



БИБЛИОТЕКА ИНЖЕНЕРА АЭС

А. П. Рудик

Физические
основы
ядерных
реакторов

АТОМИЗДАТ

А.П.Рудик

Физические
основы
ядерных
реакторов



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1979

Рудик А. П. **Физические основы ядерных реакторов.** — М.: Атомиздат, 1979—120 с.

Кратко описаны физические процессы, протекающие в ядерном реакторе: замедление и диффузия нейтронов, цепная ядерная реакция, кинетика поведения реактора во времени, выгорание ядерного топлива, образование изотопов транс-плутониевых элементов и т. п. Приведены приближенные формулы, позволяющие сделать элементарные оценки основных физических эффектов.

Для проектировщиков, конструкторов, расчетчиков, энергетиков, ремонтников, монтажников и инженеров, связанных с проектированием и эксплуатацией различных узлов АЭС.

Рис. 45. Табл. 35. Список литературы 8 наименований.

Серия «Библиотека инженера АЭС», № 1.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Ядра и нейтроны	5
§ 1. Свойства ядер	
1.1. Протоны и нейтроны (5). 1.2. Радиоактивность ядер (6)	
§ 2. Ядерные реакции, вызываемые нейтронами	8
2.1. Ядерные реакции (8). 2.2. Рассеяние нейтронов на ядрах (9). 2.3. Реакция ($n, 2n$) (11). 2.4. Реакции поглощения нейтронов (n, γ), (n, α), (n, β) (11). 2.5. Деление ядра (12)	
§ 3. Диффузия и замедление нейтронов	18
3.1. Прохождение нейтронов через вещество (18). 3.2. Диффузия нейтронов (19). 3.3. Замедление нейтронов (22). 3.4. Кинетическое уравнение (26)	
Глава 2. Критические размеры реактора	27
§ 4. Коэффициент размножения	27
4.1. Формула четырех сомножителей (27). 4.2. Число быстрых нейтронов η (29). 4.3. Размножение на быстрых нейтронах (29). 4.4. Вероятность избежать резонансного поглощения ρ (30). 4.5. Коэффициент теплового использования θ (34). 4.6. Зависимость коэффициента размножения от обогащения (35). 4.7. Спектр нейтронов (36)	
§ 5. Критические размеры	38
5.1. Материальный параметр B^2 (38). 5.2. Связь метрами (39). 5.3. Критические размеры реакторами (38). 5.3. Критические размеры реакторов простейшей формы (41). 5.4. Распределение плотности нейтронов (42). 5.5. Общая схема определения условий критичности (44)	
Глава 3. Пуск реактора и работа на мощности	45
§ 6. Развитие цепной реакции во времени	45
6.1. Терминология (45). 6.2. Цепная реакция в подкритической системе с постоянно действующим источником нейтронов (45). 6.3. Цепная реакция в отсутствие источника нейтронов (46). 6.4. Роль запаздывающих нейтронов (47). 6.5. Быстрая и медленная кинетика (49)	
§ 7. Физический пуск реактора	50
7.1. Источники нейтронов (51). 7.2. Счетчики нейтронов (51). Физический пуск — достижение	

	критического уровня (52). 7.4. Регулирование (53). 7.5. Локальные котлы (56)	
§ 8.	Энергетический пуск реактора	57
	8.1. Связь мощности реактора с плотностью потока нейтронов (57). 8.2. Температурный коэффициент (58)	
§ 9.	Биологическая защита реактора	61
	9.1. Принципы конструирования биологической защиты реактора (61). 9.2. Дозы излучения (62)	
Глава 4.	Отравление и шлакование реактора	64
§ 10.	Отравление	64
	10.1. Процесс образования ^{135}Xe в реакторе (65). 10.2. Влияние ^{135}Xe на реактивность (66). 10.3. Стационарная концентрация ^{135}Xe (66). 10.4. Вывод реактора на мощность (66). 10.5. Остановка реактора (67). 10.6. Перевод реактора с одного уровня мощности на другой (69). 10.7. Выравнивание плотности нейтронов за счет отравления (70). 10.8. Пространственные ксеноновые колебания (70). 10.9. Искажения пространственного распределения плотности нейтронов при остановках реактора (71)	
§ 11.	Шлакование	72
	11.1. Выгорание ^{235}U (72). 11.2. Процесс образования шлаков (73). 11.3. Классификация шлаков (75). 11.4. Образование ^{149}Sm при остановке реактора (77). 11.5. Остаточное тепловыделение и радиоактивность отработанного ядерного горючего (78)	
Глава 5.	Образование изотопов трансурановых элементов	79
§ 12.	Выгорание ^{235}U	79
§ 13.	Выгорание ^{238}U и образование изотопов плутония	83
	13.1. Образование изотопов плутония в реакторе (83). 13.2. Вычисление количества сгоревшего плутония (85). 13.3. Роль $^{239}_{93}\text{Np}$ в процессе образования $^{239}_{94}\text{Pu}$ (86)	
§ 14.	Изменение реактивности во времени	87
	14.1. Влияние ^{239}Pu на реактивность (87). 14.2. Изменение реактивности при остановке реактора (88). 14.3. Изменение реактивности в течение кампании (89). 14.4. Перестановка ядерного горючего (90). 14.5. Замечание о химической переработке выгоревшего ядерного горючего (91).	
§ 15.	Трансплутониевые изотопы	91
	15.1. Образование трансплутониевых изотопов (91). 15.2. Изотопные источники энергии (93)	
Глава 6.	Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов	94
§ 16.	Общая постановка реакторных оптимизационных задач	94
	16.1. Развитие атомной энергетики (94). 16.2. Формулировка оптимизационной задачи (97). 16.3. Характер оптимальных решений (98). 16.4. Типы реакторных оптимизационных задач (99)	

§ 17. Пространственные реакторные оптимизационные задачи	100
17.1. Задачи о максимуме мощности (100). 17.2. Задача о минимальных критических размерах реактора (104). 17.3. Задача о минимуме критической массы (104). 17.4. Задача об оптимальном расположении регуляторов (106). 17.5. Задача о максимальном выравнивании тепловыделения (107). 17.6. Задача о максимальном выравнивании плотности нейтронов (107)	
§ 18. Временные реакторные оптимизационные задачи	108
18.1. Оптимизация переходных процессов (108). 18.2. Ксеноновые переходные процессы (108). 18.3. Оптимизация процессов образования нуклидов (113)	
Список литературы	115

ПРЕДИСЛОВИЕ

Физика ядерных реакторов — часть ядерной физики, в которой изучается развитие цепной реакции ядерного деления в реакторе. Круг вопросов, связанных с этим, весьма широк и сложен. В данной книге делается попытка изложить соответствующий материал в максимально упрощенном виде. Последовательность рассматриваемых вопросов следующая. Для определения условий протекания стационарной цепной ядерной реакции прежде всего следует рассмотреть вопрос о том, какова будет судьба родившегося при делении нейтрона, прежде чем он сможет, если это ему суждено, вызвать деление другого ядра. Ответ на этот вопрос неизбежно базируется на знании свойств элементарных актов взаимодействия нейтронов с ядрами. Только зная эти свойства, можно определить, как быстрый нейтрон, образовавшийся при делении, будет изменять свою энергию и «странствовать» по объему реактора. Эти процессы описываются *теорией взаимодействия нейтронов с веществом* (а не с отдельными ядрами!). С помощью этой теории можно установить условия *критичности реактора*, т. е. условия протекания в нем стационарной цепной ядерной реакции.

Критичность реактора сначала достигается при весьма низких *потоках нейтронов*, т. е. при малой мощности реактора. По мере выхода на мощность растет температура в реакторе, в связи с чем изменяются нейтронно-физические свойства различных веществ в реакторе. Поэтому необходимо уметь определять *температурный эффект*.

Далее, возникшая стационарная цепная ядерная реакция в работающем на мощности современном энергетическом реакторе с неизбежностью спонтанно становится нестационарной — она начинает затухать, что вызвано образованием осколков деления и выгоранием делящихся нуклидов. Поэтому возникает вопрос в том, как *регулировать* ядерный реактор, обеспечивая стационарную цепную ядерную реакцию. При этом надо знать, какие осколки деления образуются, их нейтронные свойства и кинетику образования, а также кинетику выгорания делящихся нуклидов и образования *изотопов трансурановых элементов*.

Этим комплексом вопросов в основном исчерпываются физические основы ядерных реакторов. Но далее необходимо эти физические эффекты использовать так, чтобы сконструировать реактор с нужными свойствами. Таким образом, мы приходим к необходимости рассмотреть *оптимизацию физических характеристик ядерных реакторов*, которая в существенной степени базируется на математическом аппарате, разработанном для теории управления.

Эта книга открывает серию «Библиотека инженера АЭС», предназначенную для широкого круга специалистов (проектантов, конструкторов, расчетчиков, энергетиков, теплотехников, прибористов и др.), привлекаемых в атомную энергетику. Учитывая это, автор стремился, максимально упрощая изложение материала, дать строго научное (профессиональное) представление о физических основах ядерного реактора.

Автор выражает искреннюю благодарность А. С. Герасимову за большую помощь при написании книги.

Глава 1. ЯДРА И НЕЙТРОНЫ

§ 1. СВОЙСТВА ЯДЕР

1.1. ПРОТОНЫ И НЕЙТРОНЫ

Ядра атомов — или просто *ядра* — состоят из протонов и нейтронов. Число протонов в ядре обозначается Z , число нейтронов N . Общее число протонов и нейтронов в ядре $A=Z+N$ называется *массовым числом*, потому что эта величина очень близка к массе ядра, выраженной в атомных единицах массы 1 а. е. м. = $1,660 \cdot 10^{-24}$ г. Массы частиц удобно измерять в электронвольтах. Так, 1 а. е. м. = $1,660 \cdot 10^{-24}$ г = $= 931,5$ МэВ; масса электрона $m_e = 9,109 \cdot 10^{-28}$ г = $0,511$ МэВ; масса протона $m_p = 1,672 \cdot 10^{-24}$ г = $938,279$ МэВ; масса нейтрона $m_n = 1,675 \cdot 10^{-24}$ г = $939,573$ МэВ. В ядре протоны и нейтроны связаны силами *ядерного взаимодействия*. Но энергия* связи на один протон или нейтрон в ядре невелика — она составляет около 2 МэВ для дейтрона и достигает 8 МэВ для ядер с $A \sim 50$ (несколько уменьшаясь с ростом A), что намного меньше атомной единицы массы.

Протон p — положительно заряженная элементарная частица, в свободном состоянии стабильная. Протон — это ядро атома водорода. Все прочие ядра содержат наряду с протонами и нейтроны. Нейтрон n — нейтральная элементарная частица, обладающая лишь магнитным моментом. В свободном состоянии нейтрон нестабилен — он распадается по схеме



где e^- — электрон, $\bar{\nu}$ — антинейтрино. Процесс (1.1) называется β^- -распадом. При рассмотрении процессов в ядерных реакторах нестабильность нейтрона не играет роли, так как

* В ядерной физике принято энергию измерять в электронвольтах: $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = 4,45 \cdot 10^{-20} \text{ кВт} \cdot \text{ч} = 1,855 \times 10^{-24} \text{ МВт} \cdot \text{сутки} = 3,83 \cdot 10^{-17} \text{ ккал}$.

Напомним также, что абсолютная температура $T \text{ К} = 273^\circ + T^\circ \text{ С}$, постоянная Больцмана $k = 1,380 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$. Поэтому $1 \text{ эВ} = 1 \text{ кТ}$ при $T = 1,1606 \cdot 10^4 \text{ К}$. Температура $20,4^\circ \text{ С} = 293,4 \text{ К}$ соответствует $1 \text{ кТ} = 0,0253 \text{ эВ}$, при этом нейтрон имеет скорость $v_0 = 2200 \text{ м/с}$.

время взаимодействия нейтронов с веществом существенно меньше, чем время жизни нейтрона.

В стабильном ядре нейтрон не распадается, так как это энергетически запрещено: при распаде необходимо преодолеть энергию связи.

Ядра символически обозначаются как ${}^A_Z X$, где X — символ химического элемента; A — массовое число; Z — порядковый номер элемента, совпадающий с числом протонов в ядре.

1.2. РАДИОАКТИВНОСТЬ ЯДЕР

Ядра делятся на *стабильные* и *радиоактивные*. Радиоактивными называют ядра, самопроизвольно превращающиеся в другие ядра. Схематически радиоактивный распад ядра ${}^A_Z X$ в ядро ${}^{A'}_{Z'} X'$ записывается в виде



Начальное ядро ${}^A_Z X$ называется материнским; конечное ${}^{A'}_{Z'} X'$ — дочерним. При радиоактивном распаде испускается заряженная частица a , которая может быть либо α -частицей (ядром гелия ${}^4_2\text{He}$), либо β^- -частицей (электроном). В первом случае процесс называется *α -распад*; во втором — *β^- -распад*. При α -распаде $A' = A - 4$, $Z' = Z - 2$; при β^- -распаде $A' = A$ и $Z' = Z + 1$. Типичный пример β^- -распада — это распад нейтрона (1.1).

В случае α -распада выделяющаяся энергия уносится α -частицей; при β^- -распаде выделяющаяся энергия распределяется между электроном и антинейтрино, поэтому могут возникать электроны с различной энергией — от нуля до некоторой граничной энергии, определяемой общей энергией, выделяемой при β^- -распаде.

При радиоактивном распаде дочернее ядро может находиться в возбужденном состоянии, из которого оно переходит в основное с испусканием γ -кванта. Подобного типа радиоактивный распад, сопровождающийся испусканием γ -квантов, удобно изображать в виде схемы, как, например, на рис. 1.1, где приведена схема α -распада ${}^{235}_{92}\text{U}$. За начало отсчета принята энергия основного уровня дочернего ядра — в данном случае ${}^{231}_{90}\text{Th}$. У стрелок, указывающих переход, ставится буква, характеризующая тип распада (на рис. 1.1 α и γ), и если возможны переходы на различные уровни дочернего ядра, то приводятся цифры, характеризующие вероятность перехода.

Радиоактивный распад — явление типично квантовомеханическое. Поэтому можно говорить только о *вероятности*

радиоактивного распада. Эта вероятность характеризуется периодом полураспада $T_{1/2}$. Период полураспада — это время, в течение которого распадается половина имевшихся в начальный момент времени радиоактивных ядер. Иногда удобно вводить вместо периода полураспада $T_{1/2}$ время жизни $\tau = T_{1/2} \ln 2 = T_{1/2} / 0,693$.

Тогда закон радиоактивного распада записывается в виде

$$N(t) = N(0) \exp(-t/\tau), \quad (1.3)$$

где $N(0)$ — начальное количество радиоактивных ядер при $t=0$; $N(t)$ — количество оставшихся радиоактивных ядер в момент времени t ; $N(0) - N(t)$ — количество распавшихся радиоактивных ядер за время t . В табл. 1.1 приведены значения функции $\exp(-t/\tau)$ при различных значениях аргумента t/τ .

Если при радиоактивном распаде возникающие дочерние ядра радиоактивны, то распад продолжается. Последовательная цепочка таких радиоактивных ядер называется

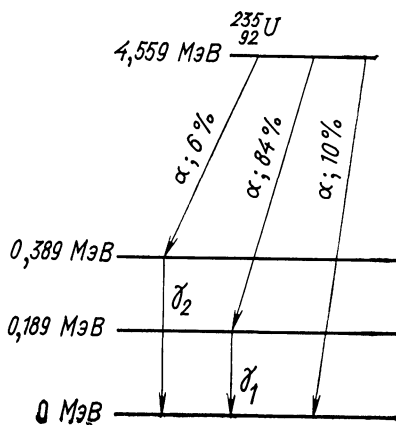


Рис. 1.1. Схема α -распада ${}_{92}^{235}\text{U}$

Таблица 1.1

Значения функции $\exp(-t/\tau)$

t/τ	$\exp(-t/\tau)$	t/τ	$\exp(-t/\tau)$	t/τ	$\exp(-t/\tau)$
0,0	1,000	1,6	0,202	3,2	0,041
0,1	0,905	1,7	0,183	3,3	0,037
0,2	0,818	1,8	0,165	3,4	0,033
0,3	0,741	1,9	0,150	3,5	0,030
0,4	0,670	2,0	0,135	3,6	0,027
0,5	0,607	2,1	0,123	3,7	0,025
0,6	0,549	2,2	0,111	3,8	0,022
0,7	0,497	2,3	0,100	3,9	0,020
0,8	0,449	2,4	0,091	4,0	0,018
0,9	0,407	2,5	0,082	5,0	0,00740
1,0	0,368	2,6	0,074	6,0	0,00248
1,1	0,333	2,7	0,067	7,0	0,000912
1,2	0,301	2,8	0,061	8,0	0,000315
1,3	0,273	2,9	0,055	9,0	0,000123
1,4	0,247	3,0	0,050	10,0	0,000045
1,5	0,223	3,1	0,045	∞	0

радиоактивным семейством. На рис. 1.2 приведена схема радиоактивного семейства урана, начинающегося с $^{238}_{92}\text{U}$ и заканчивающегося стабильным $^{206}_{82}\text{Pb}$. Над стрелками указан тип распада, а под стрелками — период полураспада (в области $^{214}_{83}\text{Bi}$ схема несколько упрощена).

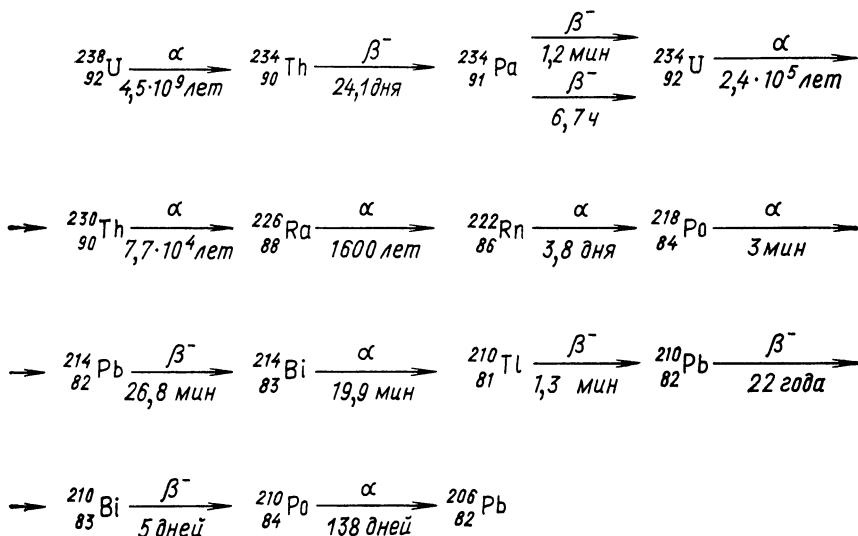


Рис. 1.2. Радиоактивное семейство урана

Знание схем образования различных радиоактивных ядер существенно для физики ядерных реакторов, так как многие ядра обладают большими сечениями взаимодействия с нейтронами и оказывают в силу этого заметное влияние на протекание цепной ядерной реакции.

§ 2. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ НЕЙТРОНАМИ

2.1. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерными реакциями называют взаимодействия ядер друг с другом, нейтронами или протонами. При ядерных реакциях выполняются законы сохранения энергии, импульса, электрического заряда и числа нуклонов*. Схема записи ядерной реакции аналогична выражению (1.2):

$${}^A_Z X (a, b) {}^{A'}_{Z'} X', \quad (2.1)$$

где опять ${}^A_Z X$ и ${}^{A'}_{Z'} X'$ — начальное и конечное ядра; a — вступающая в реакцию частица, а b — образующаяся

* Под нуклонами в ядерной физике понимаются протоны и нейтроны.

(или образующиеся) в результате реакции частица. В дальнейшем нас будет интересовать лишь взаимодействие ядра с нейтроном, поэтому под частицей a будем понимать нейтрон n .

Ядерные реакции подчиняются законам квантовой механики. Поэтому можно говорить лишь о вероятности протекания той или иной ядерной реакции. Эта вероятность в ядерной физике связана с *эффективным сечением реакции*, которое определяется следующим образом. Если на тонкую пластинку, содержащую N ядер A_ZX (тонкую для того, чтобы ядра не «затеняли» друг друга), падает поток нейтронов плотностью ϕ и каждую секунду происходит R реакций, то сечением σ называется отношение $\sigma = R \text{ (с}^{-1}\text{)}/N\phi \text{ (см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\text{)}$. Сечение имеет размерность квадрата длины, отнесенного к одному ядру, и в ядерной физике измеряется в барнах ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Заметим, что эффективное сечение не совпадает с геометрическим сечением ядра как шарика, а определяется природой ядерного взаимодействия. Например, геометрическое сечение ядра с массовым числом A эмпирически выражается формулой $\sigma_{\text{геом}} = 2\pi \cdot A^{2/3} \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$, что для ${}^{235}\text{U}$ дает $\sigma_{\text{геом}} \approx 2,5 \text{ б}$, в то время как для нейтрона с энергией $E = 0,025 \text{ эВ}$ эффективное взаимодействие с ядром U $\sigma_{\text{эф}} = 705 \text{ б}$.

Рассмотрим теперь различные типы реакции нейтрона с ядрами. Характеризующие эти реакции сечения, вообще говоря, зависят от энергии нейтрона E , причем вид зависимости определяется тем, в какой области лежит E . Удобно выделить три характерные области значений E : область тепловых нейтронов, где $E < 1 \text{ эВ}$; область промежуточных нейтронов, где $1 \text{ эВ} < E < 0,1 \text{ МэВ}$, и область быстрых нейтронов, где $E > 0,1 \text{ МэВ}$.

2.2. РАССЕЙАНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ

Реакция рассеяния нейтронов на ядрах схематически записывается в виде



Рассеяние нейтронов на ядрах бывает двух типов — *упругое*, при котором суммарная кинетическая энергия взаимодействующих частиц, т. е. ядра и нейтрона, до и после столкновения одинакова, и *неупругое*, при котором часть кинетической энергии переходит в энергию возбуждения конечного ядра. Эта энергия потом излучается в виде γ -кванта.

Сечение упругого рассеяния нейтрона на ядрах σ_s можно разделить на две части: σ_{sp} — сечение потенциального упругого рассеяния нейтронов и σ_{sr} — сечение резонансного упругого

ного рассеяния нейтронов. Для быстрых нейтронов сечение потенциального рассеяния σ_{sp} стремится к геометрическому сечению ядра. Вблизи резонанса сечения σ_{sr} определяется формулой Брейта—Вигнера

$$\sigma_{sr}(E) = \frac{\sigma_{sr}(E_p) \Gamma^2/4}{(E - E_p)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2.3)$$

где $\sigma_{sr}(E_p)$ — значение сечения строго при $E = E_p$; Γ — полная ширина возбужденного уровня промежуточного ядра ${}^A_{Z+1}X^*$, образовавшегося в результате захвата нейтрона ядром A_ZX .

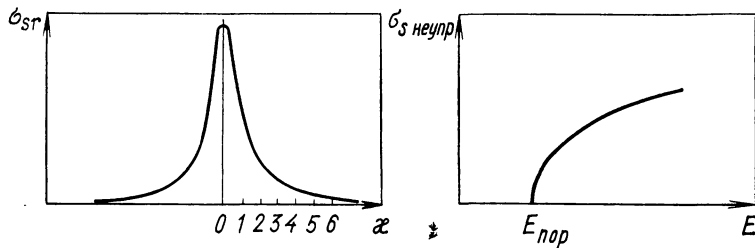


Рис. 2.1. Резонансная форма сечения

Рис. 2.2. Типичная зависимость сечения неупругого рассеяния σ_s неупр от энергии нейтрона E

На рис. 2.1 приведен обобщенный вид зависимости (2.3), когда за аргумент принята величина $\kappa = 2(E - E_p)/\Gamma$. При $\kappa = 1$, т. е. $E - E_p = \Gamma/2$, имеем $\sigma_{sr}(E_p + \Gamma/2) = \frac{1}{2} \sigma_{sr}(E_p)$, по-

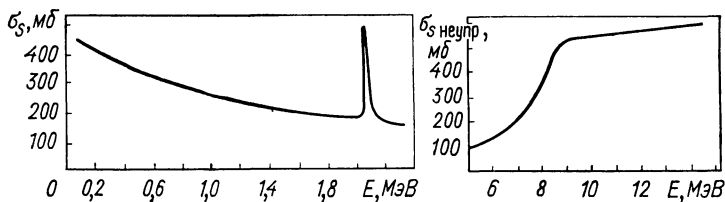


Рис. 2.3. Зависимость полного сечения σ_s от энергии нейтрона для углерода ${}^{12}_6C$

Рис. 2.4. Зависимость сечения неупругого рассеяния σ_s неупр от энергии нейтрона для углерода ${}^{12}_6C$

этому Γ называется полушириной уровня, так как она определяет ширину уровня, когда сечение упало вдвое по сравнению с максимальным.

При неупругом рассеянии возбуждается уровень ядра A_ZX , поэтому неупруго может рассеяться только нейтрон,

способный передать ядру энергию не меньше, чем энергия первого уровня. Если энергия уровня W , то нейтрон должен обладать энергией $E > E_{\text{пор}} = W(A+1)/A$, чтобы возбудить уровень. Энергия $E_{\text{пор}}$ называется пороговой. Типичная зависимость сечения неупругого рассеяния σ_s неупр от энергии нейтрона E представлена на рис. 2.2.

Проиллюстрируем зависимость сечения рассеяния от энергии нейтрона на конкретных примерах. Например (рис. 2.3), в сечении рассеяния для ${}^6\text{C}$ при энергии $\sim 2,1$ МэВ имеется резонанс.

В поведении сечения неупругого рассеяния для ${}^6\text{C}$ (рис. 2.4) в области энергий больше 5 МэВ видна тенденция к постоянному пределу при росте энергии.

На рис. 2.5 приводится полное сечение рассеяния $\sigma_s(E)$ для тяжелого элемента ${}^{232}_{90}\text{Th}$. Для этого же элемента при $0,5 \text{ МэВ} \leq E \leq 1,5 \text{ МэВ}$ сечение неупругого рассеяния порядка 1 б. На рис. 2.5 даны экспериментальные точки, размеры которых характеризуют погрешность эксперимента.

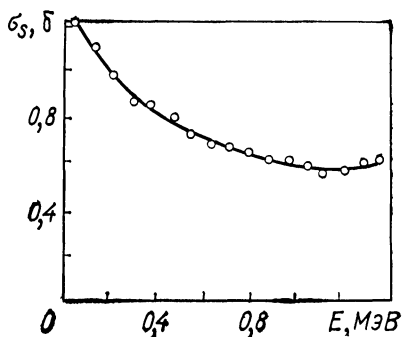


Рис. 2.5. Зависимость полного сечения рассеяния σ_s от энергии нейтрона для тория ${}^{232}_{90}\text{Th}$

2.3. РЕАКЦИЯ ($n, 2n$)

Большой интерес для физики реакторов представляет реакция, в которой вместо одного начального нейтрона в конечном состоянии получаются два нейтрона. Эта реакция идет по схеме



Реакция ($n, 2n$) имеет пороговый характер, так как существует минимальная энергия, необходимая для того, чтобы выбить связанный в ядре нейтрон. Характерная реакция ($n, 2n$) происходит на ядре ${}^4\text{Be}$. Для этого ядра энергетическая зависимость сечения $\sigma(n, 2n)$ приведена на рис. 2.6.

2.4. РЕАКЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ (n, γ), (n, α), (n, β)

В ядерных реакторах в результате реакций (n, γ), (n, α), (n, β) нейтрон выбывает из цепной ядерной реакции. Сече-

ния этих реакций подчиняются закону $\sigma(E) \sim 1/\sqrt{E}$ (или $\sigma(E) \sim 1/v$, где v — скорость нейтрона). На фоне такой энергетической зависимости могут существовать отдельные резонансы, форма которых опять же определяется формулой Брейта—Вигнера (2.3) с тем же значением Γ (ибо Γ характеризует вероятность суммы всех возможных реакций), но

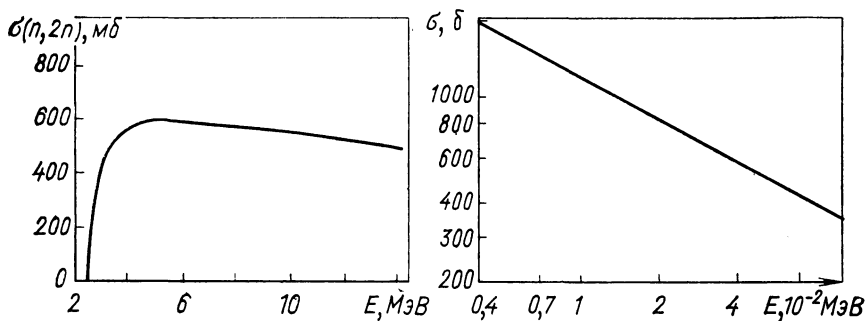


Рис. 2.6. Зависимость сечения реакции $(n, 2n)$ от энергии нейтрона для ${}^9\text{Be}$
Рис. 2.7. Сечение захвата нейтрона в ${}^{10}\text{B}$

в формуле типа (2.3) теперь справа вместо $\sigma_{sr}(E_r)$ стоит $\sigma(E_r)$ — сечение, определяющее данную реакцию. На рис. 2.7 приведена энергетическая зависимость сечения захвата нейтрона бором, протекающая по схеме



В этой реакции выделяется энергия 2,8 МэВ, которая распределяется между конечными продуктами следующим образом: α -частица получает энергию 1,5 МэВ, ядро отдачи ${}^7_3\text{Li}$ — 0,8 МэВ, γ -квант (появляющийся в результате перехода ядра ${}^7_3\text{Li}$ из возбужденного состояния на основной уровень) — 0,5 МэВ. Реакция (2.5) используется в борных счетчиках для регистрации нейтронов по вторичным α -частицам. Как видно из рис. 2.7, даже для естественной смеси изотопов бора сечение реакции (n, α) весьма велико (при $E=0,025$ эВ для ${}^{10}_5\text{B}$ $\sigma=4010$ б, но в естественной смеси изотопов бора содержится лишь 18,8% ${}^{10}_5\text{B}$, а 81,2% приходится на слабо поглощающий нейтроны изотоп ${}^{11}_5\text{B}$).

2.5. ДЕЛЕНИЕ ЯДРА

Наиболее специфична для проблем ядерных реакторов реакция деления ядер: под действием нейтрона* ядро тяже-

* Возможно и спонтанное деление ядра, имеющее весьма малую вероятность.

лого элемента делится на два осколка массой, примерно равной половине массы ядра. Нуклиды, которые делятся при взаимодействии с нейтронами, называются *делящимися*. Это тяжелые нуклиды, находящиеся в конце Периодической таблицы химических элементов Д. И. Менделеева.

Сечение деления существенно зависит от энергии нейтрона. У некоторых нуклидов велико сечение деления тепловыми нейтронами (${}_{92}^{233}\text{U}$; ${}_{92}^{235}\text{U}$; ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, ${}_{94}^{241}\text{Pu}$), другие нуклиды (как ${}_{92}^{238}\text{U}$) делятся только быстрыми нейтронами. Из числа первых нуклидов только ${}_{92}^{235}\text{U}$ встречается в природе. В естественном уране его содержание равно 0,714%, а основную часть урана составляет изотоп ${}_{92}^{238}\text{U}$. Другие нуклиды (${}_{92}^{233}\text{U}$; ${}_{94}^{239}\text{Pu}$; ${}_{94}^{241}\text{Pu}$) получают искусственным путем (главным образом в ядерных реакторах).

Рассмотрим более подробно деление ${}_{92}^{235}\text{U}$ нейтронами. Этот процесс не протекает по какой-то строгой схеме: имеется много различных каналов деления, каждый из которых характеризуется образующимися осколками деления. Реализуются эти каналы статистически. На рис. 2.8 приведен выход осколков различной массы при делении ${}_{92}^{235}\text{U}$. По оси ординат масштаб логарифмический. Осколки деления β -активны. Это обусловлено тем, что они пересыщены нейтронами (у ${}_{92}^{235}\text{U}$, как у тяжелого ядра, велико относительное содержание нейтронов — 143 нейтрона на 92 протона; получающиеся же осколки принадлежат к средним ядрам, стабильные нуклиды которых содержат относительно меньше нейтронов).

При делении помимо осколков образуются мгновенные γ -кванты, β -частицы распада, γ -кванты распада, нейтрино, нейтроны деления. Для цепной ядерной реакции особенно важно образование нейтронов. Их среднее число на один акт деления обозначается ν_f . Для разных нуклидов ν_f различно (табл. 2.1) и зависит от энергии (рис. 2.9).

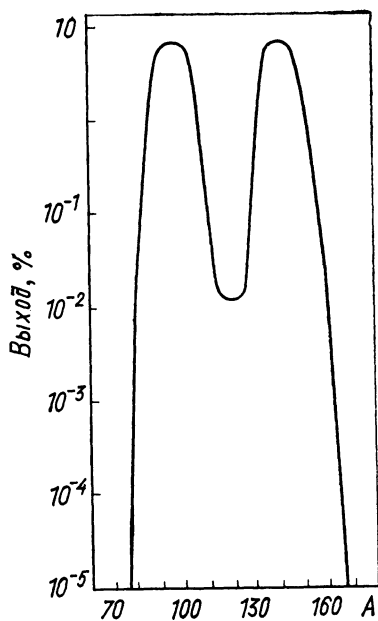


Рис. 2.8. Выход осколков на одно деление ${}_{92}^{235}\text{U}$ в зависимости от массы

Нейтроны деления образуются с различной энергией: от 0,5 до 15 МэВ. Спектр нейтронов деления (рис. 2.10) для ${}^{235}_{92}\text{U}$ хорошо описывается эмпирической формулой, в которой E выражено в мегаэлектронвольтах:

Т а б л и ц а 2.1

Среднее число нейтронов деления ν_f

Нуклид	$E=0,025$ эВ	$E=1,8$ МэВ
${}^{233}_{92}\text{U}$	2,52	2,71
${}^{235}_{92}\text{U}$	2,41	2,74
${}^{239}_{94}\text{Pu}$	2,92	3,21

$$N(E) = 1,888E^{1/2} \exp[-(E/1,306)]. \quad (2.6)$$

Среднее значение энергии нейтронов деления для ${}^{235}_{92}\text{U}$ равно 1,93 МэВ.

Общий баланс выделяемой при делении ядра ${}^{235}\text{U}$ энергии приведен в табл. 2.2. В реакторе из общей энергии 203 МэВ выделяется 192 МэВ, так как нейтрино из реактора уходят. Кроме того, дополнительно в реакторе выделяется энергия порядка 8 МэВ вследствие образования γ -квантов при радиационном захвате части нейтронов деления.

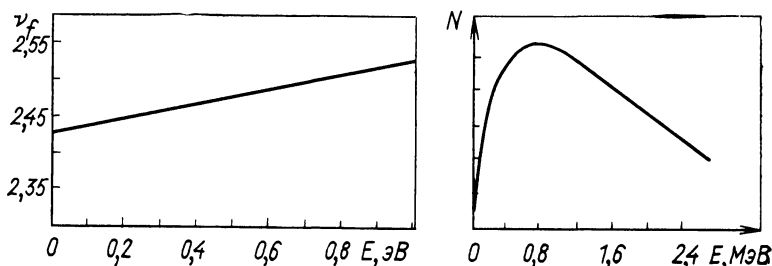


Рис. 2.9. Число нейтронов деления ${}^{235}_{92}\text{U}$

Рис. 2.10. Спектр нейтронов деления

Т а б л и ц а 2.2

Энергетический баланс деления

Продукт деления	Энергия, МэВ	Продукт деления	Энергия, МэВ
Осколки	169	γ -Кванты распада	6
Мгновенные γ -кванты	5	Нейтроны деления	5
β -Частицы распада	7	Нейтрино	11
		Всего	203

Энергетическая зависимость сечения деления весьма сложная, поскольку на спектр $1/\sqrt{E}$ накладывается большое количество резонансов. На рис. 2.11 приведена зависимость $\sigma_f \sqrt{E}$ для $^{235}_{92}\text{U}$ в области малых энергий нейтронов. Если бы сечение деления $\sigma_f(E)$ убывало по закону $1/\sqrt{E}$, то на

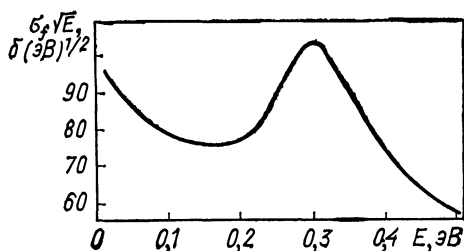


Рис. 2.11. Сечение деления $^{235}_{92}\text{U}$

рисунке должна была бы быть прямая, параллельная оси абсцисс. Однако эксперимент дает кривую (см. рис. 2.11) с резонансом при $E \approx 0,3$ эВ. Заметим, что резонанс при этой энергии наблюдается и для других делящихся нуклидов.

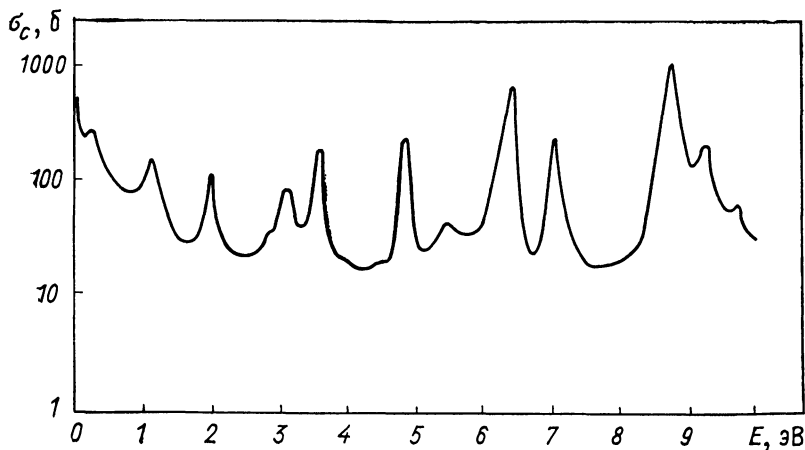


Рис. 2.12. Сечение захвата нейтрона $^{235}_{92}\text{U}$

Для работы ядерного реактора важна доля нейтронов, вызвавшая деление ^{235}U , по отношению к общему числу нейтронов, захваченных в ^{235}U , которое характеризуется сечением захвата $\sigma_c(E)$, включающим захват нейтрона в ^{235}U как без деления, так и с делением. В сечении захвата для $^{235}_{92}\text{U}$ в широкой области энергий (рис. 2.12) наблю-

дается большое число резонансов. Аналогичные резонансы имеются и у сечения деления.

И наконец, еще одна очень важная особенность процесса деления. Не все нейтроны образуются непосредственно при

Т а б л и ц а 2.3

Характеристики запаздывающих нейтронов для $^{235}_{92}\text{U}$

Номер группы	Период полураспада осколков, с	Доля запаздывающих нейтронов группы β , 10^{-3}	Кинетическая энергия запаздывающих нейтронов, МэВ	Номер группы	Период полураспада осколков, с	Доля запаздывающих нейтронов группы β , 10^{-3}	Кинетическая энергия запаздывающих нейтронов, МэВ
1	0,2	0,27	—	4	6,2	1,25	0,43
2	0,6	0,74	0,42	5	22,7	1,40	0,56
3	2,3	2,53	0,62	6	55,7	0,21	0,25

делении тяжелых нуклидов — часть из них появляется в результате распада осколков. Нейтроны деления, образующиеся в процессе деления, называются *мгновенными*; нейтроны, испускаемые осколками, называются *запаздывающими*. Специфика появления запаздывающих нейтронов определяется характером распада осколков. Обычно запаздывающие нейтроны разбивают на шесть групп (табл. 2.3). Характеристики запаздывающих нейтронов зависят от того, какое ядро делится. Например, для $^{239}_{94}\text{Pu}$ доля запаздывающих нейтронов меньше, чем для $^{235}_{92}\text{U}$, для которого она равна $\beta=0,0064$.

В заключение рассмотрим отдельные типы ядерных реакций упомянем о *делении, вызываемом быстрыми нейтронами*. Под действием быстрых нейтронов делятся и нуклиды, не делящиеся медленными нейтронами. Реакция этого типа имеет энергетический порог. На рис. 2.13 приведено сечение деления $^{238}_{92}\text{U}$ быстрыми нейтронами. Оно значительно меньше, чем сечение деления $^{235}_{92}\text{U}$ в области малых энергий.

Некоторые итоги. Для обсуждения влияния различных веществ на протекание цепной реакции в ядерном реакторе, в котором основную роль играют тепловые нейтроны, в табл. 2.4 приведены характеристики этих веществ (или нуклидов). В ядерном реакторе имеются ядерное горючее, деление которого обуславливает выделение энергии, теплоноситель, отводящий эту энергию из реактора, и конструкционные элементы, обеспечивающие размещение ядерного горючего и теплоносителя в реакторе. Если цепная реакция происходит в основном на тепловых нейтронах, то, как видно

из табл. 2.4, сечение захвата нейтронов $^{235}_{92}\text{U}$ очень велико, а естественным ураном существенно меньше. Поэтому, если делать реактор на чистом $^{235}_{92}\text{U}$, то имеется большая свобода в выборе конструкционных материалов и типа теплоносителя — поглощение в них нейтронов не очень существенно. Если же делать реактор на естественном уране, то требования к нейтронным свойствам используемых материалов (и количествам этих материалов в реакторе) весьма жесткие. Забегая вперед, заметим, что эту трудность преодолевают в энергетических реакторах путем использования урана с малым обогащением изотопом $^{235}_{92}\text{U}$.

Из приведенных в табл. 2.4 материалов в качестве конструкционных можно использовать цирконий, алюминий и сталь (причем сталь поглощает существенно больше нейтронов, чем алюминий или цирконий). Крайне нежелательны в конструкционных материалах примеси та-

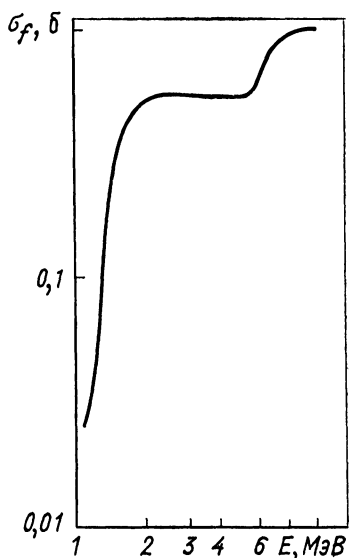


Рис. 2.13. Сечение деления $^{238}_{92}\text{U}$ быстрыми нейтронами

Таблица 2.4

Эффективные сечения при $E=0,025$ эВ

Элемент или изотоп	Плотность, г/см ³	σ_c , б	σ_f , б	σ_s , б
^1_1H	—	0,33	—	38
H_2O	1	0,66	—	—
D_2O	1,1	0,00114	—	—
Be	1,85	0,010	—	5,7
B	2,54	755	—	4
C	1,67	0,0034	—	4,8
Na	0,97	0,51	—	4,0
Al	2,7	0,23	—	1,4
Fe	7,85	2,53	—	11
Cd	8,65	2450	—	6
Zr	6,5	0,18	—	—
$^{235}_{92}\text{U}$	—	694	582	8,3
$^{238}_{92}\text{U}$	—	2,75	—	8,3
^{92}U	18,7	7,73	4,21	—

ких веществ, как В, Cd, которые очень сильно поглощают нейтроны. Поэтому возникают весьма жесткие требования к составу используемых в ядерных реакторах материалов.

§ 3. ДИФФУЗИЯ И ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

3.1. ПРОХОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Для поддержания стабильной цепной реакции один из быстрых нейтронов, образовавшихся при делении ядра, должен «сквозь» вещество реактора пройти к другому ядру и вызвать его деление, поэтому необходимо знать поведение нейтронов в веществе. Для введения необходимых определений рассмотрим закон ослабления плотности потока нейтронов в веществе.

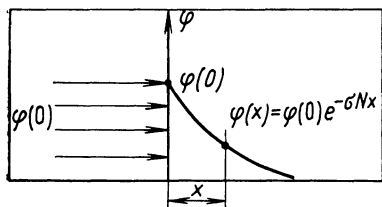


Рис. 3.1. Ослабление плотности потока нейтронов в веществе

Пусть на поверхность плоской мишени, состоящей из ядер одного сорта, при $x=0$ падает параллельный пучок нейтронов в направлении x (рис. 3.1). Плотность потока нейтронов, т. е. число нейтронов, пересекающих площадку в 1 см^2 за 1 с , при $x \leq 0$ есть $\varphi(0)$ *.

Если все падающие нейтроны имеют одну и ту же энергию, то нейтронные свойства ядер мишени могут быть описаны сечениями поглощения σ_c и рассеяния σ_s . Вероятность того, что нейтрон будет либо поглощен ядром, либо рассеян, описывается *полным сечением* σ , равным сумме $\sigma = \sigma_c + \sigma_s$, так как процессы поглощения и рассеяния независимы. Провзаимодействовавший с ядром нейтрон выбывает из пучка.

Определим число нейтронов, провзаимодействовавших с веществом в слое поверхностью 1 см^2 и толщиной dx . Очевидно, что это число пропорционально сечению σ , числу ядер мишени в этом слое, равному Ndx (где N — плотность ядер мишени), и плотности потока нейтронов $\varphi(x)$. Так как вследствие взаимодействия плотность потока нейтронов убывает, получаем соотношение

$$d\varphi = -\sigma\varphi Ndx, \quad (3.1)$$

где $d\varphi$ — изменение плотности потока нейтронов в слое dx . Интегрируя уравнение (3.1), при начальном значении $\varphi(x=0) = \varphi(0)$ получаем *экспоненциальный закон ослабления* плотности потока нейтронов в веществе:

* В общем случае учитывается прохождение нейтронов через площадку с двух сторон.

$$\varphi(x) = \varphi(0) \exp(-\sigma N x). \quad (3.2)$$

Здесь $\varphi(x)$ — плотность потока нейтронов в веществе на расстоянии x от границы.

Из выражения (3.2) следует, что характер затухания плотности потока нейтронов определяется произведением σN . В ядерной физике его называют *макроскопическим сечением* и обозначают Σ . Запишем размерность Σ : $[\Sigma] = [\sigma N] = [\sigma][N] = \text{см}^2 \cdot \text{см}^{-3} = \text{см}^{-1}$. Заметим, что введенные ранее сечения σ , σ_c , σ_s называют *микроскопическими*.

Макроскопическому сечению Σ сопоставляется обратная величина λ с размерностью длины: $\lambda = \Sigma^{-1}$. Тогда закон (3.2) записывается в виде

$$\varphi(x) = \varphi(0) \exp(-x/\lambda). \quad (3.3)$$

Длину λ можно назвать *длиной свободного пробега* нейтрона. Ее физический смысл следующий: λ — это такая длина, на которой плотность потока нейтронов падает в e раз ($e=2,718$).

Полная длина λ связана с *длиной рассеяния* $\lambda_s = (\sigma_s N)^{-1}$ и *длиной поглощения* $\lambda_c = (\sigma_c N)^{-1}$ соотношением $\lambda^{-1} = \lambda_c^{-1} + \lambda_s^{-1}$. Вещества, в которых $\lambda_c \ll \lambda_s$, называются *поглощающими*: в них нейтроны, главным образом, поглощаются. Вещества, в которых $\lambda_s \ll \lambda_c$, называются *рассеивающими*: в них нейтроны слабо поглощаются и сильно рассеиваются.

3.2. ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ

В стационарной цепной ядерной реакции, протекающей в ядерном реакторе, участвует огромное количество нейтронов. Поэтому интерес представляет не судьба отдельного нейтрона, а некоторые средние характеристики для большого числа нейтронов. Эти характеристики связаны с процессом *диффузии нейтронов* в веществе. При рассмотрении такого процесса считается, что все нейтроны характеризуются одной и той же скоростью v , а движение их в среде определяется средними длинами поглощения $\lambda_c = (\sigma_c N)^{-1}$ и рассеяния $\lambda_s = (\sigma_s N)^{-1}$. Поведение нейтронов в веществе описывается *уравнением диффузии*.

В основе вывода практически любого уравнения, имеющего физический смысл, лежит закон сохранения. При выводе уравнения диффузии следует рассмотреть закон сохранения числа нейтронов в некотором малом объеме.

Пусть n — плотность нейтронов. Во-первых, число нейтронов в данном объеме уменьшается за счет того, что нейтроны поглощаются веществом. Число поглотившихся в единице объема нейтронов пропорционально макроскопи-

ческому сечению поглощения $\Sigma_c = \sigma_c N$ и плотности потока нейтронов $\phi = vn$.

Во-вторых, число нейтронов изменяется за счет того, что нейтроны втекают и вытекают из данного объема. Количество вытекающих нейтронов пропорционально градиенту плотности нейтронов. Для большей ясности рассмотрим одно-

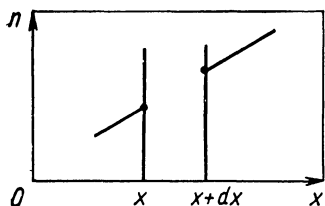


Рис. 3.2. К выводу уравнения диффузии

мерный случай (рис. 3.2). Пусть на границах рассматриваемого объема x и $x+dx$ значения плотности нейтронов $n(x)$ и $n(x+dx)$ разные, но градиенты $dn/dx|_x = dn/dx|_{x+dx}$ одинаковые. Тогда очевидно, что сколько нейтронов втечет через правую границу $x+dx$ в объем dx , столько вытечет через левую границу x из объема dx . Поэтому.

изменение числа нейтронов в объеме определяется разностью градиентов на границах x и $x+dx$, т. е. второй производной от n d^2n/dx^2 .

В-третьих, число нейтронов может изменяться за счет источников мощностью Q нейтр. $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, находящихся в данном объеме. В физике ядерных реакторов за такие источники принимают нейтроны, обусловленные делением.

В стационарном случае, т. е. когда число нейтронов в данном объеме не меняется, на основании приведенных выше соображений можно написать *уравнение диффузии*

$$D\Delta n - n/T_0 + Q = 0, \quad (3.4)$$

где оператор $\Delta = d^2/dx^2 + d^2/dy^2 + d^2/dz^2$; $T_0^{-1} = v\Sigma_c$; D — коэффициент, называемый *коэффициентом диффузии*. Он зависит от рассеивающих свойств среды и характеризуется *транспортной длиной* или *длиной переноса*.

Транспортная длина λ_{tr} определяет среднее перемещение нейтрона в первоначальном направлении после бесконечного числа столкновений. Рассмотрим движение нейтрона по оси x . До столкновения с ядром, приводящего к рассеянию, нейтрон проходит путь λ_s . При столкновении нейтрон рассеется на угол θ и проекция его дальнейшего перемещения на ось x станет равной $\lambda_s \cos \theta$, где $\overline{\cos \theta}$ — среднее значение косинуса угла рассеяния. Таким образом, до второго столкновения нейтрон пройдет вдоль оси x путь $\lambda_s(1 + \overline{\cos \theta})$. Продолжая это рассмотрение и учитывая независимость актов рассеяния, легко получить связь транспортной длины λ_{tr} с длиной рассеяния λ_s и средним косинусом рассеяния $\mu = \overline{\cos \theta}$:

$$\lambda_{tr} = \lambda_s(1 - \mu)^{-1}. \quad (3.5)$$

При соударении нейтрона с ядром, имеющим массовое число A , средний косинус рассеяния $\mu = 2/3A$. Поэтому для тяжелых ядер вместо транспортной длины λ_{tr} при определении коэффициента диффузии можно использовать длину рассеяния λ_s (табл. 3.1).

Таблица 3.1

Диффузионные постоянные

Вещество	Плотность, г/см ³	λ_{tr} , см (при $T=300$ К)	λ_c , см	L , см
H ₂ O	1	0,49	45,4	2,73
D ₂ O	1,1	2,88	26500	159
Be	1,85	1,6	810	21
C	1,67	2,8	2680	50
Mg	1,74	7,6	365	30
Al	2,7	11	72	15,2
Fe	7,8	1,22	4,8	1,25
Zr	6,5	4,25	130	13,4
U	18,7	2,88	2,74	1,13

Уравнение диффузии (3.4) удобно переписать, введя длину диффузии L :

$$\Delta n - n/L^2 = -\bar{Q}, \quad (3.6)$$

где \bar{Q} — мощность соответствующим образом перенормированного источника нейтронов, а $L^2 = DT_0$ и определяется формулой

$$L^2 = \lambda_{tr}\lambda_c/3. \quad (3.7)$$

Уравнение диффузии (3.6) так же, как и любое дифференциальное уравнение, следует дополнить граничными условиями, которые получаются из следующих физических соображений: на границах плотности нейтронов и потоки нейтронов непрерывны; отсюда имеем два граничных условия $n(x-0) = n(x+0)$ и $D(x-0) \frac{dn}{dx} \Big|_{x=0} = D(x+0) \frac{dn}{dx} \Big|_{x=0}$, где обозначения $x-0$ и $x+0$, широко применяемые в математике, указывают на то, что функции берутся слева и справа от границы, проходящей через точку x , соответственно.

Особого упоминания заслуживает граница среды с вакуумом, при этом (рис. 3.3, среда слева) на границе $n(x_{гп}) \neq 0$. Но оказывается, что с хорошей точностью можно считать, что $n(x_{гп} + 0,71 \lambda_{tr}) = 0$. Координата $x_{гп} + 0,71 \lambda_{tr}$ называется *экстраполированной границей*. Для больших реакторов это уточнение границы не существенно.

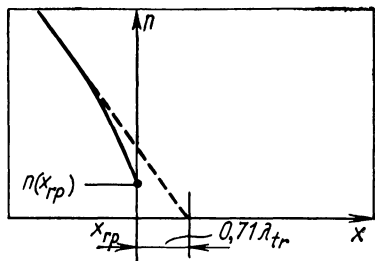


Рис. 3.3. Плотность нейтронов на границе с вакуумом

ла L . Как следует из (3.8), L — это такое расстояние, на котором плотность нейтронов падает в e раз.

3.3. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

При рассеянии нейтроны передают часть своей энергии ядрам и теряют скорость, т. е. замедляются. Рассмотрим упругое рассеяние нейтронов на ядрах с массовым числом A . Если до рассеяния энергия нейтрона была E , то после рассеяния нейтрон будет обладать энергией E' , которая лежит в пределах $\epsilon E \leq E' \leq E$, где величина ϵ , характеризующая максимальный сброс энергии, определяется формулой

$$\epsilon = (A - 1)^2 / (A + 1)^2. \quad (3.9)$$

Из формулы (3.9) видно, что, во-первых, полностью сбросить свою энергию нейтрон может только при столкновении с ядром водорода (протоном), для которого $A=1$. Во-вторых, хорошими замедлителями являются вещества с малым значением A . Из таких замедлителей, которые при этом слабо поглощают нейтроны, в ядерном реакторостроении используют дейтерий в виде тяжелой воды D_2O (кислород слабо поглощает и замедляет нейтроны), бериллий и углерод, которые позволяют в качестве ядерного горючего применять естественный уран (0,714% $^{235}_{92}U$; 99,286% $^{238}_{92}U$). Использование обычной воды H_2O в качестве замедлителя требует применения обогащенного изотопом $^{235}_{92}U$ урана, так как водород сильно поглощает нейтроны. Вещества с большим значением A являются плохими замедлителями. Однако подобные вещества, если у них велико сечение рассеяния и мало сечение поглощения, можно использовать в ядерных реакторах как «запутыватели» нейтронов: не замедляя нейтронов, они мешают последним покинуть реактор.

В процессе замедления, когда нейтрон много раз сталкивается с ядрами замедлителя, определяющую роль играет

В табл. 3.1 приведены диффузионные постоянные для некоторых веществ.

Для примера приведем решение уравнения диффузии (3.6) в отражателе в одномерном случае:

$$n(x) = n(0) \exp(-x/L), \quad (3.8)$$

где $n(0)$ — плотность нейтронов на границе $x=0$. Это выражение часто используют для выявления физического смысла

Таблица 3.2

Параметр замедления ξ и среднее число столкновений S нейтронов при замедлении от $E_0=2$ МэВ до $E_k=0,03$ эВ для различных веществ

Замедлитель	Параметр замедления ξ	Число столкновений S	Замедлитель	Параметр замедления ξ	Число столкновений S
H ₂ O	1,000	18	Be	0,209	86
D ₂ O	0,725	25	C	0,158	114

среднее значение логарифма отношения E/E' , т. е. энергии до столкновения к энергии после столкновения. Эта величина обозначается ξ и называется *параметром замедления* (табл. 3.2). Усреднение производится по возможным сбросам энергии, соответствующим E' в интервале $\epsilon E \leq E' \leq E$:

$$\xi = \overline{\ln(E/E')} = 1 + \epsilon \ln \epsilon / (1 - \epsilon). \quad (3.10)$$

Если $A \gg 1$, то формулу (3.10) можно упростить:

$$\xi^{-1} \approx A/2 + 1/3 + 1/18A. \quad (3.11)$$

Определим число соударений S , которое в среднем должен претерпеть нейтрон для того, чтобы от энергии E_0 замедлиться до энергии E_k :

$$S = \xi^{-1} \ln(E_0/E_k). \quad (3.12)$$

В ядерных реакторах на тепловых нейтронах конечная энергия $E_k \approx 0,03$ эВ, а начальная (энергия нейтронов деления) $E_0 \approx 2$ МэВ, т. е. $\ln(E_0/E_k) \approx 18$. Число столкновений для такого реактора приведено в табл. 3.2.

Спектр замедляющих нейтронов. Предположим, что в 1 см³ непоглощающей бесконечной среды каждую секунду попадает Q нейтронов энергией E_0 . Тогда число нейтронов $f(E)dE$, энергия которых лежит в пределах E и $E+dE$, определяется следующим образом:

$$f(E)dE = Q\lambda_s dE / \xi v E, \quad (3.13)$$

где v — скорость нейтрона при энергии E ; λ_s — длина рассеяния в среде; ξ — параметр замедления, который определен формулами (3.10) или (3.11). Распределение (3.13) нейтронов по энергии называется *спектром Ферми*.

Если замедлитель обладает поглощением нейтронов, характеризующимся длиной поглощения λ_c , то при малом поглощении его качество как замедлителя определяется параметром $\gamma = \lambda_s / \xi \lambda_c(E)$, причем $\lambda_c(E)$ берется при тепловых энергиях $E_T = 0,025$ эВ. Величину γ^{-1} называют *коэффициентом замедления нейтронов* (табл. 3.3). Свойства вещества как замедлителя тем лучше, чем меньше величина γ . В табл. 3.3 приведены данные для простых (Be, C и U)

Параметры некоторых замедлителей

Вещество	Плотность, г/см ³	λ_s , см	$\xi\lambda_s^{-1}$, см ⁻¹	$\gamma^{-1}=\xi\lambda_c/\lambda_s$
H ₂ O	1,00	0,685	1,330	60
D ₂ O	1,10	2,880	0,180	4800
Be	1,85	1,350	0,150	120
C	1,67	2,250	0,061	160
U	18,70	2,550	0,0033	0,01

и для сложных (H₂O и D₂O) веществ. Для сложных веществ величина $\xi\lambda_s^{-1}$ определяется формулой

$$\xi\lambda_s^{-1} = \xi_1\lambda_{s1}^{-1} + \dots + \xi_i\lambda_{si}^{-1} + \dots + \xi_n\lambda_{sn}^{-1}, \quad (3.14)$$

причем индексы $i=1, 2, \dots, n$ соответствуют различным ядрам, входящим в состав вещества.

Пространственное распределение замедляющихся нейтронов. Если сброс энергии при одном столкновении невелик, то в предположении отсутствия поглощения пространственно-энергетическое распределение нейтронов определяется уравнением такого же типа, как уравнение теплопроводности.

Пусть в неограниченной однородной среде в начале координат испущен один быстрый нейтрон с энергией E_0 . Обозначим $n(\mathbf{r}, E)dV$ вероятность того, что нейтрон с энергией E окажется в элементе объема dV около точки \mathbf{r} . Удобно вместо энергии E ввести величину $\tau(E)$, называемую *квадратом длины замедления*:

$$\tau(E) = \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\xi} \ln \frac{E_0}{E}. \quad (3.15)$$

Тогда функция $n(\mathbf{r}; \tau)$ будет удовлетворять уравнению

$$\Delta n(\mathbf{r}, \tau) = \partial n(\mathbf{r}, \tau) / \partial \tau, \quad (3.16)$$

где, как и прежде, оператор $\Delta = d^2/dx^2 + d^2/dy^2 + d^2/dz^2$. Решение уравнения (3.16) имеет вид

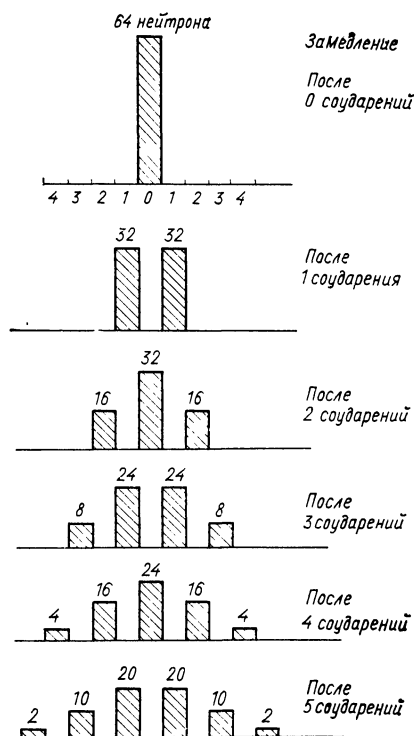
$$n(\mathbf{r}, \tau) = (4\pi\tau)^{-3/2} \exp(-r^2/4\tau). \quad (3.17)$$

С помощью выражения (3.17) можно определить средний квадрат расстояния \bar{R}^2 , пройденный нейтроном при замедлении до энергии E : $\bar{R}^2 = 6\tau(E)$. Это соотношение дает возможность придать физический смысл величине $\tau(E)$.

Из $\bar{R}^2 \neq 0$ еще не следует, что $\bar{R} \neq 0$. Согласно (3.17) максимум $n(\mathbf{r}, \tau)$ достигается при $r=0$. Последнее обстоятельство легко проверить на следующей предельно упрощен-

Рис. 3.4. Упрощенная модель пространственного распределения при замедлении нейтронов

ной модели. Рассмотрим одномерный случай и будем считать, что в точке $x=0$ изотропно, т. е. с равной вероятностью налево и направо, испущено 64 нейтрона, которые, пройдя путь $\lambda_s=1$, обязательно изотропно рассеются. Тогда после одного столкновения будет по 32 нейтрона при $x=\pm 1$, которые двигаются так же изотропно. Проследив судьбу этих и следующих нейтронов, придем к картине, изображенной на рис. 3.4. Из этой примитивной модели следует, что максимум плотности замедляющихся нейтронов остается в месте расположения источника.



В заключение обсуждения проблем замедления укажем на одну особенность, связанную с уравнением (3.16). В процессе его получения предполагалось, что между соударениями все нейтроны проходят некоторый средний путь и что при соударении сбрасывается некоторая средняя энергия. Поэтому если нейтрон имеет энергию E , которой согласно (3.15) соответствует величина τ , то это означает, что он совершил вполне определенное число соударений и получил энергию E через строго определенное время, отсчитанное от момента впуска нейтрона с энергией E_0 в систему.

Таблица 3.4

Квадрат длины замедления τ

Вещество	Плотность, г/см ³	τ , см ²	Вещество	Плотность, г/см ³	τ , см ²
H ₂ O	1	30	C	1,74	290
D ₂ O	1,1	118	Bi	9,8	9500
Be	1,85	80	U	18,7	3500

Это обстоятельство проявляется в том, что величину τ называют не только квадратом замедления, но и *возрастом нейтрона*, а все рассмотрение, приводящее к основному уравнению (3.16), — *возрастным приближением*.

В табл. 3.4 приведены значения τ для различных веществ.

3.4. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Изложенные выше теоретические модели диффузии и замедления нейтронов лишь приближенно описывают истинное взаимодействие нейтронов с веществом. Строгому описанию соответствует пространственно-временное интегро-

дифференциальное кинетическое уравнение. Оно составляется для

плотности нейтронов n , зависящей от времени t , координаты, характеризуемой радиус-вектором \mathbf{r} , энергии нейтрона E и телесного угла Ω , определяющего направление скорости нейтрона \mathbf{V} , т. е. $n = n(t, \mathbf{r}, E, \Omega)$.

В основу вывода кинетического уравнения кладется баланс нейтронов — учитываются процессы, выводящие нейтрон из данного состояния (поглощение и рассеяние), и процессы, приводящие к возникновению нейтрона в данном состоянии в результате рассеяния нейтронов с другими значениями E и Ω . Все

эти процессы носят статистический характер и описываются соответствующими вероятностями.

Проблема решения кинетического уравнения весьма сложна. Даже используя электронно-вычислительные машины, при решении приходится прибегать к различного рода упрощениям. По-видимому, наиболее адекватным природе взаимодействия нейтронов с веществом для решения кинетического уравнения является *метод Монте-Карло*. В этом методе вероятностным образом разыгрывается судьба каждого нейтрона. Поясним суть этого метода на элементарном примере. Рассмотрим вычисление определенного интеграла

$\int_0^1 f(x) dx$. Удобно так нормировать функцию $f(x)$ (рис. 3.5),

чтобы выполнялось неравенство $f(x) \leq 1$. Для вычисления интеграла случайным образом разыгрывают координаты точек в квадрате $0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1$. Тогда значение интеграла есть отношение числа случаев, когда точка оказалась в заштрихованной на рис. 3.5 области A , к общему числу случаев.

При численных решениях кинетического уравнения часто

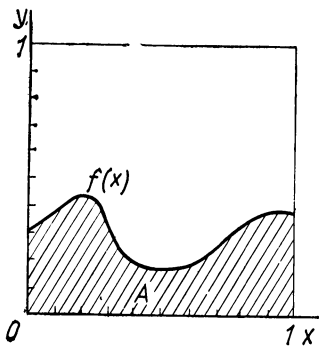


Рис. 3.5. К вычислению интеграла методом Монте-Карло

прибегают к *методу многих групп*. Этот метод заключается в том, что вся область энергии — от энергии нейтронов деления E_0 до тепловой — разбивается на ряд групп (обычно число групп при численных расчетах велико — порядка 30), внутри которых производится усреднение по энергиям и предполагается справедливое диффузионное приближение. При замедлении нейтрона у него имеется заданная вероятность перейти из данной группы в каждую из групп с более низкой энергией.

Глава 2. КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ РЕАКТОРА

В предыдущей главе приводился материал из области ядерной физики, необходимый для построения *физики реакторов*, к рассмотрению которого мы непосредственно приступаем. Что же такое *ядерный реактор*?

С физической точки зрения под ядерным реактором следует понимать агрегат, в котором протекает управляемая стационарная цепная реакция деления ядер. Ядерные реакторы можно классифицировать по различным признакам. По назначению ядерные реакторы делятся на *энергетические*, в которых утилизируется энергия, образующаяся при сгорании ядерного горючего; *промышленные*, в которых возникающие при делении избыточные нейтроны используются для получения новых нуклидов; *исследовательские*, в которых пучки нейтронов используются для физических экспериментов и материаловедческих исследований. Ядерные реакторы классифицируются также по замедлителю, который в них используется: *легководные* (типа ВВЭР), *графитовые* (типа РБМК), *тяжеловодные* (типа реактора АЭС А-1 в ЧССР). Далее, можно классифицировать реакторы по спектрам нейтронов, в них образующихся: реакторы на *тепловых*, *промежуточных* и *быстрых нейтронах* (часто в литературе последние называют просто *быстрые реакторы*).

Возможна классификация по конструкционным признакам — реакторы *канальные*, *корпусные*, *бассейновые*.

В дальнейшем мы основное внимание сосредоточим на реакторах на тепловых нейтронах, к которым можно отнести современные энергетические реакторы типа ВВЭР и РБМК.

§ 4. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ

4.1. ФОРМУЛА ЧЕТЫРЕХ СОМНОЖИТЕЛЕЙ

Основная величина, определяющая развитие цепной ядерной реакции деления, — *эффективный коэффициент размножения* $k_{эф}$. По физическому смыслу $k_{эф}$ есть отношение

числа нейтронов в данном поколении к числу нейтронов в предыдущем поколении. Если $k_{эф}=1$, то в реакторе протекает стационарная цепная реакция; если $k_{эф}>1$, то ядерная реакция развивается и поток нейтронов и мощность реактора растут; если $k_{эф}<1$, то ядерная цепная реакция затухает, поток нейтронов и мощность уменьшаются.

Рассмотрим коэффициент размножения для бесконечной системы k_{∞} , когда можно не учитывать вылета нейтронов из реактора. В этом случае он характеризует свойства среды, заполняющей реактор*. Тогда эффективный коэффициент размножения конечной среды $k_{эф}$ определяется формулой $k_{эф}=k_{\infty}p_{зам}p_{диф}$, где $p_{зам}$ — вероятность того, что нейтрон избежит утечки из реактора в процессе замедления, а $p_{диф}$ — вероятность того, что нейтрон избежит утечки из реактора в процессе диффузии.

Сначала введем коэффициент размножения для *гомогенной среды*, в которой равномерно размещены ядерное горючее, замедлитель, теплоноситель и конструкционные материалы. Пусть реактор работает на уране без примеси других делящихся нуклидов и в единице его объема содержится N_5 ядер ^{235}U , N_8 ядер ^{238}U и N_i ядер различных компонентов замедлителя, теплоносителя и конструкционных материалов. Тогда при захвате теплового нейтрона в уране образуется η быстрых нейтронов деления:

$$\eta = \nu_{f5}\sigma_{f5}N_5 / (\sigma_5N_5 + \sigma_8N_8), \quad (4.1)$$

где ν_{f5} — среднее число нейтронов, образующихся при делении ядра ^{235}U ; σ_{f5} , σ_5 — сечение деления и полное сечение захвата для ^{235}U ; σ_8 — сечение захвата для ^{238}U .

Быстрый нейтрон может вызвать деление ^{238}U . Учтем увеличение эффективного числа быстрых нейтронов, образующихся в результате этого процесса коэффициентом $\epsilon > 1$. Далее, быстрые нейтроны начинают замедляться и могут поглотиться резонансным образом. Обозначим *вероятность избежать резонансного захвата* ϕ .

Замедлившись до тепловых энергий, нейтроны начинают диффундировать. В процессе диффузии нейтроны могут поглотиться в различных веществах. Назовем *коэффициентом использования тепловых нейтронов* θ вероятность того, что тепловой нейтрон захватится в уране, а не в других веществах. Тогда

$$\theta = (\sigma_5N_5 + \sigma_8N_8) / (\sigma_5N_5 + \sigma_8N_8 + \sum_i \sigma_i N_i), \quad (4.2)$$

* Для реакторов канального типа, когда среда реактора представляет решетку каналов в замедлителе, k_{∞} часто называют коэффициентом размножения решетки и обозначают $k_{реш}$: $k_{реш} = k_{\infty}$.

причем в знаменателе формулы (4.2) суммирование производится по сортам всех ядер, находящихся в реакторе, т. е. по ядрам конструкционных материалов, замедлителя, теплоносителя и введенного для регулирования цепной реакции поглотителя.

Как следует из формулы (4.2), θ растет с увеличением концентрации урана, стремясь в пределе к единице.

По физическому смыслу коэффициент размножения k есть произведение:

$$k = \eta \epsilon \varphi \theta. \quad (4.3)$$

В литературе эта формула известна как *формула четырех сомножителей*. Рассмотрим более подробно каждый из сомножителей в (4.3), учитывая возможную гетерогенную структуру размещения материалов в реакторе.

4.2. ЧИСЛО БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ η

Число быстрых нейтронов зависит от обогащения ядерного топлива ^{235}U . Для чистого ^{235}U $\eta \approx 2,08$; для естественного урана, когда $N_5/N_8 = 0,714 \cdot 10^{-2}$, $\eta_{\text{ест}} \approx 1,34$. Если в реакторе имеется один тип тепловыделяющих элементов (твэлов), то гетерогенная структура никак не сказывается на формуле (4.1) для η . Если в реакторе имеется смесь блоков разной конструкции или с разным изотопным составом, то формула (4.1) для η превращается в следующую:

$$\eta = \frac{v_{f5} \sum_k (\sigma_{f5}^k N_5^k n^k)}{\sum_k (\sigma_{f5}^k N_5^k + \sigma_8^k N_8^k) n^k}, \quad (4.4)$$

где n^k — средняя плотность тепловых нейтронов на поверхности твэла типа k ; суммирование проводится по всем типам твэлов. Величины N_5^k , N_8^k , σ_{f5}^k , σ_5^k , σ_8^k характеризуют твэл типа k , причем три последних из них могут зависеть от типа k из-за различия спектров нейтронов в разных твэлах, что приводит к изменению эффективных сечений.

4.3. РАЗМНОЖЕНИЕ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Размножение на быстрых нейтронах обусловлено ^{238}U . Усредненное по спектру деления сечение деления ^{238}U есть $\sigma_{f8} = 0,29$ б. Коэффициент ϵ зависит от геометрии твэла, так как этой геометрией определяется вероятность того, что быстрый нейтрон до выхода из твэла провзаимодействует с ^{238}U . Для сплошного цилиндра радиусом ρ ($\rho \leq 1$ см), состоящего из естественного урана,

$$\epsilon \approx 1 + 0,02\rho, \quad (4.5)$$

где ρ дан в сантиметрах. Формула (4.5) справедлива в том случае, когда можно пренебречь вероятностью попадания быстрого нейтрона деления из одного блока в другой и считать, что размножение на быстрых нейтронах обусловлено нейтронами, родившимися только в данном блоке. Если же расстояние между блоками существенно меньше длины рассеяния в среде между блоками (как это имеет место, например, в водо-водяных энергетических реакторах ВВЭР), то прежде, чем замедлиться до энергии ниже порога деления ^{238}U , быстрый нейтрон пройдет через несколько твэлов. Эмпирическая формула расчета коэффициента размножения на быстрых нейтронах для реакторов типа ВВЭР имеет вид

$$\epsilon \approx 1 + 0,22 (N_8/N_H), \quad (4.6)$$

где N_8/N_H — отношение числа ядер ^{238}U к числу ядер водорода.

Оценим*, какого порядка может быть величина ϵ . Для графитового реактора при $\lambda_s \approx 2,5$ см и шаге решетки блоков из естественного урана $a = 14$ см блоки можно рассматривать как изолированные и пользоваться формулой (4.5). При $\rho = 1,75$ см это дает $\epsilon = 1,03$. Для реакторов типа ВВЭР следует использовать формулу (4.6), что при отношении $N_8/N_H = 0,2$ приводит к $\epsilon = 1,044$. Как будет видно из дальнейшего, разница между ϵ в первом и втором случаях, равная $1,4 \cdot 10^{-2}$, весьма существенна.

4.4. ВЕРОЯТНОСТЬ ИЗБЕЖАТЬ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ϕ

В реакторе, работающем на естественном или слабообогащенном уране, основное резонансное поглощение происходит в ^{238}U , сечение которого имеет много резонансов. В табл. 4.1 приведены характеристики четырех низших резо-

Таблица 4.1

Резонансы ^{238}U

E_r , эВ	Γ_n , 10^{-3} эВ	Γ_γ , 10^{-3} эВ	σ_{ar} , б	$\frac{(\sigma_{ar}\Gamma^2)^{1/2}}{E_r}$, б $^{1/2}$
6,68	1,52	24	22 030	0,56
21,0	8,5	25	33 080	0,246
36,8	32,5	29	39 820	0,22
66,3	25	17	21 190	0,061

* Эти и некоторые следующие ниже оценки приведены в книге Левина В. Е. «Ядерная физика и ядерные реакторы». М., Атомиздат, 1975.

нансных уровней для ^{238}U , причем в соответствии с формулой (2.3) E_r обозначена энергия резонанса, $\sigma_{ar} = \sigma_r(E_r)$ — сечение поглощения в центре резонанса; Γ — полная ширина. Кроме того, введены величины Γ_n и Γ_γ — ширины поглощения исходным ядром нейтрона и испускания образовавшимся ядром γ -кванта.

Резонансное поглощение определяется *резонансным интегралом* I , который имеет вид

$$I = \int_{E_{\text{гр}}}^{E_0} \sigma(E) \frac{dE}{E}, \quad (4.7)$$

где E_0 — энергия нейтронов деления. Формула (4.7) получена из следующих соображений. Во-первых, резонансный интеграл описывает поглощение нейтронов во всем энергетическом интервале замедления нейтронов; следовательно, I должен представляться как интеграл по энергиям (считается, что $E_{\text{гр}}$ — та условная энергия, ниже которой происходит диффузия нейтронов, а выше — замедление нейтронов). Во-вторых, в процессе замедления, согласно формуле (3.13), энергетическое распределение нейтронов пропорционально $1/E$.

Вероятность избежать резонансного поглощения φ следующим образом выражается через резонансный интеграл I и замедляющую способность среды $\xi \Sigma_s$:

$$\varphi = \exp \left[- (\xi \Sigma_s)^{-1} \sum_i N_i I_i \right], \quad (4.8)$$

где I_i — резонансный интеграл ядер сорта i ; N_i — число ядер этого сорта в единице объема реактора; суммирование проводится по всем сортам ядер, обладающим резонансным поглощением. Обычно формулу (4.8) записывают в форме

$$\varphi = e^{-\psi}, \quad (4.8')$$

и тогда величину φ называют *вероятностью избежать резонансного поглощения*, а величину ψ — *резонансным поглощением*. В табл. 4.2 приведены резонансные интегралы поглощения I_c и деления I_f для ^{235}U и ^{239}Pu в зависимости от величины $E_{\text{гр}}$ при $E_0 = 2$ МэВ. Из табл. 4.2 видно, насколько больше резонансное поглощение в ^{239}Pu , чем в ^{235}U .

Резонансное поглощение для *гомогенной* и *гетерогенной* систем существенно разное. В *гомогенной системе*, когда ядра урана равномерно размещены по всему объему реактора, все ядра находятся в одинаковых условиях. С ростом концентрации ^{238}U резонансный интеграл уменьшается. Этот эффект, называемый *блокировкой резонансных уровней*, обусловлен тем, что при увеличении концентрации часть

Значения резонансных интегралов

Интеграл	$E_{гр}, \text{ эВ}$				
	0,129	0,2	0,3	0,4	0,48
$I_{с5}$	674	579	484	437	414
I_{f^6}	506	416	346	304	284
$I_{с9}$	3210	2760	1560	720	617
I_{f^9}	1960	1720	870	394	327

резонансных нейтронов, ранее поглощавшихся данным ядром, будет поглощаться другими ядрами. Но макроскопическое поглощение резонансных нейтронов, т. е. величина $I_8 N_8$, при росте N_8 концентрации ядер ^{238}U будет все же расти (но слабее, чем линейным образом) и общая вероятность избежать резонансного захвата ϕ согласно формуле (4.8) падать. Учет блокировки резонансного поглощения для гомогенной смеси ^{238}U и замедлителя определяется эмпирической формулой

$$I_8 = 3,9 \left(\frac{N_{\text{зам}}}{N_8} \sigma_s^{\text{зам}} \right)^{0,415}, \quad (4.9)$$

где $N_{\text{зам}}$ — число ядер замедлителя в 1 см^3 ; $\sigma_s^{\text{зам}}$ — сечение рассеяния замедлителя.

В соответствии с формулой (4.9) макроскопическое поглощение резонансных нейтронов для гомогенной смеси $I_8 N_8 \sim N_8^{1,2}$. Оценим, какого порядка следует ожидать значения резонансного интеграла для графитового реактора с естественным ураном. При $N_C/N_8 \approx 215$, $\sigma_s^C = 4,7 \text{ б}$ по формуле (4.9) получаем $I_8 = 69 \text{ б}$. Сравнивая эту величину с резонансными интегралами для ^{235}U (см. табл. 4.2), приходим к выводу, что при слабом обогащении ядерного горючего ^{235}U резонансное поглощение в ^{238}U существенно больше, чем в ^{235}U .

В *гетерогенной системе* при тех же средних концентрациях ^{238}U по объему реактора резонансное поглощение меньше, чем в соответствующей гомогенной системе. Это обусловлено двумя эффектами. Во-первых, большая часть нейтронов проходит резонансную область в замедлителе вдали от ^{238}U и не захватывается резонансным образом. Во-вторых, в гетерогенной системе более существенна блокировка резонансных уровней, чем в гомогенной системе — до ядер ^{238}U , расположенных в центральной части блока, резонансные нейтроны практически не доходят.

Блокировка резонансного поглощения зависит от среднего геометрического пути \bar{l} , который резонансный нейтрон проходит в блоке. Если резонансные нейтроны падают на сплошной блок изотропно, то \bar{l} определяется простой формулой:

$$\bar{l} = 4V/S, \quad (4.10)$$

где V — объем блока; S — его поверхность. Для блоков различной формы это приводит к следующим результатам:

$$\text{шар радиусом } R \quad \bar{l} = 4 \frac{4\pi R^3}{3 \cdot 4\pi R^2} = \frac{4}{3} R;$$

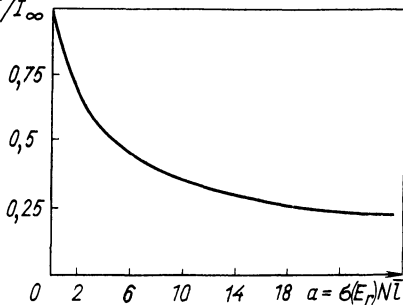
$$\text{цилиндр радиусом } R \quad \bar{l} = \frac{4\pi R^2 H}{2\pi R H} = 2R;$$

$$\text{пластина толщиной } 2d \quad \bar{l} = 4 \frac{2dS'}{2S'} = 4d$$

(в последней формуле множитель 2 в знаменателе появился за счет того, что пластина облучается с двух сторон: каждая боковая поверхность имеет площадь S').

На рис. 4.1 приведено* отношение I/I_∞ (I_∞ — резонансный интеграл без блокировки при бесконечном разбавлении)

как функции $a = \sigma(E_r)N\bar{l}$, где N — число ядер в единице объема блока. Ясно, что величина a характеризует среднее поглощение резонансных нейтронов. При построении этого графика предполагалось, что имеется изолированный резонансный уровень классической формы, описываемой формулой Брейта — Вигнера (2.3). В реальных ситуациях, когда ядро имеет много резонансных уровней и наблюдается некоторый фон потенциального поглощения



между ними, приходится использовать зависимости более сложные, чем приведенные на рис. 4.1. Условно можно разделить резонансный интеграл в этом случае на две части — часть, в которой резонансное поглощение не блокировано

Рис. 4.1. Зависимость блокировки изолированного резонансного уровня от среднего поглощения нейтронов

* Подробная таблица зависимости отношения I/I_∞ от параметра a с учетом доплеровского уширения резонансов приведена в книге Круглова А. К., Рудика А. П. «Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах». М., Атомиздат, 1977.

(что приводит к поглощению по всему объему блока), и часть, в которой резонансное поглощение заблокировано (что приводит к поглощению лишь в поверхностных слоях блока, ибо резонансные нейтроны внутрь блока не проходят). Коэффициенты, характеризующие относительный вклад этих частей, обычно определяются экспериментально. Так, для цилиндрических блоков диаметром d из естественного урана эффективный резонансный интеграл имеет вид

$$I_8 = 4,15 + 12,35/d^{1/2}, \quad (4.11)$$

где d дан в сантиметрах.

Для примера определим по формуле (4.11) величину I_8 , когда диаметр стержня $d=3$ см. Получим $I_8=11,3$ б, что значительно меньше полученного ранее по формуле (4.9) значения $I_8=69$ б. Таким образом, мы действительно убедились в том, что резонансный интеграл для урана в гетерогенной системе меньше, чем в гомогенной.

Определим для этих двух случаев по формуле (4.8) вероятность избежать резонансного захвата ϕ . При отношении $N_G/N_8=215$; $d=3$ см; $\xi_C=0,159$ и $\sigma_s^C=4,7$ б получим $\phi_{\text{гом}}=e^{-0,425}\approx 0,65$; $\phi_{\text{гет}}=e^{-0,0705}=0,93$. В этом случае гомогенная система окажется подкритичной и реактор можно сделать только гетерогенным, ибо для естественного урана, как указывалось выше, $\eta_{\text{ест}}=1,34$ и произведение $\eta_{\text{ест}}\phi_{\text{гом}}$, входящее в определение коэффициента размножения (4.3), равно $\eta_{\text{ест}}\phi_{\text{гом}}=1,34\cdot 0,65=0,87 < 1$.

В заключение заметим, что с ростом концентрации ^{238}U вероятность избежать резонансного поглощения ϕ всегда уменьшается.

4.5. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛООВОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ θ

Коэффициент θ вычисляется по формуле (4.2), которая в гомогенном случае (когда плотность нейтронов в ядрах всех сортов одинакова) предельно проста. Усложнения наступают в гетерогенном случае, когда ядерное горючее располагается в виде отдельных твэлов, окруженных замедлителем. Типичное распределение плотности нейтронов по элементарной цилиндрической ячейке приведено на рис. 4.2, на котором n_2 обозначена средняя плотность нейтронов в замедлителе, а n_1 — в твэле. Учесть изменение плотности нейтронов по твэлу можно путем введения *коэффициента внутренней экранировки*. Этот коэффициент характеризует отношение плотности нейтронов на границе твэла к средней по твэлу. Распределение плотности нейтронов по замедлителю зависит от свойств замедлителя, характеристик твэлов и частоты их расположения. Для рассмотренного выше примера (графитовая квадратная решетка с шагом $a=30$ см,

с цилиндрическими твэлами из естественного урана диаметром $d=3$ см и отношением $N_C/N_U=215$) получаем $\theta_{\text{гет}}=0,885$. В гомогенной смеси с таким же значением N_C/N_U имеем $\theta_{\text{гом}}=0,915$.

Коэффициент размножения для гомогенной системы, определяемый формулой (4.3) как функция отношения

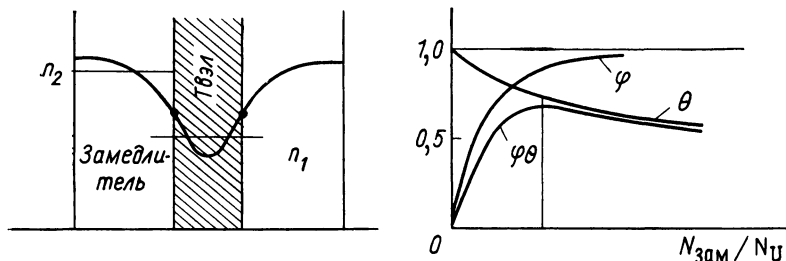


Рис. 4.2. Распределение плотности нейтронов в элементарной ячейке
Рис. 4.3. Функции $\varphi(N_{\text{зам}}/N_U)$, $\theta(N_{\text{зам}}/N_U)$ и $\varphi\theta$

$N_{\text{зам}}/N_U$, имеет максимум. Это обусловлено тем, что с ростом $N_{\text{зам}}/N_U$ θ падает, а φ увеличивается. Типичная картина интерференции φ и θ в формуле (4.3) представлена на рис. 4.3. Для гетерогенной системы $\theta_{\text{гет}} < \theta_{\text{гом}}$, но существенно больший выигрыш в резонансном поглощении $\varphi_{\text{гет}} > \varphi_{\text{гом}}$ приводит к тому, что в гетерогенной системе коэффициент размножения выше, чем в гомогенной.

4.6. ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ ОТ ОБОГАЩЕНИЯ

Для естественного урана, содержащего $\sim 0,71\%$ ^{235}U и $\sim 99,29\%$ ^{238}U , коэффициент размножения оказывается весьма низким, что позволяет использовать в виде замедлителя лишь графит или тяжелую воду. Для повышения коэффициента размножения в энергетических реакторах используют обогащенный уран.

Для того чтобы установить зависимость коэффициента размножения от обогащения удобно ввести относительное поглощение нейтронов ядрами сорта i , равное $q_i' = \sigma_i N_i / \sigma_5 N_5$. Тогда, воспользовавшись формулами (4.1) для η и (4.2) для θ , можно переписать (4.3) в виде

$$k = \frac{\nu_{f5} \sigma_{f5} / \sigma_5 \epsilon \varphi}{1 + q_8' + \Sigma q_i'} \quad (4.3')$$

Проанализируем зависимость k от N_5/N_8 , принимая в формуле (4.3') $\nu_{f5}=2,41$ (см. табл. 2.1); $\sigma_{f5}/\sigma_5=582/694=0,84$ (см.

Зависимость коэффициента размножения от обогащения

Обогащение, $10^2 N_5/N_8$	$1+q_8'+\sum q_i'$	k	Обогащение, $10^2 N_5/N_8$	$1+q_8'+\sum q_i'$	k
0,714	1,650	1,10	3,0	1,155	1,57
1,0	1,465	1,24	4,0	1,112	1,63
2,0	1,233	1,47	5,0	1,093	1,66

табл. 2.4); $\epsilon=1,03$ и $\varphi=0,87$ и считая, что при $N_5/N_8=0,714 \times 10^{-2}$ $k=1,10$. Тогда получим $q_8'+\sum q_i'=0,65$. В табл. 4.3 приведена функция $k=k(N_5/N_8)$ для рассматриваемого случая в предположении, что число ядер ^{238}U в единице объема остается постоянным, т. е. ϵ и φ не изменяются. Из данных табл. 4.3 следует, что применение обогащенного урана приводит к резкому увеличению коэффициента размножения.

Природный реактор в Окло. Считается (и вполне справедливо), что создание ядерных реакторов — одно из величайших достижений человеческого гения первой половины XX века. Однако на самом-то деле природа опередила человека.

В 1972 г. французские ученые обнаружили, что изотопный состав поступающего с приисков в Окло (Габон) природного урана в ряде партий существенно отличается от общеизвестного: в некоторых случаях содержание ^{235}U падало до 0,64%*. Сначала решили, что нашли остатки ядерных реакторов, которыми пользовались пришельцы из космоса, некогда посетившие Землю, и срочно засекретили все сведения об этом открытии. Но потом было установлено, что такой ядерный реактор образовался сам по себе, естественным путем, но весьма давно. Как известно, время полураспада ^{235}U , равное $0,71 \cdot 10^9$ лет, меньше, чем время полураспада ^{238}U , равное $4,5 \cdot 10^9$ лет. Поэтому раньше содержание ^{235}U было выше, чем сейчас**. Скрупулезным анализом, основанным, в частности, на обнаружении элементов, изотопы которых образуются при делении ^{235}U , было установлено, что около $2 \cdot 10^9$ лет тому назад в Окло в течение $0,6 \cdot 10^6$ лет работал природный ядерный реактор на простой воде с потоком нейтронов плотностью $\sim 10^8$ нейтр.·см $^{-2}$ с $^{-1}$. Это было возможно, так как в то время содержание ^{235}U в естественном уране превышало 3%.

4.7. СПЕКТР НЕЙТРОНОВ

Для уточнений, которые необходимо внести в рассмотренную выше схему вычисления коэффициента размножения,

* Более подробно об этом романтическом событии, представляющем большой научный интерес, см.: Ю. В. Петров. Естественный ядерный реактор Окло.—«Успехи физ. наук», 1977, т. 123, вып. 3, с. 473.

** На разности времен полураспада изотопов базируется один из методов определения возраста Вселенной — ведь в момент образования все изотопы данного элемента должны были образоваться с равной вероятностью, и то, что в настоящее время содержание изотопов одного и того же элемента различное, обусловлено разными временами их жизни. Анализируя вспять по времени изотопный состав различных элементов, можно установить время образования элементов, которое оказалось $\sim 10^{10}$ лет.

существенную роль играет учет спектра нейтронов в реакторе. Знание этого спектра позволяет ввести в определения η (4.1) и θ (4.2), должным образом усредненные по энергиям нейтронов сечения.

Форма спектра замедляющихся нейтронов была ранее определена формулой (3.13), для которой необходимо лишь уточнить Q — число возникающих в реакторе ежесекундно быстрых нейтронов. Если обозначить N_T число тепловых нейтронов в реакторе, то согласно введенным выше определениям $Q = \varepsilon \eta \theta N_T / T_0$, где T_0 — время жизни теплового нейтрона: $T_0 = \lambda_{c0} / v_0$. Для больших реакторов можно положить $\varepsilon \eta \theta \approx 1$, тогда $Q = N_T / T_0$, что в соответствии с (3.14) приводит к спектру замедляющихся нейтронов в реакторе:

$$f(E) dE = \frac{N_T}{T_0} \frac{\lambda_s dE}{v \xi E}, \quad (4.12)$$

где $f(E) dE$ — число нейтронов с энергией от E до $E + dE$. Из выражения (4.12) можно определить общее число замедляющихся нейтронов $N_{\text{зам}}$:

$$N_{\text{зам}} = \int_{E_{\text{зам}}}^{E_{\text{дел}}} f(E) dE = \frac{2N_T \lambda_s}{\xi \lambda_a} \left(\frac{E_T}{E_{\text{зам}}} \right)^{1/2}. \quad (4.13)$$

Тепловые нейтроны имеют не одинаковую скорость. Число нейтронов с энергией в интервале от E до $E + dE$ приближенно определяется *распределением Максвелла*:

$$N(E) dE = N_T 2\pi^{-1/2} E_T^{-3/2} \sqrt{E} \exp(-E/E_T) dE. \quad (4.14)$$

Тепловая энергия E_T , входящая в формулу (4.14), связана с температурой T соотношением $E_T = kT$, где k — постоянная Больцмана, значение которой было приведено раньше. Но T — это не температура среды, а средняя температура нейтронов, которая выше температуры среды, поскольку нейтроны с малой энергией особенно интенсивно поглощаются из-за того, что сечение поглощения σ_c ведет себя как $\sigma_c \sim \sim E^{-1/2}$. Какова средняя истинная температура нейтронов и каково истинное распределение $N(E)$, изучает специальная отрасль физики реакторов, называемая *теорией термализации*. Не вдаваясь в подробности, упомянем лишь, что в подобных расчетах надо учитывать конкуренцию поглощения и рассеяния. Знание температуры нейтронов необходимо для определения эффективных сечений. Реально в реакторе нельзя резко разделить тепловые и замедляющиеся нейтроны — при относительно высоких энергиях распределение приближенно имеет вид (4.12), при весьма малых — (4.14). Между этими распределениями существует переходная область с более сложной энергетической зависимостью.

§ 5. КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ

5.1. МАТЕРИАЛЬНЫЙ ПАРАМЕТР B^2

Перейдем к определению *критических размеров реактора*. В общем плане задача заключается в следующем. Пусть имеется некоторая размножающая среда, свойства которой известны, причем коэффициент размножения этой среды, определяемый формулой (4.3), больше единицы. Спрашивается, какие размеры (при заданной форме) должна иметь эта среда, чтобы в ней протекала стационарная цепная реакция деления. Из физических соображений очевидно, что, вообще говоря, такие критические размеры существуют: если реактор слишком мал, то велик вылет нейтронов наружу и реактор подкритичен; если размеры очень велики, то вылет нейтронов из реактора мал и реактор надкритичен.

В рассматриваемом нами приближении свойства среды характеризуются тремя величинами: коэффициентом размножения бесконечной среды k_∞ , квадратом длины диффузии тепловых нейтронов L^2 и квадратом длины замедления, или возрастом нейтронов, τ . Зависимость k_∞ от концентраций различных веществ была приведена выше. Величина L^2 определяется формулой (3.7), в которой длина поглощения λ_c вычисляется аналогично тому, как это делалось при получении θ (4.2) с учетом всех сортов ядер веществ:

$$\lambda_c^{-1} = \sum_i \sigma_{ci} N_i. \quad (5.1)$$

При определении τ приближенно считается, что замедление происходит только на ядрах замедлителя — присутствие других веществ сводится лишь к изменению концентрации ядер замедлителя за счет вытеснения части замедлителя твэлами и конструкционными деталями.

Для определения критических размеров необходимо ввести эффективный коэффициент размножения $k_{эф}$, о котором упоминалось в начале § 4. Определим его как произведение коэффициента размножения бесконечной среды k_∞ [см. (4.3)], вероятности того, что нейтрон избежит вылета из среды в процессе диффузии p_L , и вероятности того, что нейтрон избежит вылета из системы в процессе замедления p_τ . Две последние вероятности связаны с размерами системы. Будем считать, что эта связь характеризуется некоторой величиной B^2 , имеющей размерность см^{-2} , физический смысл которой разъясним несколько позже. Тогда в диффузионно-возрастном приближении p_L и p_τ имеют вид

$$p_L = (1 + B^2 L^2)^{-1}; \quad p_\tau = \exp(-B^2 \tau) \quad (5.2)$$

и эффективный коэффициент размножения $k_{эф}$ определяется формулой

$$k_{эф} = k_{\infty} [1 + B^2 L^2]^{-1} \exp(-B^2 \tau). \quad (5.3)$$

Если реактор критичен, то $k_{эф} = 1$ и (5.3) записывается в виде

$$1 = k_{\infty} [1 + B^2 L^2]^{-1} \exp(-B^2 \tau). \quad (5.4)$$

Обычно рассматриваются большие реакторы, в которых вылет нейтронов невелик, и поэтому $k_{\infty} - 1 \ll 1$. Тогда из формулы (5.4) можно определить величину B^2 :

$$B^2 = (k_{\infty} - 1) / (L^2 + k_{\infty} \tau). \quad (5.5)$$

Из формулы (5.5) видно, что B^2 однозначно выразилось через характеристики среды k_{∞} , L^2 и τ , т. е. B^2 также является характеристикой среды. B^2 называется *материальным параметром*. В рассматриваемом одноступенчатом приближении, когда учитывается диффузия только нейтронов тепловой группы, материальный параметр B^2 — единственная геометрическая характеристика среды.

Согласно формуле (5.5), при выполнении условия $k_{\infty} - 1 \ll k_{\infty}$ материальный параметр B^2 увеличивается с ростом k_{∞} .

Миграция нейтронов. Если воспользоваться условием $k_{\infty} - 1 \ll k_{\infty}$, т. е. рассматривать большие реакторы, то в знаменателе формулы (5.5) можно заменить коэффициент размножения единицей и получить

$$B^2 \approx (k_{\infty} - 1) / (L^2 + \tau). \quad (5.6)$$

Величину $L^2 + \tau$ обозначают M^2 и называют *квадратом длины миграции*. Физический смысл M^2 следующий: M^2 — это квадрат той длины, на которой в среднем быстрый нейтрон деления, замедлившись и продиффундировав тепловым, захватывается веществом реактора.

5.2. СВЯЗЬ МЕЖДУ МАТЕРИАЛЬНЫМ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИМ ПАРАМЕТРАМИ

Определим, какая связь должна существовать между B^2 и геометрическими размерами критического реактора. Далее, так же как и раньше, будем считать, что реактор однороден. Тогда плотность тепловых нейтронов $n(\mathbf{r})$ должна удовлетворять уравнению диффузии типа (3.4), причем источники Q связаны с $n(\mathbf{r})$, что приводит к дифференциальному уравнению

$$\Delta n + B_0^2 n = 0, \quad (5.7)$$

где B_0^2 — постоянная. Уравнение (5.7) должно быть дополнено граничными условиями, а именно $n(\mathbf{R})=0$, где \mathbf{R} — граница реактора. Но при таких граничных условиях уравнение (5.7) определяет так называемую задачу Штурма—Лиувилля о собственных значениях: решение уравнения (5.7) возможно лишь при строго определенных значениях величины B_0^2 .

Приведем примеры решения уравнения (5.7) для простейших случаев, причем заметим, что в силу однородности уравнения (5.7) решение $n(\mathbf{r})$ при нулевых граничных условиях $n(\mathbf{R})=0$ определяется с точностью до постоянного множителя, который ниже обозначен A . Подчеркнем также, что исходя из физического смысла величины $n(\mathbf{r})$ как плотности нейтронов, мы будем интересоваться только всюду положительно определенными решениями уравнения (5.7) $n(\mathbf{r}) \gg 0$.

Параллелепипед. Пусть реактор имеет форму параллелепипеда со сторонами a, b, c , причем граничные условия для уравнения (5.7) имеют вид: $n(x=0)=n(x=a)=0$; $n(y=0)=n(y=b)=0$; $n(z=0)=n(z=c)=0$. Тогда

$$n(\mathbf{r}) = n(x, y, z) = A \sin B_{0x}x \sin B_{0y}y \sin B_{0z}z, \quad (5.8)$$

где $B_{0x} = \pi/a$; $B_{0y} = \pi/b$; $B_{0z} = \pi/c$; $B_0^2 = B_{0x}^2 + B_{0y}^2 + B_{0z}^2$.

Цилиндр. Рассмотрим реактор в форме цилиндра радиусом R и высотой H , причем $n(r=R)=n(z=0)=n(z=H)=0$. Тогда

$$n(\mathbf{r}) = n(r, z) = A \sin B_{0z}z J_0(B_{0r}r), \quad (5.9)$$

где r — модуль двумерного вектора в плоскости x, y ; J_0 — функция Бесселя нулевого порядка; $B_{0z} = \pi/H$; $B_{0r} = 2,405/R$; $B_0^2 = B_{0z}^2 + B_{0r}^2$.

Сфера. Пусть реактор имеет форму сферы радиусом R , причем $n(R)=0$. Тогда

$$n(\mathbf{r}) = A \frac{\sin B_{0r}r}{r}, \quad (5.10)$$

где r — расстояние от центра сферы; $B_{0r}^2 = (\pi/R)^2$.

Из рассмотренных примеров видно, что B_0^2 однозначно связан с геометрическими размерами системы. Поэтому B_0^2 принято называть *геометрическим параметром*, причем чем больше размеры системы, тем меньше B_0^2 .

В критической системе распределение тепловых нейтронов определяется уравнением (5.7), в котором вместо B_0^2 фигурирует материальный параметр B^2 , определяемый фор-

мулой (5.5) или (5.4). Следовательно, критические системы должны иметь такие критические размеры, что

$$B_0^2 = B^2. \quad (5.11)$$

Если при заданных размерах системы $B_0^2 > B^2$, то реактор подкритичен и в нем не может протекать незатухающая цепная ядерная реакция; если $B^2 > B_0^2$, то реактор надкритичен и его мощность растет со временем.

5.3. КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ РЕАКТОРОВ ПРОСТЕЙШЕЙ ФОРМЫ

Размеры, при которых реактор достигает критичности, т. е. в нем протекает стационарная цепная ядерная реакция, называются *критическими*. Они определяются из условия (5.11). Если для материального параметра B^2 воспользоваться формулой (5.6) с длиной миграции, то из формул (5.8) — (5.10) получим следующую связь между коэффициентом размножения k_∞ , длиной миграции M и критическим размером.

Параллелепипед. Критический объем $V_{кр}$ зависит от формы параллелепипеда. Минимальный критический объем имеет кубический реактор $V = a^3$, где $B_0^2 = 3\pi^2 a^{-2} = (k_\infty - 1)M^2$. Таким образом,

$$a = (k_\infty - 1)^{-1/2} \pi^{3/2} M. \quad (5.12')$$

Цилиндр. Критический объем в случае реактора цилиндрической формы зависит от соотношения между его радиусом R и высотой H и достигает минимума при условии $2R_0/H_0 = 1,083$. Линейный критический размер также пропорционален $(k_\infty - 1)^{-1/2}$, но с другим коэффициентом, чем в формуле (5.12). Заметим, что при одном и том же значении M^2 зависимость коэффициента размножения k_∞ от отношения R/H определяется формулой

$$\frac{k_\infty - 1}{(k_\infty)_0 - 1} = \left(\frac{R_0 H}{R H_0} \right)^{2/3} \frac{1 + (\pi R/2, 405 H)^2}{1 + (\pi R_0/2, 405 H_0)^2}, \quad (5.12'')$$

где $(k_\infty)_0$ — коэффициент размножения, обеспечивающий критичность реактора оптимальной формы.

Сфера. Для сферического реактора связь критического радиуса R и $k_\infty - 1$ следующая:

$$R = (k_\infty - 1)^{-1/2} \pi M. \quad (5.12''')$$

Итак, во всех случаях критический размер обратно пропорционален $(k_\infty - 1)^{1/2}$, а критический объем $V_{кр} \sim (k_\infty - 1)^{-3/2}$.

5.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОНОВ

В формулах (5.8)—(5.10) приводилось распределение плотности нейтронов для реакторов различной формы. Определим для этих случаев средние значения плотности нейтронов по реактору. Заметим, что если при этом (как выше и предполагалось) ядерное горючее распределено по реактору равномерно, то среднее значение плотности нейтронов совпадает со средним значением тепловыделения по реактору.

Коэффициент усреднения плотности нейтронов μ определяется выражением

$$\mu = \int n(r) dV / V n_{\text{макс}}. \quad (5.13)$$

Согласно (5.8) — (5.10) и (5.13), получаем для реактора в форме:

$$\text{параллелепипеда} \quad \mu = 8\pi^{-3} = 0,258;$$

$$\text{цилиндра} \quad \mu = \mu_z \mu_r = 0,276;$$

$$\mu_r = (1,2)^{-1} J_1(2,405) = 0,433; \quad \mu_z = 2\pi^{-1} = 0,637$$

(где μ_z , μ_r — коэффициенты усреднения по высоте и радиусу; J_1 — функция Бесселя первого порядка);

$$\text{сферы} \quad \mu = 3\pi^{-2} = 0,304.$$

Обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, коэффициент усреднения μ зависит от формы реактора и максимален для сферы. Во-вторых, во всех случаях эти коэффициенты весьма малы. Последнее обстоятельство нежелательно с технологической точки зрения, ибо при использовании в реакторе твэлов только одного сорта все твэлы, кроме центральных, работают с теплотехнической недогрузкой, использование же твэлов различной конструкции крайне усложняет технологию их изготовления. Поэтому стараются выравнять плотность нейтронов по объему реактора.

Выравнивание плотности нейтронов. При рассмотрении эффектов выравнивания плотности нейтронов следует пользоваться многогрупповыми уравнениями, учитывающими диффузию не только тепловых нейтронов, но и нейтронов других энергетических групп. Выравнивание плотности нейтронов в реакторе производится двумя путями: введением бокового отражателя и созданием многозонной размножающей системы.

Отражатель вводится из следующих соображений. Родившийся вблизи отражателя в активной зоне быстрый нейтрон имеет вероятность попасть в отражатель, который делается из хорошего замедлителя нейтронов без примеси поглощающих нейтроны веществ. Тогда в отражателе нейтрон замед-

ляется, причем с большей вероятностью, чем в активной зоне, где он с большей вероятностью может захватиться. Замедлившийся нейтрон из отражателя возвращается в активную зону и повышает в ней плотность нейтронов вблизи отражателя.

Типичная картина выравнивания плотности нейтронов за счет отражателя приведена на рис. 5.1.

Эффективные размеры активной зоны. Если говорить совсем грубо, то введение отражателя сводится лишь к уменьшению утечки нейтронов из реактора — те нейтроны, которые раньше выходили из реактора, теперь частично возвращаются в реактор. Это приводит к изменению критических размеров реактора, и в формулы (5.8) — (5.10) теперь следует подставлять не истинные размеры границ активной зоны, а эффективные: $R_{\text{эф}} = R + \Delta$, где Δ — эффективная добавка*, обусловленная отражателем. Приведем приближенную формулу эффективного геометрического параметра $B_{\text{эф}}^2$ для сферического реактора с отражателем в предположении, что замедлитель в активной зоне и в отражателе одинаков и что $k_{\infty} - 1 \ll 1$:

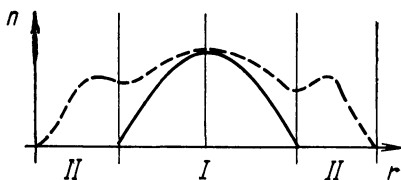


Рис. 5.1. Выравнивание плотности нейтронов:

I — активная зона; II — отражатель;
 ———— плотность нейтронов без отражателя; - - - - - плотность нейтронов с отражателем

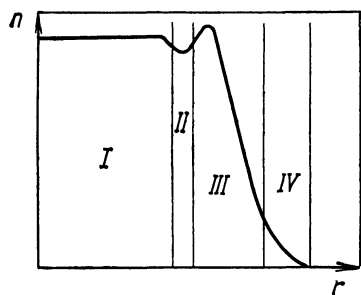


Рис. 5.2. Двухзонный реактор с отражателем и защитой:

I — выравненная зона; II — подпитывающая зона; III — отражатель; IV — защита

где Δ — эффективная добавка*, обусловленная отражателем. Приведем приближенную формулу эффективного геометрического параметра $B_{\text{эф}}^2$ для сферического реактора с отражателем в предположении, что замедлитель в активной зоне и в отражателе одинаков и что $k_{\infty} - 1 \ll 1$:

$$B_{\text{эф}}^2 = \pi R^{-1} - \tilde{\epsilon} R^{-1}, \quad (5.14)$$

где $\tilde{\epsilon} = \arctg BL_{\text{отр}} + \arctg B\sqrt{\tau} - \arctg(B/\beta)$ (причем B^2 — материальный параметр активной зоны); $\beta \approx (L^{-2} + \tau^{-1})^{1/2}$ — характеристика активной зоны, а $L_{\text{отр}}^2$ — квадрат длины диффузии в отражателе. Из формулы

(5.14) очевидно, что $\tilde{\epsilon}$ растет, т. е. эффект от отражателя увеличивается, когда увеличивается длина диффузии в отражателе $L_{\text{отр}}$.

Многозонный реактор. Другой метод выравнивания плотности нейтронов заключается в том, что реактор делают состоящим из нескольких (обычно двух) активных зон с раз-

* Иногда величина Δ называется экономией отражателя.

личными свойствами. В центре расположена *выравненная зона*, в которой плотность нейтронов практически постоянна, а с краю — *подпитывающая зона* с лучшими размножающими свойствами, что компенсирует утечку нейтронов в боковой отражатель (конечно, и в многозонном реакторе выгодно иметь боковой отражатель). Типичное распределение плотности нейтронов в этом случае для цилиндрического реактора с отражателем и защитой приведено на рис. 5.2. Обратим внимание на следующее любопытное обстоятельство: в отражателе плотность нейтронов больше, чем в активной зоне, но это с теплотехнической точки зрения не страшно, так как в отражателе нет делящегося вещества.

5.5. ОБЩАЯ СХЕМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ УСЛОВИЙ КРИТИЧНОСТИ

В предыдущем изложении основное внимание уделялось введению понятий и определений, в связи с чем, возможно, не очень четко проявилась общая схема определения условий критичности. Поэтому мы закончим данный параграф более подробным рассмотрением этого вопроса.

Критична данная система или нет, можно определить либо *экспериментально* (см. гл. 3), либо *теоретически*, а потом экспериментально проверить.

При теоретическом рассмотрении реактора на слабообогатенном уране необходимо иметь в виду следующее. Родившийся при делении ядра быстрый нейтрон может вызвать деление ^{238}U . Если этого не произойдет, то он будет замедляться, теряя энергию. В процессе замедления нейтрон может поглотиться и выйти из игры. В основном поглощение происходит на резонансных уровнях ^{238}U . Замедлившийся до тепловых энергий нейтрон диффундирует в среде и в конце концов поглощается. Важно, чтобы при этом существенная часть тепловых нейтронов поглощалась с делением в ^{235}U .

Вероятности всех этих процессов описываются коэффициентом размножения k_{∞} . Если при этом учесть вероятности вылета замедляющихся и тепловых нейтронов из реактора и ввести эффективный коэффициент размножения $k_{\text{эф}}$, то условие протекания стационарной цепной реакции, т. е. условие критичности системы, сводится к $k_{\text{эф}} = 1$.

Постановка задачи при теоретических расчетах может быть двух видов: 1) надо определить, при каких размерах система с заданными концентрациями ядерного горючего, конструкционных материалов, замедлителя и теплоносителя будет критична; 2) при заданных размерах системы, выбранных конструкциях, типах замедлителя и теплоносителя надо определить количество ядерного горючего в твэлах, которое обеспечивает критичность системы.

Глава 3. ПУСК РЕАКТОРА И РАБОТА НА МОЩНОСТИ

§ 6. РАЗВИТИЕ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ ВО ВРЕМЕНИ

6.1. ТЕРМИНОЛОГИЯ

Как уже неоднократно подчеркивалось выше, развитие цепной реакции во времени определяется эффективным коэффициентом размножения $k_{эф}$, который учитывает процессы размножения и захвата нейтронов в системе и вылета нейтронов из системы. С $k_{эф}$ связаны два понятия. Во-первых, это *избыточный коэффициент размножения*

$$\delta k_{эф} = k_{эф} - 1. \quad (6.1)$$

Физический смысл $\delta k_{эф}$ следующий. По определению $k_{эф} = n_2/n_1 = (n_1 + \Delta n)/n_1$, где n_1 — количество нейтронов в одном поколении; n_2 — количество нейтронов в следующем поколении; Δn — изменение количества нейтронов (Δn , конечно, может быть как положительно — при $k_{эф} > 1$, так и отрицательно — при $k_{эф} < 1$). Тогда из соотношения $k_{эф} = 1 + \delta k_{эф}$ получаем $\delta k_{эф} = \Delta n/n_1$, т. е. избыточный коэффициент размножения есть относительное изменение количества нейтронов в новом поколении по отношению к количеству нейтронов предыдущего поколения. Очевидно, что так же как и Δn , $\delta k_{эф}$ может быть больше нуля и меньше нуля.

Во-вторых, с эффективным коэффициентом размножения связано понятие *реактивности* ρ :

$$\rho = \delta k_{эф}/k_{эф}. \quad (6.2)$$

Воспользовавшись определениями $\delta k_{эф} = \Delta n/n_1$ и $k_{эф} = n_2/n_1$, получим $\rho = \Delta n/n_2$, т. е. с физической точки зрения реактивность — это доля изменения количества нейтронов в новом поколении.

Наряду с понятием реактивность вводится также понятие *запас реактивности*. Это два совершенно разных понятия. Реактивность характеризует степень отклонения реактора от критического состояния, при этом $k_{эф}$ близко к единице и $\rho \approx \delta k_{эф}$. Запас реактивности $\rho_{зап}$ — это максимально возможная реактивность при полностью извлеченных из реактора поглотителях. Если реактор работает на обогащенном уране, то количество поглотителей, которые можно поместить в критический реактор, достаточно велико, и после их извлечения $k_{эф}$ существенно больше единицы, т. е. $\delta k_{эф} \neq \rho_{зап}$.

6.2. ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ В ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С ПОСТОЯННО ДЕЙСТВУЮЩИМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим подкритичную систему с $k_{эф} < 1$, внутри которой расположен постоянно действующий источник быстрых нейтронов. Считаем мощность источника равной \bar{Q} [нейтр./с],

причем для упрощения рассуждений предположим, что источник испускает нейтроны импульсами $\bar{Q}\tau_0$ через промежутки времени τ_0 , где τ_0 — время жизни поколения нейтронов (при этом, конечно, в среднем испускается \bar{Q} нейтр./с).

Впустим в момент времени $t=0$ в систему первую порцию нейтронов $\bar{Q}\tau_0$. Через время $t=\tau_0$ в результате размножения в ней будет $k_{эф}\bar{Q}\tau_0$ новых нейтронов плюс $\bar{Q}\tau_0$ нейтронов, впущенных в момент $t=\tau_0$, т. е. всего в системе окажется $N(\tau) = \bar{Q}\tau_0(1+k_{эф})$ нейтронов. Продолжая это рассуждение, приходим к выводу, что в момент времени $t=m\tau_0$ (где m — целое положительное число) в системе окажется $N(m\tau_0)$ нейтронов:

$$N(m\tau_0) = \bar{Q}\tau_0(1 + k_{эф} + \dots + k_{эф}^m) = \frac{\bar{Q}\tau_0(1 - k_{эф}^{m+1})}{1 - k_{эф}}. \quad (6.3)$$

Так как $k_{эф} < 1$, то при достаточно больших m $k_{эф}^{m+1} \ll 1$ и $N(m\tau_0)$ выходит на стационарный уровень:

$$N(m\tau_0 \rightarrow \infty) = N_{ст} = \bar{Q}\tau_0/(1 - k_{эф}), \quad (6.4)$$

где $N_{ст}$ из (6.4) достигается асимптотически при $t \rightarrow \infty$. На практике большой интерес вызывает тот момент времени \tilde{t} , при котором $N(\tilde{t})$ достаточно мало отличается от $N_{ст}$. Приведем оценки для \tilde{t} . При $N(\tilde{t}) = 0,9 N_{ст}$ имеем $\tilde{t} \approx 2(1 - k_{эф})^{-1}\tau_0$; при $N(\tilde{t}) = 0,95 N_{ст}$ имеем $\tilde{t} = 3(1 - k_{эф})^{-1}\tau_0$.

6.3. ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ В ОТСУТСТВИЕ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

Пусть в системе, характеризуемой эффективным коэффициентом размножения $k_{эф}$, в момент времени $t=0$ было $N(0)$ нейтронов. Определим, как изменяется со временем число нейтронов в системе, если время жизни поколения равно τ_0 . Через время τ_0 в системе будет $N(\tau) = N(0)k_{эф}$ нейтронов; через $t=m\tau_0$ (где m — положительное целое число)

$$N(t) = N(0)(k_{эф})^{t/\tau_0}. \quad (6.5)$$

Выражение (6.5) удобно преобразовать, введя избыточный коэффициент размножения $\delta k_{эф}$. Для этого, во-первых, прологарифмируем отношение $N(t)/N(0)$ из (6.5), заменив $k_{эф} = 1 + \delta k_{эф}$:

$$\ln [N(t)/N(0)] = \frac{t}{\tau_0} \ln (1 + \delta k_{эф}). \quad (6.6)$$

Во-вторых, считая, что $\delta k_{эф} \ll 1$, разложим в формуле (6.6) $\ln(1 + \delta k_{эф})$ в ряд: $\ln(1 + \delta k_{эф}) \approx \delta k_{эф}$. Тогда вместо (6.6) получим

$$\ln [N(t)/N(0)] = \delta k_{эф} t / \tau_0. \quad (6.7)$$

Из (6.7) следует, что число нейтронов в среде, обладающей избыточным коэффициентом размножения $\delta k_{эф} = k_{эф} - 1$, изменяется экспоненциально:

$$N(t) = N(0) \exp(\delta k_{эф} t / \tau_0). \quad (6.8)$$

Величина $T = \tau_0 / \delta k_{эф}$ называется *периодом реактора*. За это время плотность нейтронов в реакторе изменяется в $e \approx 2,7$ раза: возрастает, если $\delta k_{эф} > 0$, или падает, если $\delta k_{эф} < 0$.

Наряду с периодом реактора T вводят в рассмотрение величину T_2 — *время удвоения мощности реактора* (при $\delta k_{эф} > 0$). По определению $T_2 = T \ln 2 = 0,693 T$.

Для проведения оценок по формуле (6.8) надо знать порядок величины τ_0 . Время жизни поколения τ_0 представляется в виде суммы $\tau_0 = \tau_{диф} + \tau_{зам}$. Здесь первый член $\tau_{диф}$ — время диффузии тепловых нейтронов, определяемое из соотношения $\tau_{диф} = \lambda_c / v$, где v — средняя скорость тепловых нейтронов, а λ_c — длина поглощения тепловых нейтронов в системе. Обычно в реакторах $\tau_{диф} \approx 10^{-3}$ с (скорость нейтронов $\sim 10^5$ см/с; длина поглощения в среде $\sim 10^2$ см). Время замедления $\tau_{зам}$ в большинстве случаев в реакторах существенно меньше, чем время диффузии: $\tau_{зам} \ll \tau_{диф}$ ($\tau_{зам} \approx 10^{-4}$ с).

Оценим скорость изменения числа нейтронов в реакторе, если $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ с и $\delta k_{эф} = 0,0025$. Получим период реактора $T = \tau_0 / \delta k_{эф} = 5 \cdot 10^{-4} \cdot (0,0025)^{-1}$ с = 0,2 с. Это значит, что за $t = 1$ с $N(1 \text{ с}) / N(0) = e^5 \approx 150$. Конечно, при такой скорости изменения числа нейтронов никакие автоматические системы регулирования реактора не будут успевать срабатывать. Однако известно, что на практике регулирование разумно спроектированных ядерных реакторов осуществляется весьма успешно. Чем же это обусловлено? Надежная система автоматического регулирования реакторов обусловлена запаздывающими нейтронами.

6.4. РОЛЬ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Обсудим некоторые качественные аспекты роли запаздывающих нейтронов, оставив более подробное рассмотрение для следующего раздела.

Среднее время жизни поколения нейтронов. Пусть β , как и ранее, — доля запаздывающих нейтронов, причем время запаздывания равно $\tau_{зап}$. Ясно, что время жизни запаздывающих нейтронов после распада осколков практически совпадает с временем жизни в реакторе на мгновенных нейтронах деления, где $\tau_{мгн} = \tau_{диф} + \tau_{зап}$. Тогда *среднее время жизни* поколения нейтронов в реакторе $\tau = (1 - \beta) \tau_{мгн} + \beta \tau_{зап}$. Это время τ много больше $\tau_{мгн}$. Действительно, для рассмотренного

выше примера $\tau_{\text{мгн}}=5 \cdot 10^{-4}$ с, $\tau_{\text{зап}}=12,4$ с, $\beta\tau_{\text{зап}}=0,0064 \times \times 12,4=0,08$ с, что приводит к $\bar{\tau}=0,08$ с, и тогда при $\delta k_{\text{эф}}=0,0025$ период реактора $T=\bar{\tau}/\delta k_{\text{эф}} \approx 32$ с (вместо $T=0,2$ с для реактора на мгновенных нейтронах). Теперь уровень мощности за 1 с возрастает на 3,1% (вместо возрастания в 150 раз на мгновенных нейтронах), что позволяет легко осуществлять автоматическое регулирование реактором.

Надкритический реактор. Определим, при каких $\delta k_{\text{эф}}$ развитие цепной реакции в надкритическом реакторе обусловлено запаздывающими нейтронами. Для этого $k_{\text{эф}}$ представим в виде суммы $k_{\text{эф}}=k_{\text{мгн}}+k_{\text{зап}}$, где $k_{\text{мгн}}$ — коэффициент размножения мгновенных нейтронов: $k_{\text{мгн}}=k_{\text{эф}}(1-\beta)$; $k_{\text{зап}}$ — коэффициент размножения запаздывающих нейтронов: $k_{\text{зап}}=k_{\text{эф}}\beta$. Если $k_{\text{мгн}}<1$, то протекание цепной реакции существенно зависит от мгновенных и от запаздывающих нейтронов деления. Если $k_{\text{мгн}}>1$, то протекание цепной реакции практически обусловлено только мгновенными нейтронами деления и поток нейтронов в реакторе увеличивается с колоссальными скоростями. Реактор, в котором $k_{\text{мгн}}=1$, называется *мгновенно критическим*; автоматически регулировать такой реактор невозможно. Из условий $k_{\text{эф}}=1+\delta k_{\text{эф}}$ и $k_{\text{мгн}}=k_{\text{эф}} \times \times (1-\beta)$ при $\beta \ll 1$, $k_{\text{мгн}}=1$ находим, что в мгновенно критическом реакторе $\delta k_{\text{эф}} \approx \beta$. Таким образом, для того чтобы реактор был управляем, т. е. чтобы цепная реакция обуславливалась запаздывающими нейтронами, требуется, чтобы возмущение в эффективном коэффициенте размножения было $\delta k_{\text{эф}} < \beta$.

Переход с одного уровня плотности нейтронов на другой в критическом реакторе. Рассмотрим критический реактор. В силу его стационарности в нем поддерживается средняя плотность источников запаздывающих нейтронов Q , равная числу осколков — источников нейтронов в единице объема. Так как $k_{\text{эф}}=k_{\text{мгн}}+k_{\text{зап}}=1$, то $k_{\text{мгн}}<1$ и в соответствии с формулой (6.4) устанавливается стационарный уровень плотности нейтронов в реакторе:

$$n_{\text{ст}} = Q(1 - k_{\text{мгн}})^{-1}. \quad (6.9)$$

В критическом реакторе при $k_{\text{эф}}=1$ $k_{\text{мгн}}=1-\beta$ и из (6.9) получаем $n_{\text{ст}}=Q\beta^{-1}$.

Пусть в реактор мгновенно внесена реактивность, соответствующая избыточному коэффициенту размножения $\delta k_{\text{эф}}$, при этом на начальном отрезке времени скорость образования запаздывающих нейтронов не изменится и цепная реакция будет протекать лишь на мгновенных нейтронах с $k_{\text{мгн}}$. Тогда в соответствии с формулами $k_{\text{эф}}=1+\delta k_{\text{эф}}$ и (6.9)

получим $k_{\text{мгн}} = 1 - \beta + \delta k_{\text{эф}}$, а новая установившаяся плотность нейтронов в реакторе $n'_{\text{уст}}$ окажется равной

$$n'_{\text{уст}} = \beta (\beta - \delta k_{\text{эф}})^{-1} n_{\text{ст}}. \quad (6.10)$$

Например, при $\beta = 0,0064$ и $\delta k_{\text{эф}} = 0,0025$ это приводит к $n'_{\text{уст}} = 1,64 n_{\text{ст}}$.

6.5. БЫСТРАЯ И МЕДЛЕННАЯ КИНЕТИКА

Изложенные выше соображения о роли запаздывающих нейтронов носят сугубо описательный характер и не вскрывают всех тонкостей временного поведения плотности нейтронов в реакторе. Остановимся теперь на более формальном подходе к этому вопросу.

Кинетика без запаздывающих нейтронов. Начнем рассмотрение со случая, когда запаздывающие нейтроны не учитываются. Тогда пространственно-временное одногрупповое уравнение для плотности нейтронов $n(\mathbf{r}, t)$ имеет вид

$$D\Delta n + \frac{k_{\text{эф}} - 1}{T_0} n = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (6.11)$$

где D — коэффициент диффузии; T_0 — время жизни тепловых нейтронов. Решение уравнения (6.11) записывается в виде $n(\mathbf{r}, t) = n_0(\mathbf{r}) \exp(t/T)$. Подставляя его в уравнение (6.11), получаем

$$\Delta n_0 + (B^2 - D^{-1}T^{-1}) n_0 = 0, \quad (6.12)$$

где B^2 — материальный параметр, определяемый соотношением (5.6). Рассмотрим для примера сферический реактор без отражателя радиусом R . Тогда

$$B^2 - D^{-1}T^{-1} = (\pi/R)^2. \quad (6.13)$$

В нестационарном случае, когда R отлично от критических размеров $R_0 = \pi/B_0$, $R = R_0 - \delta R$. Если δR мало, то из (6.13) получим $T^{-1} \approx \frac{2\pi^2}{R^2} \frac{\delta R}{R} D$. Выражая в соответствии с (5.12')

δR через δk , окончательно приходим к выражению для периода реактора T :

$$T = T_0 / \delta k. \quad (6.14)$$

Кинетика с одной группой запаздывающих нейтронов. Рассмотрим теперь случай, когда все запаздывающие нейтроны моделируются одной группой с временем жизни τ . Тогда период реактора T определяется из квадратного уравнения

$$\frac{1}{T} = \frac{\delta k}{T_0} - \frac{k_{\text{эф}}\beta}{T_0(1 + T/\tau)}. \quad (6.15)$$

Уравнение (6.15) относительно T при $\delta k < 0$ имеет два отрицательных корня, а при $\delta k > 0$ — один положительный и один отрицательный корень (первому из них соответствует разгон реактора, второму — переходный процесс). Проанализируем уравнение (6.15) в предельных случаях.

1. $\delta k \gg k_{эф}\beta$. В этом случае справа в выражении (6.15) играет роль лишь первый член и выражение для периода реактора T совпадает с (6.14), т. е. в этом случае запаздывающие нейтроны не сказываются на кинетике реактора, которая обусловлена только мгновенными нейтронами деления. Это так называемая *быстрая кинетика*.

2. $\delta k \ll k_{эф}\beta$. Учитывая обычно выполняющееся условие $T_0 \ll \beta\tau$, из выражения (6.15) получаем:

$$T \approx k_{эф}\beta\tau/\delta k, \quad (6.16)$$

т. е. в этом случае период реактора T определяется временем жизни запаздывающих нейтронов τ . Это так называемая *медленная кинетика*.

Кинетика с несколькими группами запаздывающих нейтронов. При строгом рассмотрении вопросов кинетики реактора необходимо учитывать несколько групп запаздывающих нейтронов. Возникающая картина требует довольно подробного математического описания, на котором мы, естественно, останавливаться не будем. Приведем лишь окончательный результат. Если δk достаточно мало и можно пренебречь временем жизни тепловых нейтронов T_0 , то между δk и T при любом числе групп запаздывающих нейтронов справедливо простое соотношение

$$\delta k = T^{-1} \sum_i \beta_i \lambda_i^{-1}. \quad (6.17)$$

Эта формула носит название *формулы обратных часов*, так как δk обратно пропорционально периоду реактора T .

§ 7. ФИЗИЧЕСКИЙ ПУСК РЕАКТОРА

Эксплуатации ядерного реактора предшествует *физический пуск*. При физическом пуске, во-первых, устанавливается, при каких размерах (или загрузках ядерного горючего) реактор достигает критичности и, во-вторых, каков запас реактивности при полностью загруженном реакторе. Критический опыт проводится при очень низком потоке нейтронов, вначале с источником нейтронов, а вблизи критического состояния без источника нейтронов. Изучается изменение потока нейтронов со временем.

7.1. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Если в системе с $k_{эф} < 1$ помещен источник нейтронов, то по формуле (6.4), зная мощность источников нейтронов \tilde{Q} , можно определить $k_{эф}$ системы. В источниках нейтронов, применяемых при пуске ядерного реактора, протекает ядерная реакция, в результате которой образуются нейтроны. Типичными являются (α, n) - и (γ, n) -реакции.

Реакция (α, n) протекает в радий-бериллиевых (Ra—Be) и полоний-бериллиевых (Po—Be) источниках нейтронов. Радий и полоний — радиоактивные вещества: они испускают α -частицы с энергией 4,8—7,7 МэВ, которая превышает порог реакции (α, n) на бериллии, равный 4 МэВ; в бериллии протекает реакция ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, в результате которой образуются нейтроны со средней энергией 4—5 МэВ.

Реакция (γ, n) . В фотонейтронном источнике используются радиоактивные вещества, испускающие γ -кванты, например ${}^{24}\text{Na}$ или ${}^{72}\text{Ga}$. Эти вещества помещают внутрь мишени, состоящей обычно из бериллия (энергия связи нейтрона в ядре ${}^9\text{Be}$ равна 1,63 МэВ) или дейтерия (энергия связи нейтрона в ядре ${}^2\text{D}$ равна 2,23 МэВ). Нейтроны образуются в результате реакции (γ, n) ; их энергия зависит от того, насколько энергия γ -квантов превышает энергию связи нейтрона.

7.2. СЧЕТЧИКИ НЕЙТРОНОВ

Регистрация нейтронов базируется на реакции (n, a) , где a — заряженная частица, которая фиксируется по производимой ею ионизации, или на реакции деления ядер, фиксируемой по ионизации, производимой осколками деления.

Реакция (n, α) . Типичными счетчиками, в основу работы которых положена эта реакция, являются *борные счетчики*. В них происходит реакция ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}_3^6\text{Li}$, при этом выделяется энергия 2,8 МэВ и на α -частицу приходится 1,5 Мэв. Борные счетчики весьма эффективны, поскольку сечение захвата нейтронов ${}^{10}\text{B}$, подчиняющееся закону $1/v$, весьма велико и составляет 4010 б при энергии нейтронов 0,025 эВ.

Реакция (n, p) используется в *гелиевых счетчиках*, которые наполнены ${}^3\text{He}$. Реакция при захвате нейтрона ${}^3\text{He}$ идет по схеме ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$, при этом выделяется энергия 0,8 МэВ. Гелиевые счетчики также весьма эффективны; сечение реакции подчиняется закону $1/v$ и при энергии 0,025 эВ равно 5500 б.

Камеры деления. Камера деления (или ионизационная камера) работает за счет ионизации, производимой осколками деления. Обычно в качестве делящегося вещества выбирается ${}_{92}^{235}\text{U}$.

7.3. ФИЗИЧЕСКИЙ ПУСК—ДОСТИЖЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО УРОВНЯ

Обычно в процессе проектирования реактора проводится экспериментальное изучение его основных физических характеристик на *критических сборках*, которые часто имитируют реактор натуральных размеров. Поэтому, строго говоря, *физический пуск* реактора превращается скорее в административное мероприятие, чем в физический эксперимент, чреватый неожиданностями. Проводить физический пуск

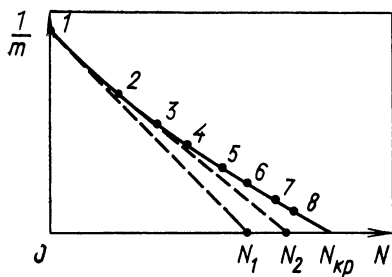


Рис. 7.1. Зависимость обратной скорости счета $1/m$ от числа твэлов N , загруженных в реактор

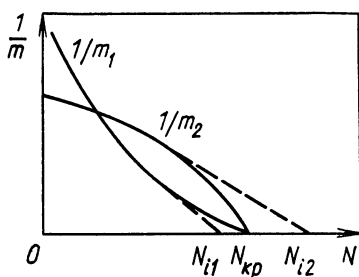


Рис. 7.2. Различное расположение счетчиков нейтронов в реакторе в критическом опыте

(даже базируясь на результатах опытов, полученных на критических сборках) надо крайне аккуратно, соблюдая все правила ядерной безопасности, чтобы в реакторе не развилась неуправляемая цепная реакция.

Для примера рассмотрим реактор, в котором возможна (и целесообразна) постепенная расстановка твэлов*. Тогда перед критическим опытом собирается весь реактор, за исключением твэлов. Если твэлов в реакторе нет, то нейтроны источника не размножаются. По мере установки твэлов в реактор в нем растет $k_{эф}$ и нейтроны источника начинают размножаться. Уровень плотности нейтронов регистрируется счетчиками нейтронов.

При увеличении числа твэлов в реакторе счет растет. Обработка счета нейтронных счетчиков ведется следующим образом: строится кривая зависимости обратной скорости счета от числа твэлов в реакторе. Типичная счетная характеристика представлена на рис. 7.1. По измерениям, произведе-

* Возможны и другие типы реакторов, например с тяжеловодным замедлителем, в которых достижение критичности осуществляется за счет изменения уровня замедлителя в реакторе, а не за счет увеличения числа твэлов.

денным в моменты 1 и 2, оператор экстраполирует, что критичность (когда $k_{эф} = 1$ и счет бесконечен) будет достигнута при N_1 твэлах, загруженных в реактор. По измерениям в моменты 2 и 3 экстраполяция производится на число твэлов N_2 . Истинное число твэлов, при которых достигается критичность, равно $N_{кр}$.

Кривая на рис. 7.1 имеет вогнутый характер, что указывает на разумное расположение счетчика нейтронов в реакторе — все время экстраполированное значение числа твэлов оказывается меньше $N_{кр}$ (это в существенной степени обеспечивает безопасность проведения физического пуска). На рис. 7.2 приведен пример обратной скорости счета $1/m$ двух счетчиков 1 и 2 в момент физического пуска. Из этого рисунка ясно, что счетчик 1 расположен удачно, а счетчик 2 неудачно: для первого экстраполированные значения $N_i < N_{кр}$, для второго $N_i > N_{кр}$.

7.4. РЕГУЛИРОВАНИЕ

В случае загрузки, соответствующей критическому состоянию на нулевой мощности, на номинальной мощности реактор работать не может. Это связано с тем, что при работе на мощности появляются, как правило, отрицательный температурный эффект вследствие разогрева реактора, отравление, обусловленное ^{135}Xe , а через некоторое время начинает сказываться выгорание горючего и зашлаковывание реактора различными осколками деления. Поэтому необходимо увеличить начальную загрузку сверх критической при очень малой мощности реактора. Но это возможно лишь в том случае, если вместе с твэлами будут добавляться какие-то поглотители, которые потом (при работе реактора на мощности) по мере необходимости будут извлекаться, а при работе на нулевой мощности реактора компенсировать реактивность, вносимую дополнительными твэлами. Обычно применяют один из следующих способов регулирования.

Борное регулирование реактора. Один из наиболее простых и эффективных способов регулирования реактора, который, кстати, используется на реакторах типа ВВЭР, — введение ^{10}B , сильно поглощающего тепловые нейтроны, в теплоноситель. Меняя концентрацию ^{10}B в теплоносителе, можно нужным образом менять реактивность системы. Преимущество этого метода регулирования заключается в том, что поглотитель вводится равномерно по всему объему реактора, поэтому не создается перекосов в пространственных распределениях плотности нейтронов и удельного тепловыделения.

В некоторых случаях ^{10}B заранее размещают в твэлах. По мере работы реактора он выгорает, компенсируя умень-

шение реактивности за счет выгорания ядерного горючего и накопления осколков деления. Такого типа регулирование называют регулированием с помощью *выгорающих поглотителей*, поскольку изменение концентрации поглотителей обусловлено только их выгоранием.

Регулирующий стержень. Другой широко используемый способ регулирования реактора — применение *регулирующих стержней*, которые делаются из хорошо поглощающего нейтроны вещества, обычно Cd или ^{10}B . Для внесения нужной реактивности в систему стержни располагают соответствующим образом: либо они полностью находятся в системе, либо только частично погружены в нее.

Регулирующие стержни незаменимы в качестве органов аварийной защиты. Цель аварийной защиты — быстрое гашение непредвиденного роста цепной реакции в ядерном реакторе, когда он обусловлен аварийной ситуацией, а также быстрая остановка реактора при неполадках в системах теплоотвода, неисправностях схем СУЗ, росте давления и других случаях. Поэтому к стержням аварийной защиты (или, как их обычно называют, *стержням АЗ*) предъявляются жесткие требования по скорости ввода в реактор и по возможности большей отрицательной эффективности, вносимой в реактивность.

Эффективность регулирующего стержня, полностью погруженного в цилиндрический реактор, определяется следующей приближенной формулой:

$$\delta k/k = 2L^2 [R^2 \mu_{2r} \ln(1,12L/\rho_{\text{эф}})]^{-1}, \quad (7.1)$$

где $\delta k/k$ — реактивность, вносимая полностью погруженным регулятором; L^2 — квадрат длины диффузии в среде, куда помещается регулятор*; R — радиус реактора; μ_{2r} — коэффициент усреднения квадрата плотности нейтронов по радиусу реактора; $\rho_{\text{эф}}$ — эффективный радиус регулятора, который зависит лишь от ρ — геометрического радиуса регулятора** и от транспортной длины λ_{tr} среды, в которую помещен регулятор; зависимость $\rho_{\text{эф}} = \rho_{\text{эф}}(\rho/\lambda_{tr})$ приведена на рис. 7.3.

Интерференция регулирующих стержней. Формула (7.1) справедлива для одиночного стержня, помещенного в реак-

* Довольно очевидно, что $\delta k/k \sim L^2$, так как L^2 характеризует ту область, откуда тепловые нейтроны доходят до поверхности регулятора; в связи с этим заметим, что формула (7.1) справедлива лишь в наиболее интересном случае $L^2 \ll \tau$, если же это условие нарушается, то появляется зависимость и от квадрата длины замедления τ .

** То, что единственная характеристика регулятора, определяющая $\delta k/k$, есть его радиус, легко понять: в регуляторе используются такие сильнопоглощающие нейтроны вещества, что все нейтроны, падающие на регулятор, поглощаются; такой регулятор называется *черным*.

тор. Если в реакторе расположена группа стержней, то они начинают интерферировать, при этом эффективность группы стержней не равна эффективности одиночного стержня, умноженной на число стержней. Для того чтобы это понять, проследим, как искажается нейтронное поле при помещении регулирующего стержня в реактор (рис. 7.4). Вблизи стерж-

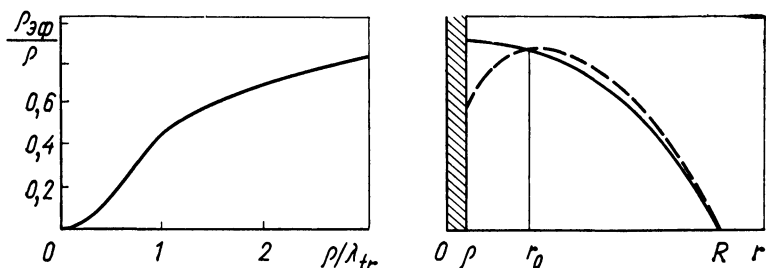


Рис. 7.3. Связь эффективного и геометрического радиусов регулятора
Рис. 7.4. Распределение плотности нейтронов при наличии в реакторе регулирующих стержней (---) и без них (—)

ня при $r < r_0$ плотность нейтронов падает, вдали от него при $r > r_0$ растет; интеграл от плотности нейтронов по объему реактора (пропорциональный мощности) остается без изменения. Поэтому, если второй стержень размещается при $r < r_0$, то его эффективность будет меньше той, которую он имел бы в отсутствие первого стержня, если же второй стержень размещается в области $r > r_0$, то его эффективность больше.

Зависимость эффективности регулирующего стержня от глубины погружения. Строго говоря, выгодно иметь много малоэффективных регулирующих стержней и погружать их полностью в реактор, поскольку при этом не создается перекосов плотности нейтронов по высоте реактора. Однако практически всегда в реакторе есть несколько стержней, погруженных не полностью. Определим зависимость эффективности регулирующего стержня от глубины погружения. Пользуясь тем, что вносимая одним стержнем реактивность мала, можно ограничиться теорией возмущений, согласно которой эффект от внесения поглотителя пропорционален квадрату плотности нейтронов в месте его размещения. Тогда, если обозначить $(\delta k/k)_z$ эффективность стержня, опущенного в реактор на глубину z , а $(\delta k/k)_H$ эффективность стержня, полностью погруженного на всю высоту реактора H , то получим:

$$(\delta k/k)_z = (\delta k/k)_H \int_0^z n^2(z) dz \Big/ \int_0^H n^2(z) dz. \quad (7.2)$$

Если экономия отражателя по высоте равна 2Δ , т. е. эффективная высота реактора $H_{эф} = H + 2\Delta$, причем $2\Delta \ll H$, то формулу (7.2) можно преобразовать к виду *

$$(\delta k/k)_z = (\delta k/k)_H (z/H) (1 + 2\Delta/H) [1 - (\sin 2Bz)/2Bz], \quad (7.3)$$

где $B = \pi(H + 2\Delta)^{-1}$. Соответствующее формуле (7.3) отношение $(\delta k/k)_z (\delta k/k)_H^{-1}$ представлено на рис. 7.5. Вначале $(\delta k/k)_z$ растет как z^3 , затем при $2Bz \approx \pi$ имеется линейный

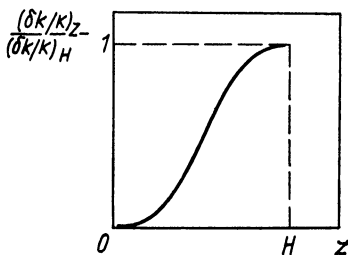


Рис. 7.5. Интегральная характеристика регулирующего стержня

участок; при больших z рост $\delta k/k$ замедляется. Обычно общая реактивность, которая может быть внесена регулирующим стержнем в реактор, приходится на область линейного роста $\delta k/k$. Это дает возможность, зная коэффициент пропорциональности между $\delta k/k$ и z , выразить эффективность регулирующих стержней в *линейных метрах*: зная, на сколько линейных метров погружены стержни в реактор, оператор может определить

общий запас реактивности в нем. Но для этого, конечно, в конце физического пуска реактора проводится *градуировка регулирующих стержней*, т. е. определяется эффективность каждого из них и выражается в линейных метрах какого-либо стержня, принятого за эталон.

Представленная на рис. 7.5 кривая называется *интегральной характеристикой регулирующего стержня*, так как она характеризует полную реактивность, вносимую им. Кроме этого, у регулирующего стержня имеется *дифференциальная характеристика*, которая определяет вносимую стержнем реактивность при перемещении его на единицу длины (обычно на 1 мм). Дифференциальная характеристика получается из интегральной путем дифференцирования и имеет максимум на участке, где интегральная характеристика линейна.

7.5. ЛОКАЛЬНЫЕ КОТЛЫ

С вопросами регулирования реакторов, понимая под этим в широком смысле поддержание критичности реактора, связан вопрос о локальных котлах. Термин этот обусловлен тем, что вначале ядерные реакторы назывались ядерными котлами, что соответствовало переводу с английского языка термина *pile*. Как уже подчеркивалось выше, в реакторе должен быть запас реактивности, который обеспечивает его ра-

* При этом считается, что реактор однороден по высоте.

боту на мощности с учетом выгорания ядерного горючего и образования осколков деления. Следовательно, вначале в неразогретом реакторе, работающем на нулевой мощности, должны находиться регулирующие стержни, компенсирующие этот запас реактивности. Если эти стержни извлечь из реактора, то система станет надкритичной. Поэтому необходимо, чтобы регулирующие стержни располагались достаточно часто по объему реактора и не возникало бы областей, которые сами по себе были бы надкритичны независимо от того, как расположены стержни вне этих областей. Подобные области и называют *локальными котлами*, ибо в них будет развиваться неуправляемая цепная реакция. При использовании в ядерных реакторах обогащенного урана и при непродуманной системе регулирования возникновение локальных котлов не исключено.

§ 8. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПУСК РЕАКТОРА

Итак, пусть успешно закончился физический пуск реактора; критический опыт проведен, и его результаты совпали с расчетными; в реактор догружены твэлы до номинального числа и запас реактивности совпал с расчетным; регулирующие стержни проградированы и их эффективность совпала с расчетной. Если все так хорошо получилось (а все должно было хорошо получиться, ибо заранее все проверялось на критических сборках, и в том случае, если что-либо не совпало с расчетом, менялась нужным образом конструкция твэлов и регуляторов), то можно переходить к *энергетическому пуску* реактора, заключающемуся в постепенном повышении мощности реактора до проектного уровня. Основная цель энергетического пуска — вывести реактор на мощность и в процессе повышения мощности убедиться, что все теплотехнические и энергетические устройства работают нормально. С физической же точки зрения при энергетическом пуске следует убедиться в том, что запаса реактивности хватает для нормальной работы реактора, температурный коэффициент имеет нужный знак и значение, реактор работает устойчиво и поле тепловыделения в нем имеет нужную форму.

8.1. СВЯЗЬ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА С ПЛОТНОСТЬЮ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

До сих пор речь шла только о потоке нейтронов — сейчас же начинается разговор о мощности реактора. Эти две величины взаимосвязаны. Предположим для простоты, что захват нейтронов в ядерном горючем характеризуется некоторым эффективным сечением деления $\tilde{\sigma}_f$ см². Рассмотрим реак-

тор на смеси ^{235}U и ^{238}U . Пусть концентрация ядер ^{235}U равна $N_5(\mathbf{r})$ см $^{-3}$, а плотность потока нейтронов $\varphi(\mathbf{r})$ нейтр.·см $^{-2}$ ××с $^{-1}$. Тогда в единице объема в единицу времени происходит $m(\mathbf{r}) = \tilde{\sigma}_f \varphi(\mathbf{r}) N_5(\mathbf{r})$ см $^{-3}$ ·с $^{-1}$ делений. При каждом делении выделяется энергия E_f , которая равна $E_f = 190 \text{ МэВ} = 3,0410^{-11}$ Дж. Таким образом, мощность реактора W выражается формулой

$$W = \bar{\sigma}_f E_f \int_V \varphi(\mathbf{r}) N_5(\mathbf{r}) dV, \quad (8.1)$$

где V — объем реактора. Если ядерное горючее распределено равномерно по реактору, то в выражении (8.1) можно вынести $N_5(\mathbf{r})$ из-под знака интеграла и ввести среднюю по реактору плотность потока нейтронов $\bar{\varphi} = V^{-1} \int_V \varphi(\mathbf{r}) dV$. Кроме

того, введем общую массу урана M и обогащение топлива по ^{235}U C_5 , равное $C_5 = M_5/M$. Тогда из (8.1) после подстановки соответствующих переводных коэффициентов и $\tilde{\sigma}_f = \sigma_{f5} = 590$ б получим

$$\bar{\varphi} = 2,2 \frac{W}{C_5 M} 10^{10} \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (8.2)$$

где W выражена в мегаваттах, а M в тоннах. Таким образом, при заданной загрузке ядерного горючего в реактор по средней плотности потока нейтронов можно однозначно определить мощность реактора. Это и используют на практике: располагая несколько ионизационных камер в разных точках реактора, по их усредненным показаниям определяют мощность. Конечно, при этом мощность реактора контролируется также по расходу и подогреву теплоносителя.

Повышение мощности реактора проводится в полном соответствии с правилами ядерной безопасности, суть которых сводится к тому, что повышение мощности (или, что то же самое, среднего потока нейтронов) должно производиться так, чтобы оно шло за счет запаздывающих нейтронов; следовательно, вводимое $\delta k_{\text{эф}} < \beta$.

8.2. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ

Повышение мощности реактора влечет за собою повышение температуры активной зоны реактора, что сказывается на физических свойствах системы: изменяется коэффициент размножения и длина миграции. Рассмотрим различные причины, обуславливающие температурный коэффициент.

8.2.1. Изменение плотности замедлителя особенно важно для реакторов с жидким замедлителем; в случае графитовых реакторов определяющим является плотность воздуха в гра-

фите, влияющая на суммарное поглощение нейтронов в азоте.

Пусть $\gamma = -\Delta d/d$ — относительное изменение плотности d замедлителя. При изменении d меняются следующие характеристики реактора: $\Delta\tau/\tau = 2\gamma$ — квадрат длины замедления [из-за изменения длины рассеяния и транспортной длины в соответствии с формулой (3.15)]; $\Delta L_0^2/L_0^2 = 2\gamma$ — квадрат длины диффузии в замедлителе [вследствие изменения длины поглощения и длины рассеяния тепловых нейтронов в замедлителе в соответствии с формулой (3.7)]; $\Delta\psi/\psi = \gamma$ — резонансное поглощение ψ [из-за изменения длины рассеяния в соответствии с формулами (4.8) и (4.8')]. Изменения в τ и L_p^2 (последнее связано с изменением L_0^2) приводят к изменению квадрата длины миграции ΔM^2 , которое в соответствии с формулой (5.6) для материального параметра B^2 можно пересчитать на эквивалентное изменение коэффициента размножения $\Delta k_{\text{экр}} = -(k_{\text{эф}} - 1)M^{-2}\Delta M^2$. Тогда влияние плотности на свойства системы можно представить в виде влияния только на коэффициент размножения δk_1 . Величина δk_1 в предположении, что поглощение в замедлителе невелико и не важен всплеск нейтронов в замедлителе, равна

$$\delta k_1 = -\gamma \{ \psi - q_{\text{зам}} + (k-1)[1 + \tau(L^2 + \tau)^{-1}] \}, \quad (8.3)$$

где $q_{\text{зам}} = \sigma_{\text{зам}} N_{\text{зам}} (\sigma_5 N_5 + \sigma_8 N_8 + \sum_i \sigma_i N_i)^{-1}$. Если плотность замедлителя уменьшается, т. е. $\gamma > 0$, то при очень больших $q_{\text{зам}}$ оказывается, что $\delta k_1 < 0$, т. е. реактивность системы уменьшается.

8.2.2. Изменение температуры нейтронов сказывается на L^2 , τ и эффективных сечениях, входящих в определение η по формуле (4.4) и θ по формуле (4.2).

Если длина поглощения λ_c изменяется по закону $1/v$, то квадрат длины диффузии $L^2 \sim \sqrt{T}$, и поэтому $\Delta L^2/L^2 = = 1/2 \Delta T/T$, где T — температура нейтронов. Зависимость от температуры квадрата длины замедления τ более сложная и, в частности, определяется энергией шивки максвелловского (4.14) и фермиевского (4.12) спектров. При обычно встречающихся характеристиках реакторов на тепловых нейтронах имеет место следующее соотношение: $\Delta\tau/\tau \approx \approx -0,07 \Delta T/T$.

Величины η и θ определяются только отношениями сечений поглощения и деления различных элементов, поэтому их зависимость от изменения температуры нейтронов может обуславливаться только разными законами изменения сечений с энергией. Наиболее существенны эти изменения (отклонения сечений от закона $1/v$) для изотопов урана, что приводит к $\Delta\eta/\eta \approx -7 \cdot 10^{-5} \Delta T^0$ при $300 \text{ K} \leq T^0 \leq 400 \text{ K}$ и $\Delta\eta/\eta \approx -2,5 \cdot 10^{-5} \Delta T^0$ при $500 \text{ K} \leq T^0 \leq 600 \text{ K}$. Кроме того,

большую роль играет изменение сечения ^{135}Xe — одного из осколков деления — с энергией, приводящее к $\delta k/k \approx (P + 3)^{-1} \cdot 10^{-4} \Delta T^0$, где P — теплосъем с тонны горючего, МВт/т.

8.2.3. Изменение температуры ^{238}U вызывает изменение резонансного поглощения: с увеличением температуры урана растет резонансное поглощение в ^{238}U , что связано с

уменьшением блокировки вследствие изменения формы резонанса. На рис. 8.1 представлена зависимость формы сечения захвата нейтрона ^{238}U в резонансе с $E_p = 6,67$ эВ от температуры T , при этом общая площадь пика не меняется и изменение температуры сказывается лишь на блокированной части резонансного поглощения $\psi_{\text{бл}}$. Опыты дают такую зависимость: $\Delta \psi_{\text{бл}}/\psi_{\text{бл}} = 3,4 \cdot 10^{-4} \Delta T$, т. е. с увеличением темпера-

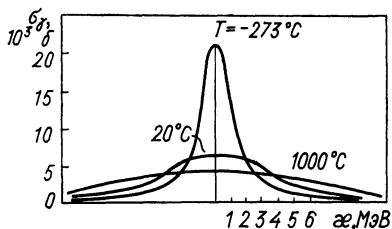


Рис. 8.1. Доплеровское уширение резонансных линий $[\kappa = \frac{2}{\Gamma} (E - E_p) / 13,24 \text{ МэВ}]$

туры блокированное резонансное поглощение растет, так как резонанс становится более размытым и блокировка уменьшается.

8.2.4. Обычная вода как теплоноситель. Если, например, в графитовом реакторе обычная вода используется для охлаждения твэлов, то увеличение ее температуры приводит к положительному температурному коэффициенту, что увеличивает реактивность системы. Это обусловлено тем, что в воде тепловые нейтроны испытывают большое диффузионное сопротивление, в результате чего в замедлителе повышается плотность нейтронов — с ростом температуры охлаждающей обычной воды плотность нейтронов в замедлителе падает и в соответствие с этим уменьшается поглощение. Кроме того, существует и тривиальный эффект уменьшения поглощения нейтронов в обычной воде при уменьшении плотности, что также приводит к росту реактивности.

8.2.5. Знак и значение температурного коэффициента. При повышении мощности температура в реакторе растет, поэтому для нормальной эксплуатации реактора желательно иметь отрицательный температурный коэффициент. Поскольку температурный коэффициент обусловлен многими причинами (из которых выше мы упомянули только основные), постольку необходимо определять его экспериментально. Практика показывает, что для большинства реакторов температурный коэффициент по знаку отрицательный и довольно большой по значению. Так, для исследовательских

реакторов $\Delta k \approx -(0,7 \div 1,5) 10^{-4} \Delta T^0$; для энергетических реакторов типа ВВЭР $\Delta k \approx -(2 \div 4) 10^{-4} \Delta T^0$; для водо-графитовых и газо-графитовых энергетических реакторов $\Delta k \approx -10^{-4} \Delta T^0$.

§ 9. БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА РЕАКТОРА

9.1. ПРИНЦИПЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ РЕАКТОРА

Пока речь шла о физическом пуске «свежего» реактора (без радиационного загрязнения), можно было не обращать внимания на необходимость защиты от ионизирующего излучения. Но работающий на мощности реактор — мощный источник излучения. В современных энергетических реакторах плотности потоков тепловых нейтронов порядка $10^{13}—10^{14}$ нейтр.см⁻².с⁻¹. Кроме того, в активной зоне реактора при делении одного ядра горючего, последующем радиоактивном распаде осколков деления, радиационном захвате и неупругом рассеянии нейтронов, приходящихся на одно деление, образуется около 10 γ -квантов с суммарной энергией 12,2 МэВ. Цель биологической защиты заключается в том, чтобы не дать возможности этому излучению выйти из реактора.

Как известно, сечение поглощения нейтронов подчиняется закону $\sigma_c \sim 1/v$, где v — скорость нейтронов. Поэтому принцип построения защиты от нейтронов состоит в следующем: во-первых, надо замедлить нейтроны — этого можно достичь, окружая реактор защитой из легкого вещества, хорошо замедляющего нейтроны, например воды; во-вторых, надо, чтобы эти замедленные нейтроны были поглощены — этого можно достичь, подмешивая в вещество защиты сильно поглощающие нейтроны вещества, например бор. Кстати, заметим, что из космоса на Землю падает весьма интенсивный поток излучения, но атмосфера является очень хорошей биологической защитой, благодаря чему до поверхности Земли доходит его ничтожная доля.

Для поглощения γ -квантов, наоборот, требуются тяжелые вещества, так как поглощение γ -квантов имеет электромагнитную природу и идет тем интенсивнее, чем больше электронов у атома вещества защиты. Классическим материалом, используемым для защиты от γ -излучения, является свинец. Конечно, при конструировании защиты желательно избегать пронизывающих защиту пустых каналов, через которые ионизирующее излучение беспрепятственно проходит из реактора в окружающую среду.

9.2. ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Установление допустимых условий при работе в поле излучения — дело весьма ответственное, связанное со здоровьем людей, и поэтому при их определении необходимо пользоваться официальными инструктивными материалами, например «Нормами радиационной безопасности (НРБ—76)» (М., Атомиздат, 1976). Следующие же ниже данные должны рассматриваться лишь как справедливые по порядку величины.

Поглощенная доза излучения D (доза излучения, доза) количественно характеризует степень облучения вещества: она равна средней энергии, переданной излучением веществу в некотором элементарном объеме, отнесенной к массе вещества. Единицей поглощенной дозы в системе СИ является *грэй*: $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$. Применяется также специальная единица поглощенной дозы 1 рад — это такая доза, при которой в 1 кг вещества поглощается энергия, равная $0,01 \text{ Дж}$.

Дозу γ -излучения измеряют по ионизации. В связи с этим в практику введена *экспозиционная доза излучения X* . Единица экспозиционной дозы — *кулон на килограмм*, Кл/кг . Специальная единица экспозиционной дозы 1 рентген (Р) — это такая экспозиционная доза рентгеновского или γ -излучения, при которой в 1 см^3 воздуха при 0°C и давлении 760 мм рт. ст. образуются ионы, несущие заряд каждого знака, равный $3,33 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ (*кулон*). Пересчет поглощенной дозы излучения на экспозиционную дозу излучения несколько зависит от вещества, в котором излучение поглощается: в воздухе $1 \text{ Р} = 0,89 \text{ рад}$; в живой ткани $1 \text{ Р} = 0,93 \text{ рад}$; вообще же, доза 1 Р несколько меньше дозы 1 рад . Практически экспозиционная доза более удобна, так как ионизацию воздуха легко измерять с помощью ионизационных камер.

Биологический эффект воздействия излучения на живую ткань нельзя охарактеризовать только дозой, поскольку дозы нейтронов, протонов и α -частиц оказывают существенно больший биологический эффект, чем равные им дозы рентгеновского и γ -излучений. Для учета биологического эффекта дозы вводится *коэффициент качества излучения Q* , который показывает, во сколько раз данный вид излучения производит больший биологический эффект, чем γ -излучение, при равных дозах излучения. В табл. 9.1 приведены коэффициенты качества для наиболее характерных излучений.

Коэффициент качества излучения Q , умноженный на поглощенную дозу D , дает *эквивалентную дозу*

$$H = QD. \quad (9.1)$$

В системе СИ за единицу эквивалентной дозы принят *зиверт* $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр/}Q$. Специальная единица эквивалентной дозы

Коэффициент качества излучений

Вид излучения	Q	Вид излучения	Q
Рентгеновское и γ	1	Тяжелые ядра отдачи	20
β	1	Нейтроны тепловые	3
α ($E_\alpha \leq 10$ МэВ)	10	Нейтроны с энергией 5 кэВ	2,5
Протоны ($E_p \leq 10$ МэВ)	10	Нейтроны с энергией 1 МэВ	10,5

называется *биологический эквивалент рада (бэр)* и определяется как доза любого излучения, которая вызывает тот же биологический эффект, что и доза в один рад рентгеновского и γ -излучений. Естественный радиоактивный фон, т. е. мощность дозы ионизирующих излучений, на земной поверхности на уровне моря для средних широт составляет 105×10^{-3} бэр/год, что соответствует $0,01 \cdot 10^{-3}$ бэр/ч. Вклад в эту величину космического излучения (с нейтронной компонентой) порядка $53 \cdot 10^{-3}$ бэр/год. В табл. 9.2 приведены предельно допустимые уровни внешнего ионизирующего излучения, которые соответствуют предельно допустимой эквивалентной дозе $100 \cdot 10^{-3}$ бэр в неделю.

Таблица 9.2

Предельно допустимые уровни излучения

Вид излучения	Энергия излучения	Предельно допустимая мощность дозы, интенсивность или плотность потока излучения при работе 36 ч неделю
Рентгеновское и γ	≤ 3 МэВ	$2,8 \cdot 10^{-3}$ Р/ч
β	≤ 10 МэВ	$20 \beta\text{-част.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Медленные нейтроны	0,1 эВ	$550 \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Промежуточные нейтроны	5 кэВ	$640 \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Быстрые нейтроны	10 МэВ	$20 \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Извлекаемые из реактора твэлы или конструкционные детали являются источниками излучения. *Активность* источника измеряется либо числом распадов в секунду (расп./с), либо специальной внесистемной единицей *кюри*. В СИ за единицу активности принят *беккерель*: $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп./с}$. Кюри — это активность такого количества радиоактивного вещества, в котором происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ расп./с (или 222×10^{10} расп./мин); применяют также производные единицы *милликюри* ($1 \text{ мкюри} = 10^3 \text{ кюри}$) и *микрокюри* ($1 \text{ мккюри} = 10^{-6} \text{ кюри}$).

Мощность дозы P от точечного источника γ -излучения определяется по формуле:

$$P = K_{\gamma} \frac{A}{R^2} \text{ Р/ч}, \quad (9.2)$$

где A — активность источника, мкюри; R — расстояние от источника, см; K_{γ} — гамма-постоянная нуклида источника, Р/ч; равная мощности дозы от точечного источника активностью 1 мкюри на расстоянии 1 см. Для ^{226}Ra $K_{\gamma} = 8,4$; для ^{60}Co $K_{\gamma} = 13,6$. Для определения мощности дозы от отработанного ядерного горючего можно пользоваться формулой (9.2), если в ней положить $K_{\gamma} = 6,5 E$, где E — энергия излучения, МэВ.

Глава 4. ОТРАВЛЕНИЕ И ШЛАКОВАНИЕ РЕАКТОРА

При выгорании ядерного горючего реактивность реактора изменяется по двум причинам: во-первых, вследствие образования осколков деления и, во-вторых, в результате исчезновения делящихся нуклидов и образования новых трансуранных элементов. Осколки деления обладают разными сечениями теплового и резонансного захвата нейтронов. Если эти сечения очень велики, то такие осколки быстро достигают равновесной концентрации и сильно сказываются на реактивности. Поглощение нейтронов ядрами этих осколков называют *отравлением* реактора. Поглощение нейтронов ядрами осколков с меньшим сечением поглощения называют *шлакованием*, а сами осколки — *шлаками*.

§ 10. ОТРАВЛЕНИЕ

Отравление реактора практически обусловлено лишь одним нуклидом ^{135}Xe . Он имеет сильный резонанс в полном сечении при энергии нейтрона $E = 0,084$ эВ. Характер зависимости усредненного по спектру нейтронов сечения поглощения $\bar{\sigma}_{\text{Xe}}$ от температуры T нейтронов приведен в табл. 10.1. Чем выше температура, тем меньше роль резонанса, расположенного практически в области тепловых энергий.

Таблица 10.1
Зависимость $\bar{\sigma}_{\text{Xe}}(T)$

$T, \text{ К}$	300	400	500	600	700
$\bar{\sigma}_{\text{Xe}}, 10^6 \text{ б}$	2,4	2,2	2,0	1,8	1,6

^{135}Xe образуется в реакторе двумя путями: во-первых, непосредственно при делении ^{235}U , однако выход * ^{135}Xe при этом очень мал ($\sim 0,003$), и мы не будем останавливаться на этом процессе; во-вторых, ^{135}Xe образуется при распаде ^{135}I , а выход ^{135}I при делении весьма велик ($\sim 0,06$) — ^{135}I расположен в правом максимуме кривой выхода осколков в зависимости от массы (см. рис. 2.8).

Рассмотрим более подробно процессы образования ^{135}I и ^{135}Xe .

Пусть число ядер ^{235}U ** в единице объема реактора есть N_5 (см^{-3}) и пусть средняя плотность потока нейтронов в реакторе φ (нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) ***. Тогда число делений в 1 см^3 в 1 с равно $\sigma_{f5}\varphi N_5$, и если выход ^{135}I $\gamma = 0,06$, то число образующихся ядер ^{135}I равно $\gamma\sigma_{f5}\varphi N_5$. Далее, если N_I — число ядер ^{135}I в 1 см^3 и $\lambda_I = \ln 2/T_{1/2} = 1/9,7 \text{ ч} = 2,86 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ — постоянная распада ^{135}I , то число распадающихся ядер равно $\lambda_I N_I$. Таким образом, изменение числа ядер ^{135}I в единицу времени dN_I/dt равно

$$dN_I/dt = \gamma\sigma_{f5}\varphi N_5 - \lambda_I N_I. \quad (10.1)$$

При распаде ^{135}I образуется ^{135}Xe , число ядер которого равно $\lambda_I N_I$. ^{135}Xe выгорает; этот эффект описывается выражением $\sigma_{Xe}\varphi N_{Xe}$, где N_{Xe} — число ядер ^{135}Xe в единице объема; и, кроме того, ^{135}Xe распадается — число распадов в единицу времени равно $\lambda_{Xe} N_{Xe}$, где $\lambda_{Xe} = \ln 2/T_{1/2} = 1/13,4 \text{ ч} = 2,07 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ — постоянная распада ^{135}Xe (время жизни ^{135}Xe $T_{Xe} = 13,4 \text{ ч}$ больше, чем время жизни ^{135}I $T_I = 9,7 \text{ ч}$). Таким образом, из условий баланса получаем выражение для изменения числа ядер ^{135}Xe в единицу времени:

$$dN_{Xe}/dt = \lambda_I N_I - (\sigma_{Xe}\varphi + \lambda_{Xe}) N_{Xe}. \quad (10.2)$$

Система уравнений (10.1) — (10.2) при заданной зависимости плотности потока нейтронов φ от времени и при заданных начальных условиях полностью определяет поведение концентраций ^{135}I и ^{135}Xe во времени t . При этом вместо плотности потока нейтронов φ можно, используя соотношение (8.2), говорить о мощности реактора W , что обычно и принято делать.

* При нормировке выхода всех пар осколков на единицу.

** Для простоты рассматривается случай, когда единственным делящимся нуклидом в реакторе является ^{235}U .

*** Не путать это φ нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ с безразмерной вероятностью избежать резонансного захвата в ^{238}U , которую, к сожалению, принято обозначать также φ !

10.2. ВЛИЯНИЕ ^{135}Xe НА РЕАКТИВНОСТЬ

Пусть в единице объема реактора в момент времени t имеется $N_{\text{Xe}}(t)$ ядер ^{135}Xe . Для определения возникающего из-за этого вклада в реактивность можно воспользоваться формулой (4.3'), из которой при малых Δk получим

$$(\Delta k/k)_{\text{Xe}} = - \frac{q'_{\text{Xe}}}{1 + q'_8 + \sum_i q'_i} = - \frac{-\sigma_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}}(t)/\sigma_5 N_5}{1 + q'_8 + \sum_i q'_i}. \quad (10.3)$$

10.3. СТАЦИОНАРНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ^{135}Xe

При длительной работе реактора на постоянной мощности устанавливаются стационарные концентрации ^{135}I и ^{135}Xe : $(N_{\text{I}})_{\text{ст}}$ и $(N_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$, которые определяются из уравнений (10.1) и (10.2) при условии $dN_{\text{I}}/dt = dN_{\text{Xe}}/dt = 0$ (это и есть условие стационарности):

$$(N_{\text{I}})_{\text{ст}} = \gamma \sigma_{f5} \varphi N_5 / \lambda_{\text{I}}; \quad (N_{\text{Xe}})_{\text{ст}} = \gamma \sigma_{f5} \varphi N_5 (\sigma_{\text{Xe}} \varphi + \lambda_{\text{Xe}})^{-1}. \quad (10.4)$$

Стационарная концентрация ^{135}I пропорциональна плотности потока нейтронов в реакторе φ — чем больше φ , тем больше $(N_{\text{I}})_{\text{ст}}$. Стационарная концентрация ^{135}Xe также пропорциональна φ , но только при малых значениях φ : $\sigma_{\text{Xe}} \varphi \ll \lambda_{\text{Xe}}$. При больших φ , когда $\sigma_{\text{Xe}} \varphi \gg \lambda_{\text{Xe}}$, $(N_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$ не зависит от φ и равна своему предельному значению $(N_{\text{Xe}})_{\text{пред}} = \gamma \sigma_{f5} N_5 / \sigma_{\text{Xe}}$. Соответствующая этому предельному значению величина $(q'_{\text{Xe}})_{\text{пред}}$ есть комбинация физических постоянных γ , σ_{f5} и σ_5 . Важно подчеркнуть, что $(q'_{\text{Xe}})_{\text{пред}} = \gamma \sigma_{f5} / \sigma_5$ не зависит от σ_{Xe} , т. е. не зависит практически от спектра тепловых нейтронов. При σ_{f5} и σ_5 , взятых из табл. 2.4, $(q'_{\text{Xe}})_{\text{пред}} = 0,06 \cdot 582 / 694 \approx \approx 0,05$. Условие $\varphi \gg \lambda_{\text{Xe}} / \sigma_{\text{Xe}}$ приводит к следующему значению плотности потока, при которых $(q'_{\text{Xe}})_{\text{пред}} = 0,05$: $\varphi \gg \gg 2,07 \cdot 10^{-5} (2,2 \cdot 10^6 \cdot 10^{-24})^{-1} = 10^{13}$ нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для современных энергетических реакторов можно считать, что это условие выполнено.

10.4. ВЫВОД РЕАКТОРА НА МОЩНОСТЬ

Образование ^{135}Xe наряду с температурным эффектом, описанным в разд. 8.2, приводит к уменьшению реактивности реактора при работе на мощности по сравнению с моментом физического пуска. Для того чтобы определить, как падает реактивность при работе реактора на мощности*, на-

* Считается, что реактор выводится на мощность мгновенно—это предположение хорошо оправдано, ибо время вывода реактора на мощность ~ 1 ч, что много меньше, чем характерные времена образования ^{135}I и ^{135}Xe , которые равны ~ 10 ч.

до решить уравнения (10.1) и (10.2) при постоянном φ и начальных условиях $N_I(0) = N_{Xe}(0) = 0$. Эти решения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} N_I(t) &= \gamma \sigma_{f5} \varphi N_5 \lambda_I^{-1} [1 - \exp(-\lambda_I t)]; \\ N_{Xe}(t) &= \gamma \sigma_{f5} \varphi N_5 (\sigma_{Xe} \varphi + \lambda_{Xe})^{-1} \{1 - \exp[-(\sigma_{Xe} \varphi + \lambda_{Xe}) t]\} - \\ &- \gamma \sigma_{f5} \varphi N_5 [\sigma_{Xe} \varphi + \lambda_{Xe} - \lambda_I]^{-1} \{ \exp(-\lambda_I t) - \\ &- \exp[-(\sigma_{Xe} \varphi + \lambda_{Xe}) t] \}. \end{aligned} \right\} (10.5)$$

В соответствии с формулами (10.5) стационарные концентрации ^{135}I и ^{135}Xe достигаются лишь при бесконечно большом

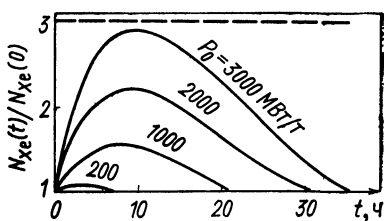
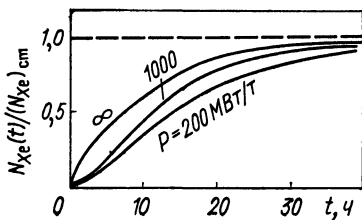


Рис. 10.1. Зависимость отравления от времени работы реактора t
Рис. 10.2. Иодная яма

времени работы реактора t ; фактически же состояние, близкое к стационарному, достигается при малых значениях экспонент, входящих в эти формулы. Так, согласно табл. 1.1, $\exp(-\lambda_I t) \approx 0,1$ при $\lambda_I t \approx 2,3$, т. е. при $t \approx 24$ ч, концентрация ^{135}I выходит на стационарный уровень, причем характер этого процесса во времени не зависит от плотности потока нейтронов φ (для ^{135}Xe , как следует из второй формулы (10.5), зависимость от φ существует: чем больше φ , тем скорее концентрация ^{135}Xe достигает насыщения). На рис. 10.1 в качестве иллюстрации приведена зависимость $N_{Xe}(t)/(N_{Xe})_{ст}$ при различных значениях $\lambda_{Xe}/\varphi\sigma_{Xe} = 370/P$, где P — удельная мощность, снимаемая с 1 т ^{235}U , МВт/т.

10.5. ОСТАНОВКА РЕАКТОРА

При остановке реактора, перед этим долгое время работавшего на мощности с потоком нейтронов плотностью φ_0 , равновесие нарушается: ^{135}Xe перестает выгорать, а за счет распада ^{135}I концентрация ^{135}Xe после остановки реактора растет до тех пор, пока не начинает сказываться распад ^{135}Xe , в результате которого в конце концов концентрация

^{135}Xe снижается до нуля. Этот эффект снижения реактивности после остановки реактора известен под названием *иодная яма*. Для эксплуатации реакторов иодная яма крайне нежелательна, поскольку надо либо ждать около 20—30 ч, пока концентрация ^{135}Xe вернется к той, которая была до остановки реактора, либо иметь большой запас реактивности в нормально работающем реакторе, чтобы этот запас использовать для вывода находящегося в иодной яме реактора на мощность, но это экономически не выгодно и конструктивно сложно.

Изменение со временем концентрации ^{135}I и ^{135}Xe при остановке реактора можно получить, решив уравнения (10.1)—(10.2) при $\varphi=0$ и начальных условиях $N_I(0) = (N_I)_{\text{ст}}$ и $N_{\text{Xe}}(0) = (N_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$, определяемых из (10.4) при $\varphi=\varphi_0$, где φ_0 — плотность потока нейтронов в реакторе до остановки (плотности φ_0 соответствует удельная мощность P_0):

$$\left. \begin{aligned} N_I(t) &= N_I(0) \exp(-\lambda_I t); \\ N_{\text{Xe}}(t) &= N_{\text{Xe}}(0) \exp(-\lambda_{\text{Xe}} t) + N_I(0) \lambda_I (\lambda_{\text{Xe}} - \lambda_I)^{-1} \times \\ &\times [\exp(-\lambda_I t) - \exp(-\lambda_{\text{Xe}} t)]. \end{aligned} \right\} (10.6)$$

Чем выше мощность реактора до остановки, тем больше стационарная концентрация $N_I(0)$ и тем, следовательно, больше будет максимум концентрации ^{135}Xe после остановки реактора (рис. 10.2). В энергетических реакторах при $\varphi_0 \approx \approx 5 \cdot 10^{13}$ нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. $P_0 \approx 2000$ МВт/т, в максимуме $(q'_{\text{Xe}})_{\text{макс}} \approx 2 (q'_{\text{Xe}})_{\text{ст}} \approx 0,10$. Ясно, что запас по реактивности $\Delta k/k \approx (q'_{\text{Xe}})_{\text{макс}} - (q'_{\text{Xe}})_{\text{ст}} \approx 0,05$ реально осуществить очень трудно.

Максимум отравления после остановки реактора достигается через ~ 10 ч практически независимо от мощности, на которой реактор работал до остановки. Отравление в иодной яме возвращается к исходному состоянию через 20—30 ч; это время тем больше, чем выше была мощность реактора.

Если момент запуска реактора τ меньше, чем время, соответствующее максимуму концентрации ^{135}Xe в иодной яме, то не при любой мощности P концентрация ^{135}Xe начнет падать. Из уравнения (10.2), используя требование $dN_{\text{Xe}}/dt < 0$, получаем критическое значение $\varphi_{\text{кр}}$. Если $\varphi > \varphi_{\text{кр}}$, то концентрация ^{135}Xe начнет уменьшаться:

$$\varphi_{\text{кр}} = [\lambda_I N_I(t) - \lambda_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}}(t)] \sigma_{\text{Xe}}^{-1} N_{\text{Xe}}^{-1}(t). \quad (10.7)$$

Физический смысл условия (10.7) предельно ясен — количество выжигаемого ^{135}Xe равно избытку распавшегося ^{135}I над распавшимся ^{135}Xe .

10.6. ПЕРЕВОД РЕАКТОРА
С ОДНОГО УРОВНЯ МОЩНОСТИ НА ДРУГОЙ

При изменении мощности реактора изменяются условия равновесия ^{135}I и ^{135}Xe и наступает *переходный процесс*, в течение которого концентрация ^{135}Xe меняется со временем. Если до $t=0$ реактор долгое время работал на удельной мощности P_0 с плотностью потока нейтронов φ_0 , а после $t=0$ на мощности P с плотностью потока φ , то из решения уравнений (10.1) — (10.2) получаем:

$$\left. \begin{aligned} N_I(t) &= [N_I(P)]_{\text{ст}} + \{[N_I(P_0)]_{\text{ст}} - [N_I(P)]_{\text{ст}}\} \exp(-\lambda_I t); \\ N_{\text{Xe}}(t) &= [N_{\text{Xe}}(P)]_{\text{ст}} + \{[N_{\text{Xe}}(P_0)]_{\text{ст}} - [N_{\text{Xe}}(P)]_{\text{ст}}\} \times \\ &\times \exp[-(\sigma_{\text{Xe}}\varphi + \lambda_{\text{Xe}})t] + \{[N_I(P_0)]_{\text{ст}} - [N_I(P)]_{\text{ст}}\} \times \\ &\times \lambda_I (\sigma_{\text{Xe}}\varphi + \lambda_{\text{Xe}} - \lambda_I)^{-1} \{ \exp(-\lambda_I t) - \exp[-(\sigma_{\text{Xe}}\varphi + \lambda_{\text{Xe}})t] \}, \end{aligned} \right\} (10.8)$$

где аргумент P_i в функциях $(N_I)_{\text{ст}}$ и $(N_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$ указывает на то, при какой удельной мощности эти функции вычисляются.

Формулы (10.8) пригодны и для любых (не обязательно стационарных) начальных значений концентраций ^{135}I и ^{135}Xe . В этом случае надо только заменить $[N_I(P_0)]_{\text{ст}} \rightarrow N_I(0)$ и $[N_{\text{Xe}}(P_0)]_{\text{ст}} \rightarrow N_{\text{Xe}}(0)$.

Если $P > P_0$, то $[N_{\text{Xe}}(P)]_{\text{ст}} > [N_{\text{Xe}}(P_0)]_{\text{ст}}$, но вначале $N_{\text{Xe}}(t) < [N_{\text{Xe}}(P_0)]_{\text{ст}}$, так как ^{135}Xe выгорает больше, чем образуется при распаде ^{135}I . Поэтому к новому равновесному состоянию, соответствующему мощности P , концентрация ^{135}Xe подходит снизу.

Если $P < P_0$, то вначале $N_{\text{Xe}}(t) > [N_{\text{Xe}}(P_0)]_{\text{ст}}$, хотя и $[N_{\text{Xe}}(P_0)]_{\text{ст}} < [N_{\text{Xe}}(P)]_{\text{ст}}$. Это обусловлено тем, что ^{135}Xe интенсивно выжигается, поэтому к равновесному состоянию, соответствующему мощности P , концентрация ^{135}Xe может подойти и сверху.

Время $\tau_{\text{экс}}$ достижения экстремума отравления (максимума, если мощность снижается, или минимума, если мощность увеличивается) определяется формулой

$$\tau_{\text{экс}} = (\lambda_I - \lambda_{\text{Xe}} - \sigma_{\text{Xe}}\varphi)^{-1} \times \ln \frac{\lambda_I (\sigma_{\text{Xe}}\varphi_0 + \lambda_{\text{Xe}}) (\varphi/\varphi_0 - 1)}{(\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_{\text{Xe}}\varphi_0) \frac{\lambda_I \varphi}{\varphi_0} + (\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_{\text{Xe}}\varphi) [\sigma_{\text{Xe}} (\varphi - \varphi_0) - \lambda_I]} \quad (10.9)$$

При малых временах работы реактора на новой мощности из второго выражения (10.8) получается линейная зависимость $N_{\text{Xe}}(t)$. Если при этом еще считать, что $[N_{\text{Xe}}(P_0)]_{\text{ст}} \approx [N_{\text{Xe}}(P)]_{\text{ст}}$, т. е. P и P_0 настолько велики, что $(N_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$ не зависит от P и равно $(N_{\text{Xe}})_{\text{ст}} \approx \gamma \sigma_{f5} N_5 / \sigma_{\text{Xe}}$, то:

$$N_{\text{Xe}}(t) - (N_{\text{Xe}})_{\text{ст}} \approx \gamma \sigma_{f5} N_5 (\varphi_0 - \varphi) t. \quad (10.10)$$

Зависимость изменения отравления от времени при ступенчатом изменении мощности реактора может быть определена по формулам (10.8), причем за начальное значение $N_I(0)$ и $N_{Xe}(0)$ для каждой ступени надо брать соответственно конечное значение концентраций ^{135}I и ^{135}Xe на предыдущей ступени.

10.7. ВЫРАВНИВАНИЕ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОНОВ ЗА СЧЕТ ОТРАВЛЕНИЯ

Пусть при проведении критического опыта обнаружена какая-то неравномерность в пространственном распределении плотности нейтронов. Из-за отравления при работе реактора на мощности эта неравномерность будет несколько сглажена. Обусловлено это зависимостью $(N_{Xe})_{ст}$ от плотности потока φ [см. (10.4)]: в тех местах, где φ выше, будет больше $(N_{Xe})_{ст}$ и в соответствии с формулой (10.3) будет бóльшая отрицательная реактивность, т. е. в этих местах будет меньше материальный параметр B^2 (5.6), что приведет к сглаживанию плотности нейтронов. Этот эффект особенно заметен при не очень высоких потоках нейтронов — если потоки нейтронов слишком велики, т. е. $\sigma_{Xe}\varphi \gg \lambda_{Xe}$, то даже заметные колебания в потоках практически не меняют $(N_{Xe})_{ст}$; поэтому выравнивание отравлением сказывается лишь у границ реактора в случае не очень хорошего отражателя.

10.8. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КСЕНОНОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ

В больших реакторах, работающих при высоких потоках тепловых нейтронов, может возникать крайне опасный эффект, называемый *пространственными ксеноновыми колебаниями*. Суть его заключается в том, что спонтанно вся мощность реактора сосредоточивается в какой-то сравнительно небольшой части объема реактора (например, если речь идет о спонтанных ксеноновых колебаниях по высоте реактора, то вся мощность может сосредоточиться на половине высоты реактора), что, конечно, приводит к тяжелой аварии — перегорают твэлы.

Существует следующая связь между критической плотностью потока нейтронов $\varphi_{кр}$ и критической высотой реактора $H_{кр}$, при которых возникают ксеноновые колебания:

$$\frac{M^2}{H_{кр}^2} < \frac{\alpha_{Xe}}{\Lambda_j} \left(1 + \frac{\lambda_{Xe}}{\sigma_{Xe}\varphi_{кр}}\right)^{-1} \left(1 + \frac{\lambda_{Xe} + \lambda_I}{\sigma_{Xe}\varphi_{кр}}\right)^{-1}, \quad (10.11)$$

где M^2 — квадрат длины миграции; α_{Xe} — ксеноновый коэффициент реактивности; Λ_j — характеристика стационарного распределения плотности нейтронов в реакторе. Если $H_{кр}$ и

$\Phi_{кр}$ таковы, что неравенство (10.11) выполняется, то реактор неустойчив относительно колебаний. В выравненном реакторе, в котором плотность нейтронов постоянна по объему, легче возникают колебания, чем в реакторе с неравномерным распределением нейтронной плотности.

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство: зависимость от $H_{кр}$ в формуле (10.11) очень сильная, а от $\Phi_{кр}$ очень слабая. Так, в формуле (10.11) член $(\lambda_1 + \lambda_{Xe}) \times \times (\sigma_{Xe} \Phi_{кр})^{-1}$ становится порядка единицы при $\Phi_{кр} \sim \sim 10^{13}$ нейтр. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$, а при реальных потоках, достигаемых на современных реакторах ($\varphi \approx 10^{14}$ нейтр. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$), он мал. Это означает, что для реактора с заданной в достаточно широких пределах мощностью (или, что то же самое, заданной средней плотностью потока нейтронов) существует некоторое критическое значение размеров $H_{кр}$; если размеры реактора больше $H_{кр}$, то реактор неустойчив относительно пространственных ксеноновых колебаний.

Как же бороться с этими колебаниями? На стадии проектирования реактора следует учитывать, что размер реактора не должен превосходить критического относительно возникновения ксеноновых колебаний. Однако подобное ограничение крайне нежелательно при проектировании энергетических реакторов большой мощности. Поэтому необходимо подавлять возникающие колебания в процессе эксплуатации реактора. Для этого прежде всего надо наблюдать за их возникновением: в реакторе должны быть расположены детекторы, позволяющие следить за распределением плотности нейтронов по объему реактора. Если они отсутствуют, то это может привести к крайне тяжелым последствиям — теплотехнической аварии из-за ксеноновых колебаний. Если есть возможность следить за пространственно-временным изменением плотности нейтронов, то бороться с ксеноновыми колебаниями не очень трудно, поскольку эти колебания развиваются очень медленно, за время $T_1 \sim 10$ ч. Но при этом надо иметь достаточно развитую систему регулирования, позволяющую вводить реактивность не только равномерно по всему реактору, но и локально в относительно небольших его областях. Поэтому при проектировании системы регулирования среди прочих требований к ней должны фигурировать и требования локального воздействия на реактор.

10.9. ИСКАЖЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОНОВ ПРИ ОСТАНОВКАХ РЕАКТОРА

При остановках реактора происходит изменение пространственного распределения плотности нейтронов. Это обусловлено тем, что там, где плотность нейтронов велика, в стационарном состоянии много ^{135}I , который, распадаясь при ос-

тановке реактора, дает много ^{135}Xe , а там, где нейтронная плотность мала, за счет распада ^{135}I образуется мало ^{135}Xe . Этот эффект приводит к выравниванию плотности нейтронов. Для примера на рис. 10.3 показано, как изменяется распределение плотности нейтронов со временем для иодной ямы.

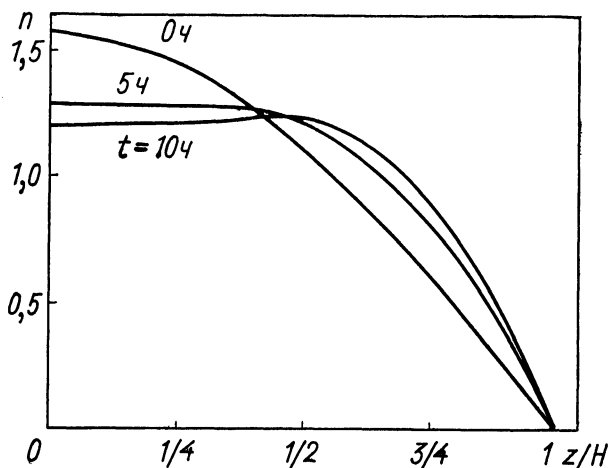


Рис. 10.3. Изменение пространственного распределения нейтронной плотности при остановке реактора (t — время стоянки)

§ 11. ШЛАКОВАНИЕ

11.1. ВЫГОРАНИЕ ^{235}U

Рассмотрим реактор, в котором делящимся веществом является только ^{235}U . Пока речь шла об образовании ^{135}Xe и отравлении реактора, можно было не учитывать выгорание ^{235}U , так как стационарная концентрация ^{135}Xe устанавливается очень быстро. Когда же анализируется влияние других осколков деления на реактивность, учитывать выгорание ^{235}U необходимо. Изменение концентрации ^{235}U со временем описывается уравнением

$$dN_5/dt = -\sigma_5 \varphi N_5, \quad (11.1)$$

где φ — плотность потока нейтронов. Решение уравнения (11.1) при зависящей от времени плотности потока нейтронов $\varphi(t)$ имеет вид

$$N_5(t) = N_5(0) \exp \left[-\sigma_5 \int_0^t \varphi(t') dt' \right], \quad (11.2)$$

где $N_5(0)$ — концентрация ^{235}U при $t=0$. Обычно вводится обозначение $ds = \sigma_5 \varphi(t) dt$, и тогда:

$$N_5(t) = N_5(0) e^{-s}. \quad (11.3)$$

Величина s характеризует степень выгорания ^{235}U . Если плотность потока нейтронов $\varphi = \text{const}$ и постоянна также мощность P , снимаемая с 1 т урана, в котором доля ^{235}U равна C_5 , то $s = 1,33 \cdot 10^{-6} Pt C_5^{-1}$, где t — время, сут; P — удельная мощность, МВт/т. Оценим, насколько изменится концентрация ^{235}U за сутки работы реактора при $\varphi = 5 \cdot 10^{13}$ нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Если принять, согласно табл. 2.4, $\sigma_5 = 6946$, то $s = 694 \cdot 10^{-24} \cdot 5 \cdot 10^{13} \cdot 24 \cdot 3600 = 3 \cdot 10^{-3}$ и $e^{-s} \approx 1 - s$, т. е. $N_5(t) = 0,997 \cdot N_5(0)$. Для практических оценок приближенно можно считать, что количество выгоревшего (т. е. разделившегося и претерпевшего радиационный захват) ^{235}U при работе реактора на мощности W (МВт) в течение времени t (сут) для реактора на тепловых нейтронах равно $\Delta m_5(0) = 1,23 W t$ г.

Реально при работе реактора постоянна не плотность потока нейтронов φ , а общая мощность W , снимаемая с реактора. Но $W = \sigma_{f5} \varphi \tilde{N}_5$, где φ — средняя по объему реактора плотность потока нейтронов, а \tilde{N}_5 — число атомов ^{235}U в реакторе. Тогда $\sigma_5 \varphi \tilde{N}_5 = \sigma_5 W / \sigma_{f5} E_f = \text{const}$, и уравнение (11.1) имеет решение

$$N_5(t) = N_5(0) - \sigma_5 W t / \sigma_{f5} E_f. \quad (11.4)$$

Таким образом, при постоянной мощности W , снимаемой с реактора, число атомов ^{235}U в нем уменьшается со временем линейно, а плотность потока нейтронов $\varphi(t)$ изменяется по закону

$$\varphi(t) = \varphi(0) \left[1 - \frac{\sigma_5 W t}{N_5(0) \sigma_{f5} E_f} \right]^{-1}, \quad (11.5)$$

т. е. по мере выгорания ^{235}U плотность потока нейтронов растет.

11.2. ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ШЛАКОВ

Если промежуточные ядра распадаются достаточно быстро, то можно считать, что образование шлаков происходит непосредственно в момент деления. Тогда, обозначая $N_i(t)$ число ядер осколков сорта i в 1 см³ объема реактора, а γ_i — выход осколков при делении ядер сорта i , аналогично тому, как записывалось уравнение (10.1) для ^{135}I , получим

$$dN_i/dt = \gamma_i \sigma_{f5} \varphi N_5 - \sigma_i^* \varphi N_i. \quad (11.6)$$

Последний член справа в уравнении (11.6) характеризует выгорание ядер N_i . Если учитывать и резонансный захват, то под σ_i^* надо понимать сумму

$$\sigma_i^* = \sigma_{ai}(T) + \nu_5 \sigma_5 N_5 I_i / \xi \Sigma_s, \quad (11.7)$$

где $\sigma_{ai}(T)$ — сечение захвата нейтронов ядрами сорта i в тепловой области, а $\nu_5 \sigma_5 N_5 I_i / \xi \Sigma_s$ — сечение захвата в резонансной области, причем I_i — резонансный интеграл ядер сорта i , определенный в соответствии с формулой (4.7). Из-за наличия в последнем слагаемом формулы (4.7) множителя N_5 уравнения (11.6) и (11.1) образуют нелинейную (по концентрациям N_5 и N_i) систему, и их аналитическое решение [в общем случае зависимости от времени $\varphi(t)$] невозможно. Ограничимся поэтому рассмотрением ситуации, когда $N_5(t) = N_5(0) = \text{const}^*$; $\varphi(t) = \text{const}$. Тогда

$$N_i(t) = \gamma_i \sigma_{f5} (\sigma_i^*)^{-1} N_5(0) [1 - \exp(-\sigma_i^* \varphi t)]. \quad (11.8)$$

Влияние зашлаковывания на реактивность удобнее всего проанализировать по формуле (4.3') (см. с. 35), введя $q'_i = \sigma_i^* N_i / \sigma_5 N_5$. Из (11.8) определяем

$$q'_i = \gamma_i \sigma_{f5} / \sigma_5 [1 - \exp(-\sigma_i^* \varphi t)]. \quad (11.9)$$

Аргумент экспоненты можно выразить через величину s , характеризующую согласно формуле (11.3) выгорание ^{235}U , и вместо (11.9) получить

$$q'_i = \gamma_i \sigma_{f5} / \sigma_5 [1 - \exp(-s \sigma_i^* / \sigma_5)]. \quad (11.10)$$

Проанализируем формулу (11.10).

Если осколок i очень интенсивно поглощает нейтроны, т. е. $\sigma_i^* \gg \sigma_5$, то даже при малых s (что соответствует малым выгораниям ^{235}U) произведение $\sigma_i^* s / \sigma_5 \gg 1$ и вкладом экспоненты в формуле (11.10) можно пренебречь. Тогда $q'_i = \gamma_i \sigma_{f5} / \sigma_5$, т. е. потеря нейтронов в шлаках сорта i достигает максимального значения, которое, так же как и для отравления ^{135}Xe , не зависит от σ_i^* , а определяется только выходом γ_i осколка i .

Если осколок i очень слабо поглощает нейтроны (очень слабому поглощению нейтронов соответствует неравенство $\sigma_i^* \ll \sigma_5$), то даже при $s \geq 1$, т. е. при заметных выгораниях ^{235}U , экспоненту в (11.10) можно разложить в ряд и получить $q'_i \approx \gamma_i \sigma_{f5} \sigma_5^{-2} \sigma_i^* s$, т. е. поглощение в шлаке i растет линейно

* В реакторах, работающих на слабообогатенном уране, образуются делящиеся изотопы плутония, поэтому когда речь идет об источниках осколков, то постоянство во времени этих источников выполняется с хорошей точностью.

с s . Рассмотрим далее все шлаки i' , для которых $\sigma_{i'}^* \ll \sigma_5$, и определим для них суммарное поглощение:

$$\sum_{i'} q_{i'}' = \sigma_{f5} \sigma_5^{-2} s \sum_{i'} \gamma_i \sigma_{i'}^* \quad (11.11)$$

Учитывая, что по определению γ_i — это выход при делении осколка сорта i , получим, что $\sum_{i'} \gamma_i \sigma_{i'}^* = \bar{\sigma}_{\text{шл}}$ есть среднее сечение для пары осколков, возникающих при делении (если для этих осколков $\sigma_{i'}^* \ll \sigma_5$). Если условие $\sigma_{i'}^* \ll \sigma_5$ не выполняется, то также можно ввести среднее сечение осколков, но в этом случае оно уже будет зависеть от s . Впрочем, эта процедура не очень целесообразна, так как для того чтобы написать строгую формулу зависимости от времени поглощения нейтронов в шлаках, обязательно надо учитывать образование и деление изотопов плутония, а это возможно сделать только для конкретно рассматриваемого реактора.

11.3. КЛАССИФИКАЦИЯ ШЛАКОВ

Классификация производится по сечению поглощения нейтронов.

Первая группа шлаков, для которой $\sigma_i \gg \sigma_5 \approx 700$ б, концентрация ядер достигает насыщения уже при малых выгораниях ядерного горючего и $\sum_i q_{i'}' = \sigma_{f5} \sigma_5^{-1} \sum \gamma_i \approx 15,2 \cdot 10^{-3}$, представлена в табл. 11.1.

Таблица 11.1

Первая группа шлаков

Нуклид	$^{149}_{62}\text{Sm}$	$^{157}_{64}\text{Gd}$	$^{155}_{63}\text{Eu}$	$^{113}_{48}\text{Cd}$	$^{151}_{62}\text{Sm}$
$\gamma_{i'}$, 10^{-2}	1,3	0,0074	0,03	0,014	0,445
$\sigma_{i'}$, б	50 000	200 000	14 000	19 500	7000

Вторая группа шлаков (табл. 11.2) включает осколки с $\sigma_{i''} \approx \sigma_5$. Для этой группы шлаков при $s < 0,2$ эффективное тепловое поглощение равно $\sum_{i''} q_{i''}' \approx 41,4 \cdot 10^{-3}$ с.

Третья группа шлаков состоит из всех прочих осколков деления, сечения поглощения которых малы, и $\sum q_{i'''}'$ определяется формулой (11.11), численно имеющей вид $\sum_{i'''} q_{i'''}' = 10,4 \cdot 10^{-3}$ с. Некоторые наиболее важные шлаки третьей группы представлены в табл. 11.3.

Вторая группа шлаков

Нуклид	$^{83}_{36}\text{Kr}$	$^{99}_{43}\text{Tc}$	$^{103}_{45}\text{Rh}$	$^{131}_{54}\text{Xe}$	$^{143}_{60}\text{Nd}$	$^{152}_{62}\text{Sm}$	$^{153}_{63}\text{Eu}$
$\gamma_{i''}$, 10^{-2}	0,62	6,2	2,9	2,9	6,2	0,28	0,14
$\sigma_{i''}$, б	205	100	150	120	290	140	420

Третья группа шлаков

Нуклид	$^{82}_{36}\text{Kr}$	$^{85}_{36}\text{Kr}$	$^{95}_{42}\text{Mo}$	$^{109}_{47}\text{Ag}$	$^{129}_{54}\text{I}$	$^{133}_{55}\text{Cs}$
$\gamma_{i'''}$, 10^{-2}	0,3	0,32	6,3	0,028	1,0	6,5
$\sigma_{i'''}$, б	45	15	13	85	27	29

Нуклид	$^{139}_{57}\text{La}$	$^{141}_{59}\text{Pr}$	$^{144}_{60}\text{Nd}$	$^{145}_{60}\text{Nd}$	$^{146}_{60}\text{Nd}$	$^{147}_{61}\text{Pm}$
$\gamma_{i''''}$, 10^{-2}	6,3	5,7	6,0	4,0	3,2	2,6
$\sigma_{i''''}$, б	8,5	10	5	52	10	60

Примерное поведение поглощения во всех группах шлаков $q'_{\text{шл}} = \sum_i q_i + \sum_{i''} q_{i''} + \sum_{i'''} q_{i'''} + \sum_{i''''} q_{i''''}$ в зависимости от s приведено в табл. 11.4. Данным табл. 11.4 соответствует сред-

Суммарное тепловое поглощение в шлаках

s	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0
$q'_{\text{шл}}$, 10^{-3}	25	35	44	53	62	80	98	126

нее значение $\bar{\sigma}_{\text{шл}} \approx 50$ б на пару образующихся осколков при $s \approx 1$. (Напомним, что нами не учитывались процессы образования и деления изотопов плутония.)

Резонансное поглощение шлаков можно считать слабым, и тогда оказывается, что к тепловому поглощению $\sum_i q'_i$ (см. табл. 11.4) надо добавить $\sum q'_{i(\text{рез})} = \frac{60\nu\sigma_5 N_5}{\xi \Sigma_s} \frac{\sigma_{f5}}{\sigma_5^2} s$ или в формуле (11.7) положить

для усредненных значений $\sigma_i \rightarrow \overline{\sigma_{\text{шл}}} = 50 \text{ б}$; $I_i \rightarrow \overline{I_{\text{шл}}} = 60 \text{ б}$. Наибольшим резонансным поглощением обладают осколки, приведенные в табл. 11.5.

Таблица 11.5

Резонансные интегралы шлаков

Нуклид	$^{95}_{42}\text{Mo}$	$^{103}_{45}\text{Rh}$	$^{109}_{47}\text{Ag}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{152}_{62}\text{Sm}$	$^{150}_{60}\text{Nd}$	$^{153}_{63}\text{Eu}$	$^{133}_{55}\text{Cs}$
$\gamma_i, 10^{-2}$	6,3	2,9	0,028	0,25	0,28	0,71	0,14	6,5
$I_i, \text{б}$	100	600	1170	120	1500	130	950	400

В заключение заметим, что выше рассматривалось поглощение нейтронов в осколках, получающихся непосредственно при делении. Но после захвата нейтрона этими осколками образуются нуклиды, которые сами (или их дочерние ядра) также могут интенсивно поглощать нейтроны. По оценкам это приводит к увеличению поглощения в шлаках по сравнению с данными табл. 11.4 примерно на (4—5) % при $s \approx 1 \div 3$.

11.4. ОБРАЗОВАНИЕ ^{149}Sm ПРИ ОСТАНОВКЕ РЕАКТОРА

^{149}Sm непосредственно при делении ^{235}U не образуется, а получается в результате β -распада ^{149}Pm . Поэтому этот процесс аналогичен процессу образования ^{135}I и ^{135}Xe .

Если обозначить $N_{\text{Pm}}(t)$ и $N_{\text{Sm}}(t)$ число ядер ^{149}Pm и ^{149}Sm соответственно; γ — выход ^{149}Pm ; $\lambda = 68^{-1} \text{ ч}^{-1}$ — постоянную распада ^{149}Pm и $\sigma = 50\,000 \text{ б}$ — сечение захвата нейтронов ^{149}Sm , то исходные уравнения, описывающие образование ^{149}Pm и ^{149}Sm в ядерном реакторе, записывается в виде

$$\begin{aligned} dN_{\text{Pm}}/dt &= \gamma \sigma_{f5} \varphi N_5 - \lambda N_{\text{Pm}}; \\ dN_{\text{Sm}}/dt &= \lambda N_{\text{Pm}} - \sigma \varphi N_{\text{Sm}}. \end{aligned} \quad (11.12)$$

В стационарном состоянии, которое наступает в работающем реакторе за время порядка $1/\lambda \approx 3 \text{ сут}$ [или $(\sigma \varphi)^{-1}$, если это время больше], $(N_{\text{Pm}})_{\text{ст}} = \gamma \sigma_{f5} \varphi N_5 \lambda^{-1}$; $(N_{\text{Sm}})_{\text{ст}} = \gamma \sigma_{f5} \sigma^{-1} N_5$, т. е. $(N_{\text{Sm}})_{\text{ст}}$ не зависит от плотности потока нейтронов φ , а

$(N_{\text{Pm}})_{\text{ст}}$ пропорционально ϕ . Поэтому после остановки реактора ^{149}Pm будет распадаться и зашлаковывать реактор. Этот процесс описывается формулами:

$$\begin{aligned} N_{\text{Pm}}(t) &= \gamma\sigma_{f5}\lambda^{-1}\phi N_5 e^{-\lambda t}; \\ N_{\text{Sm}}(t) &= \gamma\sigma_{f5}\sigma^{-1}N_5 + \gamma\sigma_{f5}\lambda^{-1}\phi N_5 (1 - e^{-\lambda t}). \end{aligned} \quad (11.13)$$

Из второй формулы (11.13) следует, что при $t \rightarrow \infty$ $N_{\text{Sm}}(\infty) = (N_{\text{Sm}})_{\text{ст}}(1 + \sigma\phi\lambda^{-1})$, т. е. весь ^{149}Pm распался и образовался стабильный ^{149}Sm . Этим *прометиевый провал* (или, как еще изредка называют этот процесс для исследовательских высокопоточных реакторов с малым запасом реактивности, *самариевая смерть реактора*) отличается от *иодной ямы*: в последней ^{135}Xe со временем распадается и иодная яма «рассасывается»; в первом же случае необходимо иметь запас реактивности для выжигания ^{149}Sm . Однако при определении суммарного изменения реактивности при остановке реактора, работающего на слабобогащенном ядерном горючем, необходимо наряду с образованием ^{135}Xe и ^{149}Sm учитывать присутствие ^{239}Pu , получающегося при распаде ^{239}Np (см. ниже разд. 14.2).

11.5. ОСТАТОЧНОЕ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕ И РАДИОАКТИВНОСТЬ ОТРАБОТАННОГО ЯДЕРНОГО ГОРЮЧЕГО

Образование при делении ядерного горючего радиоактивных осколков приводит к тому, что извлекаемые из реактора отработанные твэлы обладают остаточным тепловыделением и радиоактивны.

Остаточное тепловыделение, вызванное β - и γ -излучением осколков деления, описывается эмпирической формулой:

$$\begin{aligned} W(\tau)/W_0 &= 0,1 [(\tau + 10^7)^{-0,2} - (\tau + T + 10^7)^{-0,2}] - \\ &- 0,087 [(\tau + 2 \cdot 10^7)^{-0,2} - (\tau + T + 2 \cdot 10^7)^{-0,2}], \end{aligned} \quad (11.14)$$

где W_0 — мощность, на которой реактор* работал до остановки в течение времени T с; $W(\tau)$ — мощность, выделяемая в реакторе через время τ с после остановки. Точность формулы (11.14) не слишком хорошая: при $\tau < 10^{-2}$ с и $\tau > 10^6$ с погрешность $\sim \pm 50\%$, при 10^2 с $\leq \tau \leq 10^4$ с погрешность $\sim \pm 30\%$, при 10^4 с $\leq \tau \leq 10^6$ с погрешность $\sim \pm 10\%$. На рис. 11.1 в логарифмическом масштабе приведены некоторые результаты расчетов по формуле (11.14).

Активность продуктов деления ^{235}U , извлеченных из реактора, зависит от ряда факторов. Во-первых, важно, в каком

* Если речь идет об одном твэле, то под W_0 следует понимать мощность, снимаемую с этого твэла при работе реактора, а под $W(\tau)$ — мощность, выделяющуюся в этом твэле через время τ с после остановки.

Активность продуктов деления ^{235}U $A(T, \tau)$, кюри/кВт

τ	T , день				
	0,01	30	120	180	360
0	2083	4296	4518	4570	4631
30 мин	153	1918	2140	2192	2253
1 день	2,7	662	880	931	992
30 дней	0,06	116	252	290	340
1 год	0,002	4,8	16	22	36
5 лет	$2 \cdot 10^{-4}$	0,54	2	3	6
10 лет	$1 \cdot 10^{-4}$	0,34	1,4	2	4

типе реактора (на тепловых, промежуточных или быстрых нейтронах) происходило деление ^{235}U . Во-вторых, активность определяется временем работы реактора T и временем выдержки продуктов деления τ , и в-третьих, мощностью, выделявшейся при работе реактора. В табл. 11.6 приведена в качестве примера полная активность смеси продуктов деления ^{235}U в реакторе на тепловых нейтронах. Эту характеристику $A(T, \tau)$, рассчитанную на 1 кВт тепловой мощности реактора, легко можно пересчитать на массу ядерного горючего: для этого необходимо умножить $A(T, \tau)$ на удельную тепловую мощность, выраженную в киловаттах, которая снимается с 1 кг ядерного горючего.

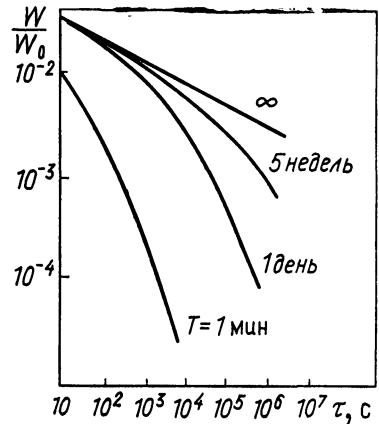


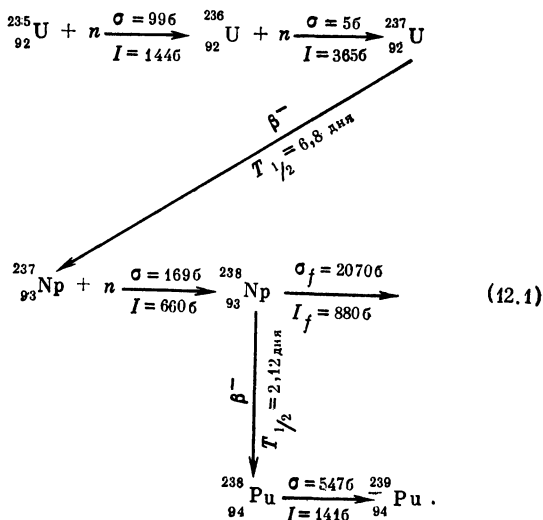
Рис. 11.1. Остаточное тепловыделение в реакторе

Глава 5. ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

§ 12. ВЫГОРАНИЕ ^{235}U

В предыдущих двух параграфах обсуждались процессы образования различных нуклидов при делении ^{235}U . Перейдем к рассмотрению процессов образования изотопов трансурановых элементов за счет захвата нейтронов ^{235}U без де-

ления. Соответствующая схема последовательных захватов нейтронов и β^- -распадов имеет следующий вид:



[Образующийся в конце этой цепочки ${}^{239}\text{Pu}$ также захватывает нейтроны (см. § 13)]. При анализе этой схемы обращает на себя внимание большая роль резонансных захватов. Так, например, переход ${}^{236}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{237}_{92}\text{U}$ осуществляется практически полностью только за счет резонансных нейтронов. Поэтому при написании уравнений кинетики резонансные поглощения должны быть учтены. С этой целью скорости реакций, определяемые как множители при $N_i(t)$ в правых частях уравнений типа (11.1) и имеющие физический смысл доли ядер $N_i(t)$, прореагировавших в единицу времени, представим в форме $(\sigma_i^T + \gamma I_i \xi_i) \phi$, где для ядра i σ_i^T — тепловое сечение захвата нейтронов; I_i — резонансный интеграл; ξ — блокировка резонансного интеграла (приведенная без учета эффекта Доплера на рис. 4.1); ϕ — плотность потока тепловых нейтронов; γ — так называемая жесткость спектра нейтронов, определяемая как

$$\gamma = \nu \Sigma_f / \xi \Sigma_s . \quad (12.1')$$

Здесь ν — число быстрых нейтронов на одно деление; Σ_f — макроскопическое сечение деления, см^{-1} ; $\xi \Sigma_s$ — замедляющая способность среды, см^{-1} . По физическому смыслу γ — это отношение потока резонансных нейтронов к потоку тепловых нейтронов в реакторе.

Обозначим концентрацию различных нуклидов $x^{(i)}(t)$. В табл. 12.1 приведены индексы i для различных нуклидов,

$x^{(i)}$. Поэтому в общем случае ее решение может быть найдено лишь численным методом, требующим привлечения ЭВМ. Ограничимся следующими наиболее простыми случаями.

Во-первых, если скорости реакций A_i^{i-1} и A_i при всех i не зависят от $x^{(i)}(t)$ и t , то решение системы уравнений, подобной (12.2'), имеет вид

$$x^{(n)}(t) = A_2^1 A_3^2 \dots A_n^{n-1} \sum_{\alpha=1}^n \frac{\exp(-A_\alpha t)}{\prod_{\beta \neq \alpha} (A_\beta - A_\alpha)}, \quad (12.3)$$

где знак произведения $\prod_{\beta \neq \alpha}$ означает, что берутся все $\beta = 1, 2, \dots, \dots, \alpha-1, \alpha+1, \dots, n-1, n$, кроме $\beta = \alpha$.

Во-вторых, при малых t временах выгорания ^{235}U , т. е. при выполнении условий $A_i t \ll 1$, $i = 1, \dots, n$, экспоненты в формуле (12.3) можно разложить в ряд. Тогда, ограничиваясь первыми не исчезающими степенями t , получаем

$$x^{(n)}(t \rightarrow 0) \approx A_2^1 A_3^2 \dots A_n^{n-1} \frac{t^{n-1}}{(n-1)!}. \quad (12.4)$$

В-третьих, можно установить общий вид зависимости концентрации $x^{(i)}(t)$ при $i > 1$: вначале она растет, достигает максимума, а затем начинает падать и стремиться к нулю, что объясняется выгоранием ^{235}U и собственным выгоранием или распадом нуклида i . Из уравнения (12.2') получаем, что вблизи максимума при $t = \tau$, когда $dx^{(i)}/dt|_\tau = 0$, существует следующая связь между концентрациями:

$$x^{(i-1)}(\tau)/x^{(i)}(\tau) \approx A_i/A_i^{i-1}. \quad (12.5)$$

В табл. 12.3 приведены результаты расчета образования ^{238}Np и ^{238}Pu при выгорании ^{235}U в потоке тепловых нейтронов плотностью $\phi = 10^{14}$ нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ для различных спектров нейтронов. Данные этой таблицы могут служить для оценки возможности получения ^{238}Pu в реакторах с различной жесткостью спектра нейтронов.

В табл. 12.4 приведены ориентировочные расчетные данные по образованию нуклидов в соответствии со схемой (12.1) для реактора типа ВВЭР. Ориентировочность этих данных обусловлена как сложностью достаточно точного нахождения меняющихся со временем характеристик реактора ВВЭР, входящих в определение скорости реакций A_i^{i-1} и A_i [см. (12.3) и (12.2')], так и тем, что расчеты делались без учета блокировки резонансных поглощений. В качестве аргумента выбрана энерговыработка на 1 т загруженного урана, который содержал 3,6% ^{235}U .

При анализе данных табл. 12.4 надо иметь в виду, что при больших энерговыработках существенный вклад в про-

Таблица 12.3

$$\text{Выход } ^{238}\text{Pu}, \frac{x^{(4)}(t) + x^{(5)}(t)}{x^{(1)}(0)}, 10^{-2}$$

t, годы	γ					
	0,00	0,01	0,05	0,10	0,15	0,30
1	0,0145	0,0272	0,0842	0,165	0,252	0,511
2	0,0506	0,0917	0,250	0,424	0,564	0,796
3	0,0817	0,144	0,354	0,534	0,637	0,673
4	0,101	0,176	0,395	0,539	0,587	0,484
5	0,113	0,192	0,400	0,501	0,502	0,330
6	0,120	0,198	0,387	0,447	0,416	0,221
7	0,122	0,200	0,365	0,392	0,340	0,147
8	0,123	0,198	0,342	—	—	—
9	0,123	0,195	0,317	—	—	—
10	0,121	0,190	0,293	—	—	—

Таблица 12.4

**Выгорание ^{235}U и выход изотопов трансурановых элементов
в реакторах типа ВВЭР**

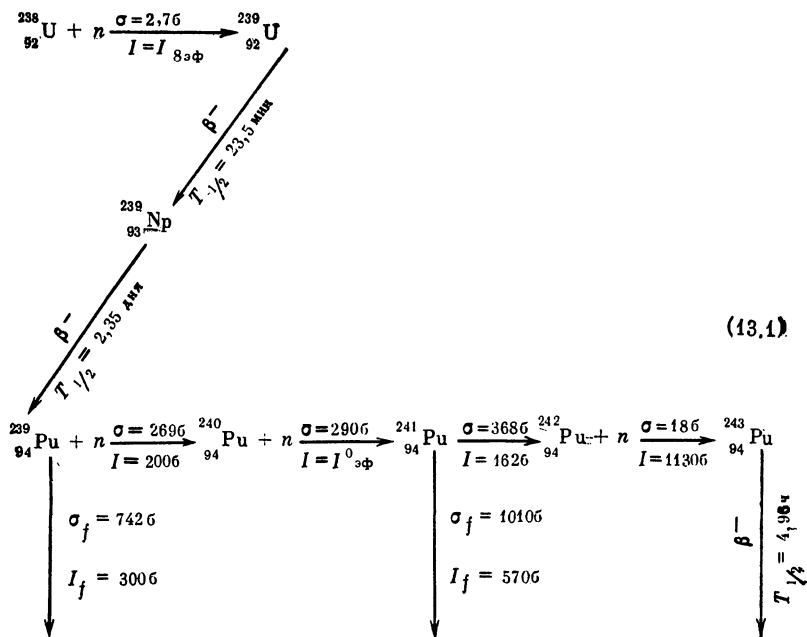
Энерговыработка, $10^3 \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{т U}}$	$^{235}_{92}\text{U}, 10^{-2}$	$^{236}_{92}\text{U}, 10^{-3}$	$^{237}_{93}\text{Np}, 10^{-4}$	$^{238}_{94}\text{Pu}, 10^{-5}$
0	3,60	0,00	0,00	0,00
3	3,23	0,80	0,13	0,04
6	2,90	1,47	0,48	0,30
12	2,35	2,56	1,66	2,09
18	1,89	3,37	3,24	6,28
24	1,50	3,97	5,00	13,2
30	1,16	4,39	6,76	22,9

изводство энергии вносит деление изотопов плутония, что затрудняет возможность установления универсального соответствия только между энерговыработкой и количеством сгоревшего ^{235}U , поскольку все зависит от того, в каких условиях ^{235}U выгорает.

§ 13. ВЫГОРАНИЕ ^{238}U И ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ

13.1. ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ В РЕАКТОРЕ

Цепочка последовательных захватов нейтронов и β -распадов, начинающихся с ^{238}U , имеет следующий вид:



Здесь не приведены значения резонансных интегралов для ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{240}\text{Pu}$, так как эти резонансы очень сильно блокируются, и поэтому для каждого случая они должны выбираться специально с учетом конструкции твэлов.

Напишем систему уравнений, соответствующих схеме (13.1), без учета быстро распадающихся ${}^{239}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Np}$. Обозначим концентрации нуклидов $y^{(k)}(t)$. Связь индекса k с наименованием нуклида приведена в табл. 13.1.

Таблица 13.1

Маркировка индексов k

Нуклид	${}^{238}_{92}\text{U}$	${}^{239}_{94}\text{Pu}$	${}^{240}_{94}\text{Pu}$	${}^{241}_{94}\text{Pu}$	${}^{242}_{95}\text{Pu}$
Индекс k	1	2	3	4	5

Получим

$$\left. \begin{array}{l}
 dy^{(1)}(t)/dt = -A_1 y^{(1)}(t); \\
 dy^{(k)}(t)/dt = A_k^{k-1} y^{(k-1)}(t) - A_k y^{(k)}(t), \quad k = 2, \dots, 5,
 \end{array} \right\} \tag{13.2}$$

причем, как и в (12.2'), $A = (\sigma + \gamma I \zeta) \phi$. Система (13.2) решается достаточно просто при $A = \text{const}$. Но в реальных условиях, когда рассматривается накопление изотопов плутония в

энергетическом реакторе, величины A^{k-1}_k и A_k зависят от времени t , поскольку от t зависит γ , ϕ и $\xi_i = \xi_i [x^{(i)}(t)]$. Поэтому решение уравнений (13.2) требует привлечения ЭВМ. На рис. 13.1 изображены расчетные концентрации $y^{(k)}(t)$ для реактора ВВЭР-210 как функции выгорания ядерного горючего, причем в соответствии со сказанным в § 11 учитывается деление ^{235}U и изотопов ^{239}Pu , ^{241}Pu . Начальное обогащение урана 20%. Расчетные кривые рис. 13.1 подтверждаются экспериментальными измерениями.

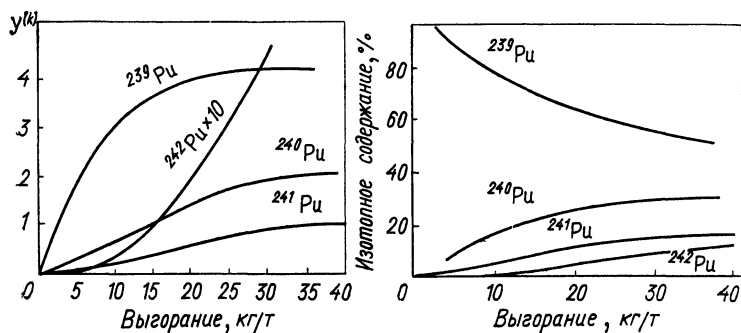


Рис. 13.1. Зависимость $y^{(k)}$ от выгорания

Рис. 13.2. Зависимость изотопного состава плутония от выгорания

На рис. 13.2 приведен изотопический состав полученного плутония в зависимости от выгорания ядерного горючего. Видно, что при больших выгораниях изотопный состав стремится к некоторому равновесному состоянию.

13.2. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА СГОРЕВШЕГО ПЛУТОНИЯ

На рис. 13.1 приведена зависимость $y^{(k)}$ от выгорания. А как это выгорание было определено? Оказывается, выгорание, в частности деление, любого нуклида можно легко определить из системы уравнений типа (13.2). Для примера определим, сколько разделилось ядер ^{239}Pu . Для этого перепишем два первых уравнения (13.2), представив A_1 , A_2 и A_2^1 в явном виде:

$$\left. \begin{aligned} dy^{(1)}/dt &= -(\sigma_1 + \gamma I_1 \xi_1) \phi y^{(1)}; \\ dy^{(2)}/dt &= (\sigma_2^1 + \gamma I_2^1 \xi_1) \phi y^{(1)} - (\sigma_2 + \gamma I_2 \xi_2) \phi y^{(2)}. \end{aligned} \right\} \quad (13.3)$$

Нас интересует количество разделившихся за время T ядер ^{239}Pu , $\Delta N_{f9}(T)$, которое выражается интегралом:

$$\Delta N_{f9}(T) = \int_0^T (\sigma_{f2} + \gamma I_{f2}) \phi(t) y^{(2)}(t) dt, \quad (13.4)$$

где σ_{f_2} и I_{f_2} — тепловое сечение и резонансный интеграл деления. Если в выражениях (13.3) и (13.4) от времени зависят только $y^{(k)}$ и φ , а прочие величины постоянны (в частности, постоянны коэффициенты блокировки ξ_1 и ξ_2), то, интегрируя уравнения (13.3), получаем [считая в общем случае, что $y^{(2)}(0) \neq 0$]:

$$\left. \begin{aligned} y^{(1)}(T) - y^{(1)}(0) &= -(\sigma_1 + \gamma I_1 \xi_1) \int_0^T \varphi y^{(1)} dt \equiv -\Delta y^{(1)}(T); \\ y^{(2)}(T) - y^{(2)}(0) &= \frac{\sigma_2^1 + \gamma I_2^1 \xi_1}{\sigma_1 + \gamma I_1 \xi_1} \Delta y^{(1)}(T) - \\ &- \frac{\sigma_2 + \gamma I_2 \xi_2}{\sigma_{f_2} + \gamma I_{f_2} \xi_2} \Delta N_{f_9}(T). \end{aligned} \right\} (13.5)$$

Здесь $\Delta y^{(1)}(T)$ обозначено количество выгоревшего нуклида $y^{(1)}$ за время T ; для большей общности полученных формул не учитываются равенства $\sigma_1 = \sigma_2^1$ и $I_1 = I_2^1$, которые имеют место, когда под $y^{(1)}$ понимается ^{238}U . Далее, выразим из (13.5) $\Delta N_{f_9}(T)$:

$$\Delta N_{f_9}(T) = \frac{\sigma_{f_2} + \gamma I_{f_2} \xi_2}{\sigma_2 + \gamma I_2 \xi_2} \left\{ \frac{\sigma_2^1 + \gamma I_2^1 \xi_1}{\sigma_1 + \gamma I_1 \xi_1} \Delta y^{(1)}(T) + y^{(2)}(0) - y^{(2)}(T) \right\}. \quad (13.6)$$

Смысл выражения (13.6) очевиден. Выражение в фигурных скобках представляет собой общее количество выгоревшего за время T ^{239}Pu : первый член — это количество ^{239}Pu , образовавшегося из ^{238}U ; к нему прибавляется количество бывшего вначале ^{239}Pu $y^{(2)}(0)$. Эта сумма, если бы ^{239}Pu не выгорел, должна была бы сохраниться и при $t=T$. Но при $t=T$ имеется лишь $y^{(2)}(T)$ плутония; следовательно, разность в фигурных скобках есть количество выгоревшего ^{239}Pu .

Приведенное рассуждение, как видно из формул (13.3) — (13.5), справедливо при зависящей от времени плотности потока нейтронов φ и легко может быть обобщено на цепочку превращений типа (13.1) с любым числом нуклидов. При этом всегда выгорание нуклида $\Delta y^{(i)}(T)$ за время T определяется через начальную $y^{(i)}(0)$ и конечную $y^{(i)}(T)$ концентрации этого нуклида и через выгорание нуклида $\Delta y^{(i-1)}(T)$.

13.3. РОЛЬ $^{239}_{93}\text{Np}$ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ $^{239}_{94}\text{Pu}$

В проведенном выше рассмотрении был полностью игнорирован $^{239}_{93}\text{Np}$. Если речь идет о длительных периодах образования изотопов плутония, то роль ^{239}Np сводится, грубо говоря, к тому, что все изотопы плутония образуются с запазды-

ванием по времени порядка времени жизни ^{239}Np , что для количества образующихся изотопов несущественно. Но при малых временах работы реактора и при его остановках роль ^{239}Np в определении реактивности велика. Поэтому рассмотрим процесс образования ^{239}Np , написав соответствующие схеме (13.1) уравнения, в которых обозначим $z^{(1)}(t)$ — концентрацию ^{238}U ; $z^{(2)}(t)$ — ^{239}Np ; $z^{(3)}(t)$ — ^{239}Pu :

$$\left. \begin{aligned} dz^{(1)}(t)/dt &= -(\sigma_1 + \gamma I_1 \zeta_1) \varphi z^{(1)}(t); \\ dz^{(2)}(t)/dt &= (\sigma_2^1 + \gamma I_2^1 \zeta_1) \varphi z^{(1)}(t) - [\lambda + (\sigma_2 + \gamma I_2 \zeta_2) \varphi] z^{(2)}(t); \\ dz^{(3)}(t)/dt &= \lambda z^{(2)}(t) - (\sigma_3 + \gamma I_3 \zeta_3) \varphi z^{(3)}(t). \end{aligned} \right\} (13.7)$$

Для большей компактности записи решений уравнений (13.7) введем обозначения: $\sigma_2^{1*} \equiv \sigma_2^1 + \gamma I_2^1 \zeta_1$; $\sigma_3^* = \sigma_3 + \gamma I_3 \zeta_3$; $\lambda^* = \lambda + (\sigma_2 + \gamma I_2 \zeta_2) \varphi$. Тогда, воспользовавшись формулами (12.3) и пренебрегая выгоранием ^{235}U , при начальных условиях $z^{(1)}(0) = 1$; $z^{(2)}(0) = z^{(3)}(0) = 0$ получим:

$$\left. \begin{aligned} z^{(2)}(t) &= \sigma_2^{1*} \varphi \lambda^{-1} (1 - e^{-\lambda t}); \\ z^{(3)}(t) &= \sigma_2^{1*} \varphi \lambda \{ (\sigma_3^* \varphi \lambda)^{-1} + (\lambda^* - \sigma_3^* \varphi)^{-1} \times \\ &\times [(\lambda^*)^{-1} e^{-\lambda^* t} - (\sigma_3^* \varphi)^{-1} e^{-\sigma_3^* \varphi t}] \}. \end{aligned} \right\} (13.8)$$

Постоянная распада плутония $\lambda^{-1} = 3,3$ дня и согласно первой формуле (13.8) при временах $t > \lambda^{-1}$ ^{239}Np практически выходит на стационарный уровень $(z^{(2)})_{\text{ст}} = \sigma_2^{1*} \varphi \lambda^{-1}$. Так же как и в случае ^{135}I [см. формулу (10.4)] или ^{149}Pm [см. выражение, следующее за формулой (11.12)], стационарная концентрация ^{239}Np пропорциональна плотности потока нейтронов φ . Поэтому при работе реактора накапливается заметное количество ^{239}Np , который в момент остановки реактора распадается, превращаясь в ^{239}Pu , что приводит к увеличению реактивности.

§ 14. ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ ВО ВРЕМЕНИ

14.1. ВЛИЯНИЕ ^{239}Pu НА РЕАКТИВНОСТЬ

Если ядерный реактор работает на естественном или слабообогатенном уране, то образующийся в начале кампании ^{239}Pu может привести к увеличению реактивности. Обусловлено это двумя причинами: во-первых, свойства ^{239}Pu (как делящегося вещества) лучше, чем ^{235}U (выше сечение деления при практически том же количестве быстрых нейтронов на один захват), и, во-вторых, ^{239}Pu образуется почти столько же, сколько сгорает ^{235}U .

Перепишем формулу (4.3') для коэффициента размножения с учетом ^{239}Pu :

$$k(t) = \varepsilon \varphi \frac{\nu_5 \sigma_5 N_5(t) + \nu_9 \sigma_9 N_9(t)}{\sigma_5 N_5(t) + \sigma_9 N_9(t) + \Sigma(\sigma N)}. \quad (14.1)$$

Введем в соответствии с (11.3) выгорание $s = \sigma_5^* \varphi t$ и эффективную величину $\lambda' = \lambda / \varphi \sigma_5^* = \lambda t s^{-1}$. Тогда, используя вторую формулу (13.8), получаем следующие выражения для изменения коэффициента размножения Δk с учетом ^{239}Pu . Если $\Delta k \ll 1$ и $s \ll 1$, то

$$\frac{\Delta k}{k} = -sa + \frac{\sigma_8^* N_8 \sigma_9^*}{\sigma_5^* N_5 \lambda' \sigma_5^*} (e^{-\nu s} + 1 + \lambda' s) \left(\frac{\nu_9 - \nu_5}{\nu_5} + a \right). \quad (14.2)$$

Если, кроме того, $\lambda' s \gg 1$, т. е. рассматриваются времена намного больше, чем время жизни ^{239}Pu , и по-прежнему $s \ll 1$, то вместо (14.2) имеем

$$\frac{\Delta k}{k} = -s \left[a - \frac{\sigma_8^* N_8 \sigma_9^*}{\sigma_5^* N_5 \sigma_5^*} \left(\frac{\nu_9 - \nu_5}{\nu_5} + a \right) (1 - (\lambda')^{-1} s^{-1}) \right]. \quad (14.3)$$

В формулах (14.2) и (14.3) введено обозначение

$$a \equiv (q_8' + \Sigma q_8') / (1 + q_8' + \Sigma q_8').$$

Из формулы (14.3) видно, что за счет образования ^{239}Pu в начале работы реактора реактивность может как расти ($\Delta k > 0$), так и падать ($\Delta k < 0$) в зависимости от конкретного значения постоянных.

14.2. ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ ПРИ ОСТАНОВКЕ РЕАКТОРА

При остановке реактора * реактивность падает за счет образования из ^{149}Pm сильнопоглощающего нейтроны ^{149}Sm и возрастает за счет распада ^{239}Pu в делящийся ^{239}Pu . Закон образования ^{149}Sm при остановке реактора дается выражением (11.13). Количество образующегося ^{239}Pu определяется из формулы (13.8) и равно $\Delta N_9(t) = \sigma_2^* \varphi \lambda^{-1} (1 - e^{-\lambda t})$. Определяя изменение материального параметра (5.5), получим

$$\frac{\Delta B^2}{B^2} = \frac{(\nu_9 - 1) \sigma_9 \Delta N_9(t) - \sigma_{\text{Sm}} \Delta N_{\text{Sm}}(t)}{(k - 1) [\sigma_5 N_5 + \sigma_8 N_8 + \sigma_9 N_9 + \Sigma \sigma_i N_i]}. \quad (14.4)$$

Учтем, что $\lambda_{\text{Pm}} = 0,356 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ примерно равно $\lambda_{\text{Pu}} = 0,349 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Тогда отношение $\Delta B^2 / B^2$ пропорционально величине

$$\frac{\Delta B^2}{B^2} \sim (\nu_9 - 1) \frac{\sigma_9^* \sigma_8^* N_8}{\sigma_{\text{Sm}}^* \gamma \sigma_5^* N_5} - 1. \quad (14.5)$$

* Эффект подной ямы во внимание не принимается, т. е. считаем, что ^{135}Xe уже успел распасться.

Из формулы (14.5) видно, что при малых обогащениях $\Delta B^2/B^2 > 0$, но при больших обогащениях, когда мало образуется ^{239}Pu , $\Delta B^2/B^2 < 0$.

14.3. ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ В ТЕЧЕНИЕ КАМПАНИИ

Изменение реактивности в течение кампании обусловлено выгоранием ^{235}U , образованием изотопов плутония и накоплением шлаков. На рис. 14.1 приведена расчетная зависимость изменения коэффициента размножения от выгорания (кри-

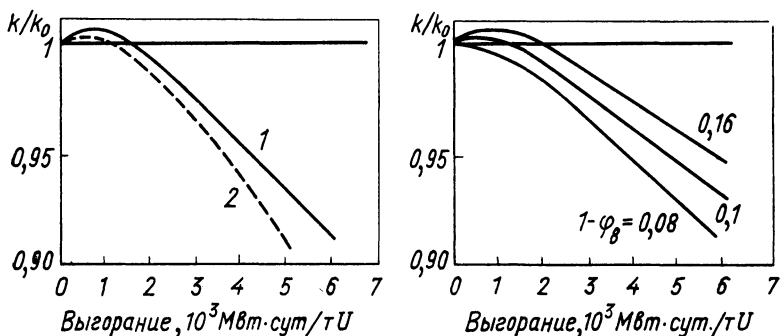


Рис. 14.1. Изменение коэффициента размножения в течение кампании:

1 — плотность потока нейтронов постоянная; 2 — плотность потока нейтронов изменяется по синусоидальному закону

Рис. 14.2. Зависимость коэффициента размножения нейтронов от выгорания и резонансного поглощения

вая 1). Расчеты проводились для реактора типа энергетического тяжеловодного реактора с газовым охлаждением АЭС А-1 (ЧССР). Этот реактор работает на естественном уране. Характерной особенностью реакторов такого типа, имеющих очень хорошие физические характеристики, является рост коэффициента размножения в начале кампании. Это обусловлено образованием большого количества ^{239}Pu , что существенно зависит от резонансного поглощения в ^{238}U . На рис. 14.2 приведена зависимость коэффициента размножения от выгорания для различных значений $1 - \varphi_8$.

Изменение коэффициента размножения в целом по реактору зависит от пространственного распределения плотности нейтронного потока. Качественные особенности этого эффекта легко понять: там, где высокая плотность потока нейтронов, быстрее выгорает ^{235}U и быстрее падает коэффициент размножения. Но это особенно сильно сказывается на общей реактивности, так как вклад локального изменения в общую реактивность пропорционален квадрату плотности потока. Обычно плотность потока бывает хорошо выравнена по радиусу реактора, но по высоте, как правило, выравнивание от-

существует. На рис. 14.1 кривая 2 соответствует зависимости коэффициента размножения от выгорания для синусоидального распределения плотности потока нейтронов по высоте реактора. Из рисунка видно, что коэффициент размножения в этом случае падает существенно резче, чем для постоянной плотности (см. кривую 1), и поэтому при тех же начальных запасах реактивности может быть достигнуто меньшее выгорание, чем в полностью выравненном реакторе.

14.4. ПЕРЕСТАНОВКА ЯДЕРНОГО ГОРЮЧЕГО

В связи с требованием возможно большей глубины выгорания возникает вопрос о перестановке ядерного горючего в течение кампании: очевидно, что такие перестановки имитируют выравнивание плотности нейтронов для данного твэла в течение кампании (но не в целом по реактору).

Таблица 14.1

Величины s и μ_z для разных режимов движения ядерного горючего

Режим	s	μ_z
1	1,11	0,737
2	1,36	0,562
3	1,20	0,426
4	1,50	0,390
5	1,17	—

Примечание. Режим 1—неподвижное ядерное горючее; режим 2—движение соседних каналов топлива через весь реактор по высоте в противоположных направлениях; режим 3—движение в одном направлении; режим 4—движение от центра к краю; режим 5—движение от края к центру.

В предельном случае следует рассмотреть различные виды непрерывного движения ядерного горючего. В табл. 14.1 собраны результаты расчета при начальном запасе реактивности $\Delta k = 7,6 \cdot 10^{-2}$ для различных режимов*. Выгорание ядерного горючего характеризуется величиной $s = \sigma_5^* \varphi t$, ранее введенной при получении формул (14.2) и (14.3), а неравномерность пространственного распределения плотности нейтронов — коэффициентом выравнивания

$$\mu_z = (H \varphi_{\max})^{-1} \int_0^H \varphi(z) dz.$$

Для режима 1 максимальное выгорание достигается в центре реактора: $s_{\max} = 1,50$, а значение, приведенное в табл. 14.1, соответствует среднему выгоранию по высоте реактора: $s_{\text{ср}} = 1,11$. Из данных табл. 14.1 следует, что наиболее выгодное движение ядерного горючего, обеспечивающее максимальное выгорание, описывается режимом 4 — движение от центра к краю. Но этот режим, так же как и режим 5, следует скорее рассматривать как абстрактный предел, ибо его технологическое и конструкционное осуществление, по-видимому, дело весьма непростое.

* Зависимость коэффициента размножения от выгорания выбрана такая же, как для тяжеловодного реактора АЭС А-1 (ЧССР).

В реальных энергетических реакторах обычно ограничиваются небольшим числом перестановок твэлов за все время работы, например тремя. Тогда при каждой перестановке твэлов треть из них (наиболее выгоревшие) выгружается из реактора и вместо них добавляются свежие твэлы, причем и свежие твэлы, и оставшиеся две трети уже работавших твэлов могут быть размещены в реакторе требуемым образом. Принцип размещения твэлов определяется путем решения оптимизационной задачи о таком распределении твэлов, которое обеспечивало бы наилучшее выравнивание тепловыделения по объему реактора. Некоторая тонкость заключается лишь в том, как это идеальное распределение твэлов наилучшим образом аппроксимировать имеющимися в распоряжении реальными твэлами.

14.5. ЗАМЕЧАНИЕ О ХИМИЧЕСКОЙ ПЕРЕРАБОТКЕ ВЫГОРЕВШЕГО ЯДЕРНОГО ГОРЮЧЕГО

При химической переработке выгоревшего ядерного горючего надо иметь в виду его активность, остаточное тепловыделение, о которых шла речь в разд. 11.5, а также количество различных делящихся нуклидов в выгоревшем ядерном горючем. Необходимо строго соблюдать правила ядерной безопасности и не работать с этими веществами, когда их масса близка к критической. В табл. 14.2 приводятся характеристики водных растворов различных делящихся веществ.

Таблица 14.2

Параметры водных растворов делящихся веществ в критических емкостях

Нуклид	Критическая масса, кг	Диаметр бесконечного цилиндра, см	Толщина бесконечной пластины, см	Критический объем сферы, л	Минимальное содержание нуклида в растворе, г/л
$^{233}_{92}\text{U}$	0,59	11,2	3,0	3,3	11,2
$^{235}_{92}\text{U}$	0,82	13,7	4,3	6,3	12,1
$^{239}_{94}\text{Pu}$	0,51	12,4	3,3	4,5	9,4

§ 15. ТРАНСПЛУТОНИЕВЫЕ ИЗОТОПЫ

15.1. ОБРАЗОВАНИЕ ТРАНСПЛУТОНИЕВЫХ ИЗОТОПОВ

При глубоких выгораниях ядерного горючего в нем накапливаются различные трансплутониевые нуклиды. Физические характеристики тяжелых нуклидов, систематизированные А. Д. Галаниным, приведены на схеме, помещенной в Приложении. Главное, что для ряда нуклидов (таких, как

Образование нуклидов в реакторе типа ВВЭР

Нуклид	Масса, кг	Нуклид	Масса, 10 кг	Нуклид	Масса, 10^{-3} кг	Нуклид	Масса, 10^{-3} кг
^{238}U	75 400	^{242}Pu	30	^{242m}Am	74	^{232}Th	$50 \cdot 10^{-3}$
^{235}U	640	^{238}Pu	14	^{246}Cm	18	^{232}U	$49 \cdot 10^{-3}$
^{239}Pu	420	^{241}Am	13	^{242}Cm	8	^{231}Pa	$43 \cdot 10^{-3}$
^{236}U	360	^{234}U	10	^{243}Cm	6	^{248}Cm	$15 \cdot 10^{-3}$
^{240}Pu	170	^{243}Am	8	^{233}U	$424 \cdot 10^{-3}$	^{236}Pu	$12 \cdot 10^{-3}$
^{241}Pu	70	^{244}Cm	2	^{247}Cm	$230 \cdot 10^{-3}$	^{250}Cf	$180 \cdot 10^{-6}$
^{237}Np	39	^{245}Cm	0,150	^{230}Th	$154 \cdot 10^{-3}$	^{252}Cf	$3 \cdot 10^{-6}$

^{242}Pu и ^{244}Cm) малы тепловые сечения и дальнейшее образование нуклидов может происходить только за счет захвата резонансных нейтронов. В табл. 15.1 приведены результаты расчета образования различных урановых и трансурановых нуклидов для энергетического реактора типа ВВЭР. Условия работы реактора следующие: начальная загрузка урана 80 т, в том числе ^{234}U 20 кг; ^{235}U 2630 кг; ^{238}U 77 350 кг. Плотность потока нейтронов $\varphi = 2,9 \cdot 10^{13}$ нейтр./ $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, время облучения $T = 3$ года.

Заметим, кстати, что последний из приведенных в табл. 15.1 нуклидов ^{252}Cf благодаря спонтанному делению является нейтронным источником с высокой интенсивностью ($4,34 \times$

$\times 10^{12}$ нейтр./ $\text{с}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$) и низким тепловыделением. Это делает его незаменимым при использовании в промышленности и научных исследованиях, например при терапии рака или при радиографии толстостенных изделий, непроницаемых для обычно используемых рентгеновского и γ -излучений.

Представление о зависимости от выгорания ядерного горючего количества (m) образованных ^{243}Am и ^{244}Cm можно составить на основании кривых рис. 15.1. Эти расчетные кривые получены для реактора ВВЭР-210 при начальном содержании ^{235}U в ядерном горючем 40 кг/т. Обращает внимание резкий рост выхода ^{243}Am при выгорании ядерного горючего около 25 кг/т U и ^{244}Cm при 35 кг/т U. Очевидно, что в

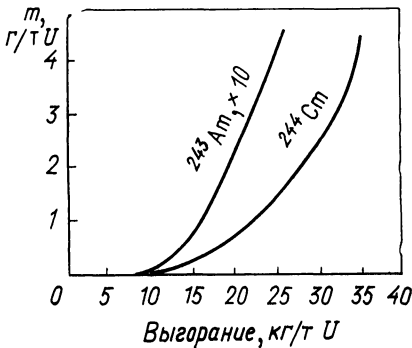


Рис. 15.1. Зависимость выхода ^{243}Am и ^{244}Cm от выгорания ядерного горючего в реакторе ВВЭР-210

этих областях результаты расчета становятся надежными — достаточно незначительно сдвинуться по выгоранию, чтобы получить совсем другие выходы.

Выход ^{243}Am и ^{244}Cm при одном и том же выгорании (или теплосъеме) зависит от обогащения исходного ядерного горючего. В табл. 15.2 и 15.3 приведены расчетные выходы ^{243}Am и ^{244}Cm , отнесенные к единице массы исходного ядерного горючего, при различных обогащениях для энергетического реактора с замедлителем из тяжелой воды.

Общий характер получившихся в табл. 15.2 и 15.3 закономерностей легко объяснить — при одном и том же теплосъеме

Таблица 15.2

Зависимость выхода ^{243}Am
от обогащения исходного
ядерного горючего

Теплосъем, 10^3 МВт·сут т	Выход ^{243}Am при обогащении		
	0,714%	1,6%	3,6%
10	0,003	$0,02 \cdot 10^{-2}$	$0,03 \cdot 10^{-4}$
20	0,023	$0,22 \cdot 10^{-2}$	$0,58 \cdot 10^{-4}$
30	0,051	$0,91 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$

Таблица 15.3

Зависимость выхода ^{244}Cm
от обогащения исходного
ядерного горючего

Теплосъем, 10^3 МВт·сут т	Выход ^{244}Cm при обогащении		
	0,714%	1,6%	3,6%
10	$5,6 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
20	$9,2 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$
30	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$

тем меньше делится изотопов плутония, чем выше было обогащение исходного ядерного горючего и, следовательно, тем меньше образуется трансплутониевых нуклидов.

15.2. ИЗОТОПНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ

Для изотопных источников энергии используются нуклиды, получающиеся в ядерных реакторах, причем это могут быть как различные шлаковые и трансурановые нуклиды, образующиеся неизбежно в отработанном ядерном горючем, так и нуклиды, специально получаемые облучением мишеней в ядерных реакторах.

Приведенный в табл. 15.4 ресурс характеризует эффективное возможное время использования источника: при малых периодах полураспада ресурс практически с ним совпадает, при больших — определяется механической стойкостью ампулы, в которую радиоактивный нуклид помещается, и принимается равным 10 годам.

Не останавливаясь подробно на процессах получения искусственных нуклидов в ядерных реакторах (в больших количествах искусственные нуклиды должны нарабатываться на специальных реакторах, но в небольших количествах разум-

Характеристики нуклидов, применяемых в изотопных источниках энергии

Нуклид	Удельное энерговыделение, Вт/ч	Период полураспада, год	Ресурс, год	Полная энергия на акт распада, МэВ	Активность на единицу тепловой мощности, кюри/Вт
T	0,36	12,3	10	0,019	$2,7 \cdot 10^4$
⁶⁰ Co	17,5	5,26	5	2,6	65
⁹⁰ Sr	0,94	24,7	10	11	154
¹³⁷ Cs	0,41	29,1	10	0,79	215
¹⁴⁴ Ce	26,7	0,78	1	1,4	120
¹⁴⁷ Pm	0,34	2,65	3	0,062	2725
¹⁷⁰ Ir	11,3	0,35	0,4	0,32	525
¹⁹² Ir	59,7	0,20	0,2	1,1	154
²¹⁰ Po	144	0,38	0,5	5,4	31,4
²²⁷ Ac	14,8	21,7	10	34,3	4,9
²²⁸ Th	170	1,9	2	34,8	4,9
²³² U	5,0	73,6	10	40,2	4,2
²³⁸ Pu	0,58	86,4	10	5,6	30,3
²⁴² Cm	123	0,45	0,5	6,2	27,6
²⁴⁴ Cm	2,9	17,9	10	5,9	28,6

но и побочное их получение на современных энергетических реакторах), подчеркнем лишь, что сейчас ядерные реакторы являются *одним из источников* получения энергии и практически *единственными устройствами для производства нуклидов*. Надо думать, что в будущем производство нуклидов станет основным назначением ядерных реакторов, а производство энергии — лишь сопутствующим производством.

Глава 6. ОПТИМИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

§ 16. ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА РЕАКТОРНЫХ ОПТИМИЗАЦИОННЫХ ЗАДАЧ

16.1. РАЗВИТИЕ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В настоящее время атомная энергетика бурно развивается и постепенно начинает играть все большую роль в общем энергетическом балансе. В табл. 16.1 приведены * параметры действующих, строящихся и планируемых АЭС в Советском Союзе.

* «Атомная энергия», 1977, т. 43, вып. 5, с. 419.

Действующие, строящиеся и планируемые АЭС СССР

АЭС	Мощность, МВт (эл.)	Год пуска	Состояние
С водо-водяным реактором			
Нововоронежская			
I блок	210	1964	Действует
II блок	365	1969	»
III блок	440	1971	»
IV блок	440	1972	»
V блок	1000	1978	Строится
Кольская			
I блок	440	1973	Действует
II блок	440	1974	»
III блок	440	до 1980	Строится
IV блок	440	до 1980	»
Армянская			
I блок	405	1976	Действует
II блок	405	до 1980	Строится
Калининская			
I блок	1000	80-е годы	Строится
II блок	1000	»	Планируется
III блок	1000	»	»
IV блок	1000	»	»
Ровенская			
I блок	440	до 1980	Строится
II блок	440	»	»
Западно-Украинская			
I блок	1000	80-е годы	Планируется
II блок	1000	»	»
III блок	1000	»	»
IV блок	1000	»	»
Ульяновская (ВК-50 кипящий)	50	1965	Действует
С уран-графитовым реактором			
Обнинская	5	1954	Действует
Сибирская	600	1958	»
Белоярская			
I блок	100	1964	Действует
II блок	200	1967	»
Ленинградская			
I блок	1000	1973	Действует
II блок	1000	1975	»
III блок	1000	до 1980	Строится
IV блок	1000	»	»

АЭС	Мощность, МВт (эл.)	Год пуска	Состояние
Билибинская			
I блок	12	1973	Действует
II блок	12	1974	»
III блок	12	1975	»
IV блок	12	1976	»
Курская			
I блок	1000	1976	Действует
II блок	1000	1979	»
III блок	1000	до 1980	Строится
IV блок	1000	80-е годы	Планируется
Чернобыльская			
I блок	1000	1977	Действует
II блок	1000	до 1980	Строится
III блок	1000	после 1980	Планируется
IV блок	1000	»	»
Смоленская			
I блок	1000	1979	Строится
II блок	1000	80-е годы	Планируется
Игналинская			
I блок	1500	после 1980	Строится
II блок	1500	»	»
С реактором на быстрых нейтронах			
Ульяновская			
	12	1969	Действует
Шевченковская			
	150 ($120 \cdot 10^3 \text{ м}^2 \times$ $\times \text{сут}^{-1}$ дистиллята)	1973	Действует
Белоярская			
III блок	600	до 1980	Строится

Вопросы повышения эффективности производства в этой области, так же как и в других областях народного хозяйства Советского Союза, играют очень большую роль. Но основой повышения эффективности является нахождение оптимальных режимов — только зная оптимальные режимы, осуществление которых обеспечивает предельную эффективность, можно успешно бороться за повышение эффективности производства. Поэтому проблемы оптимизации физических характеристик ядерных реакторов представляются крайне актуальными.

С научной точки зрения эти проблемы лежат в русле привычных представлений современной физики и в том числе физики ядерных реакторов. Уже с конца XVIII — начала XIX веков физикам известно, что строгая теоретическая постановка любой физической задачи в конечном счете базируется на нахождении оптимального значения некоторого функционала. Поэтому основные приемы и методы решения оптимизационных задач уже давно разработаны, и в последние годы эти методы лишь были обобщены на ряд задач чисто технического содержания, в которых существенную роль играют всевозможные конструкционные и технологические ограничения на характер допустимых оптимальных решений.

16.2. ФОРМУЛИРОВКА ОПТИМИЗАЦИОННОЙ ЗАДАЧИ

Успех нахождения оптимального режима полностью определяется тем, насколько правильно и непротиворечиво сформулирована оптимизационная задача: если задача сформулирована правильно, то всегда найдется метод (строгий или приближенный), который позволит ее решить; если задача сформулирована неправильно, ее решить невозможно. При формулировке оптимизационной задачи необходимо иметь в виду следующее.

Во-первых, необходимо четко определить величину, которая оптимизируется. В идеале должна оптимизироваться некоторая глобальная характеристика изучаемого объекта, скажем, ядерного реактора. Эта глобальная характеристика может зависеть от многих факторов: например, для экономической оптимизации ядерного реактора надо учитывать начальную загрузку и обогащение исходного ядерного горючего, количество производимой энергии, выгорание топлива и т. п. Но здесь важно подчеркнуть, что все эти характеристики выступают не сами по себе, а на базе экономических соображений слиты в одну единую функцию — *оптимизировать можно одну и только одну величину*, — которая, однако, в принципе может быть сколь угодно сложная. На практике при оптимизации ядерных реакторов пока что рассматрива-

ются в основном упрощенные задачи, в которых оптимизируется какая-нибудь одна физическая характеристика реактора; поэтому вопросы оптимизации ядерных реакторов на современной стадии развития непосредственно относятся именно к физике ядерных реакторов, а не к области экономики.

Во-вторых, необходимо определить величину, которая в математической теории оптимальных процессов называется *управлением*. Физический смысл управления — это та величина, выбор которой обеспечивает достижение оптимума для оптимизируемой величины. В задачах, имеющих техническое приложение, на управление, которое обычно обозначается U , накладываются ограничения типа $U_{\min} \leq U \leq U_{\max}$, т. е. в процессе оптимизации можно выбирать управление, не превышающее максимально допустимого значения и превосходящее минимально допустимое значение (U_{\min} и U_{\max} , конечно, заданы).

Проиллюстрируем сказанное на простейшем примере. Пусть требуется сконструировать реактор с минимальным среднеквадратичным отклонением удельного тепловыделения от заданного значения, причем в распоряжении имеются твэлы с различным обогащением ядерного горючего. Тогда оптимизируемой величиной является среднеквадратичное отклонение тепловыделения по реактору, а в качестве управления можно рассматривать обогащение: надо найти такое распределение обогащения по объему реактора, которое обеспечивало бы минимум среднеквадратичного отклонения тепловыделения. Это найденное распределение обогащения называется *оптимальным управлением*.

В-третьих, в формулировку оптимизационной задачи обязательно помимо ограничений на управление должны быть включены и ограничения на *фазовые переменные*, описывающие состояние оптимизируемого объекта. Для реакторных оптимизационных задач эти ограничения находят исходя из конструктивных и технологических соображений: обычно это бывают ограничения на количество ядерного горючего, которое можно загрузить в единицу объема реактора; ограничения на удельный теплосъем; требования отсутствия кипения в технологических каналах; ограничение на плотность потока нейтронов и т. п.

16.3. ХАРАКТЕР ОПТИМАЛЬНЫХ РЕШЕНИЙ

Точное количественное решение реакторной оптимизационной задачи, как правило, требует привлечения ЭВМ. Но существующая математическая теория оптимальных процессов, в частности *принцип максимума*, позволяет высказать ряд общих качественных соображений о характере оптимальных ре-

шений. С достаточной для технических приложений точностью справедливо следующее общее утверждение:

оптимальное управление состоит только из участков, соответствующих строгому выполнению ограничений на фазовые переменные и управление, входящие в задачу.

В какой последовательности идут эти участки? Каков размер каждого из них? Сколько их? Ответы на все эти вопросы, вообще говоря, зависят от конкретного вида реакторной оптимизационной задачи, но сделанное выше утверждение всегда остается в силе. Оно полезно по крайней мере в двух отношениях: во-первых, оно может быть использовано при построении алгоритмов для решения оптимизационных задач на ЭВМ; во-вторых, с его помощью можно проверить, насколько правильно полученное на ЭВМ решение.

16.4. ТИПЫ РЕАКТОРНЫХ ОПТИМИЗАЦИОННЫХ ЗАДАЧ

В первую очередь реакторные оптимизационные задачи разбиваются на два типа: пространственные или временные. Далее, внутри каждого типа задачи классифицируются в зависимости от того, что является управлением и какая физическая величина оптимизируется.

В пространственных реакторных оптимизационных задачах речь идет о стационарных во времени режимах реактора и оптимизация производится для случая, когда управлением является распределение концентрации ядерного горючего или поглотителя (в частности, поглотителя, связанного с системой регулирования). К этому типу относятся следующие задачи: о максимальной мощности реактора; о минимальных критических размерах; о минимуме критической массы; об оптимальном расположении регуляторов; о максимальном поглощении нейтронов в полезном поглотителе; о максимуме качества исследовательского реактора; о максимальном выравнивании тепловыделения; о максимальном выравнивании плотности нейтронов. Кроме того, к этому типу задач может быть сведен ряд задач об оптимизации выгорания ядерного горючего.

Во временных реакторных оптимизационных задачах считается, что можно пользоваться усредненными по пространству характеристиками, и оптимизируются протекающие во времени процессы. К этому типу относятся следующие задачи: ксеноновые переходные процессы (задача о минимуме времени переходного процесса; о минимуме энерговыделения; о максимуме энерговыделения; об оптимизации циклического режима работы реактора); самариевые переходные процессы (задача об оптимальном процессе выжигания ^{149}Sm при остановке реактора); переходные процессы на запаздывающих нейтронах; оптимизация процессов образования нуклидов.

Кроме этих двух основных типов реакторных оптимизационных задач имеются существенно более сложные *пространственно-временные задачи*. Как правило, они решаются путем рассмотрения чисто пространственных оптимизационных задач в последовательные моменты времени. Однако в ряде случаев, например в задачах об оптимизации ксеноновых переходных процессов и ксеноновых пространственных колебаний, такой рекуррентный подход неприменим и приходится полностью решать пространственно-временную оптимизационную задачу.

§ 17. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РЕАКТОРНЫЕ ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ ЗАДАЧИ

17.1. ЗАДАЧИ О МАКСИМУМЕ МОЩНОСТИ

С физической точки зрения практически безразлично, каков уровень потока нейтронов в реакторе (или, что при заданном пространственном распределении ядерного горючего то же самое, какова мощность реактора), поскольку при повышении плотности потока нейтронов несущественно меняется отравление реактора ^{135}Xe и сказывается лишь температурный эффект. Поэтому вопрос о возможностях повышения мощности реактора полностью зависит от теплотехнических ограничений. Теплотехнические ограничения определяются конструкцией реактора— для некоторых реакторов важно, чтобы не закипал теплоноситель, для других определяющим является температура оболочки твэлов, в третьих — температура в центре твэла и т. п. В зависимости от характера теплотехнического ограничения возникают разные задачи о максимуме мощности реакторов. На наиболее типичных из них мы и остановимся.

17.1.1. Ограничено удельное объемное тепловыделение. В этом случае при решении реакторных оптимизационных задач вместо гетерогенной структуры рассматривают гомогенизированную математическую модель. В рамках этой модели можно говорить о теплотехническом ограничении на мощность с единицы объема реактора, но при этом надо иметь в виду, что конкретные значения постоянных, входящих в ограничение подобного типа, конечно, зависят от истинных характеристик гетерогенной системы.

Для иллюстрации особенностей рассматриваемого типа теплотехнического ограничения можно приближенно записать его в форме

$$\rho = \varphi(\mathbf{r}) N_f(\mathbf{r}) - D \leq 0, \quad (17.1)$$

где $\varphi(\mathbf{r})$ — плотность потока нейтронов в точке \mathbf{r} ; $N_f(\mathbf{r})$ —

концентрация ядер делящегося нуклида в точке \mathbf{r} ; D — постоянная, связанная с условиями теплосъема.

При выбранных обозначениях мощность W реактора, имеющего объем V , с точностью до несущественной нормировки определяется выражением

$$W = \int_V \varphi(\mathbf{r}) N_f(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (17.2)$$

Итак, надо найти максимум W (17.2) при ограничении (17.1). В качестве управления $U(\mathbf{r})$ рассмотрим концентрацию делящихся ядер $N_f(\mathbf{r})$, подчиняющуюся (с учетом конструктивных и технологических соображений) ограничениям вида

$$U_{\min} \leq U(\mathbf{r}) \leq U_{\max}. \quad (17.3)$$

Плотность потока нейтронов удовлетворяет граничным условиям $\varphi(\mathbf{R})=0$, где \mathbf{R} — граница реактора (для простоты рассуждений рассмотрим реактор без отражателя, поскольку введение последнего качественно не меняет характера полученных решений).

Из общих соображений ясно, что максимальная мощность $W_{\max} = DV$ достигается в том случае, когда по всему объему реактора V выполняется равенство (17.1). Но практически этого достичь невозможно, ибо на границе реактора и вблизи нее нарушается условие (17.3), так как $\varphi(\mathbf{R})=0$. Именно в силу этого противоречия — желание всюду иметь $\varphi U = D$ и невозможность осуществить это условие вблизи границы реактора — и возникает оптимизационная задача.

Пусть физические характеристики реактора таковы, что с ростом N_f увеличивается запас реактивности (это справедливо для обогащенного ядерного горючего, а для естественного урана при росте $N_f = N_5$ одновременно повышается концентрация ^{238}U N_8 и за счет резонансного поглощения в нем результативно может иметь место падение запаса реактивности). Тогда получается следующая оптимальная компоновка реактора, которую (рассматривается симметричный реактор), начиная от центра реактора, обозначим как $\{p=0; U(\mathbf{r})=U_{\max}\}$. Это означает, что в центре реактора имеется зона с $p=0$, а с края — зона с $U(\mathbf{r})=U_{\max}$. Качественно такую оптимальную компоновку легко понять: там, где возможно, ставится зона с $p=0$, а с края — зона $U(\mathbf{r})=U_{\max}$, что обеспечивает минимальные размеры этой зоны. Подчеркнем, что граница между зонами находится из условий критичности реактора.

На рис. 17.1 приведено отношение W/D для реактора в виде пластины размером $2H$ для двух случаев: кривая 1 соответствует оптимальной компоновке $\{p=0; U_{\max}\}$; кривая 2 — компоновке, когда периферийная зона — отражатель: $\{p=0;$

$U(r) = U_{\text{мин}} = 0$ }. При расчете считалось, что $\tau/L^2 = 0,01$ и число быстрых нейтронов на один захват $\eta = 1,07$. Важно подчеркнуть, что эффект от оптимизации определяется физическими характеристиками системы, в частности отношением H/L_0 , где L_0 — диффузионная длина в замедлителе.

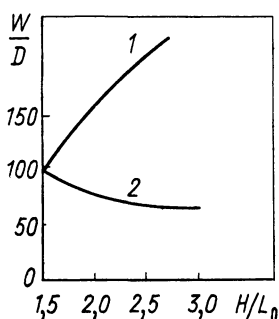


Рис. 17.1. Мощность реактора для различных компоновок

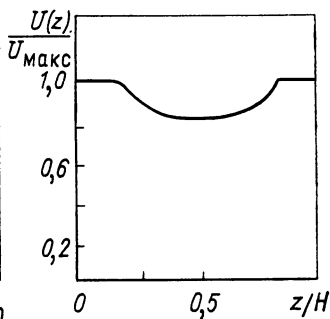


Рис. 17.2. Оптимальное распределение ядерного горючего

17.1.2. Ограничена плотность нейтронов в центре реактора. Для энергетического тяжеловодного реактора с газовым охлаждением типа реактора А-1 (ЧССР) конструкция твэлов такова, что при увеличении загрузки естественного урана в канал одновременно увеличивается проходное сечение для газа. Кроме того, в ограничении (17.3) $U_{\text{мин}} > 0$ и во всей допустимой области изменения $U(r)$ коэффициент размножения $k > 1$. Все это приводит к тому, что в гомогенизированной модели вместо ограничения (17.1) возникает условие $\varphi(r=0) = A$, где A — заданная величина.

Оптимальное решение определяется тем, как ведет себя запас реактивности в зависимости от $U(r)$. Если с ростом $U(r)$ запас реактивности увеличивается [что соответствует правой ветви (после максимума) кривой $\varphi\theta$ на рис. 4.3; подчеркнем, что на этом рисунке приведена функция $\varphi\theta = f(1/U)$], то оптимальна двухзонная компоновка $\{U_{\text{мин}}; U_{\text{макс}}\}$ — это соответствует широкоизвестным методам выравнивания плотности нейтронов в реакторе. Однако, если с ростом $U(r)$ запас реактивности падает [левая ветвь кривой (до максимума) на рис. 4.3], то оптимальной становится трехзонная (а не двухзонная) компоновка $\{U_{\text{макс}}; U_{\text{мин}}; U_{\text{макс}}\}$; этот результат специфичен для строгого решения оптимизационной задачи с ограничением и ранее на основании качественных соображений не был получен.

Оптимальное расположение ядерного горючего в цилиндрическом реакторе увеличивает мощность на 21% по сравнению с реактором тех же размеров, в котором ядерное горючее распределено равномерно. Здесь уместно будет сделать следующее замечание общего порядка. Вопрос о том, с чем сравнивать оптимальный вариант, строго говоря, не имеет однозначного ответа: всегда можно предложить вариант, достаточно близкий к оптимальному. Поэтому рационально сравнивать истинно оптимальный вариант с тем вариантом, который раньше принимался на основании инженерных проработок, и если эти варианты близки, то рассматривать полученное строгое решение оптимизационной задачи как подтверждение правильности выбора инженерного решения. Но, конечно, понятие «близости вариантов» зависит от глобального объема производства — при большом производстве даже малый относительный эффект может привести к большому абсолютному выигрышу.

17.1.3. Отсутствие закипания теплоносителя. В реакторах канального типа возможна задача о профилировании ядерного горючего по длине канала для получения максимальной мощности при условии, что теплоноситель в канале (или, вообще говоря, после выхода из него) не закипал. В этом случае теплотехническое ограничение вместо (17.1) имеет следующий вид:

$$\tilde{p} = \varphi(z)U(z) + \xi \int_0^z \varphi(z')U(z')dz' - D(z) \leq 0, \quad (17.4)$$

где по-прежнему управление $U(z)$ пропорционально концентрации делящихся нуклидов и удовлетворяет ограничениям типа (17.3); ξ — некоторая теплотехническая постоянная (теплоноситель течет по направлению от $z=0$ к $z=H$, где H — высота реактора); $D(z)$ — заданная функция z . Первый член в среднем выражении (17.4) характеризует локальное тепловыделение в точке z , второй член — подогрев теплоносителя на участке $0 \leq z' \leq z$.

Предположим, что речь идет об обогащенном ^{235}U ядерном горючем, и поэтому с ростом $U(z)$ повышается запас реактивности системы. Тогда на основании качественных соображений можно предположить следующее решение рассматриваемой оптимизационной задачи [для простоты рассуждений считаем $D(z)$ постоянной]. Хотелось бы, чтобы всюду было $\tilde{p}=0$, что соответствует максимально возможной мощности. Однако, во-первых, это приводит при $z=0$ из-за $\varphi(0)=0$ к $U(0) \rightarrow \infty$, что противоречит ограничению (17.3), и, во-вторых, равенство $\tilde{p}=0$ на всем интервале $0 \leq z \leq H$ не обеспечивает выполнения условий критичности реактора. Поэтому приходится от равенства $\tilde{p}=0$ вблизи границ (при $z \rightarrow 0$ и $z \rightarrow H$)

отказаться. Действительно, точные расчеты показывают, что оптимальна трехзонная компоновка (порядок зон от $z=0$ к $z=H$) $\{U_{\text{макс}}; \tilde{p}=0; U_{\text{макс}}\}$. Качественный характер пространственного распределения ядерного горючего $U(z)$, соответствующего этой оптимальной компоновке, представлен на рис. 17.2. Эффект от оптимизации (отношение мощности в оптимальном варианте к мощности при равномерном распределении ядерного горючего по длине канала) в случае без ограничения (17.3) на управление составляет $\sim 1,36$, а при типичном ограничении (17.3) на управление $\sim 1,19$.

17.2. ЗАДАЧА О МИНИМАЛЬНЫХ КРИТИЧЕСКИХ РАЗМЕРАХ РЕАКТОРА

Эта задача, возможно, представляет некоторый практический интерес для ядерных транспортных установок, но в основном она интересна чисто методически. При рассмотрении задач о максимуме мощности (см. разд. 17.1.1—17.1.3) предполагалось, что заданы размеры реактора, и искалась максимальная мощность, соответствующая этим размерам. Задача о минимальных критических размерах реактора имеет практический интерес только при наличии теплотехнических ограничений и заданной мощности реактора — если этих ограничений нет и мощность не задана, то минимуму критических размеров соответствует предельный вариант: однозонная система с наилучшими (из возможных) размножающими свойствами.

Если же теплотехнические ограничения существуют и мощность реактора задана, то решение нетривиальной в этом случае задачи о минимуме критических размеров полностью совпадает с решениями задач о максимуме мощности из разд. 17.1.1—17.1.3. Это совпадение следует понимать так: оптимальная компоновка, приводившая к максимальному значению $W_{\text{макс}}$ при заданных размерах H , приведет к минимальному значению $H_{\text{мин}}=H$ при заданном значении $W=W_{\text{макс}}$.

Такого вида соответствия между решениями оптимизационных задач об оптимуме величины X при заданной величине Y и об оптимуме величины Y при заданной величине X часто встречаются в реакторных оптимизационных задачах и их следует всегда иметь в виду.

17.3. ЗАДАЧА О МИНИМУМЕ КРИТИЧЕСКОЙ МАССЫ

Задача о минимуме критической массы имеет практическое значение не только в том случае, когда запасы ядерного горючего малы, но и при проектировании ядерных реакторов для космических установок. Оказывается, что характер реше-

ния подобных оптимизационных задач зависит от спектра нейтронов в реакторе.

17.3.1. Реактор на тепловых нейтронах. Хотя строгая формулировка оптимизационной задачи производится для теории с несколькими энергетическими группами нейтронов, качественные особенности решения для реактора на тепловых нейтронах можно получить в рамках однопруппового рассмотрения.

Пусть $U(\mathbf{r})$ — опять управление, пропорциональное концентрации ядерного горючего и подчиняющееся ограничению типа (17.3). Требуется найти $U(\mathbf{r})$, обеспечивающее минимум величины $M = \int_V U(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$, если ядерное горючее расположено

в бесконечном объеме, однородно заполненном замедлителем.

Во-первых, ясно, что сосредоточить все горючее в центре с $U(\mathbf{r}) = U_{\text{макс}}$ невыгодно, ибо будет большой вылет нейтронов в отражатель через границы реактора и критическая масса будет велика. Во-вторых, очевидно, что эффективность ядерного горючего однозначно связана с плотностью нейтронов в том месте, куда помещено горючее — если плотность больше, то и эффективность больше. Но тогда, если нет ограничения сверху (17.3), следует ожидать, что при оптимальной компоновке $\varphi(\mathbf{r}) = \text{const}$: только в этом случае не появится необходимости перемещать ядерное горючее в места с большей плотностью нейтронов. Точное решение оптимизационной задачи подтверждает эти интуитивные соображения. На рис. 17.3 показан качественный характер $U(z)$ и $\varphi(z)$ для задачи о минимуме критической массы для плоского реактора без ограничения на $U(z)$. Если же $U(z)$ ограничено, то в центре появляется зона с $U(z) = U_{\text{макс}}$.

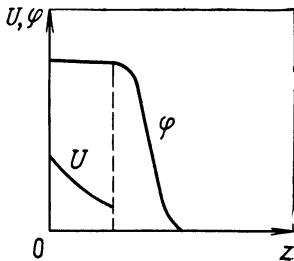


Рис. 17.3. К задаче о минимуме критической массы

Приведенное на рис. 17.3 $U(z)$ не есть ни $U_{\text{мин}}$, ни $U_{\text{макс}}$ — это случай так называемого *классического управления*, когда управление не совпадает с ограничениями. Изредка классические управления встречаются в реакторных оптимизационных задачах, и оговоренный на с. 99 приближенный характер утверждения о том, что все оптимальные управления — граничные, вызван классическим управлением. Важно при этом подчеркнуть, что классическое управление всегда с очень хорошей точностью может быть аппроксимировано релейным управлением, состоящим из небольшого числа чередующихся участков с $U(z) = U_{\text{мин}}$ и $U(z) = U_{\text{макс}}$. Численные расчеты показывают, что для реакторов с замедлителем из простой

воды выигрыш в критической массе от оптимизации составляет $\sim 20\%$, если нет ограничения сверху на $U(z)$, и $\sim 9\%$ — при разумном ограничении сверху на $U(z)$ (ясно, что всякое дополнительное ограничение в любом случае может только уменьшить эффект от оптимизации). Для реактора с замедлителем из тяжелой воды соответствующие показатели равны ~ 18 и $\sim 9\%$.

17.3.2. Реактор на промежуточных нейтронах. Качественно характер решения задачи о минимуме критической массы для реактора на промежуточных нейтронах такой же, как и для реактора на тепловых нейтронах: могут быть лишь зоны $U(z) = U_{\text{макс}}$; $U(z) = 0$ или зона классического управления [кроме того, если решается задача с теплотехническим ограничением типа (17.1), то может быть и зона с $p=0$]. Однако для реактора на промежуточных нейтронах классическая зона не может быть расположена в его центре.

17.3.3. Реактор на быстрых нейтронах. В этом случае решение задачи о минимуме критической массы отличается от аналогичных задач для реакторов на промежуточных и тепловых нейтронах тем, что здесь не реализуется зона с классическим управлением.

17.4. ЗАДАЧА ОБ ОПТИМАЛЬНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ РЕГУЛЯТОРОВ

Формально задача об оптимальном расположении регуляторов очень близка к рассмотренным в разд. 17.3 задачам о минимуме критической массы. Только теперь (в рамках гомогенизированной модели) под $U(\mathbf{r})$ понимается концентрация поглощающих ядер в регуляторах. Регуляторы помещены в среду с заданными размножающими свойствами. Без поглотителей среда надкритична. Требуется так выбрать $U(\mathbf{r})$, чтобы реактор был критичен, а число регуляторов, пропорциональное $R = \int_V U(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$, было бы минимально. На управление $U(\mathbf{r})$ наложены ограничения типа (17.3) с $U_{\text{мин}} = 0$.

Оптимальна трехзонная компоновка $\{U_{\text{макс}}; U_{\text{кл}}(\mathbf{r}); U(\mathbf{r}) = 0\}$. В центре реактора расположена зона с $U(\mathbf{r}) = U_{\text{макс}}$. За ней следует зона классического управления $U(\mathbf{r}) = U_{\text{кл}}(\mathbf{r})$.

К границе реактора примыкает зона с $U(\mathbf{r}) = 0$ (при этом не важно, окружен или нет реактор отражателем). В средней зоне $\phi(\mathbf{r}) = \text{const}$ [если считать, что поглощение в регуляторах сосредоточено лишь в области тепловых энергий и $\phi(\mathbf{r})$ есть плотность потока нейтронов в этой группе].

Проведенные численные расчеты показывают, что в типичных случаях выигрыш от оптимизации в числе регуляторов (по сравнению с их равномерным распределением по

объему реактора) составляет $\sim 17\%$ для случая без ограничения сверху на $U(\mathbf{r})$ и $\sim 13\%$ при ограничении сверху на $U(\mathbf{r})$.

17.5. ЗАДАЧА О МАКСИМАЛЬНОМ ВЫРАВНИВАНИИ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ

Задача о максимальном выравнивании тепловыделения представляет несомненный интерес при повышении эффективности эксплуатации энергетических реакторов — ведь локальное увеличение тепловыделения вынуждает снижать глобальную мощность реактора.

Задача ставится следующим образом. Управлением $U(\mathbf{r})$ является величина, пропорциональная концентрации ядерного горючего и подчиняющаяся ограничению (17.1). Задана мощность реактора $W = \int U(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r})d\mathbf{r}$. Требуется найти такое $U(\mathbf{r})$, чтобы среднеквадратичное отклонение тепловыделения $J = \int [U(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}) - W/V]^2 d\mathbf{r}$ было бы минимально.

Управление $U(\mathbf{r})$ в рассматриваемую задачу входит нелинейно (из-за выбранного вида минимизируемого функционала J). Это приводит к тому, что в число оптимальных управлений входят не только управления, обеспечивающие строгое выполнение имеющихся ограничений, но и *классическое управление*, которое уже встречалось в задаче о минимуме критической массы. В данной задаче классическое управление имеет очень простой вид и подчиняется условию $U_{\text{кл}}(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}) = \lambda^*$, где постоянная λ^* однозначно определяется входящими в задачу физическими постоянными. Оптимальная компоновка двухзонная: $\{U(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}) = \lambda^*; U_{\text{макс}}\}$. Эффект от оптимизации можно оценить на примере плоского реактора. Эффект зависит от значения $U_{\text{макс}}$. При разумных значениях $U_{\text{макс}}$ среднеквадратичное отклонение тепловыделения J для оптимальной компоновки в четыре раза меньше, чем для компоновки, в которой ядерное горючее равномерно распределено по объему реактора.

17.6. ЗАДАЧА О МАКСИМАЛЬНОМ ВЫРАВНИВАНИИ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОНОВ

Эта задача в какой-то степени является упрощенной модификацией предыдущей задачи. В качестве управления рассматриваем коэффициент размножения k , предполагая, что реактор можно компоновать из областей с различными k . На управление наложено ограничение типа (17.1). Требуется найти такую зависимость $U(\mathbf{r})$, чтобы среднеквадратичное отклонение плотности нейтронов $I = \int [\varphi(r-1)]^2 d\mathbf{r}$ было минимальным. Заметим, что эта задача в отличие от предыдущей

не содержит квадрата управления. Поэтому классическое управление не появляется и оптимальная компоновка состоит только из зон с $U(r) = U_{\text{мин}}$ и $U(r) = U_{\text{макс}}$. Но количество этих зон и их размеры, конечно, зависят от значений физических постоянных, входящих в задачу. Для примера приведем результаты расчета плоского реактора размером $H = 100$ см в одноступенчатом приближении (квадрат длины миграции $M^2 = 50$ см) при различных значениях $U_{\text{мин}} = k_{\text{мин}}$, $U_{\text{макс}} = k_{\text{макс}}$. Если $k_{\text{мин}} = 0,99$ и $k_{\text{макс}} = 1,02$, то оптимальна двухзонная* компоновка $\{k_{\text{мин}}; k_{\text{макс}}\}$, причем толщина центральной зоны 14,4 см. Если $k_{\text{мин}} = 0,98$ и $k_{\text{макс}} = 1,04$, то оптимальной становится трехзонная компоновка $\{k_{\text{макс}}; k_{\text{мин}}; k_{\text{макс}}\}$, причем центральная зона весьма мала (ее толщина 2,3 см), а промежуточная имеет толщину 33 см.

Из этого примера видно, что количественно решение оптимизационной задачи зависит от значения физических постоянных, в то время как общий качественный вид — чередование зон с $U_{\text{мин}}$ и $U_{\text{макс}}$ — сохраняется при любых $k_{\text{мин}}$ и $k_{\text{макс}}$.

§ 18. ВРЕМЕННЫЕ РЕАКТОРНЫЕ ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ ЗАДАЧИ

18.1. ОПТИМИЗАЦИЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Под переходными процессами в ядерных реакторах в данном случае понимаем временные процессы, в течение которых изменяется мощность реактора. Начальное состояние реактора предполагается известным — в большинстве случаев это работа на стационарном уровне мощности. Конечное состояние также определено. Управлением является мощность реактора, изменяющаяся нужным образом в переходном процессе, при этом на управление наложены ограничения типа (17.1) с $U_{\text{мин}} = 0$ и $U_{\text{макс}} = W$, где W — максимально возможная мощность реактора.

В данном параграфе рассматриваются только переходные процессы, связанные с образованием ^{135}Xe и ^{135}I (характерные времена ~ 10 ч), поскольку именно их оптимизация дает возможность получить заметный выигрыш. Оптимизация же переходных процессов на запаздывающих нейтронах (времена ~ 10 с) или переходных процессов, обусловленных образованием ^{149}Sm и ^{149}Pm (характерные времена ~ 70 ч), менее важна.

18.2. КСЕНОНОВЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Проблемы образования ^{135}I и ^{135}Xe в ядерном реакторе достаточно подробно рассматривались в § 10, поэтому мы не бу-

* Под числом зон понимается количество зон, расположенных между центром и корпусом реактора. Размеры зон также измеряются от центра к корпусу.

дем больше останавливаться на формальных моментах, а ограничимся лишь качественными соображениями.

Если в стационарно работающем реакторе снизить мощность до нуля, то нарушится равновесие между ^{135}I и ^{135}Xe ; последний станет накапливаться в реакторе, т. е. реактор попадет в так называемую иодную яму. Достигнув максимума через ~ 10 ч, концентрация ^{135}Xe вернется к своему стационарному значению лишь через 24—36 ч после остановки реактора. Таким образом, если запас реактивности невелик, то реактор практически в течение суток или двух не может быть выведен на мощность.

Пусть известен запас реактивности. Тогда типичная задача оптимизации ксеноновых процессов формулируется следующим образом. В течение

переходного процесса нужно так менять мощность реактора, чтобы: во-первых, если в конце переходного процесса снизить мощность до нуля, то, сколько бы времени реактор не находился на нулевой мощности, концентрация ^{135}Xe в нем не превышала бы заданной. Во-вторых, оптимизироваться в процессе изменения мощности должна какая-то характеристика, связанная с переходным процессом (например, минимизировалось время переходного процесса, т. е. время остановки реактора, или оптимизировалось энерговыделение в течение переходного процесса).

Качественный характер ксеноновых переходных процессов удобно изучать на фазовой плоскости, на которой по оси абсцисс отложена концентрация ^{135}I (в единице объема реактора), а по оси ординат — концентрация ^{135}Xe . На рис. 18.1 изображена подобная плоскость, причем концентрации ^{135}I и ^{135}Xe нормированы на макроскопическое сечение деления ядерного горючего.

Кривая ξ является кривой равновесных концентраций, определяемых выражениями (10.4): каждой точке этой кривой соответствует работа реактора в стационарном режиме на некоторой мощности W . При $W \rightarrow \infty$ кривая ξ стремится к горизонтальной асимпote $X_{ac} = \gamma/\sigma$. Конечная кривая, на которую переводится реактор в конце переходного процесса, обозначается обычно Ω . Эта кривая характеризуется единственной постоянной — значением концентрации ксенона в максимуме Q . Если реактор переведен на кривую Ω , то дальнейшее изменение состояния реактора на фазовой плоскости I, X

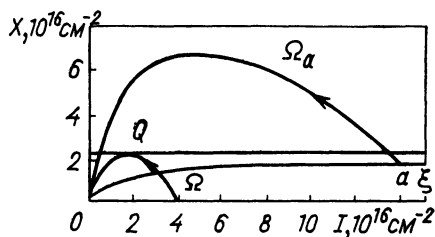


Рис. 18.1. Фазовые траектории переходных процессов

характеризуется движением по кривой Ω в сторону уменьшения I . Если реактор работал в стационарном состоянии на мощности, соответствующей точке a равновесной кривой ξ (см. рис. 18.1), то после его мгновенной остановки фазовая траектория, соответствующая иодной яме, будет на рис. 18.1 изображаться кривой Ω_a .

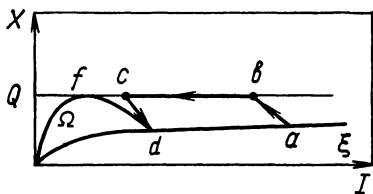


Рис. 18.2. Оптимальная траектория переходных процессов $abcd$

Наиболее реалистичная постановка задачи об оптимизации ксенонового переходного процесса включает ограничение на концентрацию ^{135}Xe в течение переходного процесса: обычно это ограничение совпадает с величиной Q для конечной кривой Ω . Это значит, что оптимальные траектории на фазовой плоскости I, X не могут выходить за $X=Q$.

Остановимся на качественных соображениях, которые дадут возможность определить характер оптимального режима. Для определенности, рассмотрим задачу о быстродействии, в которой необходимо за минимальное время из начальной точки a попасть на кривую Ω . Чтобы попасть на кривую Ω , надо дать возможность ^{135}I распасться (ведь ^{135}I практически не поглощает нейтронов). Для этого необходимо снизить (а еще лучше — довести до нуля) мощность реактора. Но этому мешает рост концентрации ^{135}Xe при остановке реактора. Следовательно, можно держать мощность, равную нулю, только до тех пор, пока траектория, исходящая из точки a на рис. 18.2, не дойдет до точки b , лежащей на ограничении $X=Q$. Далее следует двигаться по ограничению от точки b к точке c . Мощность при этом постепенно уменьшается. Если бы мы по ограничению двигались до точки f , лежащей на конечной кривой Ω , то в этой точке мощность была бы равна нулю. Но по мере приближения к f движение по $X=Q$ становится (во времени) все медленнее. Поэтому выгодно в точке c перевести реактор на полную мощность и перейти на кривую Ω в точке d , где кривая Ω пересекается с кривой ξ . (Строго говоря, в чисто оптимальном случае следовало бы перейти не в точку d , а несколько левее d на кривую Ω , так как оптимальная точка, куда следует переходить, зависит от исходных данных задачи и в математической теории оптимальных процессов определяется условиями трансверсальности.) Таким образом, оптимальная траектория для задачи на быстродействие оказывается трехфазной: $\{W=0; X=Q; W=W_{\text{макс}}\}$. В табл. 18.1 приведена зависимость минимального времени переходного процесса T от $\Phi_{\text{макс}}$. Считается, что $\Phi_{\text{макс}} = \Phi_{\text{равн}}$, где $\Phi_{\text{равн}}$ — плотность потока нейтронов, соответствующая равновесной

Минимальное время переходного процесса

$\Phi_{\text{макс}}, 10^{13} \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	4,73	5,62	7,10	9,03	10,0
$T, \text{ мин}$	120	298	525	763	865

концентрации ^{135}I и ^{135}Xe в точке a кривой ξ . Расчет проводился при $Q=5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$.

В табл. 18.2 приведена зависимость T от ограничения Q . Расчет проводился для энергетического тяжеловодного реак-

Таблица 18.2

Характеристики оптимального процесса снижения мощности

$Q, 10^{-16} \text{ см}^{-2}$	$\tau_1, \text{ ч}$	$\tau_2, \text{ ч}$	$\tau_3, \text{ ч}$	$T, \text{ ч}$	$E_{bc}/\Phi_{\text{макс}} T, \%$	$T_{\text{эф}}, \text{ ч}$
2,47	0,47	35,71	0,68	36,86	30,6	11,9
2,55	0,53	33,11	0,72	34,36	28,9	10,6
2,75	0,67	27,61	0,82	29,09	26,3	8,5
2,95	0,82	23,52	0,90	25,24	24,0	7,0
3,15	0,97	20,39	0,98	22,34	17,7	4,9

тора с газовым охлаждением АЭС А-1 (ЧССР). Равновесному состоянию соответствует $\Phi_{\text{равн}} = \Phi_{\text{макс}} = 8 \cdot 10^{13} \text{ нейтр.} \times \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В табл. 18.2 приведены также парциальные времена: τ_1 — на участке ab ; τ_2 — на участке bc ; τ_3 — на участке cd . Из данных табл. 18.2 следует, что, во-первых, T тем больше, чем меньше Q (для реактора А-1 $T=0$ при $Q=8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$, т. е. в этом случае нет переходного процесса, так как запас реактивности позволяет сразу остановить реактор на произвольное время); во-вторых, основная доля времени приходится на участок bc — движение по ограничению $X=Q$ (участок ab проходил за короткое время, поскольку Q невелико, а участок cd мал вследствие того, что при максимальной мощности ^{135}Xe выгорает).

В предпоследнем столбце табл. 18.2 для ориентировки приведено относительное значение выделяемой энергии на участке bc : $E_{bc}/\Phi_{\text{макс}} T$, причем нормировка проведена на ту энергию, которую выработал бы реактор, работая в течение всего переходного процесса X при максимальной плотности потока нейтронов. В последнем столбце дано эффективное время работы $T_{\text{эф}}$ реактора в переходном режиме, которое по определению равно $\int_0^T \varphi(t) dt / \Phi_{\text{макс}}$.

Характер полученного оптимального переходного процесса в общих чертах сохраняется и в задачах о минимуме и максимуме выделяемой в переходном процессе энергии, при этом, конечно, соответствующие задачи должны быть корректно сформулированы. Например, в задаче о максимуме выделяемой энергии необходимо задать время переходного процесса; если это время не задано, то задача имеет тривиальное решение — не надо уходить из начальной точки a , где $\varphi = \varphi_{\text{макс}}$.

До сих пор речь шла о ксеноновых оптимизационных задачах, в которых исходным считалось стационарное состояние реактора, т. е. рассматривалась остановка реактора после продолжительной (более 3 сут) работы на максимальной мощности. Большой интерес представляют и ксеноновые оптимизационные задачи циклического типа, когда равновесные концентрации ^{135}I и ^{135}Xe не успевают установиться в течение цикла. Наиболее простой режим подобного типа — это остановка реактора на ночь (что имеет место для ряда исследовательских и учебных реакторов и для энергетических реакторов, работающих в специальных эксплуатационных режимах). Математическая специфика подобных задач заключается в том, что имеется однозначная связь состояний реактора перед остановкой и в момент начала работы после остановки.

Время ночной стоянки обычно задано, и задача заключается в том, чтобы обеспечить нормальную эксплуатацию реактора в дневные часы при имеющемся запасе реактивности. Если этот запас реактивности мал, то мгновенная остановка реактора вечером из-за иодной ямы не позволит запустить его утром. Поэтому необходимо ввести оптимальный переходный процесс снижения мощности. Он оказывается многофазным, причем фазы, конечно, такие же, как и в рассмотренной выше задаче о минимальном времени переходного процесса, но чередование фаз и их продолжительность определяются спецификой рассматриваемой задачи.

В заключение этого раздела сделаем два общих замечания. Во-первых, в реальных условиях невозможно изменить мощность реактора скачком, как это имеет место, например, для оптимального процесса, изображенного на рис. 18.2, где мощность изменяется скачком в точках a, b, c, d : на скорость изменения мощности наложены ограничения, диктуемые прежде всего требованиями ядерной безопасности. Эти ограничения следует внести в формулировку оптимизационной задачи. В результате в оптимальном процессе там, где ранее были скачки мощности, появятся дополнительные фазы с максимально допустимыми скоростями изменения мощности.

Во-вторых, до сих пор речь шла о некоторых средних по объему реактора характеристиках: I, X и φ . Но, строго говоря, все эти величины зависят от пространственных координат.

Эту зависимость можно учесть путем использования метода моментов (вводятся моменты плотности потока нейтронов с весами I и X) и в результате двух-трех итераций получить решения с хорошей точностью (причем на каждой итерации решаются рассмотренные выше задачи для усредненных по пространству фазовых переменных).

18.3. ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НУКЛИДОВ

Оптимизация в общем случае возможна только тогда, когда есть два конкурирующих физических эффекта. В процессах образования нуклидов это может осуществляться двумя путями.

Во-первых, можно играть на конкуренции процессов распада и выгорания вследствие поглощения нейтронов различными нуклидами. Например, нас интересует образование некоторого нуклида, в цепочке получения которого из «стартового» материала имеется один β -распад, а все остальные превращения обусловлены захватом нейтронов. Спрашивается, надо ли во времени профилировать плотность потока нейтронов? Из общих соображений ясно, что разумное профилирование плотности потока нейтронов во времени должно привести к максимизации выхода интересующего нас нуклида. Действительно, если плотность потока нейтронов слишком мала, то промежуточный нуклид будет в основном распадаться, а не выгорать (и это хорошо!), но при этом выгорание стартового нуклида будет мало (и это плохо!). Если же плотность потока нейтронов очень велика, то промежуточный нуклид будет в основном выгорать, а не претерпевать β -распад (и это плохо!), но выгорание стартового материала будет велико (и это хорошо!). Очевидно, что должен найтись некоторый средний, оптимальный уровень плотности потока нейтронов, который обеспечит максимум образования конечного нуклида.

Во-вторых, в тех цепочках образования нуклидов, в которых нет распадных звеньев, но существует разная энергетическая зависимость сечений для различных нуклидов, можно это использовать, варьируя со временем спектр нейтронов, падающих на мишень (реально это, конечно, достигается тем, что со временем мишень перемещается в разные места реактора, различающиеся спектром нейтронов — в идеале можно мишень перемещать из одного реактора в другой). В качестве примера подобной оптимизации рассмотрим процесс получения ^{238}Pu из «стартовой» мишени ^{237}Np . Этот процесс описывается следующей цепочкой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} dx^{(1)}/dt &= -(\sigma_1 U + I_1 \omega) x^{(1)}; \\ dx^{(2)}/dt &= (\sigma_1 U + I_1 \omega) x^{(1)} - (\lambda + \sigma_2 U + I_2 \omega) x^{(2)}; \\ dx^{(3)}/dt &= \lambda x^{(2)} - (\sigma_3 U + I_3 \omega) x^{(3)}. \end{aligned} \right\} (18.1)$$

Здесь $x^{(1)}$, $x^{(2)}$, $x^{(3)}$ — концентрации ^{237}Np , ^{238}Np , ^{238}Pu соответственно; $U(t)$ и $\omega(t)$ — плотность потока тепловых и резонансных нейтронов; прочие обозначения обычные.

В данном процессе ($\lambda = 169,1 \text{ лет}^{-1}$) ^{238}Np так быстро распадается, что при обычных плотностях потоков нейтронов ($U \sim \omega \sim 10^{13} \div 10^{14}$ нейтр. \times $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) паразитное выгорание ^{238}Np не конкурирует заметным образом с его β -распадом. Приведем результаты оптимизации процесса, описываемого уравнениями (18.1). Исползованные значения физических постоянных соответствуют данным табл. 18.3.

Таблица 18.3
Значения физических постоянных, б

Нуклид	Индекс	σ	l
^{237}Np	1	170	946
^{238}Np	2	2070	880
^{238}Pu	3	500	150

Оптимальный процесс облучения получился примерно* следующий: сначала мишень надо облучать в максимальном потоке тепловых нейтронов и минимальном потоке резонансных нейтронов, а в конце — в минимальном потоке тепловых нейтронов и максимальном потоке резонансных нейтронов. При ограничениях $0 \leq U(t) \leq 10^{15}$ нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; $0 \leq \omega \leq 10^{14}$ нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и времени облучения $T = 0,5$ года эффект от оптимизации (по сравнению с облучением в тех же интегральных потоках, но равномерно распределенных по времени) сводился к увеличению примерно на 20—25% суммы $x^{(2)}(T) + x^{(3)}(T)$.

Подчеркнем, что оптимизация процессов образования различных нуклидов представляется весьма перспективным, но пока что еще недостаточно практически реализованным направлением.

* С точностью до аппроксимации центральной зоны с классическими управлениями релейными управлениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов: Пер. с англ./Под ред. В. Н. Артамкина.— М.: Атомиздат, 1974.

Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов: Пер. с англ./Под ред. Я. В. Шевелева.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961.

Владимиров В. И. Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов. Изд. 2-е.— М.: Атомиздат, 1976.

Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах.— М.: Атомиздат, 1959.

Климов А. Н. Ядерная физика и ядерные реакторы.— М.: Атомиздат, 1971.

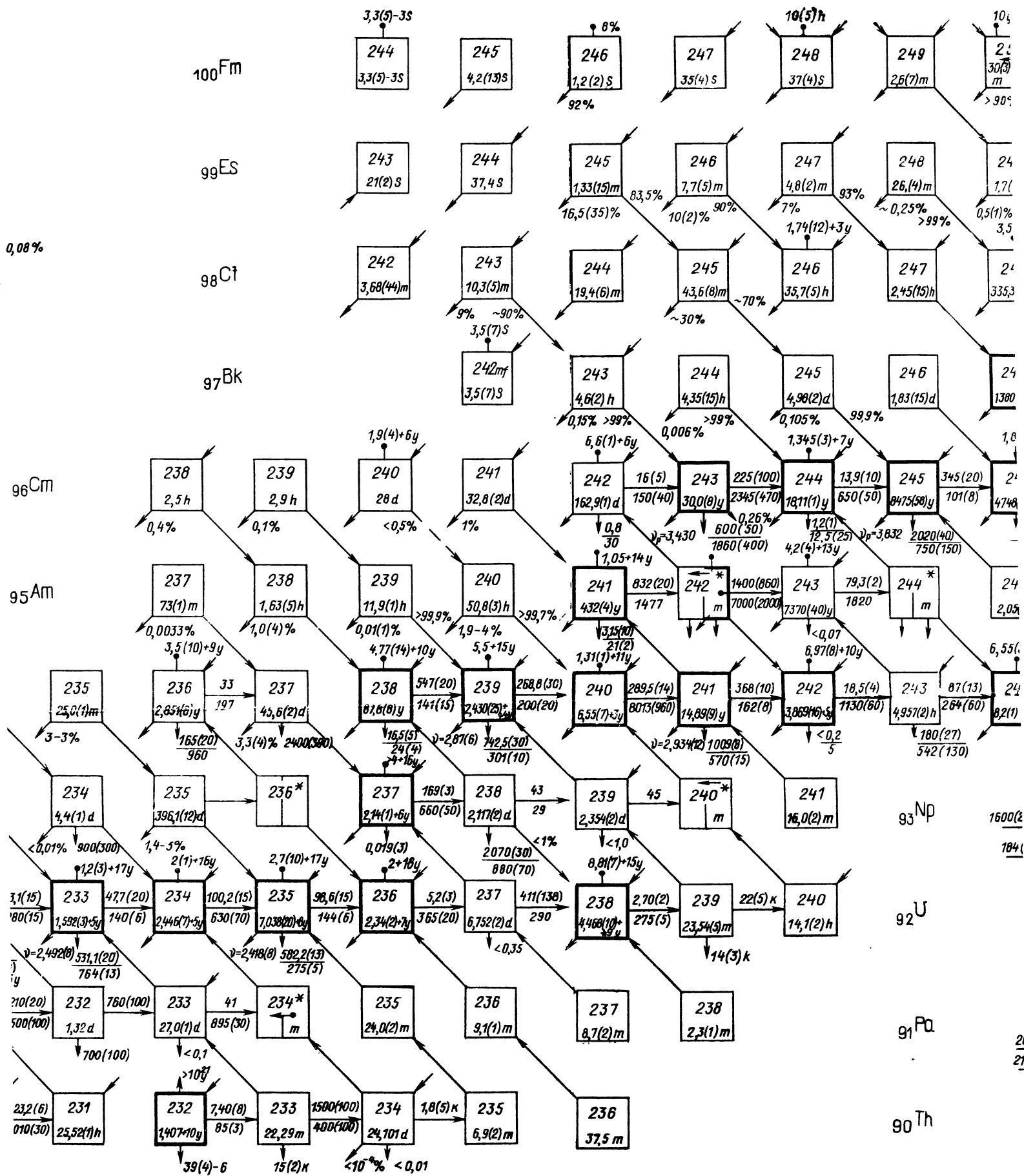
Левин В. Е. Ядерная физика и ядерные реакторы. Изд. 4-е.— М.: Атомиздат, 1975.

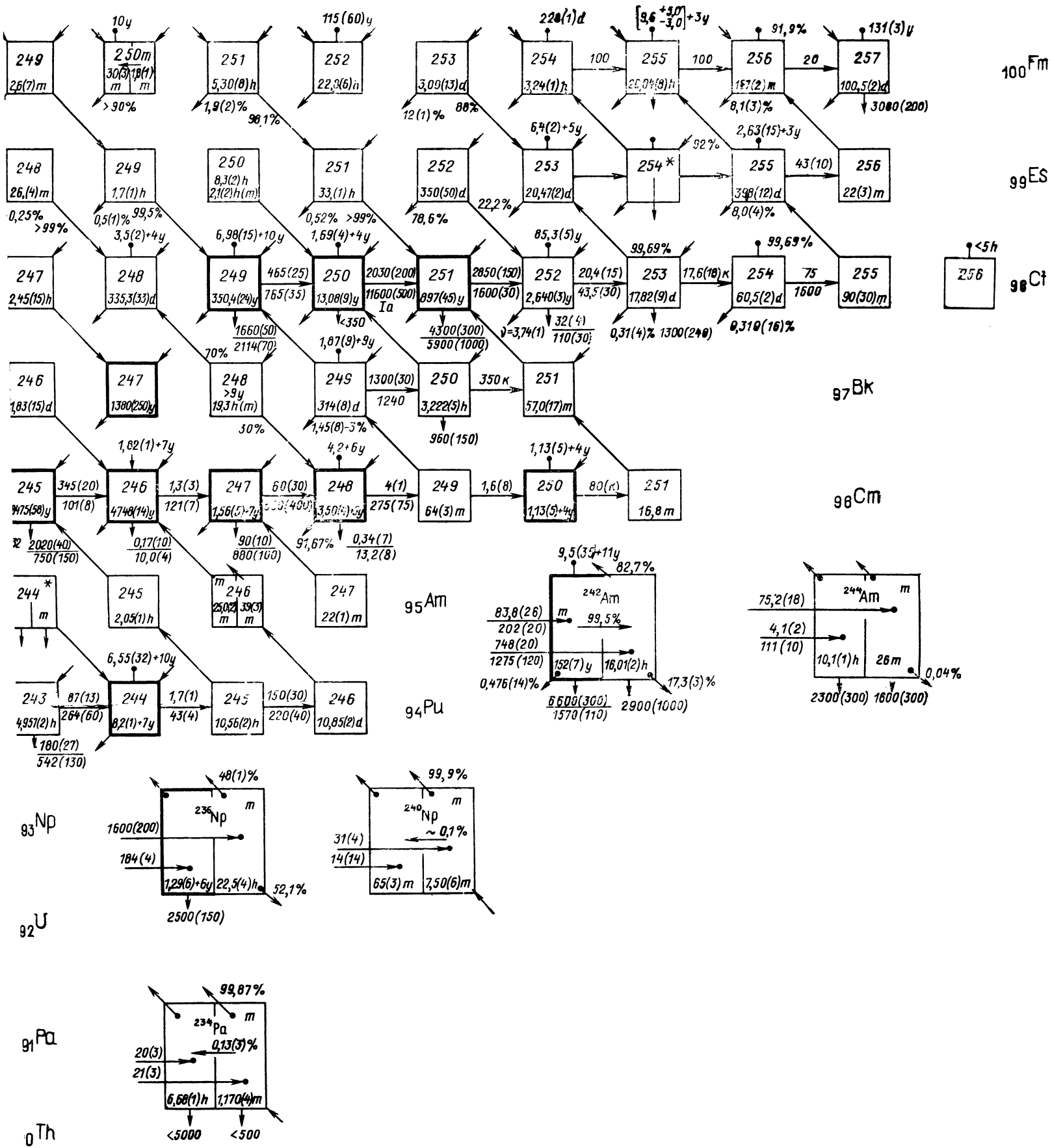
Рудик А. П. Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина.— М.: Атомиздат, 1971.

Смелов В. В. Лекции по теории переноса нейтронов. Изд. 2-е.— М.: Атомиздат, 1978.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОТОНОВ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ





ИБ № 827

Алексей Петрович Рудик

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

Редактор Г. В. Чернышова
Художественный редактор А. Т. Кирьянов
Обложка художника Б. Л. Резникова
Технический редактор О. Н. Адаскина
Корректор М. В. Косарева

Сдано в набор 28.03.79.

Подписано к печати 22.10.79. Т-17590.

Формат 60×90/16. Бумага кн.-журн.

Гарнитура литературная. Печать высокая.

Усл. печ. л. 7,5+0,32 вкл. Уч.-изд. л. 7,26+0,51 вкл.

Тираж 5700 экз. Зак. изд. 77073.

Зак. тип. 249. Цена 40 к.

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

Московская типография № 6 Союзполиграфпром
при Государственном комитете СССР
по делам издательства, полиграфии
и книжной торговли.

109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул.. 24.

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Атомиздат выпускает в свет в 1980 году книгу:

Пусконаладочные работы на АЭС с реакторами типа ВВЭР/ Волков А. П., Трофимов Б. А., Игнатенко Е. И. и др. — 8 л. — (Библиотека инженера АЭС). — 40 к. (книга объявлена в аннотированном плане 1980 г., позиция 89).

Изложены вопросы организации и проведения пусконаладочных работ на АЭС с водо-водяными энергетическими реакторами (ВВЭР). Подчеркивается значение организационной и технической документации. Освещены основные этапы пусконаладочных работ на ядерных паропроизводящих установках, а также их физические и энергетические пуски.

Для специалистов наладочных, строительных и монтажных организаций и эксплуатационного персонала АЭС.

При написании книги авторы использовали опыт, накопленный при пуске Кольской и Армянской АЭС.

Сообщаем адреса магазинов — опорных пунктов:

141980 Дубна, Московская обл., ул. Векслера, 11, книжный магазин «Эврика»

375019 Ереван, ул. Баракамутияна, 24, книжный магазин № 29

191040 Ленинград, Пушкинская ул., 2, магазин № 5 «Техническая книга»

22000 Минск, Ленинский пр., 48, магазин № 13 «Техническая книга»

121019 Москва, проспект Калинина, 26, «Московский дом книги»

630090 Новосибирск, Академгородок, ул. Ильича, Торговый центр, книжный магазин № 2

2420 Обнинск, Калужская обл., ул. Мигунова, 4, магазин № 1

432000 Ульяновск, ул. Гончарова, 3, магазин № 9 «Техническая книга»

310000 Харьков, ул. Свердлова, 17, магазин № 1 «Научная книга»

634050 Томск-50, ГСП-22 пер. Батенькова, 5, книжный магазин № 2