивности за счёт отравления реактора самарием (по известной формуле), то:

$$\rho_{Sm}(t) = \rho_{Sm0} + \rho_{Sm}^{nn} [1 - \exp(-\lambda_{Pm} t)] \quad (20.4.5)$$

В формуле (20.4.5):

ρ_{Sm0} - отравление реактора самарием при останове (чаще всего - стационарное);

ρ_{Sm}^{nn} - максимальное дополнительное отравление реактора самарием, достигаемое в результате длительной стоянки реактора после останова и обусловленное увеличением концентрации самария сверх значения её в момент останова за счёт распада накопленного до останова прометия.

Переотравление реактора самарием после останова принято называть **прометиевым провалом** (по аналогии с йодной ямой при отравлении реактора ксеноном после останова; «провал», очевидно, потому, что на графике нестационарного переотравления реактора самарием (рис.20.4) переходный процесс действительно формой своей напоминает провал с плоским «дном», а «прометиевый», так как, переотравление после останова реактора самарием обусловлено исключительно накопленным до останова прометием). Поскольку эта величина в различных обстоятельствах эксплуатации реактора неодинакова, её зачастую называют **глубиной прометиевого провала**.

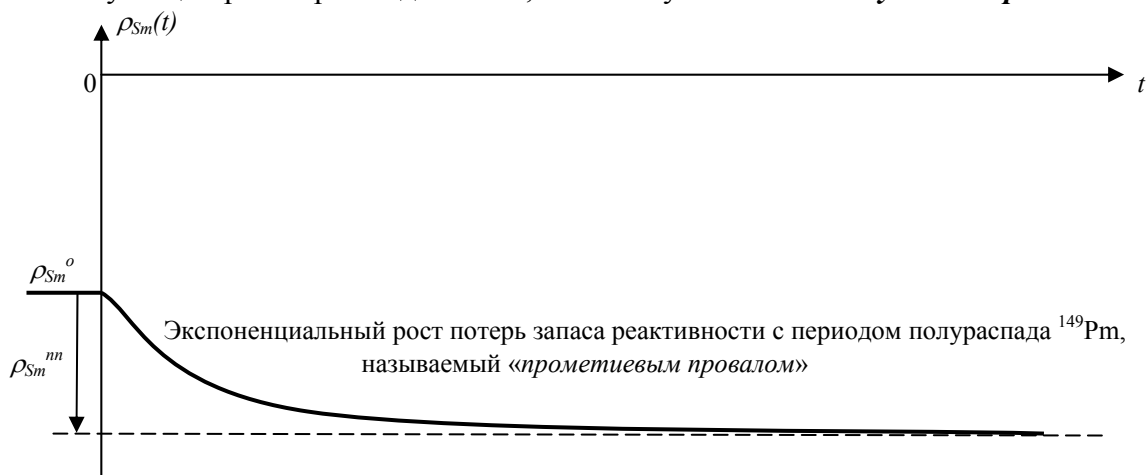


Рис.20.4. Нестационарное переотравление реактора самарием после останова (прометиевый провал).

Глубина прометиевого провала, как несложно сообразить, определяется только концентрацией накопленного к моменту останова реактора прометия, которая (см.ф.(20.2.2))

$$N_{Pm}^{cm} = \frac{\gamma_{Pm}}{\lambda_{Pm}} \sigma_f^5 N_5 \Phi_o$$

пропорциональна уровню мощности, на котором работал реактор перед остановом.

Чем выше уровень мощности N_{p0} , тем выше величина концентрации прометия в момент останова, тем больше самария будет получено в результате его распада, тем, следовательно, большей будет глубина прометиевого провала.

Время наступления максимума прометиевого провала, в отличие от времени наступления максимума йодных ям, не зависит от режимных параметров реактора, поскольку скорость радиоактивного распада прометия определяется только величиной постоянной распада (или периода полураспада) прометия, который, как известно, равен 54 часам. Ранее неоднократно упоминалось, что практическое время полного распада любого радиоактивного элемента приблизительно равно $6 \div 7$ периодам его полураспада. Поэтому время наступления максимума прометиевого провала (равное времени практически полного распада прометия) составит:

$$t_{nn} \approx 7 T_{1/2}^{Pm} = 7 \cdot 54 \approx 380 \text{ час} \approx 16 \text{ суток}.$$

Следовательно, если реактор простоял после останова более двух недель, - он, как говорят операторы, «находится на дне прометиевого провала».

В связи со сказанным для практика самым, пожалуй, серьёзным является вопрос: сколь велики потери реактивности от нестационарного отравления самарием после останова?

Уже упоминалось, что величина стационарного отравления реактора ВВЭР-1000 самарием лежит в пределах от (- 0.82%) в начале кампании до (- 0.69%) в конце кампании. Глубина прометиевого провала после остановки реактора с номинальной мощности ($N_p^{ном}$) составляет (- 0.24%). Казалось бы, по сравнению с глубинами йодных ям, величина самого глубокого прометиевого провала относительно невелика. Однако, уже то, что она составляет приблизительно 0.5β , должно заставить эксплуатационника относиться к ней достаточно настороженно и думать, не может ли возникнуть такой практической ситуации, когда эти 0.5β скованной самарием реактивности смогут высвободиться при разотравлении (ведь это - большая реактивность). К счастью, такой ситуации как будто не существует, но это не избавляет от необходимости учитывать нестационарное отравление после длительной стоянки реактора в расчётах при последующем пуске его.

20.5. Переотравление самарием после пуска длительно стоявшего реактора

Попробуем проверить свой уровень понимания самариевого отравления реактора и ответить на вопрос: что будет происходить с величиной отравления реактора самарием, если после длительной (более 15 суток) стоянки реактор пускается вновь и работает на постоянном уровне мощности?

- Поскольку после длительной стоянки уровень отравления реактора самарием выше стационарного (на величину прометиевого провала), а реактор, достаточно длительно работающий на мощности, в конечном счёте *должен выйти на стационарный* уровень отравления, то при длительной работе реактора на постоянной мощности после долгой стоянки величина отравления самарием должна по прошествии достаточно длительного времени работы реактора снизиться до уровня стационарного отравления, так как весь избыточный самарий (сверх стационарного его количества) за время работы будет расстрелян нейтронами. Реактор должен вернуться к старому уровню стационарного отравления самарием (т.е. к тому, который был в момент последнего останова), так как стационарное отравление не зависит от уровня мощности реактора.

Поэтому нам остаётся ответить лишь на второй закономерно возникающий у эксплуатационника вопрос: каков характер этого переходного процесса $\rho_{Sm}(t)$ при возвращении реактора «со дна

прометиевого провала» к стационарному уровню отравления, и сколько времени будет продолжаться переходный процесс?

Ответ на этот вопрос получается из решения системы дифференциальных уравнений отравления реактора самарием при теперь уже не нулевых начальных условиях:

$$t = 0 \quad N_{Pm} = 0 \quad \text{и} \quad N_{Sm} = N_{Sm0} + N_{Pm0} \quad \text{при} \quad \Phi(t) = \Phi_0$$

(чаще всего N_{Sm0} и N_{Pm0} являются стационарными концентрациями ^{149}Sm и ^{149}Pm).

Выполнение решения и стандартный переход от текущих концентраций самария к текущим величинам отравления самарием позволяет получить выражение для $\rho_{Sm}(t)$, графическая иллюстрация которого для различных значений N_p приведена на рис.20.5.

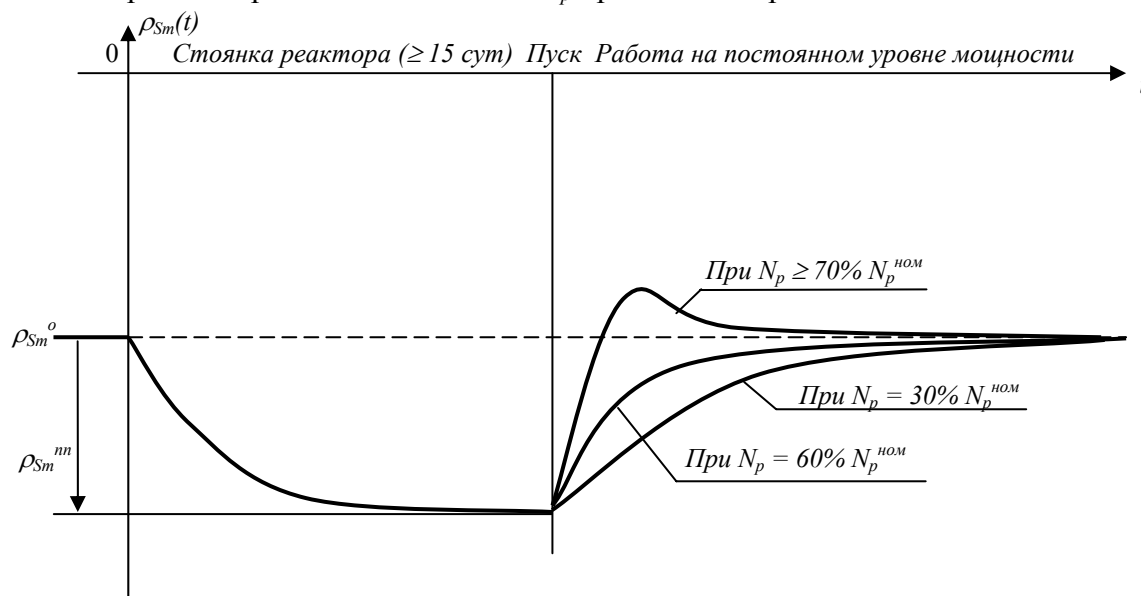


Рис. 20.5. Переходные процессы изменения отравления реактора самарием при работе реактора на различных уровнях мощности после длительной стоянки.

Из приведенного графика следует, что реактор тем быстрее возвращается к состоянию стационарного отравления самарием, чем выше уровень мощности, на котором он работает после длительной стоянки: при больших плотностях потока нейтронов избыточный (сверх стационарного) самарий расстреливается нейтронами с большими скоростями.

На высоких уровнях мощности ($>70\div80\%$) переходный процесс идет с «проскоком» уровня стационарного отравления, что объясняется превышением скорости расстрела избыточного самария над скоростью его образования из прометия, который на высоких мощностях в первой половине переходного процесса не успевает накопиться в достаточно большом количестве, чтобы дать скорость распада, близкую к скорости расстрела самария.

20.6. Нестационарное переотравление реактора самарием после перевода реактора на более высокий или более низкий уровень мощности

Казалось бы, вопрос о характере переходного процесса переотравления реактора самарием перед практиком вообще возникать не должен: о каком переотравлении реактора самарием вообще может идти речь, если на протяжении более 90% времени кампании реактор отравлен самарием стационарно, а величина стационарного отравления самарием не зависит от уровня мощности реактора? При этом, казалось бы, после смены уровня мощности реактора его отравление самарием изменяться не должно...

Но дело в том, что динамическое равновесие между образованием и расстрелом самария (свойственное стационарному отравлению) при изменении уровня мощности реактора нарушается: скорость образования самария пропорциональна текущему значению концентрации прометия, а скорость убыли самария пропорциональна текущему значению концентрации самого самария; в итоге получается, что после увеличения мощности реактора (= увеличения Φ_0) самарий на первом этапе переходного процесса расстреливается интенсивнее, чем образуется, а после уменьшения мощности, наоборот, - в начале переходного процесса расстреливается менее интенсивно, чем образуется (за счёт более высокой в начальный момент концентрации прометия). Потом, когда кон-

концентрация прометия увеличивается (или уменьшается, в согласии с увеличением или уменьшением мощности), скорости образования и убыли самария сравниваются, в результате чего текущая концентрация самария достигает минимума (после увеличения мощности) или максимума (после её снижения). На этом первый этап переходного процесса $\rho_{Sm}(t)$ завершается, и после этого начинается монотонное возвращение концентрации самария к стационарному значению.

Иными словами, *графики переходных процессов переотравления реактора самарием после изменения уровня мощности формой своей напоминают графики «холмов» и «йодных ям» переотравления реактора ксеноном, но более сильно растянутые во времени.*

После увеличения мощности - переходный процесс $\rho_{Sm}(t)$ представляет собой плавное отклонение отравления самарием от стационарного значения в сторону уменьшения с последующим плавным возвращением его к стационарному значению.

После уменьшения мощности - процесс переотравления реактора самарием представляет собой плавное отклонение отравления от стационарного значения в сторону увеличения (нечто вроде «прометиевой ямы») с последующим возвращением к исходному стационарному значению.

Качественные графики переходных процессов переотравления реактора самарием после изменения уровня мощности реактора показаны на рис.20.6. Рассматривая эти графики, практик должен задаться вопросом: сколь значительны упомянутые экстремальные отклонения от значения стационарного отравления самарием, и сколь долго продолжаются сами переходные процессы $\rho_{Sm}(t)$? Потому что, если они значительны, их надо учитывать и в повседневной практике эксплуатации реактора на них нужно реагировать для поддержания требуемого режима работы реактора.

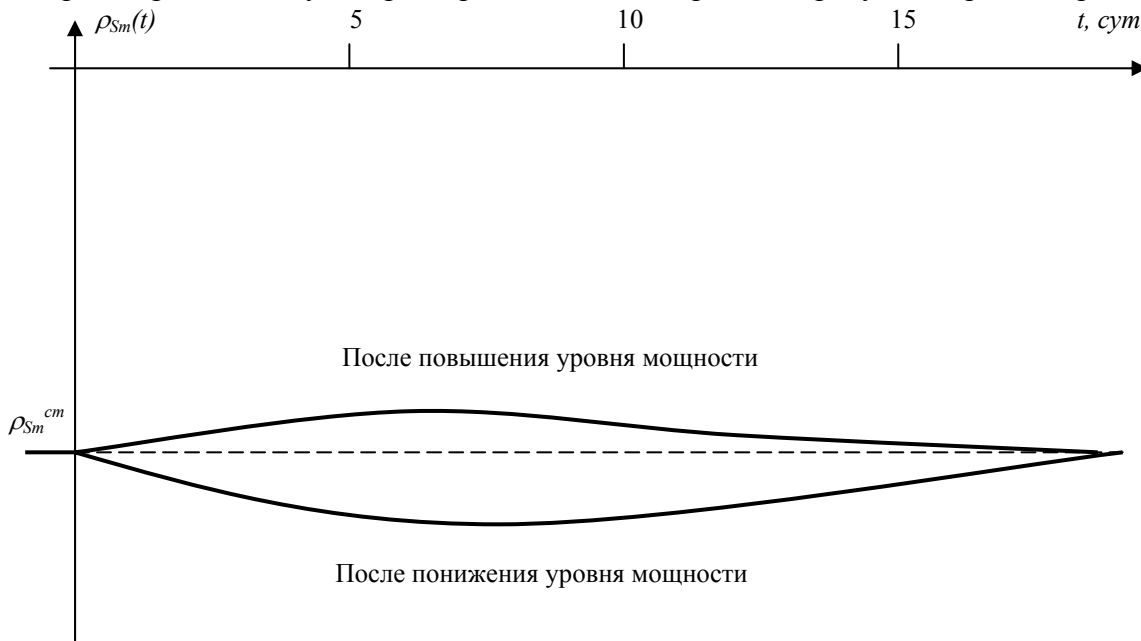


Рис. 20.6. Качественный вид переходных процессов переотравления реактора самарием после изменений уровня мощности реактора.

Учитывая тот факт, что упомянутые переходные процессы длятся десятками суток (то есть это очень медленные переходные процессы), а величины отклонений текущих значений самариевых отравлений не очень значительны (не более $\pm 0.12\%$ по реактивности), причём эти процессы имеют место в периоды эксплуатации, когда реактор работает на постоянном уровне мощности и контроль за плотностью нейтронного потока в реакторе ведётся непрерывно, эти изменения реактивности вследствие переотравлений реактора самарием опасности не представляют и существенного значения не имеют, а потому в практике эксплуатации реакторов АЭС обычно игнорируются.

Раздел 5.

СРЕДСТВА УПРАВЛЕНИЯ РЕАКТОРОМ И ИХ
ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Тема 21

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СТЕРЖНЯ-ПОГЛОТИТЕЛЯ И ГРУППЫ
ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

21.1. Действие вводимого в активную зону стержня-поглотителя

Конечно, введение или извлечение любого стержня поглотителя в активную зону в первую очередь изменяет общие поглощающие свойства активной зоны, что приводит к изменению *скорости поглощения* нейтронов в реакторе. Но этим дело не исчерпывается. Если вспомнить ранее упоминавшееся уравнение баланса тепловых нейтронов

$$dn/dt = (\text{скорость генерации ТН}) - (\text{скорость поглощения ТН}) - (\text{скорость утечки ТН}),$$

то становится ясно, что, изменяя поглощающие свойства локальной области введения стержня, мы тем самым изменяем не только скорость поглощения тепловых нейтронов в этой области, но и *распределение плотности потока тепловых нейтронов* в ней и в активной зоне в целом (рис.21.1). Перераспределение плотности потока тепловых нейтронов по объёму активной зоны и топлива приведёт, разумеется, к изменению *скорости реакции деления*, а, значит, и *скорости генерации нейтронов*.

Перераспределение плотности потока тепловых нейтронов в объёме активной зоны приведёт также к изменениям значений плотности потока тепловых нейтронов на границах активной зоны с отражателем, а, следовательно, изменятся и значения *градиента* плотности потока тепловых нейтронов на границах активной зоны, что приведёт к *изменению скорости утечки тепловых нейтронов из активной зоны*. Одним словом, **действие перемещаемого по высоте активной зоны стержня-поглотителя всегда комплексно.**

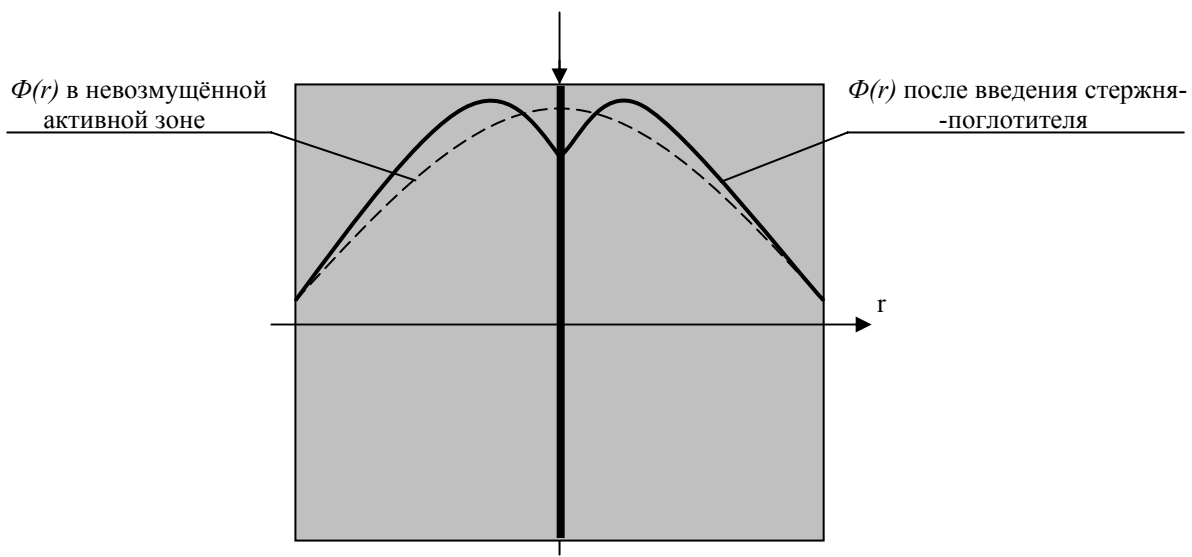


Рис.21.1. Качественный вид перераспределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу активной зоны с введением в неё стержня поглотителя

21.2. Характеристика положения стержня-поглотителя в активной зоне

Положение стержня-поглотителя по высоте активной зоны характеризуется *отстоянием его нижнего конца от плоскости нижнего торца активной зоны*. Это отстояние принято выражать либо в см, либо в *процентах от высоты активной зоны*, и обозначать символом H (рис.21.2).

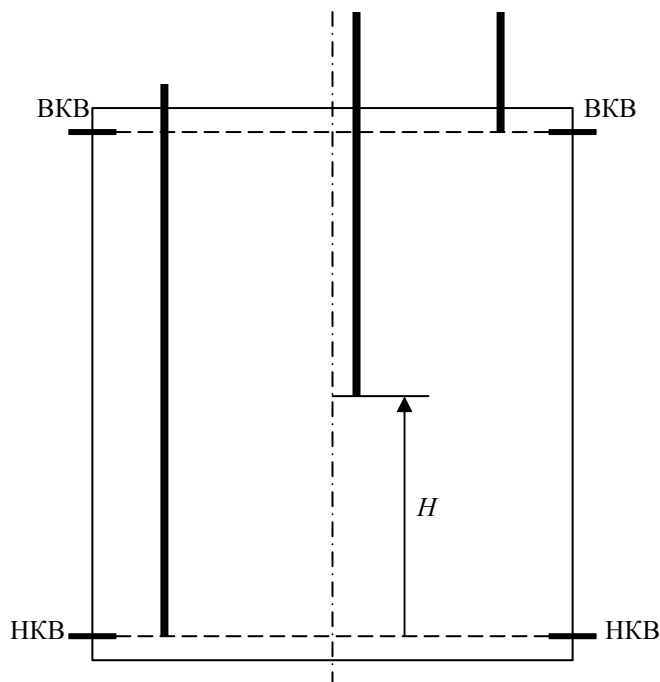


Рис.21.2. Положение поглотителя в активной зоне и расположение концевых выключателей.

О стержне, полностью погруженном в активную зону на всю его длину, говорят, что он *находится на нижнем концевом выключателе*, имея в виду нижний концевой выключатель (НКВ) электрического привода перемещения стержня, отключающего электродвигатель при достижении стержнем крайнего нижнего положения.

Аналогично о стержне, полностью извлечённом из активной зоны, говорят, что он находится *на верхнем концевом выключателе* (ВКВ).

Концевые выключатели устанавливаются для того, чтобы ограничить интервал перемещения стержня (или группы стержней) по высоте активной зоны. Чаще всего они устанавливаются даже не точно на верхней и нижней границах активной зоны: как правило, ВКВ устанавливается *несколько ниже* верхнего торца активной зоны, а НКВ – *несколько выше* нижнего торца активной зоны. Это связано с тем, что (как нам предстоит убедиться) вблизи крайних положений подвижные поглотители *неэффективны*. Поэтому у эксплуатационников принято отсчитывать положение стержня-поглотителя не от низа активной зоны, а *от нижнего концевого выключателя*.

Иначе говоря, плоскость установки НКВ является нулевой позицией, началом отсчёта для измерения положения любого стержня-поглотителя (или группы поглотителей) по высоте активной зоны.

21.3. Понятия об интегральной и дифференциальной эффективности

Интегральной эффективностью подвижного поглотителя в рассматриваемом его положении по высоте активной зоны (H) называется величина положительной реактивности, сообщаемой реактору при подъёме этого поглотителя от НКВ до этого положения H .

Величина интегральной эффективности поглотителя обозначается $\rho(H)$ и в соответствии с определением измеряется в единицах реактивности (в а.е.р., % или долях от β_0). Совершенно очевидно, что на НКВ величина интегральной эффективности любого поглотителя – *нулевая* ($\rho(H=0) = 0$).

Столь же ясно, что на ВКВ интегральная эффективность поглотителя *максимальна*. Эту величину принято называть **физическим весом поглотителя**. То есть *физический вес подвижного поглотителя – это величина положительной реактивности, высвобождаемая при подъёме его от НКВ до ВКВ*. Иначе говоря, *физический вес стержня-поглотителя – это его интегральная эффективность на верхнем концевом выключателе*.

Дифференциальной эффективностью подвижного поглотителя в рассматриваемом положении H по высоте активной зоны называется величина положительной реактивности, высвобождаемой при подъёме его от заданного положения H на единицу длины.

В больших активных зонах реакторов АЭС такой единицей длины служит 1 см; поэтому размерности дифференциальной эффективности $\alpha_H = (d\rho/dH) - 1/\text{см}$, $\%/ \text{см}$ или $\beta_3/\text{см}$. Дифференциальная эффективность поглотителей обозначается как производная реактивности по перемещению H , поскольку каждое *локальное* её значение – есть не что иное как предел отношения изменения реактивности к изменению положения стержня-поглотителя:

$$\lim_{\Delta H \rightarrow 0} \frac{\Delta \rho}{\Delta H} = \frac{d\rho}{dH} = \alpha_H(H), \quad (21.3.1)$$

и в соответствии с этим очевидна взаимосвязь между интегральной и дифференциальной эффективностями поглотителя в любом положении H :

$$\rho(H) = \int_0^H \frac{d\rho}{dH} \cdot dH, \quad (21.3.2)$$

что и служит объяснением названиям величин соответствующих эффективностей

Такой математический подход к локальным характеристикам эффективности подвижных поглотителей подразумевает, что величины дифференциальной и интегральной эффективностей изменяются по высоте активной зоны, а также то, что существует единая аналитическая закономерность этих изменений, выражаемая функциями $\rho(H)$ и $d\rho/dH$. Для описания этой закономерности служит особый раздел теории реакторов, который называется *теорией возмущений*.

21.4. Эффективный радиус стержня-поглотителя

Из общей физики известны понятия *чёрного тела* и *абсолютно чёрного тела*. Подобными понятиями оперирует и теория возмущений.

Поскольку в реальных энергетических реакторах все стержни-поглотители выполняются из материала, макросечение поглощения которого *существенно больше* среднего макросечения поглощения активной зоны

$$\Sigma_a^{cm} \gg \Sigma_a^{az},$$

любой из них с полным основанием может называться **чёрным стержнем**, так как он полностью поглощает *все попадающие в его объём нейтроны*.

Идеальный поглощающий стержень из материала с *бесконечно большим* значением макросечения поглощения ($\Sigma_a^{cm} = \infty$) называют **абсолютно чёрным стержнем**. В отличие от обычного чёрного стержня абсолютно чёрный стержень поглощает все падающие на него нейтроны *своей поверхностью*, и это понятно: так как макросечение поглощения материала стержня имеет бесконечно большую величину, падающие на стержень нейтроны должны поглощаться таким материалом *сразу же при непосредственном контакте с ним*.

В соответствии с теорией возмущений любой реальный чёрный стержень может быть заменён эквивалентным **абсолютно чёрным стержнем**, имеющим радиус:

$$r_э = R_{cm} - d, \quad (21.4.1)$$

меньший радиуса реального чёрного стержня на некоторую величину d , называемую *длиной линейной экстраполяции*. Поводом для такого названия послужило то, что при большом макросечении поглощения материала чёрного стержня величина плотности потока тепловых нейтронов $\Phi(r)$ от поверхности вглубь стержня падает практически по линейному закону; поэтому, если допустить, что внутри стержня существует цилиндрическая поверхность $r = r_э$, на которой линейно экстраполированная величина Φ *обращается в нуль*, то эта поверхность как раз и ограничивает цилиндрический объём идеального стержня с бесконечными поглощающими свойствами радиусом $r_э$, который поглотил бы своей поверхностью все те нейтроны, которые поглощаются в объёме приповерхностного слоя реального стержня толщиной d (рис.21.3).

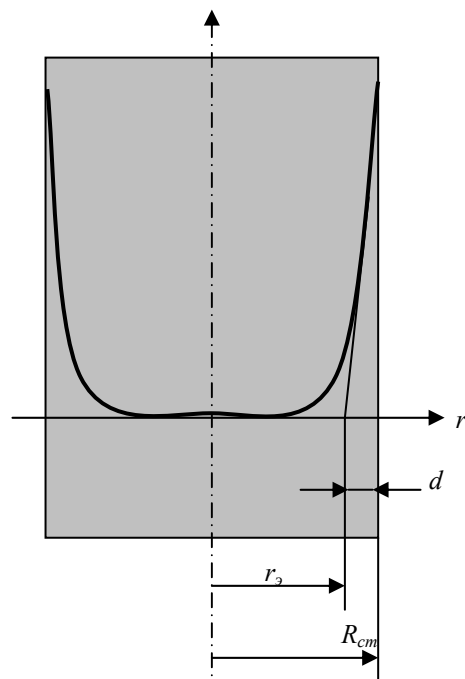


Рис.21.3. Иллюстрация к пояснению понятия эффективного радиуса стержня-поглотителя.

Этот радиус r_e иначе называют **эффективным радиусом реального стержня-поглотителя**.

Величина длины линейной экстраполяции d определяется *только* поглощающими свойствами материала реального стержня (величиной макросечения Σ_a^{cm}).

В реакторах типа ВВЭР все подвижные поглотители имеют цилиндрическую форму, но вообще в энергетических реакторах используются стержневые поглотители и другой геометрии (рис.12.4).

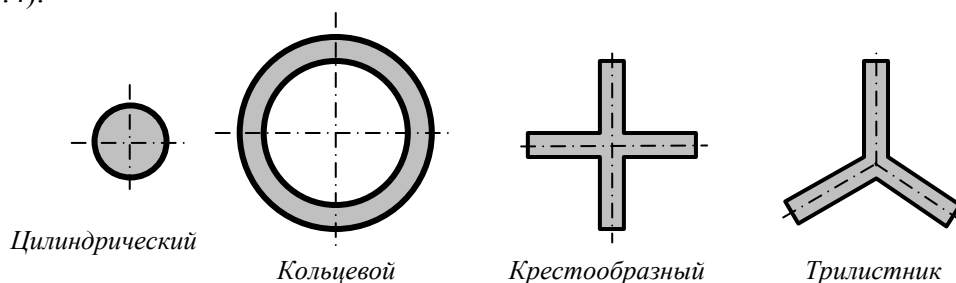


Рис.12.4. Наиболее распространённые формы сечения поглощающих стержней в энергетических ядерных реакторах.

Для поглощающих стержней различной формы поперечного сечения существуют достаточно простые методики нахождения эффективного радиуса.

Таким образом, стержень любой формы поперечного сечения может быть заменён эквивалентным стержнем цилиндрической формы из того же реального материала, а последний – идеальным абсолютно чёрным цилиндрическим стержнем с радиусом r_e .

Такой (на первый взгляд усложнённый) подход в теории возмущений даёт возможность абстрагироваться от рассмотрения формы и поглощающих свойств материалов различных стержней, а оперировать только одной характеристикой стержня-поглотителя – его эффективным радиусом.

21.5. Физический вес центрального стержня-поглотителя полной длины

Стержень-поглотитель *полной длины* (часто называемый просто *длинным стержнем*) – это стержень-поглотитель с длиной, *равной высоте активной зоны реактора*.

В подавляющем большинстве энергетических реакторов используются цилиндрические стержни полной длины. Поэтому именно для таких стержней теория возмущений даёт полуэмпи-

рическую формулу для величины физического веса однородного одиночного центрального (то есть перемещаемого по оси симметрии цилиндрической активной зоны) стержня:

$$\rho_{\text{ц}} = \frac{7.5 M_{\text{аз}}^2}{R_{\text{аз}}^2 \cdot \ln(0.465 \frac{R_{\text{аз}}}{r_{\text{э}}})}. \quad (21.5.1)$$

Здесь: $M_{\text{аз}}^2 = L_{\text{аз}}^2 + \tau_{\text{аз}}$, см² – площадь миграции активной зоны;
 $R_{\text{аз}}$, см – радиус активной зоны;
 $r_{\text{э}}$, см – эффективный радиус стержня-поглотителя.

То, что зависимость физического веса центрального стержня от его эффективного радиуса *прямая* (чем больше $r_{\text{э}}$ – тем больше его физический вес), понятно: чем больше эффективный радиус, тем больше поверхность эквивалентного реальному абсолютно чёрного стержня, и тем больше тепловых нейтронов последний способен поглотить своей поверхностью. Отсюда - и увеличение степени воздействия стержня на реактор при его полном погружении в активную зону, выражаемого величиной физического веса стержня-поглотителя.

Обратная зависимость физического веса от радиуса активной зоны тоже понятна: один и тот же стержень-поглотитель на активную зону малых размеров воздействует значительно сильнее, чем на активную зону больших размеров. Отсюда следует, что физический вес одного и того же стержня-поглотителя в разных по размерам реакторах *различен*. Это напоминает ситуацию с вытеснением из полностью наполненных вёдер воды при погружении в них одного и того же стержня: хотя из ведра большого диаметра выльется ровно столько же воды, сколько из ведра малого диаметра, но *относительная* доля вылившейся воды из большого ведра будет меньшей, чем из малого.

И, наконец, прямая пропорциональная зависимость физического веса стержня от площади миграции активной зоны. Площадь миграции $M_{\text{аз}}^2$ – это характеристика *прозрачности активной зоны для всех нейтронов* (и тепловых, и эпитепловых): чем больше величина площади миграции нейтронов в активной зоне, тем прозрачнее активная зона для нейтронов, тем ниже величина вероятности избежания утечки нейтронов из активной зоны. Поэтому введение одного и того же поглотителя в более прозрачную для нейтронов активную зону *сильнее увеличивает поглощающие свойства активной зоны*, чем введение его в менее прозрачную активную зону; следовательно, большая часть нейтронов будет поглощаться в активной зоне, а меньшая – утекать из активной зоны, причём, относительное увеличение поглощения нейтронов будет выше, чем относительное уменьшение утечки, что и приводит к общему увеличению степени воздействия стержня поглотителя на размножающие свойства активной зоны, а, значит, - к увеличению физического веса стержня.

Отсюда, между прочим, следует важный для эксплуатационника вывод:

Физический вес стержня-поглотителя в разогретом реакторе больше, чем физический вес его в холодном реакторе.

Так как и длина диффузии и возраст тепловых нейтронов с ростом температуры активной зоны *растут*, то растёт и площадь миграции нейтронов в активной зоне, а, значит, - и физический вес подвижного поглотителя.

Но самым, пожалуй, важным выводом, который следует из рассмотрения формулы для физического веса центрального поглотителя, является вывод о том, что ***величина физического веса не зависит от величины средней плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне (Φ), а, значит, - не зависит и от уровня мощности, на котором работает реактор.*** В самом деле, в формуле (21.5.1) ничто, связанное с плотностью потока нейтронов или мощностью реактора не фигурирует.

При всей своей логической противоречивости этот вывод теории возмущений является одним из её достоинств, поскольку позволяет объяснять наблюдаемое в действительности *наиболее простым образом*.

Опыт свидетельствует, что один и тот же подвижный поглотитель, имеющий при размещении на оси симметрии данного реактора определённый физический вес ρ_{cm0} , будучи перемещённый на некоторое расстояние r от оси реактора, изменяет величину физического веса. Теория возмущений позволяет по известному ρ_{cm0} находить величину физического веса стержня при произвольном его размещении в активной зоне, руководствуясь следующим правилом:

При параллельном переносе стержня-поглотителя от центра к периферии активной зоны его физический вес изменяется пропорционально среднему квадрату плотности потока тепловых нейтронов в той области невозмущённой активной зоны, которую он занимает.

Термин «невозмущённая» подразумевает, что имеется в виду величина среднего квадрата плотности потока тепловых нейтронов в том распределении плотности потока тепловых нейтронов по высоте активной зоны $\Phi(H)$, которое имеет место **без введённого в неё стержня**. То есть, если невозмущённое распределение плотности потока тепловых нейтронов по оси активной зоны $\Phi_0(H)$, а невозмущённое распределение этой величины на вертикали, отстоящей от оси симметрии на расстоянии r , - $\Phi_r(H)$, то в соответствии с правилом:

$$\rho_{cm}^r = \rho_{cm0} \frac{\overline{\Phi_r^2(H)}}{\overline{\Phi_0^2(H)}}.$$

Подставляя сюда средние значения квадратов плотности потока тепловых нейтронов в их распределениях по высоте, получаем:

$$\rho_{cm}^r = \rho_{cm0} \frac{\frac{1}{H_{az}} \int_0^{H_{az}} \Phi_r^2(H) dH}{\frac{1}{H_{az}} \int_0^{H_{az}} \Phi_0^2(H) dH} = \rho_{cm0} \frac{\int_0^{H_{az}} \Phi_r^2(H) dH}{\int_0^{H_{az}} \Phi_0^2(H) dH}. \quad (21.6.1)$$

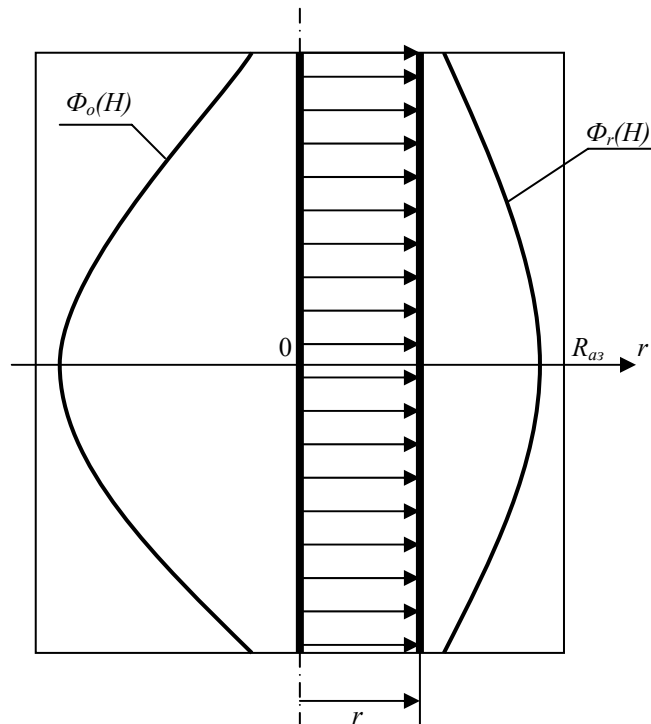


Рис.21.4. Пояснение к понятию физического веса нецентрального стержня-поглотителя.

То есть, поскольку средняя величина плотности потока нейтронов в их распределении по высоте активной зоны определяется *характером этого распределения*, то и величина физического веса нецентрального стержня *также зависит от характера распределения* плотности потока тепловых нейтронов по высоте активной зоны.

При изменении степени погружения стержня-поглотителя в активную зону его эффективность меняется. Закономерность изменения эффективности поглотителя с высотой определяется следующим правилом теории возмущений:

При частичном погружении однородного стержня-поглотителя в активную зону его дифференциальная эффективность изменяется пропорционально квадрату плотности потока тепловых нейтронов в том месте невозмущённой активной зоны, где находится нижний конец стержня.

В стационарной невозмущённой активной зоне на любой её вертикали до введения в неё стержня устанавливается строго определённое распределение плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_r(H)$. Этому распределению соответствует столь же строго определённое распределение квадрата плотности потока тепловых нейтронов по высоте на рассматриваемой вертикали $\Phi_r^2(H)$.

Из правила следует, что величина дифференциальной эффективности стержня-поглотителя пропорционально *отслеживает* по высоте активной зоны *локальную* величину квадрата плотности потока тепловых нейтронов. Поэтому график изменения дифференциальной эффективности поглотителя по высоте активной зоны $d\rho/dH = \alpha_n(H) = f(H)$, кратко называемый **кривой дифференциальной эффективности поглотителя**, формально выглядит для стержня полной длины как график распределения квадрата плотности потока тепловых нейтронов по высоте активной зоны, выполненный по оси ординат в другом масштабе.

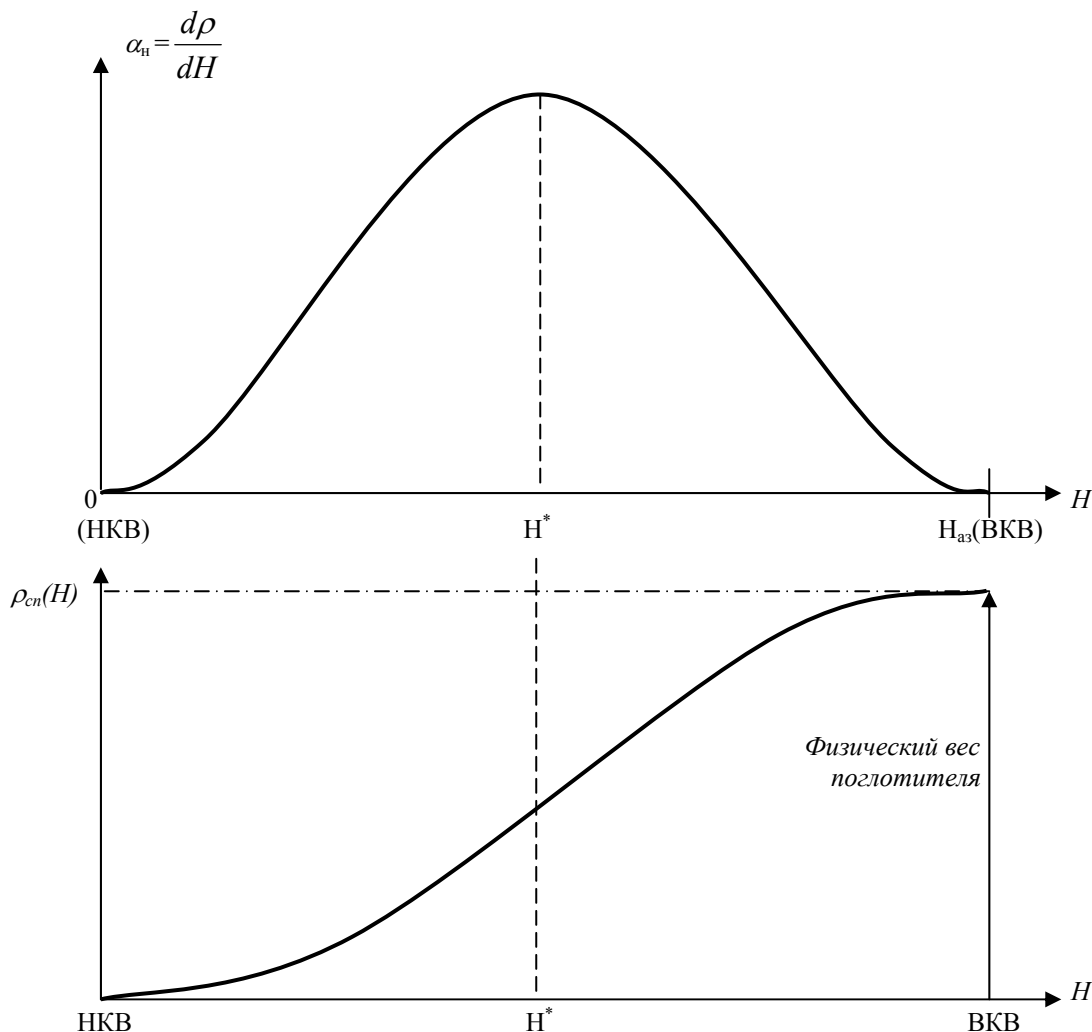


Рис.21.5. Иллюстрация закономерности изменения величин дифференциальной и интегральной
 однородного стержня-поглотителя полной длины по высоте активной зоны.

эффективности

Поскольку в нижней и верхних частях активной зоны величины плотности потока тепловых нейтронов невелики, небольшой оказывается и величина дифференциальной эффективности стержня в этих областях; в центре активной зоны (или вблизи его при несимметричном распределении $\Phi(H)$), где величины плотности потока тепловых нейтронов имеют наибольшие значения, наибольшей оказывается и дифференциальная эффективность поглотителя (рис.21.5).

Кривая интегральной эффективности поглотителя может быть просто *перестроена* по известной кривой дифференциальной эффективности, поскольку, как отмечалось выше, величина интегральной эффективности любого поглотителя в любом положении H представляет собой *интеграл* функции дифференциальной эффективности в пределах от низа активной зоны до данного положения. В соответствии с этим переменный угол наклона касательной к графику функции $\rho(H)$ в верхней и нижней частях активной зоны *мал*, а в центре активной зоны, где величина плотности потока тепловых нейтронов максимальна, - максимален и угол наклона касательной. Более того, точка максимума H^* на кривой дифференциальной эффективности всегда соответствует *точке перегиба* на кривой интегральной эффективности.

Таков «классический» вид кривых дифференциальной и интегральной эффективности для однородного стержня поглотителя полной длины *в случае симметричного (например, косинусоидального) распределения плотности потока тепловых нейтронов по высоте активной зоны*.

Если вертикальное распределение плотности потока тепловых нейтронов в реакторе не симметрично (а так оно и есть практически всегда), то и формы кривых эффективности поглотителя будут меняться в соответствии с распределением $\Phi(H)$. Если максимум распределения $\Phi(H)$ сдвинут ниже середины высоты активной зоны, ровно настолько же сдвигается и максимум дифференциальной эффективности поглотителя; если максимальное значение Φ лежит выше центра активной зоны, точка максимума дифференциальной эффективности также находится выше центра (рис.21.6).

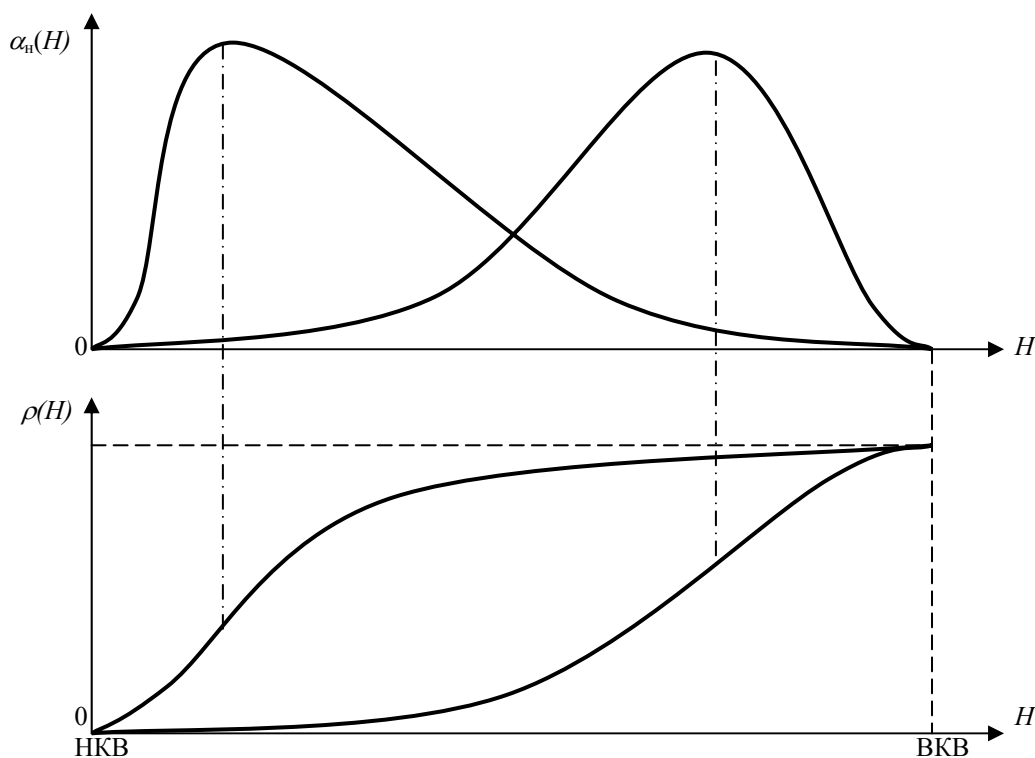


Рис.21.6. Кривые дифференциальной и интегральной эффективности поглотителя при

несимметрич-

ном распределении $\Phi(H)$ в реакторе.

В большинстве транспортных реакторов максимум вертикального распределения $\Phi(H)$ смещён ниже середины высоты активной зоны. Реакторам АЭС свойственно, наоборот, распределение $\Phi(H)$ с сильно сдвинутым вверх максимумом (зачастую совсем «вытесненным» за пределы активной зоны). В соответствии с этим и кривые дифференциальной эффективности могут иметь «неклассическую» форму, без максимума. На рис.21.7 показана для примера одна из таких характеристик – кривая интегральной эффективности рабочей (10-ой) группы поглотителей для реакторов типа ВВЭР-1000.

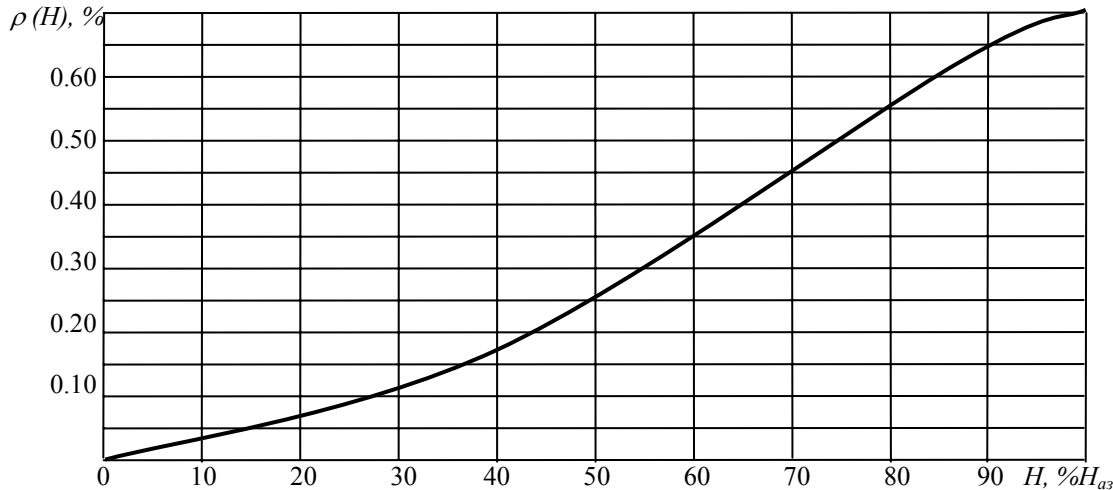


Рис. 21.7. Кривая интегральной эффективности 10-ой группы ВВЭР-1000 в начале кампании.

21.8. Изменение реактивности реактора при перемещении стержня

Если стержень, находившийся в исходном положении H_1 , перемещается по высоте активной зоны на некоторое расстояние ΔH в новое положение H_2 (т.е. $\Delta H = H_2 - H_1$), то изменение реактивности реактора составит величину, находимую по формуле:

$$\Delta \rho = \rho(H_2) - \rho(H_1), \quad (21.8.1)$$

то есть находится **как разность интегральных эффективностей поглотителя в конечном и начальном его положениях**.

При всей своей простоте эта формула является *универсальной*, поскольку знак получаемого изменения реактивности $\Delta \rho$ учитывается автоматически: если стержень перемещается вверх ($\Delta H = H_2 - H_1 > 0$), то $\rho(H_2) > \rho(H_1)$ и получаемое изменение реактивности $\Delta \rho > 0$, то есть в результате перемещения стержня *реактору сообщается положительная реактивность*; если же стержень перемещается вниз ($\Delta H < 0$), то и величина $\Delta \rho < 0$, то есть перемещение стержня приводит к сообщению реактору *отрицательной реактивности*.

Для «тяжёлых» поглотителей при малых их перемещениях по высоте активной зоны формула (21.8.1) для расчёта изменений реактивности не годится: снять с кривой интегральной эффективности начальное и конечное значения интегральной эффективности практически очень трудно (они близки друг к другу и на графике почти неотличимы). В этом случае для более или менее точного определения изменения реактивности пользуются кривой дифференциальной эффективности по формуле:

$$\Delta \rho \approx \frac{d\rho}{dH} \cdot \Delta H = \frac{d\rho}{dH} \cdot (H_2 - H_1), \quad (21.8.2)$$

где величину дифференциальной эффективности ($d\rho/dH$) снимают с кривой дифференциальной эффективности поглотителя при начальном его положении H_1 . То есть в данном случае используется известный в математике приём *линеаризации функции*: несмотря на то, что кривая интегральной эффективности *нелинейная*, в небольших интервалах изменения аргумента её можно с достаточной для практических целей точностью считать линейной. А это значит, что величину *дифференциальной эффективности* в малом интервале можно считать постоянной и равной её значению на одном из концов интервала.

В практических расчётах операторы ВВЭР при перемещениях стержней (или групп стержней) не более 5 – 6 см пользуются формулой (21.8.2), а при больших перемещениях (когда нелинейностью интегральной эффективности пренебрегать нельзя) – формулой (21.8.1).

21.9. Особенности характеристик укороченных поглотителей

Стержни-поглотители с длиной, меньшей величины высоты активной зоны называются **короткими или укороченными**.

Применение коротких поглотителей в энергетических реакторах связано, главным образом, с тем, что (как хорошо видно из кривых дифференциальной эффективности) в верхней и нижней зонах перемещения длинные поглотители **неэффективны**, в том смысле, что их дифференциальная эффективность мала, а, следовательно, и изменения интегральной эффективности в этих зонах даже при солидных перемещениях стержней – тоже малы. Кроме того, использование коротких поглотителей позволяет достичь некоторого небольшого эффекта выравнивания вертикальной составляющей нейтронного поля в активной зоне.

Для того, чтобы понять особенности характеристик укороченных стержней, представим себе, как влияет такой стержень на реактор *при вводе* в активную зону.

До полного погружения укороченного стержня в активную зону на всю длину, характеристики его (кривые интегральной и дифференциальной эффективности) ничем не отличаются от характеристик такого же стержня полной длины: в обоих случаях в активной зоне оказываются *одинаковые объёмы одинакового поглотителя*. На рис.21.8 кривые эффективности укороченного поглотителя показаны сплошными линиями, а кривые эффективности соответствующего поглотителя полной длины – штриховыми. На участке I (равном длине укороченного стержня) характеристики совпадают.

Дальнейший ввод укороченного поглотителя в активную зону до положения H^* , при котором середина длины стержня совпадёт с точкой максимума $\Phi(H)$, даёт некоторое различие в характеристиках сравнительно с таковыми для стержня полной длины: кривая интегральной эффективности на этом участке идёт *выше* кривой интегральной эффективности длинного поглотителя. Это объясняется тем, что на этом участке (II) введение новых порций поглотителя в активную зону у короткого стержня прекращается, а у длинного – продолжается, поэтому перемещение длинного стержня на этом участке, конечно же, даёт большее изменение интегральной эффективности, в то время как изменение интегральной эффективности короткого стержня происходит только за счёт того, что весь его поглотитель с погружением попадает в зону большей плотности потока тепловых нейтронов. Заметим: в конечной точке этого интервала H^* середина длины короткого поглотителя совпадает с точкой максимума распределения плотности потока тепловых нейтронов по высоте, и поэтому именно в этом положении величина дифференциальной эффективности короткого стержня – *максимальна*. Значит, при дальнейшем опускании короткого стержня величина дифференциальной эффективности его должна начать *снижаться в отрицательную область*.

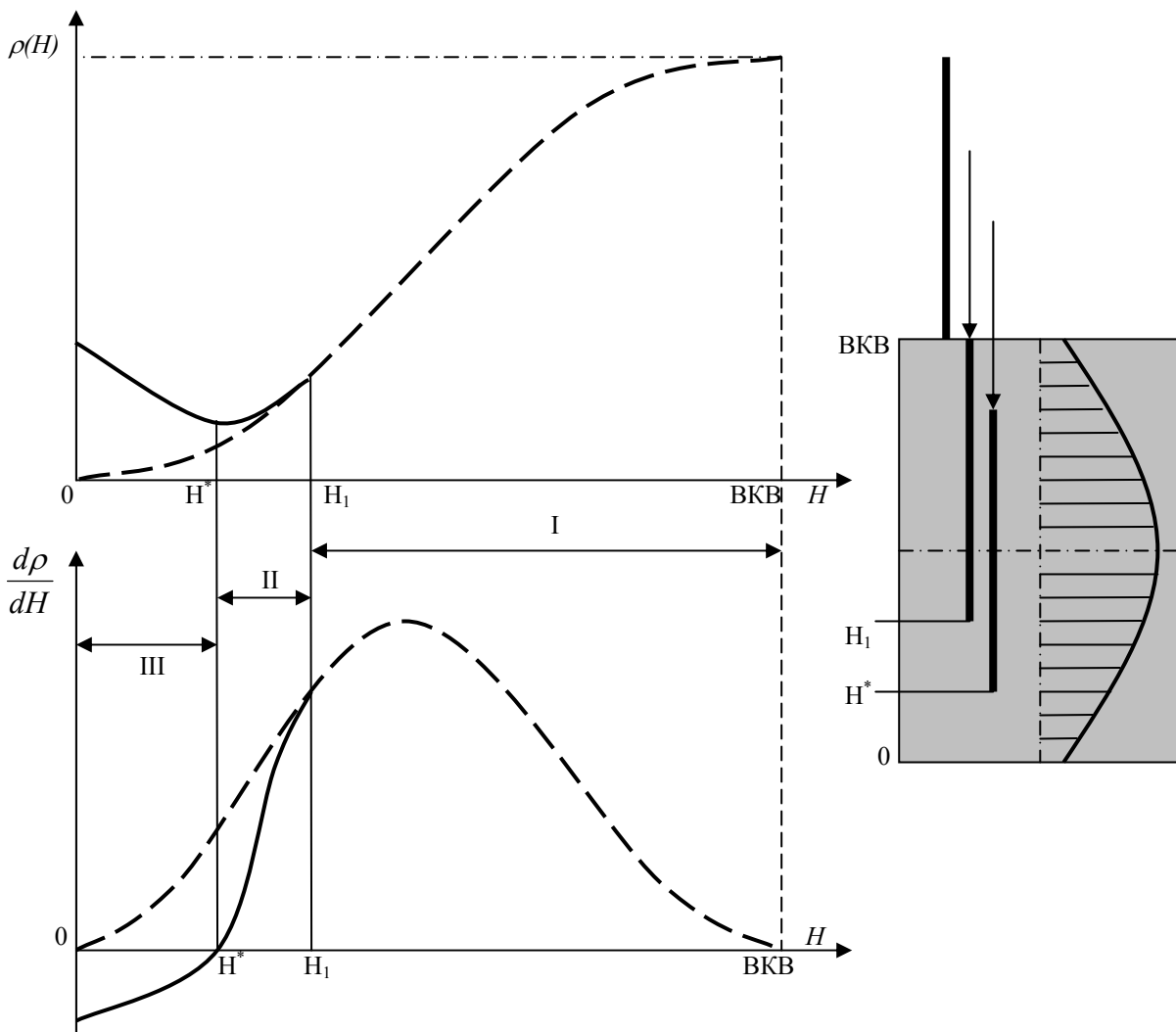


Рис.21.8. Сравнение характеристик укороченного поглотителя с поглотителем полной длины

Дальнейшее погружение короткого стержня *равносильно извлечению его из активной зоны* (только через низ, а не через верх активной зоны!). Что это значит? – Это означает, что дальнейшее перемещение стержня вниз *не сковывает, а высвобождает реактивность реактора*. На кривой интегральной эффективности это отражается тем, что величина интегральной эффективности на этом участке (участок III) *не уменьшается, а, наоборот, растёт*, а величина дифференциальной эффективности, начиная с положения H^* , переходит через нуль в отрицательную область.

Положение H^* , при котором интегральная эффективность укороченного поглотителя достигает минимума, а его дифференциальная эффективность становится нулевой, называется точкой опрокидывания.

Наличие точки опрокидывания – характерная особенность характеристик укороченных стержней-поглотителей. И эта особенность вносит дополнительную проблему в процесс управления ядерным реактором.

Проблема состоит в том, что оператор реакторной установки *привыкает* к определённому стереотипу действий при управлении реактором: если реактор, работавший на стационарном уровне мощности, начинает увеличивать мощность, то для оператора это увеличение всегда означает одно: реактору сообщена положительная реактивность, которую для сохранения стационарного уровня мощности требуется подавить, то есть опустить рабочий подвижный поглотитель ниже по высоте активной зоны, что и делается без раздумий поворотом ключа управления рабочей группой по часовой стрелке. И эта привычка к стандартным действиям в случае укороченного поглотителя может сыграть злую шутку: погружение поглотителя ниже точки опрокидывания вместо подавления положительной реактивности, наоборот, добавит реактору величину положительной реактивности, что приведёт к ещё более быстрому росту мощности.

Для того, чтобы предупредить возникновение подобных опасных ситуаций, нижний концевой выключатель сервопривода укороченного поглотителя должен обязательно устанавливаться *не ниже точки опрокидывания*.

21.10. Интерференция подвижных стержней-поглотителей

Интерференция поглотителей – это явление взаимного влияния различных поглотителей на характеристики друг друга.

Интерференция физически объясняется тем, что каждый их вводимых в активную зону поглотителей *по-своему* изменяет нейтронное поле в ней.

Рассмотрим наиболее простой случай интерференции двух стержней – стержня I, имеющего при введении в активную зону в одиночку физический вес ρ_1 , и стержня II, имеющего физический вес ρ_2 . Подчеркнём: эти значения физического веса имеют место только тогда, когда каждый из стержней вводится в активную зону *одиночным* порядком, когда в ней нет другого стержня. Если же ввести в активную зону оба стержня (порознь или одновременно), то в общем случае оказывается, что общее изменение реактивности реактора не составит величину $\rho_1 + \rho_2$, а будет большим или меньшим этого значения в зависимости от того, *где в активной зоне расположены* эти стержни.

Допустим для примера, что стержень I – центральный, а стержень II – отстоит от оси симметрии активной зоны на некотором расстоянии r , а без введённых стержней радиальное распределение плотности потока тепловых нейтронов $\Phi(r)$ имеет идеальный (бесселевский) характер.

После введения стержня I это распределение изменится и будет иметь качественный вид, показанный на рис.21.9 жирной линией, и это распределение для второго стержня перед его введением *будет невозмущённым*.

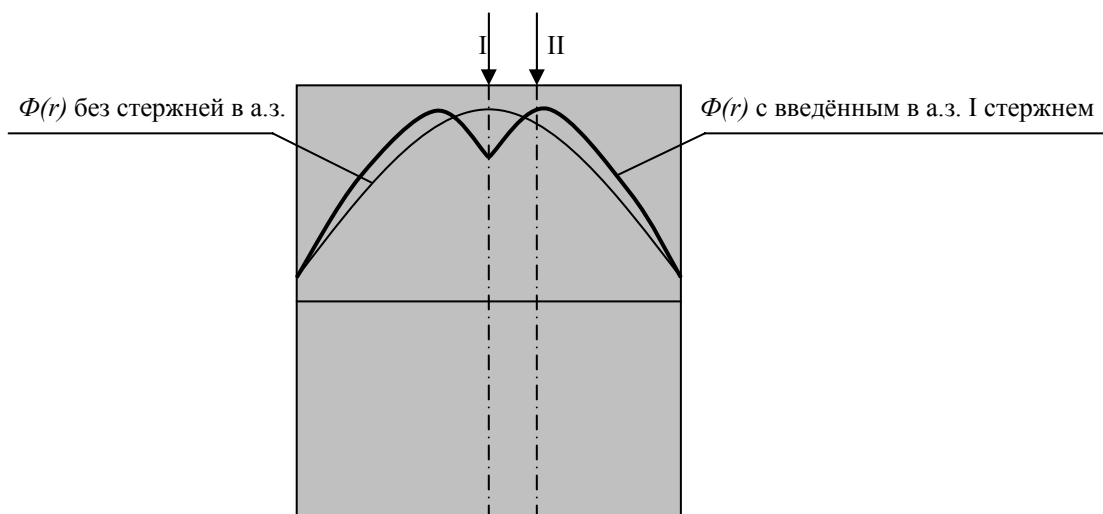


Рис.21.9. К пояснению понятия интерференции на примере двух стержней-поглотителей

Следовательно, при введении в активную зону стержень II теперь будет попадать в область, где среднее значение плотности потока тепловых нейтронов будет равно не Φ_{r0} (которое было до введения стержня I), а Φ_{r1} (которое установилось после введения стержня I), и в соответствии с уже известным правилом теории возмущений величина физического веса стержня II в данном примере *увеличится* в $\Phi_{r1}^2 / \Phi_{r0}^2$ раз.

Если поступить наоборот, то есть ввести в активную зону вначале стержень II, то его введение приведёт к изменению средней величины плотности потока тепловых нейтронов в области введения стержня I, и это новое значение Φ будет перед введением стержня I *невозмущённым для него*, так как теория возмущений всегда подразумевает под невозмущённым значением Φ ту его величину, которая *была перед введением* конкретного стержня в активную зону. Таким образом получается, что одновременное или последовательное введение в активную зону двух стержней хотя и даёт общий эффект воздействия на реактор ρ_{I+II} , независимый от одновременности или по-

следовательности введения стержней, но этот эффект практически всегда отличается от суммы физических весов этих стержней, получаемых при самостоятельном введении их в активную зону.

В больших реакторах энергоблоков АЭС стержни-поглотители поодиночке не используются, а применяются *группами*, состоящими из нескольких стержней, смонтированных на общей подвеске и поэтому перемещаемых *синхронно* с помощью автономных для каждой группы сервоприводов. Стержни, составляющие группу стараются располагать более или менее *симметрично* относительно оси активной зоны для того, чтобы перемещение группы по высоте активной зоны не давало заметных перекосов нейтронного поля.

Распространяя приведенные выше рассуждения на группу из m стержней-поглотителей, можно сказать, что физический вес этой группы как правило отличается в ту или иную сторону от суммы индивидуальных физических весов этих стержней:

$$\rho_{\text{гп}} \neq \sum_{i=1}^m \rho_i.$$

Величина отношения физического веса группы стержней-поглотителей к сумме их индивидуальных физических весов называется коэффициентом интерференции:

$$C = \frac{\rho_{\text{гп}}}{\sum_{i=1}^m \rho_i}. \quad (21.10.1)$$

Если $C > 1$ (то есть физический вес группы больше суммы физических весов составляющих группу стержней), *интерференция считается положительной*, а если же $C < 1$ – *отрицательной*.

Конечно, подбором положения составляющих группу стержней принципиально возможно добиться нужного эффекта интерференции, хотя это и представляет достаточно сложную задачу. Но это – проблема конструкторская, а не задача для практика-эксплуатационника. Практику же следует знать природу интерференции поглотителей и понимать, почему физический вес одной и той же группы стержней управления реактором может быть существенно различным, если он измеряется в различных условиях, когда в активной зоне реактора могут присутствовать различные количества других поглотителей: это – результат интерференции стержней. Поэтому когда говорится о физическом весе стержней той или иной группы, всегда нелишне указать, в каких условиях он определялся.

Интерференция подвижных поглотителей, если их много в реакторе, может изменять не только величины физических весов отдельных их групп, но, как следствие этого, изменяет и форму их характеристик (кривых дифференциальной и интегральной эффективности), которыми оператор пользуется для ведения некоторых физических расчётов. Изменчивость этих характеристик (как в процессе кампании, так и в различных режимах работы реактора) побуждает оперативный персонал реакторной установки заниматься регулярными физическими измерениями их в условиях, близких к рабочим.

21.11. Простейшие методы градуировки подвижных поглотителей

Градуировка поглотителя – это экспериментальное получение его физических характеристик – кривых дифференциальной и интегральной эффективности.

Из простейших методов градуировки подвижных поглотителей известны три: метод разгона, метод компенсации и метод «сброса». Здесь они называются простейшими, поскольку все они не требуют для проведения градуировочных измерений каких-либо сложных средств приборного оснащения.

21.11.1. Метод разгона. Этот метод является наиболее *универсальным* методом градуировки, так как он позволяет отградуировать любой стержень-поглотитель (или группу поглотителей) без применения *эталонных мер*, пригодных для сравнения различных поглотителей по их эффективности (например, в начале кампании, при физическом пуске реактора, когда известны лишь *расчётные* характеристики групп поглотителей, но нет ни одной достоверно измеренной их характеристики).

Суть метода состоит в том, что любое перемещение поглотителя вверх на произвольном участке ΔH от H_1 до H_2 приводит к сообщению критическому реактору положительной реактивности (равную изменению интегральной эффективности поглотителя в конечном и начальном положениях $\Delta\rho = \rho(H_2) - \rho(H_1)$), которую можно найти по величине измеренного периода удвоения мощности реактора T_2 , кратко называемого *периодом разгона*, из-за чего метод и получил такое название. Вы, разумеется, помните, что период удвоения мощности реактора жёстко связан с величиной сообщённой реактору реактивности *решением уравнения «обратных часов»*, так что, измерив величину периода, всегда можно найти ту величину реактивности, которая вызвала разгон мощности реактора с таким периодом. Период T_2 – это время удвоения величины мощности реактора, и его можно легко измерить с помощью обыкновенного секундомера.

Исходное состояние реактора. Для производства корректных измерений перед началом эксперимента реактор должен быть строго критичен *на минимально контролируемом уровне мощности*. Это требуется для того, чтобы в процессе эксперимента исключить проявление *температурных изменений реактивности* реактора, которые неизбежно появились бы при больших изменениях мощности реактора и, тем самым исказили бы результаты измерений реактивности от перемещения градуируемого поглотителя. Градуируемый поглотитель при этом в исходном состоянии находится в крайнем нижнем положении (на НКВ), критичность реактора устанавливается и поддерживается с помощью любого другого подвижного поглотителя.

Последовательность действий. Градуируемый поглотитель перемещается с НКВ в некоторое положение H_1 (на величину $\Delta H_1 = H_1$); при этом реактор становится надкритичным (подъёмом поглотителя ему сообщена положительная реактивность), и его мощность начинает расти; сделав необходимую паузу ($25 \div 30$ с), чтобы дать реактору выйти в режим разгона *с установившимся периодом*, измеряется период $(T_2)_1$, по величине которого из таблицы или графика решения уравнения «обратных часов» находится значение реактивности ρ_1 , вызвавшей разгон реактора с измеренным периодом T_2 . Эта величина и является величиной интегральной эффективности градуируемого поглотителя в положении H_1 (ведь именно она явилась результатом перемещения поглотителя от НКВ до положения H_1). Сразу после окончания измерения $(T_2)_1$ градуируемый поглотитель оставляется в положении H_1 , а реактор возвращается в исходное критическое состояние *на том же (минимально контролируемом) уровне мощности* путём введения в активную зону любого другого подвижного поглотителя.

Следующий шаг: поглотитель поднимается из положения H_1 до положения H_2 на некоторую величину $\Delta H_2 = H_2 - H_1$, в результате чего критическому на том же уровне мощности реактору опять сообщается некоторая величина положительной реактивности ρ_2 , равная изменению интегральной эффективности при перемещении поглотителя от H_1 до H_2 . Реактор начинает увеличивать свою мощность с установившимся периодом $(T_2)_2$, величина которого, как и в первом случае, может быть легко измерена, и по ней из графика решения уравнения «обратных часов» может быть найдена та величина положительной реактивности ρ_2 , которая вызвала разгон мощности реактора с таким периодом. Сразу после измерения периода $(T_2)_2$ реактор с помощью любого другого поглотителя (не градуируемого) возвращается в критическое состояние на исходном минимально контролируемом уровне мощности и стабилизируется на нём.

После чего начинается третий шаг экспериментальных измерений: градуируемый поглотитель из положения H_2 перемещается вверх в положение H_3 (на величину $\Delta H_3 = H_3 - H_2$); реактор начинает разгоняться; в процессе разгона мощности измеряется величина установившегося периода удвоения мощности реактора $(T_2)_3$, по которой из решения уравнения «обратных часов» находится величина положительной реактивности ρ_3 , вызвавшей разгон реактора с таким периодом. После чего реактор снова возвращается в состояние критичности на исходном уровне МКУМ с помощью постороннего (не градуируемого) поглотителя и стабилизируется на нём.

И так далее: шаговые перемещения градуируемого поглотителя вверх и соответствующие им измерения величины установившегося периода удвоения мощности продолжают до тех пор, пока градуируемый поглотитель не достигнет ВКВ (верхнего концевого выключателя), после чего реактор опять возвращается на МКУМ с помощью постороннего подвижного поглотителя.

Обработка результатов измерений и построение кривых интегральной и дифференциальной эффективности градуируемого стержня-поглотителя. Результаты фиксации положений градуируемого поглотителя, измерений периодов удвоения мощности реактора T_2 , извлечённых по ним значений реактивности и расчётов величин интегральной и дифференциальной эффективности сводятся в компактную таблицу (см. ниже).

Таблица 21.1. Результаты измерений и расчётов характеристик поглотителя методом разгона.

№	H_{i-1} , см	ΔH_i	$H_i = H_{i-1} + \Delta H_i$	$(T_2)_i$	$\Delta \rho_i$ из решения УОЧ	$\rho(H_i)$	$(H_i)_{cp} = 0.5(H_{i-1} + H_i)$	$\frac{\partial \rho}{\partial H} = \Delta \rho_i / \Delta H_i$
1	0	ΔH_1	$H_1 = \Delta H_1$	$(T_2)_1$	$\Delta \rho_1$	$\rho_1 = \Delta \rho_1$	H_{cp1}	$(\partial \rho / \partial H)_1$
2	H_1	ΔH_2	$H_2 = H_1 + \Delta H_2$	$(T_2)_2$	$\Delta \rho_2$	$\rho_2 = \Delta \rho_1 + \Delta \rho_2$	H_{cp2}	$(\partial \rho / \partial H)_2$
3	H_2	ΔH_3	$H_3 = H_2 + \Delta H_3$	$(T_2)_3$	$\Delta \rho_3$	$\rho_3 = \Delta \rho_1 + \Delta \rho_2 + \Delta \rho_3$	H_{cp3}	$(\partial \rho / \partial H)_3$
·	·	·	·	·	·	·	·	·
·	·	·	·	·	·	·	·	·
·	·	·	·	·	·	·	·	·
m	H_{m-1}	ΔH_m	$H_m = H_{m-1} + \Delta H_m$ (БКВ)	$(T_2)_m$	$\Delta \rho_m$	$\rho_m = \sum_{i=1}^m \Delta \rho_i$	$H_{cp m}$	$(\partial \rho / \partial H)_m$

По результатам таблицы строятся кривые интегральной и дифференциальной эффективности отградуированного поглотителя (рис.21.10).

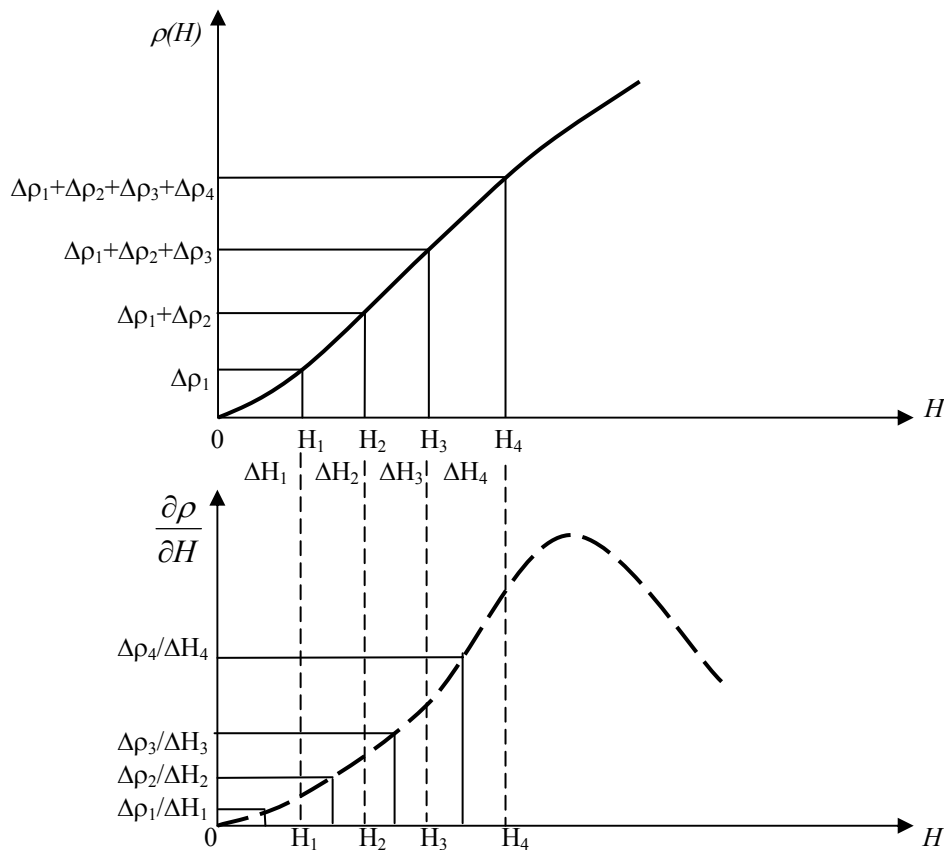


Рис.21.10. Построение кривых интегральной и дифференциальной эффективности поглотителя по данным таблицы 21.1.

Здесь уместны пару слов в пояснение формул таблицы 21.1. Если результат вычисления при первом измерении сразу даёт величину интегральной эффективности градуируемого поглотителя в положении H_1 , потому что вычисленная по измеренному периоду $(T_2)_1$ величина изменения реактивности $\Delta \rho_1$ явилась результатом подъёма поглотителя от НКВ до положения H_1 , то во всех последующих измерениях величина интегральной эффективности должна находиться **как сумма** всех изменений реактивности, явившихся результатами *шагового* подъёма поглотителя от НКВ до рассматриваемого конечного положения (H_i) .

Что касается величины дифференциальной эффективности, то при перемещении поглотителя от предыдущего положения (H_{i-1}) до рассматриваемого (H_i) на величину ΔH_i величина $\Delta \rho_i / \Delta H_i$ является *не локальной* дифференциальной эффективностью поглотителя в каком-то положении, а *средней величиной дифференциальной эффективности в диапазоне перемещения ΔH_i* , а потому она должна быть отнесена к *середине этого интервала* $H_{cp\ i} = 0.5 (H_{i-1} + H_i)$, положение которой и вычисляется в предпоследнем столбце таблицы. На графике кривой дифференциальной эффективности это среднее значение $(\partial \rho / \partial H)_i$ отсчитывается во всех случаях от общего нуля.

21.11.2. Метод компенсации. Использование метода компенсации при градуировке подвижных поглотителей (или их групп) подразумевает наличие в составе подвижных поглотителей реактора хотя бы одного поглотителя (группы) с достоверно измеренными и построенными характеристиками. Будем называть этот поглотитель *эталонным поглотителем*. Этот метод не столь универсален, как метод разгона, но он является более *быстрым*.

Суть метода. Метод основан на том, что любое перемещение *вверх* градуируемого поглотителя всегда можно *скомпенсировать* определённым перемещением эталонного стержня *вниз*, то есть так, что сообщаемая реактору градуируемым поглотителем *положительная* реактивность будет в точности равна по величине *отрицательной* реактивности, сообщаемой реактору за счёт перемещения эталонного поглотителя. Единственным ограничением в использовании этого метода является условие: физический вес эталонного поглотителя желательно иметь несколько большим, чем предполагаемый физический вес градуируемого поглотителя.

Исходное состояние. Ядерный реактор критичен на МКУМ (по той же причине, что и при градуировке методом разгона), причём градуируемый поглотитель находится на НКВ, а критичность реактора поддерживается с помощью эталонного поглотителя, то есть малыми перемещениями эталонного поглотителя добиваются стабилизации мощности реактора на определённом уровне в течение 3 – 5 минут.

За положением и перемещениями поглотителей оператор следит по штатным измерителям точного положения их. Мощность контролируется с помощью штатного измерителя нейтронной мощности реактора.

Последовательность действий. Градуируемый поглотитель поднимается с НКВ на некоторую величину ΔH_1 в положение H_1 , и сообщаемая при этом реактору положительная реактивность $\Delta \rho_1$ сразу же компенсируется адекватным перемещением эталонного поглотителя из исходного положения H_{30} на некоторую величину ΔH_{31} в положение H_{31} . После точной стабилизации реактора на исходном уровне мощности (МКУМ) записываются положения градуируемого и эталонного поглотителей H_1 , H_{30} и H_{31} .

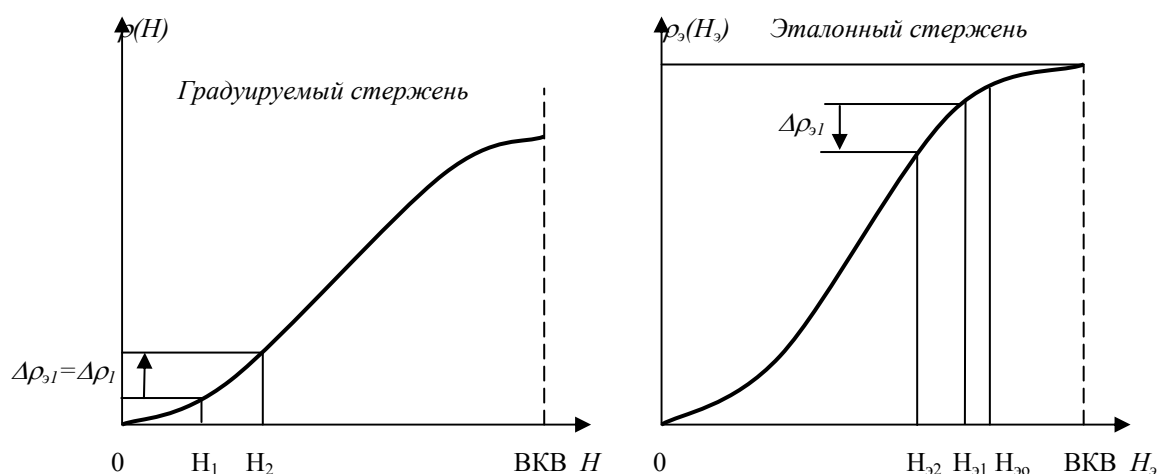


Рис.21.11. К пояснению идеологии градуировки поглотителя методом компенсации.

Следующий шаг: градуируемый стержень из положения H_1 поднимается на некоторую величину ΔH_2 в положение H_2 , а возникающая за счёт этого перемещения положительная реактивность сразу же компенсируется перемещением эталонного стержня вниз из положения H_{31} в положение

H_{32} (то есть на некоторую величину ΔH_{32}) и сразу после стабилизации мощности реактора на исходном уровне мощности (МКУМ) записываются положения обоих поглотителей в активной зоне.

Далее такие шаговые действия повторяются до тех пор, пока градуируемый стержень не достигнет верхнего концевого выключателя.

Обработка результатов измерений. Все зафиксированные в каждом перемещении значения положений обоих поглотителей и результаты последующих расчётов удобно свести в следующую таблицу.

Таблица 21.2. Результаты измерений и расчётов характеристик поглотителя методом компенсации.

№	Градуируемый поглотитель				Эталонный поглотитель		$\Delta\rho_i = \rho_{3i} - \rho_{3i-1}$ (по кривой ИЭ эталонного погл.)	$\rho(H_i) = \sum_{i=1}^m \Delta\rho_i$	$(\partial\rho/\partial H)_i = \Delta\rho_i/\Delta H_i$
	H_{i-1}	H_i	$\Delta H_i = H_i - H_{i-1}$	$H_{ср i} = (H_{i-1} + H_i)/2$	H_{3i-1}	H_{3i}			
1	0	H_1	$\Delta H_1 = H_1$	$H_1/2$	H_{30}	H_{31}	$\Delta\rho_1$	$\rho(H_1) = \Delta\rho_1$	$\Delta\rho_1/\Delta H_1$
2	H_1	H_2	$\Delta H_2 = H_2 - H_1$	$H_{ср 2}$	H_{31}	H_{32}	$\Delta\rho_2$	$\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2$	$\Delta\rho_2/\Delta H_2$
3	H_2	H_3	$\Delta H_3 = H_3 - H_2$	$H_{ср 3}$	H_{32}	H_{33}	$\Delta\rho_3$	$\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2 + \Delta\rho_3$	$\Delta\rho_3/\Delta H_3$
...
m	H_{m-1}	H_m	$\Delta H_m = H_m - H_{m-1}$	$H_{ср m}$	H_{3m-1}	H_{3m}	$\Delta\rho_m$	$\sum_{i=1}^m \Delta\rho_i$	$\Delta\rho_m/\Delta H_m$

Кривые интегральной и дифференциальной эффективности градуируемого поглотителя строятся по данным табл.21.2 точно таким же образом, как и при градуировке методом разгона мощности реактора.

21.11.3. Особенности градуировки методом компенсации при очень тяжёлом эталонном поглотителе. Если эталонный поглотитель очень тяжёл (то есть его физический вес в несколько десятков раз больше физического веса градуируемого поглотителя), то описанная методика для градуировки непригодна, так как обычный для градуировки шаг подъёма градуируемого поглотителя ($\Delta H_i \approx 15 - 20$ см) компенсируется *очень малым* перемещением эталонного поглотителя вниз (доли сантиметра), из-за чего воспользоваться кривой интегральной эффективности эталонного поглотителя для нахождения $\rho(H_{3i-1})$ и $\rho(H_{3i})$ для определения $\Delta\rho_i$ с должной степенью точности *оказывается невозможным*: точки на кривой интегральной эффективности очень близко расположены друг к другу.

В этом случае для вычисления значений $\Delta\rho_i$ пользуются кривой не интегральной, а *дифференциальной* эффективности эталонного поглотителя:

- с кривой дифференциальной эффективности эталонного поглотителя снимается значение дифференциальной эффективности в начальном (или конечном) положении – $(\partial\rho/\partial H)_{3i}$;

- умножая эту величину на величину перемещения эталонного поглотителя ΔH_{3i} , находят величину скомпенсированного перемещением эталонного поглотителя изменения реактивности $\Delta\rho_i \approx (\partial\rho/\partial H)_{3i} \cdot \Delta H_{3i}$.

Во всём остальном методика вычислений и построения характеристик не отличаются от описанной выше.

Преимущество метода компенсации перед методом разгона состоит не только в скорости градуировки поглотителей, но и в том, что градуировка методом компенсации может проводиться не только на МКУМ, но и в «горячем» состоянии (то есть при работе реактора на любом стационарном уровне мощности и при любой средней температуре теплоносителя). Для этого нужно лишь позаботиться о том, чтобы в процессе измерений сохранялись постоянными мощность, температура и давление теплоносителя, чтобы исключить влияние на результаты эксперимента мощностного, температурного и барометрического эффектов изменений реактивности.

21.11.4. Градуировка методом «сброса». Этот метод (или его разновидности) используется чаще всего для экспериментального определения физического веса аварийной защиты реактора. Речь идёт именно о физическом весе, а не о кривых интегральной эффективности, которые в практике эксплуатации не нужны, а нужно достоверное знание только суммарной эффективности всех групп поглотителей, которые образуют систему аварийной защиты и в процессе эксплуатации ис-

пользуются только совместно и синхронно. Определение физических весов каждой их групп любым из ранее описанных методов и их суммирование дадут сильно искажённое значение физического веса всей совокупности поглотителей аварийной защиты (из-за интерференции), поэтому необходим другой метод более точного (и быстрого) экспериментального нахождения физического веса аварийной защиты, причём в условиях, близких к рабочим.

Суть метода. Если в критическом на МКУМ реакторе осуществить быстрый одновременный ввод в его активную зону всех групп стержней АЗ, реактор, получая отрицательную реактивность, равную физическому весу АЗ, становится подкритическим.

Следовательно, определив величину введённой отрицательной реактивности, мы тем самым найдём и величину физического веса АЗ.

Измерение отрицательной реактивности. Это измерение в условиях АЭС осуществляется непосредственно, с помощью *реактиметра* (например, АИМР-8м – автоматического измерителя мощности и реактивности реактора). Электрический сигнал, пропорциональный мгновенному значению реактивности реактора со свободной пары выходных клемм прибора поступает на заранее отградуированный прибор-самописец, на диаграммной ленте которого и выполняется запись переходного процесса изменения реактивности реактора от момента начала «сброса» групп АЗ до момента практической стабилизации величины введённой ими отрицательной реактивности.

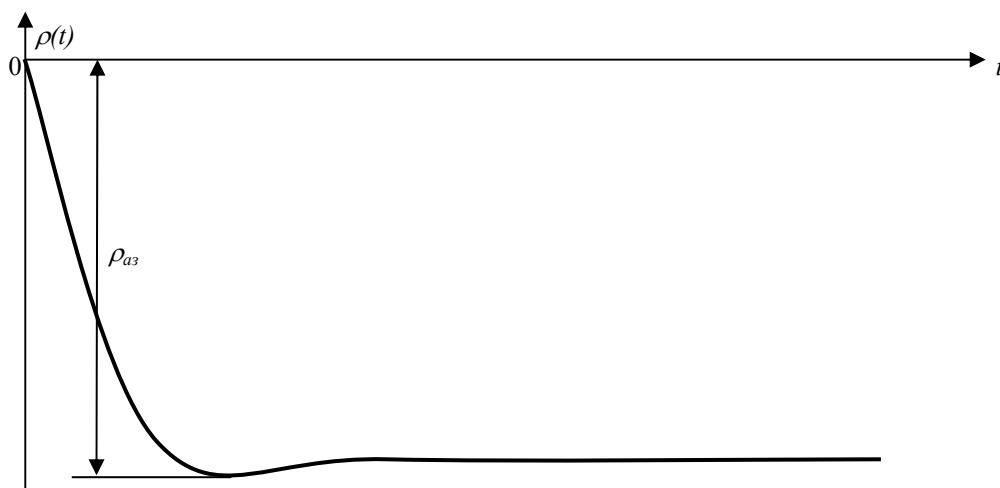


Рис.21.12. Качественный вид переходного процесса изменения отрицательной реактивности в процессе срабатывания аварийной защиты реактора.

Величина физического веса всей АЗ снимается непосредственно с графика переходного процесса $\rho(t)$. Физическим весом АЗ считается *максимальная* величина отрицательной реактивности: некоторое повышение величины $\rho(t)$ после точки минимума обусловлено вступлением в действие уже других эффектов реактивности (мощностного и температурного).

Тема 22

БОРНОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ ВВЭР

22.1. Сущность борного регулирования

Большие кампании активных зон энергетических реакторов требуют больших начальных запасов реактивности ($15 \div 22 \beta_0$), а, значит, и больших количеств поглотителей для их компенсации. Но перемещения в активной зоне «тяжёлых» поглотителей может вызывать сильное искажение нейтронного поля в реакторе, увеличивая неравномерность распределения $\Phi(r, H)$ и тем самым снижая экономические показатели работы энергоблока. Более того, в некоторых случаях перекосы нейтронного поля могут быть *опасными*, поскольку они приводят к возникновению *неустойчивости* нейтронного поля в реакторе.

Что же делать в таком случае? – Первая закономерно возникающая мысль: необходимо сделать так, чтобы введение поглотителя в активную зону было *равномерным по всему объёму активной зоны*. Эта идея и реализована в борном регулировании: жидкий поглотитель (борная кислота H_3BO_3) вводится в теплоноситель (воду) первого контура, и так как теплоноситель непрерывно циркулирует через активную зону реактора, в последней в любой момент времени будет содержаться строго определённое количество бора, равное произведению концентрации борной кислоты в теплоносителе на величину объёма, занимаемого теплоносителем в активной зоне. Следовательно, если величина концентрации борной кислоты в воде первого контура постоянна, то содержащаяся в объёме активной зоны борная кислота компенсирует определённую постоянную величину запаса реактивности, а если концентрация борной кислоты в первом контуре будет изменяться, то будет изменяться и скомпенсированный запас реактивности реактора. В этом – первичный смысл борного регулирования.

Таким образом, в начале кампании, создавая достаточно высокую концентрацию борной кислоты в воде, добиваются компенсации большей части начального общего запаса реактивности, оставляя на долю оперативного запаса небольшую величину, необходимую для обеспечения маневрирования реактора, и не превышающую величины $(0.6 \div 0.7)\beta_0$, обеспечивающей исключение возникновения ядерно-опасных ситуаций даже при ошибках операторов, связанных в высвобождением больших положительных реактивностей при перемещениях подвижных поглотителей в активной зоне.

Борное регулирование (в отличие от регулирования реактора с помощью подвижных поглотителей) при любых предусмотренных изменениях концентрации борной кислоты **практически не изменяет формы поля тепловых нейтронов в активной зоне**.

Поскольку первый контур АЭУ реакторов типа ВВЭР, к сожалению, *не герметичен* (существуют так называемые *контролируемые* протечки из циркуляционных насосов первого контура), вместе с протечками теплоносителя из первого контура непрерывно медленно исчезает и жидкий поглотитель. Для восполнения утечек борной кислоты из первого контура и для изменения её концентрации с целью обеспечения заданной безопасной величины оперативного запаса реактивности в составе реакторной установки с ВВЭР предусматривается **система борного регулирования**. Она состоит из насосов борного регулирования, ёмкостей для приготовления и хранения растворов борной кислоты и соединительных трубопроводов.

В обычном режиме система борного регулирования собрана таким образом, что производя забор раствора из *рабочей* ёмкости с концентрацией, равной концентрации борной кислоты в первом контуре, насосы борного регулирования подают этот раствор на всас штатных насосов системы подпитки первого контура, восполняя утечки из контура воды и борной кислоты и, тем самым, поддерживая величину концентрации борной кислоты в воде первого контура постоянной.

При необходимости уменьшения величины оперативного запаса реактивности реактора система борного регулирования работает по той же схеме, исключая только то, что забор раствора берётся насосами не из ёмкости с текущим значением концентрации борной кислоты, а из ёмкости с концентрацией её, равной 40 г/кг (считается, что раствор с $C_k = 40 \text{ г/кг}$ – *концентрированный* раствор борной кислоты), в которой этот раствор подготовлен заранее.

При необходимости повышения величины оперативного запаса реактивности подпитка первого контура ведётся уже не раствором борной кислоты, а *чистым дистиллатом*, тем самым, изменяя обычный баланс между утечкой борной кислоты (вместе с протечками первого контура) и её восполнением (от системы борного регулирования). Проще говоря, подпиткой первого контура чистой водой добиваются снижения концентрации кислоты в контуре путём *разбавления* раствора в нём чистой водой.

Таким образом, главными достоинствами борного регулирования, обусловившими применение этого способа регулирования в отечественных ВВЭР, являются:

- «мягкость» регулирования, то есть неизменность при регулировании *формы нейтронного поля* в активной зоне реактора;
- возможность поддержания текущей величины оперативного запаса реактивности реактора в требуемых безопасных пределах, исключающих возникновение режимов неуправляемого разгона реактора вследствие высвобождения больших положительных реактивностей при случайных ошибочных действиях оперативного персонала.

22.2. Характер изменения концентрации борной кислоты в первом контуре при водообмене

Дифференциальное уравнение баланса количества борной кислоты в первом контуре с объёмом воды в нём $V \text{ м}^3$ с плотностью воды $\gamma \text{ кг/м}^3$ и текущим значением концентрации борной кислоты $C(t) \text{ г/кг}$ имеет вид:

$$\gamma \cdot V \frac{dC}{dt} = C_n G_n - C(t) \cdot G_y, \quad (22.2.1)$$

где: $C_n \text{ г/кг}$ – концентрация борной кислоты в подпиточной воде (в баке борного регулирования);

$G_n \text{ кг/с}$ – массовый расход, обеспечиваемый системой подпитки I контура;

$G_y \text{ кг/с}$ – расход утечек (дренажа) первого контура.

Здесь первое слагаемое правой части (22.2.1) – скорость увеличения массы борной кислоты в первом контуре, приходящей из системы борного регулирования через систему подпитки, а второе – скорость убыли массы борной кислоты из I контура за счёт утечек из первого контура.

В стационарном режиме работы I контура, когда расход утечек в точности восполняется расходом подпитки I контура ($G_n = G_y$), а именно этот режим строго соблюдается на практике (иначе в контуре давление теплоносителя либо растёт при $G_n > G_y$, либо падает при $G_n < G_y$), и поэтому уравнение (22.2.1) с учётом этого условия будет:

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{G_n}{\gamma V} [C(t) - C_n]. \quad (22.2.2)$$

Если в некоторый момент времени $t = 0$, принимаемый за момент начала отсчёта переходного процесса, величина концентрации борной кислоты в контуре была C_o , то решение уравнения (22.2.2) при таком начальном условии будет:

$$C(t) = C_n - (C_n - C_o) \exp\left(-\frac{G_n}{\gamma \cdot V} t\right), \quad (22.2.3)$$

- то есть изменение концентрации борной кислоты в I контуре в самом общем случае водообмена **происходит во времени по экспоненциальному закону**.

Для практика интересны два частных случая характера изменения концентрации борной кислоты, а именно:

а) Если начальное значение концентрации $C_o = 0$ (что бывает при первом вводе борной кислоты в воду первого контура), то:

$$C(t) = C_n \left[1 - \exp\left(-\frac{G_n}{\gamma \cdot V} t\right) \right], \quad (22.2.4)$$

то есть при первичном вводе борной кислоты в контур нарастание концентрации борной кислоты происходит по экспоненциальному закону, причём для конкретной АЭУ, работающей в режиме с фиксированными параметрами, темп нарастания концентрации определяется только величиной концентрации кислоты в баке борного регулирования (C_n) и производительностью подпиточных насосов первого контура (G_n).

Чем больше подача подпиточных средств, тем выше темп нарастания концентрации борной кислоты в воде I контура. Чем выше концентрация борной кислоты в подпиточной воде, тем выше скорость роста концентрации кислоты в I контуре. Характер роста концентрации кислоты в контуре показан на рис.22.1.

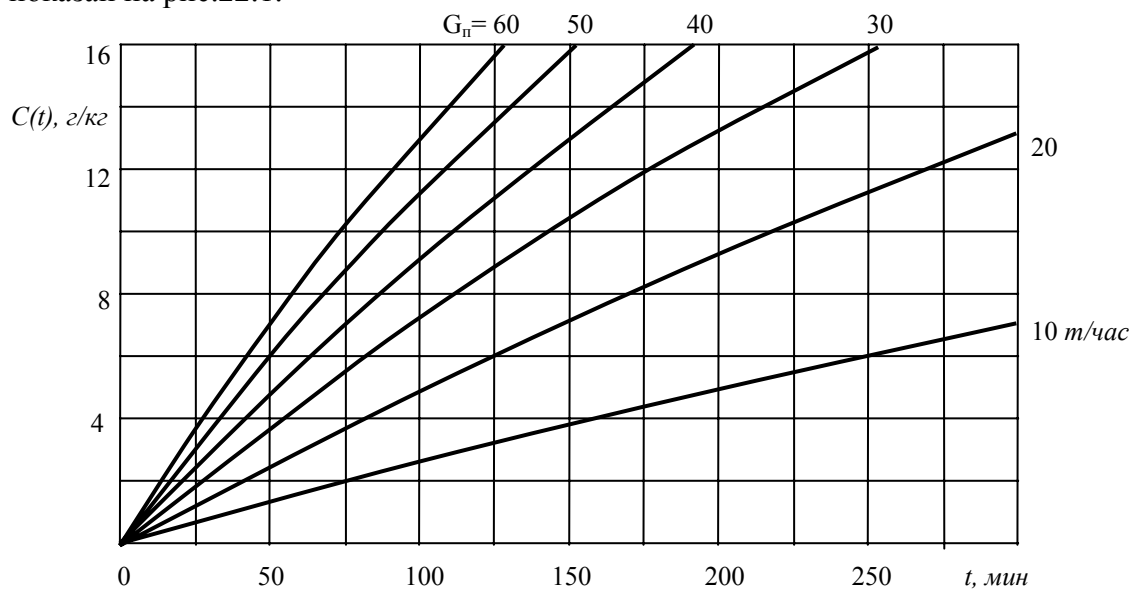


Рис.22.1. Рост концентрации борной кислоты при первичном вводе её в первый контур (концентрация вводимого раствора – 40 г/кг)

б) Случай, когда $C_n = 0$ (то есть при разбавлении теплоносителя I контура чистым дистиллатом):

$$C(t) = C_o \exp\left(-\frac{G_n}{\gamma \cdot V} t\right). \quad (22.2.5)$$

Как видим, и в этом случае (рис.22.2) падение величины концентрации борной кислоты в воде I контура происходит по экспоненциальному закону, задаваемому в конкретной АЭУ только производительностью подпиточных средств (равной расходу протечек первого контура).

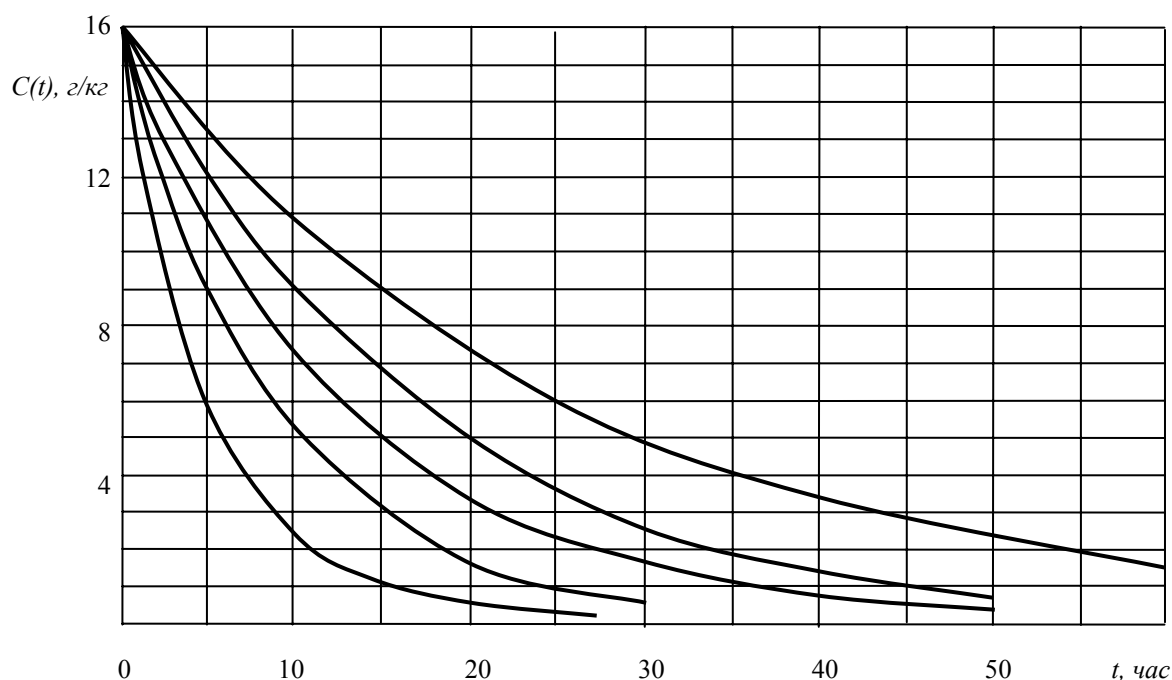


Рис.22.2. Снижение концентрации борной кислоты в реакторе ВВЭР-1000 при расходах подпитки первого контура чистым дистиллатом (сверху вниз) – 10, 15, 20, 30, 50 т/час.

Пользуясь подобными графиками (а они обязательно входят в состав рабочей документации оператора РУ), можно решать два типа практических задач:

- по заданным величинам начальной концентрации борной кислоты C_1 и массового расхода системы подпитки G_n рассчитывать величину концентрации борной кислоты $C(t)$, которая будет иметь место через время t работы системы подпитки в таком режиме;
- по заданным величинам начальной и конечной концентраций борной кислоты в теплоносителе 1 контура определять время работы подпиточных средств с заданным расходом;
- по заданной пусковой концентрации борной кислоты и положению рабочей группы ОР СУЗ в момент пуска в заданный момент кампании определять величину допустимого расхода подпиточных средств при подпитке первого контура чистым дистиллатом, обеспечивающего безопасную величину скорости высвобождения положительной реактивности при пуске реактора.

*) О том, как решаются задачи последнего типа, будет сказано немного позднее.

22.3. Эффективность борной кислоты

Как и подвижные поглотители, эффективность борной кислоты принято оценивать двумя характеристиками, называемыми *интегральной и дифференциальной эффективностью борной кислоты*.

Интегральной эффективностью борной кислоты при заданной её концентрации в первом контуре C называется величина положительной реактивности, теряемой реактором, при повышении концентрации борной кислоты в его теплоносителе от нуля до этой концентрации C .

Можно выразиться и «наоборот»: интегральная эффективность борной кислоты при текущем значении её концентрации C – есть величина положительной реактивности, высвобождаемой при полном удалении борной кислоты из теплоносителя первого контура РУ.

Интегральная эффективность борной кислоты обозначается символом $\rho_c(C)$ и измеряется в единицах реактивности (а.е.р., проценты, доли β и др.).

В соответствии с определением очевидно, что интегральная эффективность борной кислоты при нулевой концентрации борной кислоты *равна нулю*; по смыслу этого определения можно понять, что интегральная эффективность борной кислоты – величина *принципиально отрицательная* (: при повышении концентрации борной кислоты запас реактивности реактора *только теряется*).

Мерой эффекта повышения поглощающей способности активной зоны за счёт введения в неё борной кислоты аналогична по смыслу мерам других подобных эффектов реактивности реактора (отравления, шлакования, воспроизводства и др.) и называется *относительным поглощением тепловых нейтронов борной кислотой* (или просто *бором*, поскольку поглощающая способность борной кислоты более чем на 99 % определяется одним компонентом – бором):

$$q_c(C) = \frac{\sigma_a^B \cdot N_B(C) \cdot \bar{\Phi}_B \cdot V_{mn}}{\sigma_a^5 \cdot N_5 \cdot \bar{\Phi}_m \cdot V_m} = \frac{\sigma_a^B}{\sigma_a^5} \cdot \frac{\bar{\Phi}_{mn}}{N_5 \cdot \bar{\Phi}_m} \cdot \frac{V_{mn}}{V_m} \cdot N_B(C). \quad (22.3.1)$$

Здесь $N_B(C)$, см^{-3} – ядерная концентрация бора в теплоносителе;

$\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{mn}$, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ – среднее значение плотности потока тепловых нейтронов, пронизывающего бор в теплоносителе активной зоны реактора;

$\bar{\Phi}_m$, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ – среднее значение плотности потока тепловых нейтронов, пронизывающего топливо в твэлах активной зоны реактора;

V_{mn} и V_m , см^3 – соответственно объёмы теплоносителя и топливной композиции в активной зоне реактора.

Если предположить, что реактор всю кампанию работает на постоянном уровне мощности,

то величина произведения в знаменателе $N_5(t)\Phi_m(t) = idem = N_5^o\Phi_m^o$, то есть в любой момент кампании определяется произведением этих величин в начале кампании. Ядерная концентрация бора (N_B) всегда пропорциональна молекулярной концентрации борной кислоты ($N_{H_3BO_3}$), которая, в свою очередь, всегда пропорциональна массовой концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура (C). Следовательно, первая и последняя из трёх упомянутых величин всегда связаны между собой прямой пропорциональной зависимостью ($N_B(C) \equiv C$, где a - некоторый постоянный коэффициент пропорциональности).

Небольшой экскурс в химию. Массовая концентрация C , которая используется на АЭС для оценки степени насыщенности теплоносителя борной кислотой, - это *доля массы борной кислоты в единичной массе её водного раствора*:

$$C = \frac{M_{H_3BO_3}}{M_{H_2O} + M_{H_3BO_3}} = \frac{\gamma_{BK} \cdot V_{BK}^*}{\gamma_{H_2O} \cdot V_{H_2O}^* + \gamma_{BK} \cdot V_{BK}^*},$$

где V_{BK}^* и $V_{H_2O}^*$ - парциальные объёмы борной кислоты и воды в растворе, а γ_{BK} и γ_{H_2O} - плотности борной кислоты и воды соответственно.

Выражение для массы раствора борной кислоты в воде, стоящее в знаменателе, можно выразить через *среднюю* величину плотности раствора (обозначим её γ_{TH}), умноженную на общий объём раствора $V_{TH} = V_{H_2O}^* + V_{BK}^*$, то есть:

$$C = \frac{\gamma_{BK} \cdot V_{BK}^*}{\gamma_{TH} \cdot V_{TH}}. \quad (22.3.2)$$

Молекулярная концентрация борной кислоты в кристаллическом её виде может быть найдена по традиционной формуле через плотность её и число Авогадро:

$$N_{BK}^* = \frac{\gamma_{BK} \cdot N_A}{A_{BK}},$$

и эта величина будет равна *ядерной концентрации бора* в кристаллической борной кислоте (: в каждой молекуле H_3BO_3 содержится *один* атом бора, а, следовательно, и *одно ядро бора*):

$$N_B^* = \frac{\gamma_{BK}}{A_{BK}} \cdot N_A.$$

При разбавлении в воде эта концентрация, очевидно, будет уменьшаться пропорционально доле объёма, который занимает борная кислота в растворе:

$$N_B = N_B^* \cdot \frac{V_{BK}^*}{V_{BK}^* + V_{H_2O}^*} = \frac{N_A}{A_{BK}} \cdot \frac{\gamma_{BK} \cdot V_{BK}^*}{V_{BK}^* + V_{H_2O}^*} = \gamma_{TH} \frac{N_A}{A_{BK}} \cdot \frac{\gamma_{BK} \cdot V_{BK}^*}{\gamma_{TH}(V_{BK}^* + V_{H_2O}^*)} = \gamma_{TH} \cdot \frac{N_A}{A_{BK}} \cdot C.$$

Итак, ядерная концентрация бора N_B во всех случаях жизни пропорциональна реальной плотности теплоносителя γ_{TH} и величине принятой в расчётах массовой концентрации C :

$$N_B = a \cdot \gamma_{TH} \cdot C, \quad (22.3.2)$$

где символом a для краткости обозначена комбинация двух констант (N_A/A_{BK}).

С учётом этих замечаний, выражение (22.3.1) приобретает вид:

$$q_c(C) = a \cdot \gamma_{TH} \frac{\sigma_a^B}{\sigma_a^5} \cdot \frac{\bar{\Phi}_{TH}}{N_5^o \cdot \bar{\Phi}_m^o} \cdot \frac{V_{TH}}{V_m} \cdot C, \quad (22.3.3)$$

Потери реактивности от введения в теплоноситель в реакторе бора (то есть величина интегральной эффективности борной кислоты) связаны с величиной $q_c(C)$ пропорциональной связью, причём, как и в других эффектах реактивности коэффициентом пропорциональности служит *коэффициент использования тепловых нейтронов в реакторе без борной кислоты*:

$$\rho_c(C) = -\theta \cdot q_c(C) = -a \cdot \gamma_{mn} \cdot \theta \cdot \frac{\sigma_a^B}{\sigma_a^5 \cdot N_5^o} \cdot \frac{\bar{\Phi}_{mn}}{\bar{\Phi}_{mk}^o} \cdot \frac{V_{mn}}{V_m} \cdot C. \quad (22.3.4)$$

Из (22.3.4) можно заключить, что величина интегральной эффективности борной кислоты изменяется пропорционально текущему значению концентрации её в воде первого контура. Это означает, что в процессе кампании с уменьшением C величина интегральной эффективности борной кислоты уменьшается во времени по линейному закону. На деле имеет место заметное отклонение от линейности, которое объясняется тем, что, во-первых, снижение концентрации H_3BO_3 в процессе кампании и выполняется как раз ровно настолько, насколько необходимо для поддержания величины θ , снижающейся за счёт выгорания и шлакования основного топлива. Во-вторых, в процессе кампании изменяется (в сторону уменьшения) величина отношения $\bar{\Phi}_B / \bar{\Phi}_{mk}^o$, являющегося коэффициентом проигрыша в использовании тепловых нейтронов.

Дифференциальной эффективностью борной кислоты $\alpha_c(C)$ при заданной её концентрации в воде 1 контура C называется изменение реактивности реактора при единичном (на 1 г/кг) её увеличении сверх этой концентрации.

Как следует из определения, дифференциальная эффективность борной кислоты является логическим аналогом дифференциальной эффективности подвижных поглотителей, и называется она так потому, что представляет собой производную интегральной эффективности борной кислоты при рассматриваемой её концентрации C в контуре:

$$\alpha_c(C) = \frac{\partial \rho_c}{\partial C}. \quad (22.3.5.)$$

Следовательно, величина интегральной эффективности кислоты при данной её концентрации связана с дифференциальной эффективностью интегральной зависимостью:

$$\rho_c(C) = \int_0^C \alpha_c(C) \cdot dC. \quad (22.3.6)$$

Поскольку концентрацию борной кислоты принято измерять в г/кг, наиболее употребительной размерностью дифференциальной эффективности борной кислоты является %/г/кг.

При больших (> 10 г/кг) изменениях концентрации борной кислоты изменения реактивности, обусловленные изменением её концентрации, учитывая нелинейность зависимости $\rho_c(C)$, должны находиться как разница интегральных эффективностей борной кислоты при конечной и начальной её концентрациях:

$$\Delta \rho_c = \rho_c(C_2) - \rho_c(C_1). \quad (22.3.7)$$

При относительно небольших изменениях концентрации борной кислоты (< 6 г/кг, что чаще всего и имеет место в эксплуатационной практике) нелинейностью зависимости $\rho_c(C)$ можно пренебречь и находить изменение реактивности вследствие изменения концентрации борной кислоты по формуле:

$$\Delta \rho_c \approx \alpha_c(C_1) \cdot (C_2 - C_1), \quad (22.3.8)$$

в которой знак приближительности равенства указывает на тот факт, что в небольших интервалах изменения концентрации $\Delta C = C_2 - C_1$ зависимость $\rho_c(C)$ можно считать приблизительно линейной, а, следовательно, величину дифференциальной эффективности кислоты α_c – постоянной.

Дифференциальная эффективность борной кислоты α_c , как и интегральная её эффективность, – величина *принципиально отрицательная* (: единичное увеличение концентрации кислоты в воде контура *всегда* приводит к *потере* оперативного запаса реактивности). Поэтому знак изменений запаса реактивности реактора вследствие изменений концентрации кислоты в теплоносителе

при расчёте по формуле (22.3.7) учитывается автоматически: если $C_2 > C_1$ (то есть имеет место увеличение концентрации кислоты в контуре), то величина $\Delta\rho_c$ получается *отрицательной* (запас реактивности реактора *теряется*); если же $C_2 < C_1$ (концентрация снижается), то величина $\Delta\rho_c$ получается *положительной*, что свидетельствует о *высвобождении* запаса реактивности.

Сказанное позволяет оператору РУ легко рассчитывать любые изменения запаса реактивности вследствие изменений концентрации борной кислоты при одном условии: величина дифференциальной эффективности борной кислоты в момент выполнения этих изменений *достоверно известна*.

12.4. Факторы, определяющие величину дифференциальной эффективности борной кислоты

Подстановка (22.3.4) в (22.3.5) с последующей операцией дифференцирования даёт следующее выражение для дифференциальной эффективности борной кислоты:

$$\alpha_c(C) = -a \cdot \gamma_{mn} \cdot \theta \cdot \frac{\sigma_a^B}{\sigma_a^5 \cdot N_5^o} \cdot \frac{\bar{\Phi}_{mn}}{\bar{\Phi}_m^o} \cdot \frac{V_{mn}}{V_m}. \quad (22.4.1)$$

Из вида выражения (22.4.1) можно сделать следующие выводы:

а) Величина дифференциальной эффективности борной кислоты, в отличие от интегральной эффективности, *не зависит* от абсолютной величины концентрации её в контуре (C). Действительно, в (22.4.1) в явном виде величина C отсутствует.

б) Величина α_c существенно зависит от *уровня мощности* (N_p), на котором работает реактор. Величина $N_5^o \cdot \Phi_m^o$ (вспомните: $N_p = C_N \cdot N_5(t) \cdot \Phi_m(t) = C_N \cdot N_5^o \cdot \Phi_m^o$) *пропорциональна уровню мощности* реактора. Следовательно, абсолютная величина дифференциальной эффективности борной кислоты при прочих равных условиях оказывается *обратно пропорциональной величине мощности*, на которой работает реактор. Чем *больше* уровень мощности реактора, тем (*и во столько же раз*) *меньше* абсолютное значение дифференциальной эффективности борной кислоты.

в) Величина дифференциальной эффективности борной кислоты изменяется в процессе кампании активной зоны реактора, а именно *растёт* с энерговыработкой реактора W (или с ростом степени выгорания ядерного топлива z). Допустите на минуту, что реактор в течение всей кампании работает на постоянном уровне мощности (то есть величина произведения $N_5(t) \cdot \Phi_m(t) = N_5^o \cdot \Phi_m^o = idem$). Величина коэффициента использования тепловых нейтронов в течение всей кампании поддерживается постоянной (несмотря на выгорание и шлакование ядерного топлива) за счёт удаления борной кислоты и выгорания выгорающего поглотителя ($\theta_o = \theta(z) = idem$). Но средняя величина плотности потока тепловых нейтронов в топливе твэлов $\Phi_m(z) = \Phi_o / (1-z)$ для поддержания в процессе кампании постоянного уровня мощности всё же увеличивается, а вместе с ней приблизительно в той же степени увеличивается и величина средней плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе-теплоносителе ($\bar{\Phi}_{mn}$). Вот почему, несмотря на то, что величина произведения в знаменателе $N_5(z) \cdot \Phi_m(z) = N_5^o \cdot \Phi_m^o = idem$, величина дифференциальной эффективности борной кислоты $\alpha_c(z)$ в процессе кампании *растёт* приблизительно пропорционально величине $1/(1-z)$.

г) Наконец, величина дифференциальной эффективности борной кислоты α_c в любой момент кампании зависит от величины средней температуры теплоносителя. Дело здесь не только (и не столько) в том, что температура теплоносителя пропорциональна *температуре нейтронов* T_n , с возрастанием которой максвелловский спектр тепловых нейтронов *ужестчается*, вследствие чего снижаются величины эффективных сечений поглощения ^{235}U и бора в теплоносителе. Величина их отношения:

$$\frac{\sigma_a^B}{\sigma_a^5} = \frac{\sigma_{ao}^B \cdot 0.886 \cdot \sqrt{\frac{293}{T_n}}}{\sigma_{ao}^5 \cdot 0.886 \cdot \sqrt{\frac{293}{T_n}} \cdot g_a^5(T_n)} = \frac{\sigma_{ao}^B}{\sigma_{ao}^5} \cdot \frac{1}{g_a^5(T_n)}$$

даже несколько *возрастает*, но только за счёт того, что величина фактора Весткотта для сечения поглощения ^{235}U с ростом T_n *уменьшается*. С температурным возрастанием указанного отношения сечений абсолютная величина α_c *возрастает*.

Более того, рост температуры теплоносителя, как известно, приводит к некоторому ослаблению внешнего блок-эффекта (= к снижению относительного поглощения тепловых нейтронов в замедлителе), благодаря чему возрастает величина *коэффициента использования тепловых нейтронов* θ , что также приводит к некоторому *увеличению* абсолютной величины α_c .

Но с ростом температуры теплоносителя снижается его плотность, вследствие чего (см. ф.(22.4.1)) абсолютная величина α_c *уменьшается*.

То есть в итоге происходит конкуренция двух положительных (*ядерных*) факторов против одного отрицательного (*плотностного*). Расчёт (и практика) показывают, что превалирующим из них в реакторах типа ВВЭР является

Тема 23

РАСЧЁТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ
ВВЭР ПРИ ЕГО ЭКСПЛУАТАЦИИ

Ядерный реактор, как следует из всего рассмотренного ранее, является достаточно *опасным* инженерным сооружением. Именно поэтому оператору всякий раз, прежде чем браться за ключи управления, требуется *представить*, как реактор отзовётся на предпринимаемое воздействие и к чему может привести это воздействие. Разумеется, в процессе накопления управленческого опыта оператор приобретает некоторые навыки, позволяющие ему действовать без больших умственных нагрузок, почти автоматически, будучи уверенным при этом, что ничего серьёзного или опасного для реактора эти действия не повлекут.

Однако, безошибочность действий оператора, как принято считать, имеет свои пределы. Поэтому реакторная установка, которая *принципиально* менее сложна, чем самый обыкновенный двигатель внутреннего сгорания, оснащается превеликим множеством различных блокировок и защит, предотвращающих возможность из ошибки оператора возникнуть аварийной ситуации, могущей привести к тяжёлым последствиям.

23.1. Расчёт пусковой критической концентрации борной кислоты

Реакторная установка энергоблока АЭС с ВВЭР тем успешнее оправдывает своё назначение *экономически*, чем на более высоком уровне мощности *непрерывно* работает реактор в течение всей кампании. Это понятно: всякое понижение уровня мощности и, тем более, останов реактора на некоторое время влечёт за собой недовыработку отдаваемой в сеть электрической мощности. Поэтому останов энергоблока в процессе кампании – это всегда *вынужденный* останов (вследствие возникновения аварийной ситуации), и время стоянки реактора должно быть сокращено до минимума: как только причины останова реактора устраняются, реактор пускается вновь самым срочным порядком, чтобы энергоблок работал и выдавал электроэнергию.

Об этом упомянуто лишь для того, чтобы отметить как факт: стоянки реактора АЭС во время кампании, как *правило, кратковременны* (не более трёх суток), после чего всегда сразу следует пуск.

Пуск ВВЭР – операция приведения реактора из подкритического состояния в критическое путём снижения концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура от *стояночного* значения до величины, при которой реактор становится критическим. Эта величина и называется *пусковой концентрацией* борной кислоты.

Расчёт пусковой концентрации борной кислоты основывается на знании величины концентрации её в контуре в ближайший предшествующий по времени момент, когда реактор был последний раз критичен – в момент предшествующего пуску останова реактора. При этом подразумевается, что основные характеристики состояния реактора в момент останова известны. То есть известны:

C_o , г/кг – концентрация борной кислоты в теплоносителе первого контура в момент останова;

N_p , % $N_p^{ном}$ – уровень мощности, на котором работал последние трое суток перед остановом реактор;

W , э.с. – энерговыработка реактора в момент останова;

\bar{t}_m^o , °C – средняя температура теплоносителя в реакторе в момент останова;

H_o , % – положение рабочей группы ОР СУЗ в момент останова.

Кроме того, известны основные параметры состояния реактора в момент предстоящего пуска, а именно:

\bar{t}_m^n , °C – средняя температура теплоносителя в реакторе в момент пуска;

$\tau_{ст}$, час – время стоянки реактора (от момента останова до момента пуска);

$H_{п}$, % – положение рабочей группы ОР СУЗ в момент предстоящего пуска.

*) Относительно H_n уместно сразу отметить, что в соответствии с правилами, зафиксированными в Технологическом Регламенте по безопасной эксплуатации реакторной установки, при пуске рабочая группа устанавливается в положение её максимальной эффективности. Это положение изменяется в процессе кампании. Поэтому рекомендации ТРБЭ по пусковому положению рабочей группы для различных топливных загрузок ВВЭР даются в зависимости от *периода кампании*. Например, для 5-й топливной загрузки ВВЭР-1000 1-го энергоблока ХАЭС рекомендуется при энерговыработках $W < 200$ э.с. пусковое положение рабочей (10-й) группы $H_n = 40\%$ её хода от низа активной зоны, а при $W \geq 200$ э.с. – 60% .

23.1.1. Теоретические основы расчёта. Поскольку в оба рассматриваемых момента (в момент останова и в момент пуска) реактор находится в *критическом состоянии*, то в обоих случаях его реактивность $\rho = 0$. И, следовательно, изменение реактивности за период времени между остановом и пуском $\Delta\rho = 0$.

Все происходящие за этот период времени изменения реактивности реактора обусловлены следующими физическими процессами:

а) Переотравлением реактора ксеноном. В момент останова реактор после длительной работы на постоянном уровне мощности N_p^o был *стационарно отравлен* ксеноном на этом уровне мощности. После останова реактора, как известно, начинается нестационарное его переотравление («йодная яма»), и, если время стоянки реактора до пуска не превышает трёх суток, полностью (до нуля) реактор разотравиться не успеет. В этом случае величина переотравления $\Delta\rho_{Xe}$ находится по графику йодной ямы после останова реактора с заданного уровня мощности N_p^o по времени стоянки реактора $\tau_{ст}$.

Если же время стоянки реактора после останова превышает трое суток, то за это время он полностью разотравится, то есть изменение реактивности за счёт переотравления ксеноном в этом случае будет равно

$$\Delta\rho_{Xe} = 0 - \rho_{Xe}^{cm}(N_p^o) = -\rho_{Xe}^{cm}(N_p^o), \quad (23.1)$$

и величина стационарного отравления $\rho_{Xe}^{cm}(N_p^o)$ в этом случае снимается с кривой стационарных отравлений реактора, действительной в заданный момент кампании.

б) Температурным изменением реактивности за счёт того, что средние температуры теплоносителя в реакторе в моменты останова и пуска не одинаковы (как правило, после останова реактор начинает расхолаживаться). Температурное изменение реактивности рассчитывается по формуле:

$$\Delta\rho_t = \alpha_t(\bar{t}_T^n - \bar{t}_T^o), \quad (23.2)$$

где $\alpha_t, \text{ } \%/^\circ\text{C}$ – температурный коэффициент реактивности теплоносителя, снимаемый с графика $\alpha_t = f(W)$ для данного момента кампании W .

*) Заметим, что, поскольку величина температурного коэффициента реактивности теплоносителя в любой момент кампании – величина *отрицательная*, а $\bar{t}_T^n \leq \bar{t}_T^o$, температурное изменение реактивности всегда получается величиной *положительной*.

в) Мощностным изменением реактивности, поскольку в момент останова реактор был на уровне мощности N_p^o , а в момент пуска он достигает критичности на нулевом уровне мощности. Величина мощностного изменения реактивности равна:

$$\Delta\rho_N = \alpha_N(0 - N_p^o), \quad (23.3)$$

где величина мощностного коэффициента реактивности $\alpha_N, \text{ } \%/MВт$, как и величина ТКР теплоносителя снимается с графика $\alpha_N = f(W)$ для энерговыработки W , соответствующей данному моменту кампании.

г) Изменением реактивности за счёт неодинакового положения рабочей группы ОР СУЗ в моменты пуска и останова. Эта величина находится как разница интегральных эффективностей рабочей группы в моменты пуска и останова:

$$\Delta\rho_{pg} = \rho_{pg}(H_n) - \rho_{pg}(H_o), \quad (23.4)$$

снимаемой с кривой интегральной эффективности рабочей группы ОР СУЗ для данного момента кампании.

*) Поскольку аксиальная составляющая нейтронного поля в реакторе изменяется в процессе кампании, - изменяется и кривая интегральной эффективности рабочей группы. Обычно в распоряжении оператора есть две расчётные кривые интегральной эффективности рабочей группы – на момент начала кампании и на момент конца кампании. Поэтому для более точного расчёта величины $\Delta\rho_{p2}$ следует прибегнуть к двойной линейной интерполяции: найти вначале точное значение $\rho_{p2}^n(W)$ для данного момента кампании W :

$$\rho_{p2}^n(W) = (\rho_{p2}^n)_{нк} + \frac{(\rho_{p2}^n)_{кк} - (\rho_{p2}^n)_{нк}}{W_{ном}} \cdot W, \quad (23.5)$$

где W , э.с. – текущее (данное) значение энергоснабжения загрузки реактора;

$W_{ном}$, э.с. – номинальное (расчётное) значение энергоснабжения загрузки;

$(\rho_{p2}^n)_{нк}$ и $(\rho_{p2}^n)_{кк}$, % - значения интегральной эффективности рабочей группы ОР СУЗ в начале и конце кампании, снимаемые с кривых интегральной эффективности рабочей группы соответственно для начала и конца кампании загрузки активной зоны.

Точно такая же операция проводится и для величины $\rho_{p2}^o(W)$:

$$\rho_{p2}^o(W) = (\rho_{p2}^o)_{нк} + \frac{(\rho_{p2}^o)_{кк} - (\rho_{p2}^o)_{нк}}{W_{ном}} \cdot W, \quad (23.6)$$

после чего значения $\rho_{p2}^n(W)$ и $\rho_{p2}^o(W)$ подставляются в формулу (23.4).

д) Изменением реактивности за счёт разницы концентраций борной кислоты в теплоносителе первого контура в моменты останова и пуска реактора. Эта величина находится по формуле:

$$\Delta\rho_c = \alpha_c (C_n - C_o), \quad (23.7)$$

где α_c , %/г/кг – величина дифференциальной эффективности борной кислоты в рассматриваемый момент кампании, находящаяся имеющихся в распоряжении оператора таблиц или графиков зависимости этой величины от энергоснабжения W ;

C_n и C_o , г/кг – величины концентраций борной кислоты при пуске и останове реактора соответственно.

е) Нестационарным переотравлением реактора самарием за время стоянки. Если реактор после останова бездействует достаточно длительное время (более 5 суток), то он, как известно, попадает в «прометиевый провал», а если стоянка длится более 10 суток, - он достигает «дна прометиевого провала». Как уже отмечалось, этот случай совершенно нетипичен для практики эксплуатации реакторов АЭС, но всё же полностью его возможность не исключается. Для нахождения нестационарного переотравления реактора самарием за время длительной стоянки необходимо знать:

- средний уровень мощности, на котором реактор работал последние 10 суток перед останом \bar{N}_p^{10} , % $N_p^{ном}$;
- время стоянки реактора $\tau_{см}$, час.

Величина переотравления в момент $\tau_{см}$ после останова находится по формуле:

$$\Delta\rho_{Sm} = \rho_{Sm}^{nn} \cdot (1 - 2^{-\frac{\tau_{см}}{54}}), \quad (23.8)$$

где ρ_{Sm}^{nn} , % - полная глубина прометиевого провала после останова с уровня мощности N_p^{10} ,

находимая по формуле: $\rho_{Sm}^{nn}(N_p^{10}) = (\rho_{Sm}^{nn})_{ном}(W) \cdot \frac{N_p^{10}}{100}$, (23.9)

поскольку глубина прометиевого провала линейно зависит от мощности реактора. Здесь $(\rho_{Sm}^{nn})_{ном}$, % - глубина прометиевого провала после останова реактора с уровня мощности 100% в рассматриваемый момент кампании. Эта величина не изменяется в процессе кампании и для разных загрузок ВВЭР-1000 лежит в довольно узких пределах: от (-0.28) до (- 0.30) %. Конкретная цифра для своей установки известна каждому оператору, поскольку она является одной из характеристик реакторной установки.

*) Если время стоянки реактора составляет 1 сутки = 24 часа, то $\Delta\rho_{Sm} \approx 0.27 \rho_{Sm}^{nm}$, при времени стоянки 2 суток $\Delta\rho_{Sm} \approx 0.46 \rho_{Sm}^{nm}$, а при 3 суточной стоянке $\Delta\rho_{Sm} \approx 0.60 \rho_{Sm}^{nm}$. То есть даже после останова реактора с полной мощности в течение первых трёх суток стоянки величины переотравления реактора самарием не превышают (-0.18%), что при определении пусковой концентрации борной кислоты, как будет ясно далее, является пренебрежимо малой величиной. Вот почему, если время стоянки реактора не превышает 3 суток после останова, величина $\Delta\rho_{Sm}$ в расчётах обычно не учитывается.

Итак, с учётом последнего замечания

$$\Delta\rho_{Xe} + \Delta\rho_t + \Delta\rho_N + \Delta\rho_{pz} + \Delta\rho_c = 0 \quad (23.10)$$

Обозначая для краткости сумму первых четырёх слагаемых как $\Delta\rho_\Sigma$, имеем:

$$\Delta\rho_\Sigma = -\Delta\rho_c = -\alpha_c (C_n - C_o) \quad (23.11)$$

Выражение (23.11) недвусмысленно говорит о том, что алгебраическая сумма изменений реактивности от первых четырёх эффектов (переотравления ксеноном, температурного изменения реактивности, мощностного изменения реактивности и изменения реактивности за счёт неодинакового положения рабочей группы ОР СУЗ при останове и пуске реактора), проявляющихся за время стоянки реактора, должна быть *компенсирована* противоположным по знаку изменением реактивности за счёт изменения концентрации борной кислоты. Разрешая (23.11) относительно искомой C_n , имеем:

$$C_n = C_o - \frac{\Delta\rho_\Sigma}{\alpha_c} \quad (23.12)$$

23.1.2. Алгоритм расчёта пусковой концентрации борной кислоты. Исходя из сказанного в п.23.1.1, алгоритм расчёта пусковой концентрации борной кислоты при пуске реактора ВВЭР после не более чем трёхсуточной стоянки выглядит так.

1) Величина переотравления реактора ксеноном $\Delta\rho_{Xe}$ - снимается с графика йодной ямы по величине среднего уровня мощности реактора N_p^o , на котором он работал последние трое суток перед останом, и времени стоянки реактора τ_{cm} .

2) Изменение реактивности реактора в период стоянки за счёт изменения средней температуры теплоносителя в реакторе

$$\Delta\rho_t = \alpha_t (\bar{t}_T^n - \bar{t}_T^o),$$

где величина температурного коэффициента реактивности теплоносителя α_t снимается с графика расчётной зависимости $\alpha_t = f(W)$ для величины знерговыворотки W , соответствующей моменту останова реактора.

3) Мощностное изменение реактивности реактора после останова реактора

$$\Delta\rho_N = -\alpha_N N_p^o,$$

где величина α_N , %/МВт снимается с графика расчётной зависимости $\alpha_N = f(W)$ по величине энергосвыработки W на момент останова реактора. Величина мощности реактора в момент останова в формулу должна быть подставлена в МВт, а если (как это чаще всего и бывает) уровень мощности реактора в момент останова задан в % $N_p^{ном}$, то расчётная формула будет иметь вид:

$$\Delta\rho_N = -\alpha_N N_p^o \frac{N_p^{ном}}{100},$$

где величина номинальной мощности реактора $N_p^{ном}$ подставляется в МВт.

*) Ещё раз обращается внимание на то, что знак «минус» в этих выражениях – формульный знак, и если учесть, что величина мощностного коэффициента реактивности – также отрицательная величина, то величина мощностного изменения реактивности в задаче о расчёте пусковой концентрации борной кислоты – всегда *положительна*.

4) Изменение реактивности реактора за счёт неодинаковости положения рабочей группы ОР СУЗ при останове и пуске реактора. Как уже указывалось в п.23.1.1, рассчитывается по формуле

$$\Delta\rho_{pz} = \rho_{pz}(H_n) - \rho_{pz}(H_o),$$

в которую подставляются интегральные эффективности рабочей группы в пусковом положении и в положении при останове реактора, снимаемые с кривой интегральной эффективности рабочей группы на момент кампании W , когда запускается реактор. При наличии расчётных кривых интегральной эффективности на моменты начала и конца кампании следует пользоваться линейной интерполяцией значений интегральной эффективности, как об этом говорилось в п.23.1.1.

5) Суммарное изменение реактивности $\Delta\rho_{\Sigma} = \Delta\rho_{Xe} + \Delta\rho_t + \Delta\rho_N + \Delta\rho_{p2}$ - находится как *алгебраическая* сумма всех указанных изменений реактивности, то есть с учётом знаков этих изменений.

6) Величина дифференциальной эффективности борной кислоты α_c , %./г/кг в рассматриваемый момент кампании W – находится как функция W по таблицам или по графикам, имеющимся в распоряжении оператора.

7) Пусковая концентрация борной кислоты – находится по формуле:

$$C_n = C_o - \frac{\Delta\rho_{\Sigma}}{\alpha_c}.$$

*) Будучи достаточно внимательным, строго соблюдая правила знаков, вы можете быть уверены в правильности расчёта C_n по приведенному алгоритму. И всё же нелишне в процессе расчётов контролировать себя, чтобы не упускать из вида физического смысла того, что рассчитывается. Если величина любого изменения $\Delta\rho$ имеет положительный знак – речь идёт о *высвобождении* положительной реактивности в результате действия рассматриваемого эффекта. Если величина $\Delta\rho$ отрицательна – в результате действия рассматриваемого эффекта реактивность *теряется*.

Самоконтроль особенно важен на заключительной стадии расчёта. Если величина суммарного изменения реактивности положительна, это означает, что за время стоянки реактора *высвободилась положительная реактивность*, и компенсация её может быть достигнута только одним путём – увеличением концентрации борной кислоты при пуске. То есть величина C_n должна получаться *большой*, чем C_o . Если же величина $\Delta\rho_{\Sigma} < 0$, то за время стоянки реактора в нём происходит потеря реактивности, для компенсации которой потребуется *уменьшить* концентрацию борной кислоты при пуске, то есть $C_n < C_o$.

Точно к таким же выводам приводит рассмотрение последней формулы для расчёта C_n , если принять во внимание, что величина α_c по смыслу своему – *отрицательная*.

23.2. Расчёт предельно допустимого расхода подпитки первого контура чистым дистиллатом при пуске ВВЭР

Пуск ВВЭР осуществляется путём снижения концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура, достигаемого медленным разбавлением его чистым дистиллатом, подаваемым в контур из ёмкости штатными насосами подпитки контура.

Расход подпитки первого контура в режиме поддержания неизменного давления в контуре всегда должен компенсировать расход дренажа первого контура. В таких условиях скорость снижения концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура определяется только величиной расхода дистиллата, подаваемого в контур насосами подпитки. Чем больше величина расхода подпитки – тем больше скорость снижения концентрации борной кислоты в контуре. И тем, следовательно, с большей скоростью уменьшаются поглощающая способность активной зоны реактора, что приведёт к большей скорости высвобождения реактивности в процессе пуска реактора. То есть реактор будет с большей скоростью приближаться к критическому состоянию из подкритического. И от того, с какой скоростью будет высвобождаться положительная реактивность *с момента, когда реактор достигнет критичности*, зависит начальная скорость подъёма мощности реактора, определяемая, как известно, периодом удвоения мощности.

Но дело не только (и не столько) в этом. От скорости введения положительной реактивности в момент достижения реактором критического состояния зависит, какой величины достигнет сама эта положительная реактивность через определённый промежуток времени. Вам уже известно, что при сообщении критическому реактору *больших* ($\rho \geq \beta_0$) положительных реактивностей реактор может стать *неуправляемым*. Поэтому операция пуска реактора относится к числу *ядерно-опасных*.

Для избежания ядерно-опасной ситуации при пуске есть два пути:

а) «Подкрадываться» к критическому состоянию из подкритического очень осторожно, то есть снижать концентрацию борной кислоты при подходе к критическому состоянию очень медленно. Это значит – подпитывать первый контур дистиллатом с очень малым расходом.

б) Иметь наготове подвижную рабочую группу большого физического веса, способную за счёт перемещения вниз скомпенсировать высвобождение реактивности даже с большими скоростями.

Оба эти пути имеют свои недостатки. При очень малом расходе подпитки первого контура дистиллатом время операции пуска (= снижения концентрации борной кислоты от стояночного до пускового значения) может растянуться от нескольких часов до нескольких суток. Ясно, что такая «роскошь» непозволительна. Предусмотреть рабочую группу большого физического веса – тоже непозволительно, так как в соответствии с требованиями тех же правил ядерной безопасности её физический вес не должен превышать величину β_3 (чтобы даже в случае операторской ошибки не ввергнуть реактор в состояние мгновенной критичности).

Приходится искать оптимум: чтобы при выбранной величине физического веса рабочей группы высвобождать реактивность (уменьшать до нуля подкритичность) с такой скоростью, чтобы в момент достижения критичности рабочая группа ОР СУЗ из положения своей наибольшей эффективности перемещением вниз с линейной скоростью, обеспечиваемой сервоприводом этой группы, была способна скомпенсировать высвобождаемую за счёт снижения концентрации борной кислоты реактивность.

Следовательно, величину расхода подпитки контура чистым дистиллатом в любом случае следует ограничить, и предельное значение расхода подпитки должно зависеть от положения рабочей группы при пуске (H_n) и момента кампании загрузки активной зоны (W), поскольку в процессе кампании:

- а) изменяется интегральная характеристика рабочей группы (за счёт изменения в процессе кампании осевой составляющей нейтронного поля, а также за счёт выгорания бора в пэлах этой самой группы);
- б) увеличивается дифференциальная эффективность борной кислоты.

Таким образом, становится ясным: величина предельной скорости высвобождения реактивности при пуске – величина, зависящая от момента кампании загрузки активной зоны и положения рабочей группы ОР СУЗ при пуске. Расчётная зависимость этой величины от W и H_n в графическом виде выглядит так:

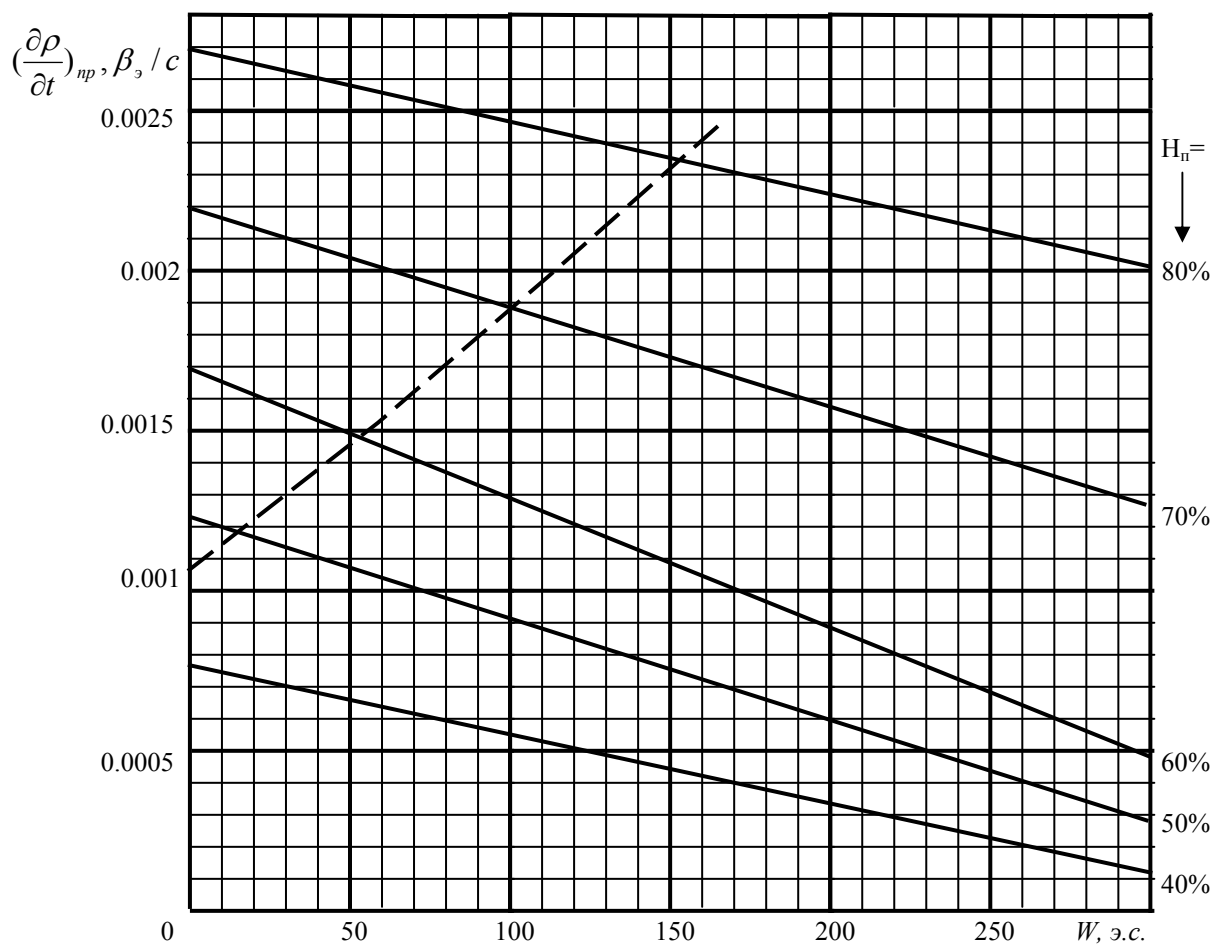


Рис. 23.1. Предельная скорость ввода положительной реактивности в момент достижения критичности ВВЭР-1000 при его пуске в различные моменты кампании и при различных пусковых положениях рабочей (10-й) группы ОР СУЗ

На график нанесена также штриховая линия первого эксплуатационного предела скорости высвобождения реактивности при пуске реактора. Если точка $(\partial\rho/\partial t)_{np}$, найденная по положению H_n для момента кампании W , в первой трети кампании лежит выше этой линии, то значение $(\partial\rho/\partial t)_{np}$ принимается равным значению первого эксплуатационного предела в этот момент кампании.

Учитывая далее, что

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = \frac{\partial\rho}{\partial C} \cdot \frac{\partial C}{\partial t} = \alpha_c \cdot \frac{\partial C}{\partial t},$$

зная расчётные значения дифференциальной эффективности борной кислоты α_c в различные моменты кампании, можно легко пересчитать зависимость предельной скорости ввода положительной реактивности при пуске (изображённую на рис.23.1) в зависимость скорости снижения концентрации борной кислоты $(\partial C/\partial t)_{np}$, соответствующей этой скорости высвобождения реактивности в соответствующие моменты кампании. Эта зависимость изображена на рис.23.2.

Таким образом, оператору предоставляется возможность без громоздких вычислений просто *снять* с графика рис.23.1 величину допустимой скорости ввода положительной реактивности, а затем, пользуясь графиком 23.2, по снятой величине найти значение предельной скорости уменьшения концентрации борной кислоты при пуске.

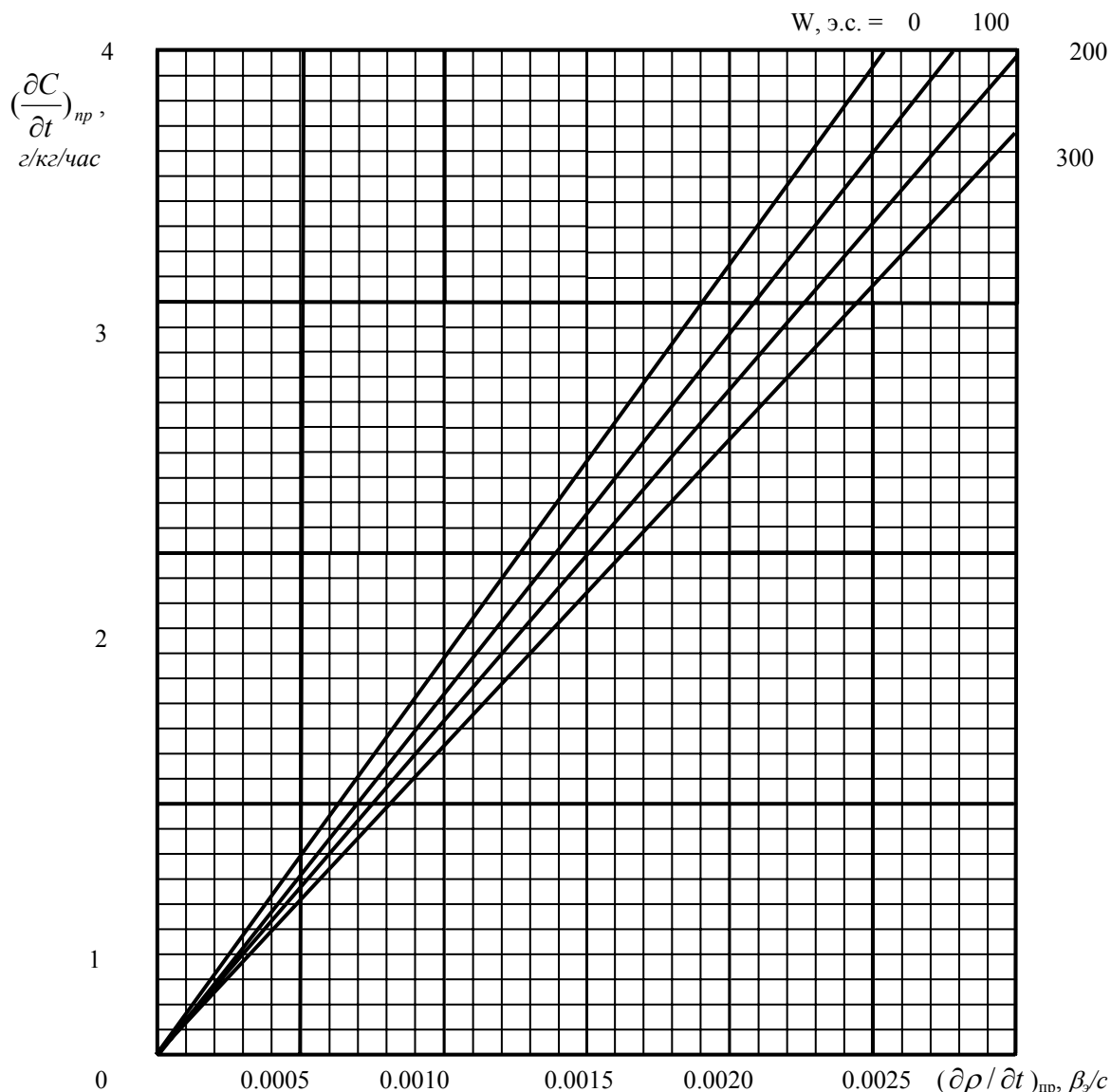


Рис.23.2. Допустимая скорость снижения концентрации борной кислоты при пуске ВВЭР-1000, соответствующая допустимой скорости ввода положительной реактивности в различные моменты кампании загрузки активной зоны.

Далее, если вспомнить, что скорость изменения концентрации борной кислоты в первом контуре при подпитке дистиллатом

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{G_n}{\gamma V} \cdot C(t) \quad (23.2.1)$$

определяется только двумя режимными параметрами:

- расходом подпитки G_n , и
- текущим значением концентрации борной кислоты в контуре $C(t)$,

последний из которых в условиях данной задачи является *пусковым значением* концентрации борной кислоты C_n , то ясно, что искомое значение предельного расхода подпитки в момент достижения критичности реактора легко рассчитывается:

$$G_{np} = \frac{\gamma \cdot V}{C_n} \cdot \left| \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right)_{np} \right|, \quad (23.2.2)$$

где: C_n , г/кг – ранее рассчитанное значение пусковой концентрации борной кислоты;

γ , кг/м³ – средняя плотность теплоносителя в первом контуре при пуске;

V , м³ – объём теплоносителя в первом контуре.

А для того, чтобы всякий раз не заниматься вычислениями, можно заранее рассчитать и построить график этой зависимости (рис.23.3) и просто *снимать* с него значения предельного расхода подпитки дистиллата.

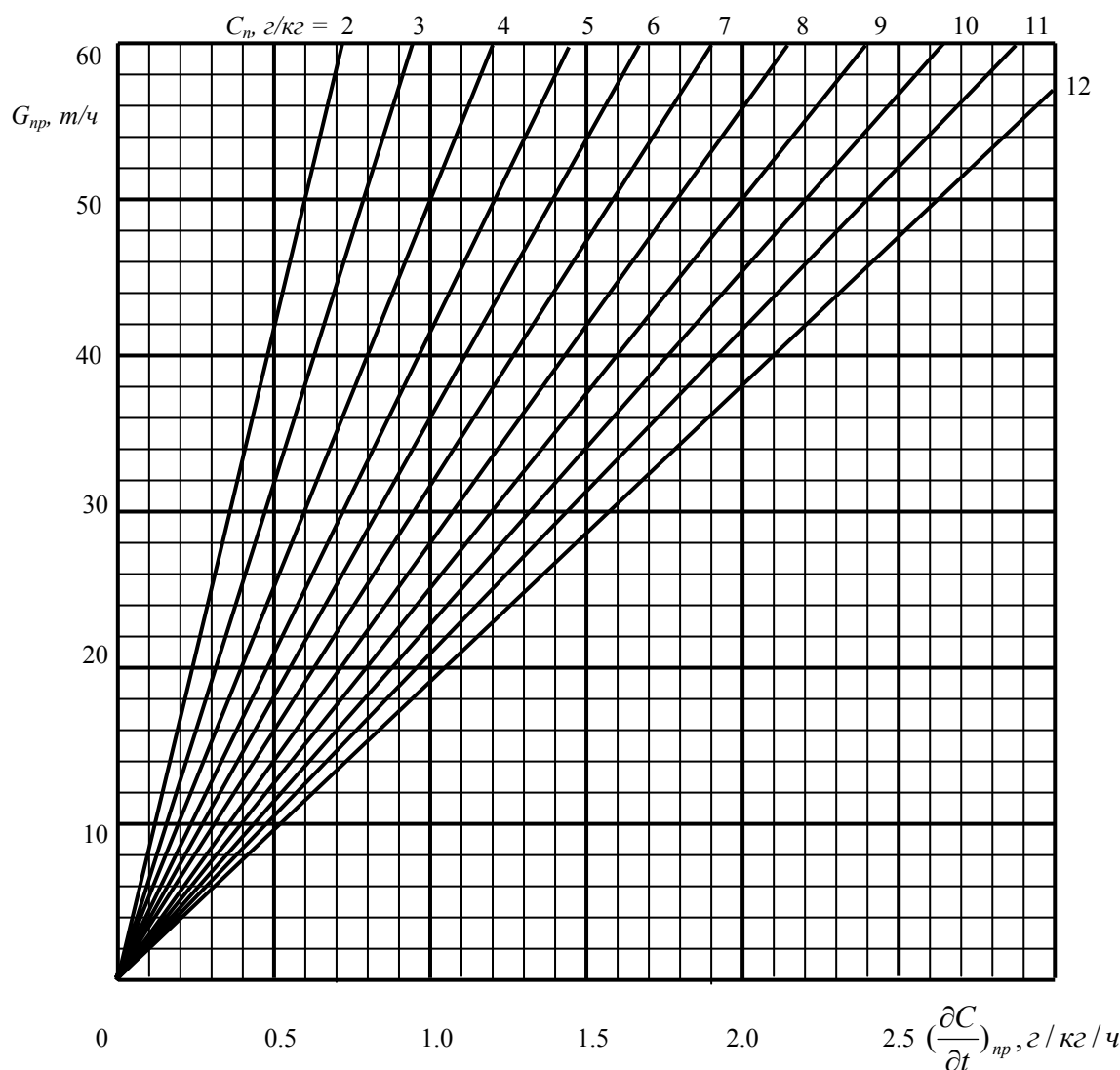


Рис.23.3. Допустимый расход подпитки первого контура дистиллатом при пуске ВВЭР-1000 при различных предельных скоростях снижения концентрации борной кислоты и различных значениях пусковой концентрации борной кислоты.

Таким образом, сказанное не требует особых пояснений относительно алгоритма оценки допустимой величины подачи в контур дистиллата при пуске: он сводится к последовательному использованию трёх приведенных графиков, входными величинами в которые являются три параметра – момент кампании W (э.с.), пусковое положение рабочей группы ОР СУЗ H_n (%) и расчётное значение пусковой концентрации борной кислоты C_n (г/кг).

Кстати, из сказанного отнюдь не следует, что операция пуска должна от начала до конца выполняться путём подачи в контур дистиллата именно с таким расходом. Условие безопасного пуска заключается в том, что такой должна быть величина расхода подпитки контура дистиллатом *в момент достижения критичности реактора*. Следовательно, в предшествующий этому моменту период снижение концентрации борной кислоты можно (не нарушая требования ядерной безопасности!) выполнять при больших величинах расхода подпитки, а переходить на безопасный (меньший предельного) расход подпитки лишь на заключительной стадии пуска, когда текущее значение концентрации борной кислоты в контуре *вплотную* приблизится к пусковому значению, - и это позволит заметно сократить время пуска реактора.

Для этого необходимо уметь точно оценивать момент снижения текущего значения концентрации борной кислоты до её пусковой величины по времени работы подпиточных средств.

23.3. Время снижения концентрации борной кислоты до заданной величины

Представьте себе: на реакторной установке с ВВЭР, находящейся в подкритическом состоянии, которое обеспечивается за счёт величины *стояночной концентрации* борной кислоты (C_{cm}), начинается процедура пуска. То есть система борного регулирования переключается в режим подпитки первого контура чистым дистиллатом с заданным постоянным расходом G_n . Требуется определить, сколько времени должна работать система подпитки в таком режиме до момента, когда концентрация борной кислоты в контуре снизится до заданного значения C_l (в частности, это может быть величина пусковой критической концентрации C_n).

Эта задача может быть решена чисто аналитическим методом. В соответствии с закономерностью изменения концентрации борной кислоты при подпитке контура чистым дистиллатом текущее значение этой концентрации:

$$C(t) = C_{cm} \exp\left(-\frac{G_n}{\gamma \cdot V} \cdot t\right), \quad (23.3.1)$$

где: C_{cm} , г/кг – начальное (стояночное) значение концентрации борной кислоты;

γ , кг/м³ – плотность воды при давлении и средней температуре в активной зоне во время пуска реактора;

V , м³ – объём теплоносителя в первом контуре при данном уровне его в компенсаторе давления;

Величину расхода подпитки первого контура дистиллатом G_n в эту формулу следует подставлять в единицах системы СИ – кг/с. Если желательно пользоваться более привычной в эксплуатационных условиях внесистемной размерностью расхода подпитки (м/час), в формулу следует добавить переводной множитель:

$$C(t) = C_{cm} \exp\left(-\frac{G_n[m/ч] \cdot 10^3}{3.6 \cdot \gamma \cdot V} \cdot t\right). \quad (23.3.1-a)$$

Разумеется, время t и во втором случае следует подставлять в [с], что хотя и несложно для перевода из [мин] или [час], но довольно нудно. Поскольку время работы подпиточных насосов до достижения критичности реактора в различных условиях пусков имеет порядок нескольких часов или десятков часов, для того, чтобы подставлять в формулу время в [ч], расчётная формула должна иметь вид:

$$C(t) = C_{cm} \exp\left(-\frac{G_n[m/ч] \cdot 10^3}{\gamma \cdot V} \cdot t[ч]\right) \quad (23.3.1-б)$$

Из (23.3.1-б) следует, что время снижения концентрации борной кислоты в контуре от стояночного (C_{cm}) до произвольного значения C_l должно составить

$$t_l[ч] = \frac{\gamma \cdot V}{10^3 \cdot G_n} \cdot \ln \frac{C_{cm}}{C_l}. \quad (23.3.2)$$

По этой формуле легко вычисляется время работы системы подпитки с заданным расходом G_n до момента достижения пусковой критической концентрации борной кислоты в воде первого контура.

Пример. Стояночная концентрация борной кислоты в контуре перед пуском ВВЭР-1000 была равна $C_{cm} = 12.4$ г/кг, а расчётное значение пусковой концентрации $C_n = 8.2$ г/кг. Требуется определить, какое время потребуется для достижения пусковой концентрации борной кислоты в контуре при расходе подпитки $G_n = 20$ м/ч при давлении теплоносителя в первом контуре $p_1 = 15.0$ МПа и средней температуре его $t = 290$ °С. Объём теплоносителя в первом контуре $V = 325$ м³.

Решение

1. Из Таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара (С.Л. Ривкин, А.А. Александров, М., «Энергия», 1989) находится удельный объём воды при $p_1 = 15$ МПа и $t = 290$ °С: $v = 0.0013410$ м³/кг, и, следовательно, плотность воды

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{1}{0.001341} = 745.7 \text{ кг/м}^3.$$

2. Подставляя все известные данные в формулу (23.3.2), имеем:

$$t = \frac{\gamma \cdot V}{10^3 \cdot G_n} \cdot \ln \frac{C_{cm}}{C_n} = \frac{745.7 \cdot 325}{10^3 \cdot 20} \ln \frac{12.4}{8.2} = 5.0 \text{ ч.}$$

Та же задача, если Вас не слишком заботит точность вычислений, может быть решена чисто графическим методом. В распоряжении операторов всегда имеются заранее рассчитанные графики снижения концентрации борной кислоты при подпитке первого контура дистиллатом с различными расходами (семейство графиков на рис.22.2). Для нахождения искомого времени подпитки по такому графику следует:

а) Отметить на оси ординат точку, соответствующую исходной (стояночной) концентрации борной кислоты ($C_{cm} = 12.4$ г/кг), провести через неё горизонтальную прямую до пересечения с экспонентой $G_n = 20$ м/ч и найти абсциссу этой точки (t_{cm});

б) Таким же образом определить абсциссу точки экспоненты $G_n = 20$ м/ч, соответствующую пусковой концентрации борной кислоты ($C_n = 8.2$ г/кг), - t_n ;

в) Искомое время работы системы подпитки с заданным расходом G_n равно

$$t = t_n - t_{cm}.$$

Сказанное качественно иллюстрируется следующим графиком:

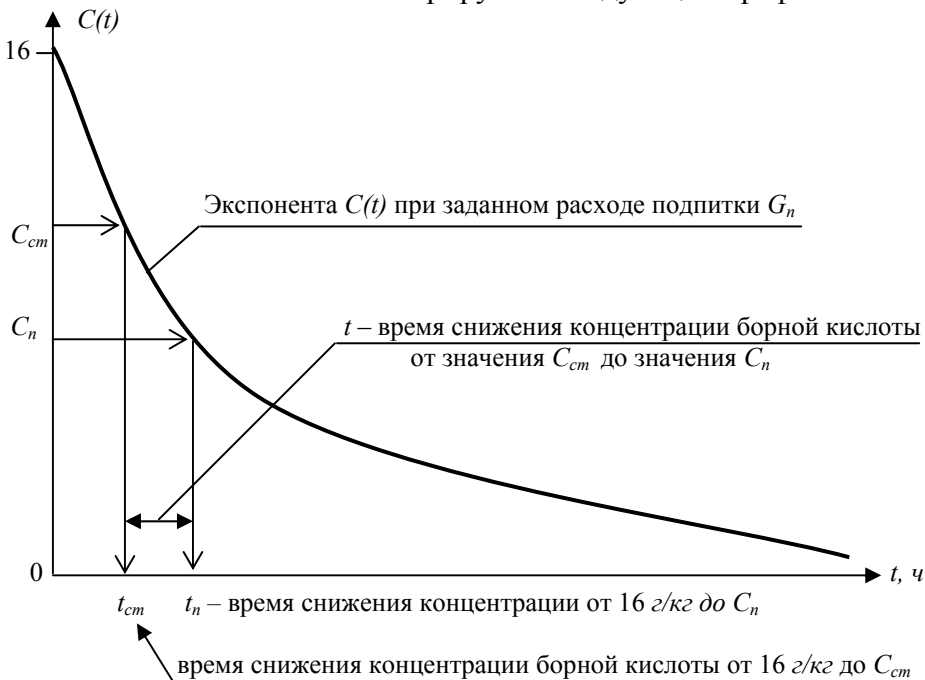


Рис.23.3. Использование расчётных графиков водообмена при подпитке первого контура дистиллатом с заданным расходом для определения времени работы подпиточных средств для снижения концентрации борной кислоты в контуре от стояночного до пускового значения.

Преимущество аналитического расчёта времени t состоит в точности определения времени пуска (плюс-минус несколько минут), в то время как графический метод даёт недостаточную точ-

ность (± 0.5 ч), поскольку экспоненты графиков обычно рассчитываются для рабочих параметров теплоносителя, а не для конкретных его параметров в условиях пуска первого контура.

Планируя пуск, можно существенно сэкономить во времени на эту операцию, если, например, предусмотреть снижение концентрации борной кислоты в два этапа: от 12.4 г/кг до 8.5 г/кг при повышенном расходе подпитки (например, $G_{n1} = 50$ м/ч), а оставшийся интервал от 8.5 до 8.2 г/кг – при сниженном расходе (например, при расчётном значении безопасного пускового расхода $G_{n2} = 10$ м/ч). В этом случае время снижения концентрации до 8.5 г/кг:

$$t_1 = \frac{60\gamma \cdot V}{10^3 \cdot G_{n1}} \cdot \ln \frac{C_{cm}}{C_1} = \frac{60 \cdot 745.7 \cdot 325}{10^3 \cdot 50} \ln \frac{12.4}{8.5} = 109 \text{ мин},$$

а время заключительного этапа подпитки - до снижения концентрации борной кислоты от 8.5 г/кг до пускового значения $C_n = 8.2$ г/кг:

$$t_2 = \frac{60\gamma \cdot V}{10^3 \cdot G_{n2}} \cdot \ln \frac{C_1}{C_n} = \frac{60 \cdot 745.7 \cdot 325}{10^3 \cdot 10} \ln \frac{8.5}{8.2} \approx 52 \text{ мин},$$

то есть потребное на операцию пуска суммарное время $t = 109 + 52 = 161 \text{ мин} \approx 2.68 \text{ ч}$.

23.4. Расчёт безопасного значения стояночной концентрации борной кислоты

Ранее отмечалось, что после останова ВВЭР должен быть приведен в устойчивое подкритическое состояние, исключаяющее возможность *самозапуска* реактора. Условие исключения самозапуска выглядит просто: в любой момент стоянки реактора τ (отсчитываемый с момента останова) его реактивность должна быть величиной отрицательной, то есть $\rho(\tau) \leq 0$. Более того, Правила ядерной безопасности требуют, чтобы текущее значение подкритичности (= абсолютной величины текущего значения отрицательной реактивности остановленного реактора) в любой момент стоянки реактора *превышало величину некоторого безопасного запаса подкритичности*:

$$|\rho(\tau)| \geq \rho_s^n$$

Положительный актив реактивности реактора после останова может состоять из:

- а) высвобождения реактивности за счёт мощностного эффекта реактивности

$$\Delta\rho_N = -\alpha_N N_p^o,$$

поскольку при отрицательной величине мощностного коэффициента реактивности α_N после сброса мощности реактора до 0 знак $\Delta\rho_N$ всегда *положительный*; это высвобождение реактивности происходит практически безынерционно, то есть одновременно со спадом мощности; $\Delta\rho_N$ может достигать величин от + 0.54% (в начале кампании) до + 1.7% (в конце кампании);

- б) высвобождения реактивности за счёт снижения средней температуры теплоносителя в реакторе после останова

$$\Delta\rho_t = \alpha_t (\bar{t}_m - \bar{t}_m^o),$$

величина, которого зависит от того, до какого значения может снизиться текущее значение средней температуры теплоносителя после останова; обычно в остановленном реакторе при работающих ГЦН величина средней температуры теплоносителя от рабочего значения ($300 \div 302^\circ\text{C}$) естественным порядком падает по экспоненциальному закону не ниже $279 \div 280^\circ\text{C}$ в течение нескольких часов (если не принимаются меры для дальнейшего расхолаживания реактора); при таком снижении температуры теплоносителя после останова может происходить высвобождение положительной реактивности от 0.45% (в начале кампании) до $\approx 1.15\%$ (в конце кампании), то есть это - значительные по величине высвобождения реактивности;

в) высвобождения реактивности за счёт разотравления реактора ксеноном, которое наступает не сразу, а через 16 – 20 часов бездействия реактора (в течение этого срока текущего значения нестационарного отравления реактора ксеноном превышает значение отравления его в момент останова); величина высвобождения реактивности за счёт разотравления определяется уровнем мощности, на котором реактор работал последние 3 суток перед остановом, и временем стоянки; наибольшая величина $+\Delta\rho_{xe}$ через 3 суток стоянки реактора может достигать величины стационарного отравления реактора ксеноном, то есть от +2.65% (в начале кампании) до +2.84% (в конце кампании).

а) полного физического веса стержней аварийной защиты ($\Delta\rho_{AZ}$);

б) уменьшением запаса реактивности за счёт ввода в теплоноситель добавочного количества борной кислоты (доведения концентрации борной кислоты в теплоносителе от значения C_o в момент останова до безопасной стояночной величины C_{cm}):

$$\Delta\rho_c = \alpha_c (C_{cm} - C_o)$$

в) упомянутого запаса подкритичности реактора в стояночном режиме (ρ_3^n), создаваемого также за счёт некоторого избытка борной кислоты сверх C_{cm} . Эта величина по утверждению разработчиков не должна быть менее (-2%).

Условием исключения самозапуска реактора в любой момент бездействия после останова, следовательно, должно быть обязательное (хотя бы небольшое по величине) превышение отрицательной «чаши весов» над положительной. Все составляющие баланса положительных и отрицательных реактивностей, как видим, легко вычислить по общим правилам, и по результатам вычислений – построить график зависимости величины безопасной стояночной концентрации от энерговыработки загрузки активной зоны *в сходных условиях содержания реактора после останова*.



Рис.23.4. Минимальные значения стояночной концентрации борной кислоты, исключающие возможность самозапуска ВВЭР в различных условиях содержания реактора после останова

Пояснения к использованию этих расчётных графиков для оценки безопасной величины стояночной концентрации борной кислоты вряд ли требуются.

23.5. Расчёт времени подпитки первого контура концентрированным раствором борной кислоты до достижения безопасной стояночной концентрации

При необходимости повышения концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура система борного регулирования переключается на подачу на всас подпиточных насосов первого контура раствора борной кислоты из бака с раствором, имеющим концентрацию $C_k = 40$ г/кг. Этот раствор условно называют концентрированным раствором борной кислоты.

Величина текущего значения концентрации борной кислоты в контуре при его подпитке таким раствором повышается в соответствии с экспоненциальным законом (см. п.22.2):

$$C(t) = C_k \left[1 - \exp\left(-\frac{G_n}{\gamma \cdot V} t\right) \right], \quad (23.5.1)$$

если начальная концентрация борной кислоты в контуре – нулевая. На основании этой формулы рассчитываются и строятся графики $C(t)$ при различных расходах подпитки первого контура

(см. рис.22.2).

Обычная для оператора РУ задача формулируется так: *найти время повышения концентрации борной кислоты в первом контуре от значения её в момент останова реактора (C_o) до расчётного безопасного стояночного значения (C_{cm}) при постоянном расходе подпитки первого контура (G_n) раствором с концентрацией C_k .*

Из (23.5.1) следует, что время повышения концентрации борной кислоты от нуля до C_o при расходе подпитки G_n составляет

$$t_o = -\frac{\gamma \cdot V}{G_n} \ln \left(1 - \frac{C_o}{C_k} \right),$$

а время подъёма концентрации борной кислоты от нуля до C_{cm} при том же расходе

$$t_{cm} = -\frac{\gamma \cdot V}{G_n} \ln \left(1 - \frac{C_{cm}}{C_k} \right).$$

Разница этих времён и составит время повышения концентрации от C_o до C_{cm} :

$$t = t_{cm} - t_o = \frac{\gamma \cdot V}{G_n} \cdot \ln \frac{1 - \frac{C_o}{C_k}}{1 - \frac{C_{cm}}{C_k}} = \frac{\gamma \cdot V}{G_n} \ln \frac{C_k - C_o}{C_k - C_{cm}}. \quad (23.5.2)$$

Время подъёма концентрации до стояночной имеет порядок десятков минут, поэтому для того, чтобы подставлять в (23.5.2) величину расхода подпитки в привычной размерности [$m^3/ч$] ($V[m^3]$ и $\gamma[kg/m^3]$) и получать искомую величину времени в [$мин$], в эту формулу следует вставить переводной коэффициент:

$$t = 0.06 \cdot \frac{\gamma \cdot V}{G_n} \cdot \ln \frac{40 - C_o}{40 - C_{cm}}. \quad (23.5.3)$$

Как и в случае разбавления теплоносителя первого контура дистиллатом, искомое время подъёма концентрации борной кислоты до стояночного значения может быть просто снято с расчётного графика, показанного на рис.22.2: на экспоненте $G_n = idem$ отмечаются точки, соответствующие начальной (C_o) и конечной (C_{cm}) концентраций, находятся соответствующие им абсциссы t_o и t_{cm} , и из второй величины вычитается первая.