

ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

# ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ

# ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

Под редакцией чл.-кор. АН СССР  
Н. Н. Пономарева-Степного



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1985

ББК 31.46  
Т34  
УДК 621.039.517

Рецензент В. В. Хромов

**Тепловыделение в ядерном реакторе/Е. С. Глушков, В. Е. Демин, Н. Н. Пономарев-Степной, А. А. Хрулёв; Под ред. Н. Н. Пономарева-Степного. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 160 с.: ил.**

Рассмотрено распределение энергии по продуктам реакции деления. Изложены методы расчета тепловыделения в элементах реактора за счет осколков деления, замедления нейтронов, реакций под действием нейтронов с испусканием заряженных частиц, поглощения энергии  $\gamma$ -излучения, радиоактивного распада продуктов деления. Приводятся экспериментальные методы определения тепловыделения и сравниваются расчетные и экспериментальные данные.

Для инженерно-технических и научных работников в области ядерной энергетики. Может быть полезна студентам энергетических специальностей вузов.

Т 2304000000-475  
051(01)-85 203—85

ББК 31.46

**Евгений Серафимович Глушков  
Виктор Ефимович Демин  
Николай Николаевич Пономарев-Степной  
Анатолий Александрович Хрулёв**

**ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ**

Редактор О. М. Малявина  
Художественный редактор Б. Н. Тумин  
Технический редактор О. Н. Адашкина  
Корректор З. Б. Драновская

ИБ № 1460

Сдано в набор 22.05.85 Подписано в печать 17.10.85. Т-21616  
Формат 60×90<sup>1/16</sup> Бумага типографская № 1 Гарнитура литературная  
Печать высокая Усл. печ. л. 10,0 Усл. кр.-отт. 10,0 Уч.-изд. л. 11,94  
Тираж 1600 экз. Заказ 386. Цена 95 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 109088. Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

© Энергоатомиздат, 1985

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Современное развитие энергетики характеризуется внедрением ядерных реакторов в электроэнергетику, теплоснабжение, морской транспорт, а также поиском и разработкой ядерных источников энергии для новых областей ее применения.

Эффективность использования ядерных реакторов различного назначения зависит от их теплонапряженности, поэтому рассмотрение вопросов тепловыделения в ядерном реакторе является актуальной задачей.

Энергия деления под действием нейтронов реализуется в виде кинетической энергии продуктов реакции деления и энергии  $\gamma$ -квантов, т. е. в виде энергии частиц и  $\gamma$ -квантов. Эта энергия в результате взаимодействия со средой превращается в энергию теплового движения атомов материалов ядерного реактора. При проектировании и эксплуатации реактора важно знать, в каких элементах и в каком количестве выделяется тепло, с тем чтобы были обеспечены необходимые условия охлаждения реактора на всех режимах его работы.

Данная книга как раз и посвящена систематическому изложению широкого круга вопросов, связанных с тепловыделением в элементах ядерного реактора. В ней приводятся необходимые для определения тепловыделения сведения о распространении реакторных излучений в веществе, рассмотрены распределения энергии по продуктам реакции деления, физика процессов взаимодействия продуктов реакции деления со средой с выделением тепловой энергии, распределение тепловыделения по элементам ядерного реактора.

Предложены эффективные расчетные методы для определения распределения тепловыделения в различных элементах ядерного реактора.

Расчетные методы, требующие использования современных ЭВМ, сочетаются с приближенными соотношениями, полезными для быстрых оценок при проектировании и эксплуатации реакторов. Наряду с расчетными методами приводятся основные сведения об экспериментальных методах определения тепловыделения в реакторе. Чтобы облегчить чтение, наиболее громоздкие выкладки и формулы вынесены в приложения к книге.

Авторы особенно признательны проф. В. В. Хромову, который тщательно прорецензировал рукопись и сделал полезные замечания, большинство из которых было учтено.

Все замечания о книге авторами будут приняты с благодарностью.

# Глава 1

## ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ В РЕАКТОРЕ

### 1. ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ

Выделение мощности при работе ядерного реактора происходит за счет цепной реакции деления ядер урана, плутония и других транс-урановых элементов под действием нейтронов.

Деление ядра с массовым числом  $A^*$  под действием нейтронов происходит в два этапа. Сначала образуется составное ядро с массовым числом  $A + 1$ , которое находится в возбужденном состоянии, затем это составное ядро может разделиться с образованием осколков деления с массовыми числами  $A_1$  и  $A_2$ , нейтронов и  $\gamma$ -квантов (рис. 1.1). При этом практически мгновенно выделяется энергия в виде кинетической энергии осколков деления, нейтронов и энергии  $\gamma$ -квантов. Поскольку осколки деления представляют собой радиоактивные ядра, при  $\beta$ -распаде их происходит выделение энергии с некоторым запаздыванием по отношению к моменту деления.

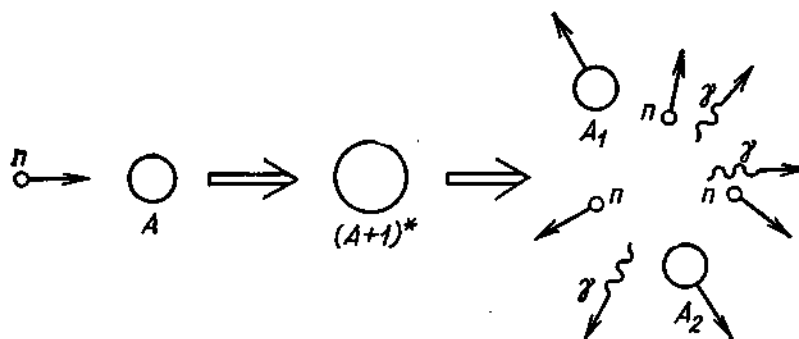


Рис. 1.1. Схема деления ядра

Ниже процесс выделения энергии при делении рассматривается более подробно на примере деления урана-235.

**Кинетическая энергия осколков деления.** Основная часть энергии деления приходится на кинетическую энергию осколков деления. Значение энергии, уносимой осколками деления урана-235, составляет согласно калориметрическим измерениям и измерениям потерь на ионизацию  $168 \pm 5$  МэВ.

Распределение осколков деления по кинетической энергии имеет два пика: один — около 65 МэВ для тяжелых осколков и другой — около 100 МэВ для легких осколков, причем распределение имеет

\* Список обозначений приведен в конце книги.

заметную ширину. Характер энергетического распределения осколков деления можно проиллюстрировать на примере распределения, полученного из экспериментальных данных при делении с образованием одного из осколков с массовым числом 97:

$$f_{\text{оск}}(E) = A \exp[-0,007(E - E_{\text{оск}})^2],$$

где  $E_{\text{оск}}$  — средняя кинетическая энергия осколков деления, МэВ;  $A$  — нормирующий множитель.

Обычно при расчете тепловыделения в активной зоне реактора не интересуются энергетическим распределением осколков, принимая значение их энергии равным среднему значению энергии пары осколков.

Осколки деления в значительной степени ионизированы. Начальный заряд осколка деления составляет примерно 20 зарядов электрона. Разлетаясь с большими скоростями от того места, где произошло деление, осколки передают веществу основную часть своей энергии (95—97 %) путем ионизации среды, образуя на своем пути несколько миллионов пар ионов.

Замедляясь, осколки деления захватывают электроны и становятся электрически нейтральными атомами (продуктами деления).

Часть энергии осколков рассеивается при упругих и неупругих соударениях с атомами вещества. Затормозившийся осколок деления, являющийся, как правило, радиоактивным атомом, внедряется в вещество. Торможение осколков происходит на коротком отрезке пути, который характеризуется данными [1], приведенными в табл. 1.1. Время торможения осколков деления составляет около  $10^{-12}$  с.

Таблица 1.1. Максимальный пробег осколков деления в некоторых материалах

Материал	Al	Cu	U <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	U
Длина пробега: мг/см <sup>2</sup>	3,7	5,2	10,0	12,6
мкм	13,7	5,8	11,9	6,7

Энергия, переданная осколками деления веществу, превращается в тепловую энергию движения атомов, и лишь незначительная ее доля идет на образование дефектов или изменение химических связей в материале. Можно себе представить также процессы, при которых значительная часть энергии осколков деления может пойти непосредственно на стимулирование химических реакций или на прямое получение электрической энергии.

Из данных, приведенных в табл. 1.1, следует, что энергия, уносимая осколками деления, выделяется в непосредственной близости от места, где произошло деление, т. е. в тепловыделяющих элементах, причем эта энергия выделяется практически без запаздывания (мгновенно) относительно акта деления.

**Энергия нейтронов деления.** В процессе деления ядра урана-235 испускается в среднем около 2,5 мгновенных нейтрона. В этом случае суммарная энергия, приходящаяся на нейтроны деления,  $E_n = 5 \pm 0,5$  МэВ, и их энергетический спектр находится в весьма широких пределах — от нескольких десятков килоэлектрон-вольт до 20 МэВ.

Для случая деления урана-235, вызванного медленными нейтронами, энергетический спектр нейтронов деления хорошо описывается полуэмпирической формулой [1, 2]

$$\chi(E) = 0,484 \operatorname{sh} \sqrt{2E} \exp(-E), \quad (1.1)$$

где  $E$  — энергия нейтронов деления, МэВ.

Формула нормирована на один нейтрон, испускаемый при делении. Средняя энергия, приходящаяся на один нейтрон при делении урана-235, составляет около 2 МэВ. В табл. 1.2 приведено энергетическое распределение нейтронов деления, где  $f(E)$  — доля нейтронов, энергия которых превышает значение  $E$ .

Таблица 1.2. Энергетическое распределение нейтронов деления

$E$ , МэВ	2	4	5	8	10	16
$f(E)$ , %	40	11	5,5	0,60	0,12	$9,2 \cdot 10^{-4}$

Помимо мгновенных нейтронов деления возникают запаздывающие нейтроны, появление которых связано с радиоактивным распадом продуктов деления. Однако их доля невелика — при делении урана-235 тепловыми нейтронами она составляет 0,65 %, поэтому в энергетическом балансе роль запаздывающих нейтронов незначительна.

Нейтроны, образующиеся при делении, теряют свою энергию в результате упругих и неупругих соударений с ядрами материалов различных элементов реактора. Энергия нейтрона при этом в основном передается ядрам отдачи, которые рассеивают ее в веществе, ионизируя среду и испытывая упругие и неупругие соударения с атомами. Таким образом, энергия нейтронов в конечном счете переходит в энергию теплового движения атомов и частично идет на образование дефектов структуры.

При неупругом рассеянии нейтронов в отличие от упругого рассеяния наряду с образованием ядра отдачи энергия нейтрона частично идет на возбуждение ядра с последующим испусканием  $\gamma$ -квантов, энергия которых учитывается в балансе энергии деления отдельно.

Так как процесс замедления мгновенных нейтронов деления происходит за времена, составляющие малые доли секунды, то практически вся их кинетическая энергия непосредственно вслед за делением переходит в энергию теплового движения. В процессе



замедления нейтронов деления путем последовательных соударений с ядрами вещества происходит их миграция по объему реактора и тепло выделяется во всех его элементах. Средняя длина замедления нейтронов деления определяется составом материала и его плотностью.

Длина замедления нейтронов деления в водородсодержащих средах составляет несколько сантиметров, в других материалах — десятки сантиметров. Часть замедляющихся нейтронов покидает реактор, унося с собой небольшую долю энергии деления.

**Энергия мгновенных  $\gamma$ -квантов.** Энергия мгновенных  $\gamma$ -квантов составляет  $E_{\gamma}^{\text{мгн}} = 7,8$  МэВ на одно деление для урана-235. Энергетический спектр этого излучения [2, 3] представлен в табл. 1.3.

Таблица 1.3. Энергетический спектр мгновенного  $\gamma$ -излучения [3], возникающего при делении

Интервал энергии, МэВ	Число $\gamma$ -квантов на одно деление в указанном интервале энергии	Число $\gamma$ -квантов на одно деление, обладающих энергией $E$
0,25—0,75	3,1	3,2 при 1 МэВ
0,75—1,25	1,9	
1,25—1,75	0,84	0,8 при 1,5 МэВ
1,75—2,25	0,55	
2,25—2,75	0,29	0,85 при 2,3 МэВ
2,75—3,25	0,15	0,15 при 3 МэВ
3,25—3,75	0,062	
3,75—4,25	0,065	
4,25—4,75	0,024	
4,75—5,25	0,019	0,2 при 5 МэВ
5,25—5,75	0,017	
5,75—6,25	0,007	
6,25—6,75	0,004	

Примечание. Полная энергия мгновенных  $\gamma$ -квантов составляет 7,8 МэВ на одно деление.

Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом происходит в основном в результате протекания одного из трех процессов: фотоэффекта, комптоновского рассеяния или образования пары электрон — позитрон. В этих процессах энергия  $\gamma$ -квантов передается электронам и превращается в энергию теплового движения атомов вещества.

Часть энергии в ионизированном веществе преобразуется в энергию химических связей.  $\gamma$ -Кванты обладают значительным пробегом в веществе, поэтому их поглощение, а следовательно, и передача энергии материалам реактора происходит во всем объеме реактора. Частично  $\gamma$ -кванты покидают пределы реактора.

**Энергия радиоактивного распада продуктов деления.** В процессе деления возможно образование различных пар осколков деления. Число типов пар осколков, образующихся при делении ядер урана-235, превышает 30. В осколках деления отношение числа



нейтронов к числу протонов больше величины, характерной для стабильных нуклидов, вследствие чего происходит серия последовательных  $\beta$ -распадов (в среднем 3—4). При  $\beta$ -распадах образуются возбужденные ядра, которые переходят в основное состояние с испусканием  $\gamma$ -квантов;  $\beta$ -распад сопровождается также испусканием нейтрино (антинейтрино). В среднем на одно деление при  $\beta$ -распаде освобождается около 26 МэВ энергии (энергия  $\beta$ -частиц  $E_\beta \approx 8$  МэВ, энергия  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma^{\text{зап}} \approx 6$  МэВ и нейтрино (антинейтрино)  $E_\nu = 12$  МэВ).  $\beta$ -Частицы тормозятся в веществе, проходя небольшие расстояния. Например, поток  $\beta$ -частиц с энергией 1 МэВ ослабляется в «е» раз на пути, соответствующем толщине материала примерно 0,5 г/см<sup>2</sup>.

Вследствие небольшого пробега  $\beta$ -частиц вся их энергия практически передается веществу в зоне образования  $\beta$ -частиц, т. е. в зоне расположения делящегося вещества. Энергия  $\gamma$ -квантов передается материалам реактора по всему объему.

Энергия нейтрино практически полностью уносится за пределы реактора ввиду чрезвычайно высокой их проникающей способности, поэтому ее можно не учитывать в общем балансе энерговыделения в реакторе.

Процесс освобождения энергии радиоактивных продуктов деления протекает во времени. Временная зависимость выделения энергии  $\beta$ -частицами  $B(t)$ , МэВ/(с·дел), и  $\gamma$ -квантами  $\Gamma(t)$ , МэВ/(с·дел), достаточно удовлетворительно для инженерных расчетов описывается по истечении  $t \geq 1,0$  с после акта деления полуэмпирическими формулами Вея и Вигнера:

$$B(t) = 1,4t^{-1,2}; \quad (1.2)$$

$$\Gamma(t) = 1,26t^{-1,2}. \quad (1.3)$$

Выделение энергии радиоактивного распада продуктов деления происходит и после прекращения процесса деления ядер в реакторе. Энергетический спектр испускаемых  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов зависит от времени, прошедшего после деления.

В работе [4] приведены более точные формулы для расчета остаточного энерговыделения продуктов деления урана-235 тепловыми нейтронами:

$$B(t) = \sum_i \beta_i \exp(-\lambda_i t);$$

$$\Gamma(t) = \sum_i \gamma_i \exp(-\tilde{\lambda}_i t),$$

где  $i=1, \dots, 10$ .

Значения  $\beta_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $\gamma_i$ ,  $\tilde{\lambda}_i$  приведены в табл. 1.4. Спектр  $\gamma$ -квантов продуктов деления представлен в табл. 1.5.

Энергия, выделяющаяся при захвате нейтрона. Нейтроны, диффундируя в реакторе, имеют вероятность поглотиться ядрами материалов реактора. Образующиеся в результате поглощения нейтронов возбужденные ядра переходят в основное состояние прак-

Таблица 1.4. Значения констант  $\beta_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $\gamma_i$  и  $\bar{\lambda}_i$ 

$i$	$\beta_i$	$\lambda_i$	$\gamma_i$	$\bar{\lambda}_i$
1	0,484	0,82	0,0723	0,058
2	0,330	0,25	0,0133	0,014
3	0,0817	0,071	$2,62 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$
4	0,0163	0,016	$3,71 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-4}$
5	0,0019	0,0038	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
6	$0,65 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,42 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-5}$
7	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$2,58 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
8	$1,63 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^{-5}$	$6,06 \cdot 10^{-7}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$
9	$5,53 \cdot 10^{-6}$	$1,75 \cdot 10^{-5}$	$2,26 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
10	$3,23 \cdot 10^{-7}$	$2,20 \cdot 10^{-6}$	$2,90 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$

Таблица 1.5. Энергетический спектр  $\gamma$ -излучения продуктов деления во время работы реактора [5]

Интервал энергии, МэВ	$E_{эф.}$ МэВ	$\Gamma_{зап.}$ МэВ/дел	Интервал энергии, МэВ	$E_{эф.}$ МэВ	$\Gamma_{зап.}$ МэВ/дел
0,1—0,4	0,4	0,645	1,8—2,2	2,18	0,677
0,4—0,9	0,8	3,87	2,2—2,6	2,5	0,290
0,9—1,35	1,3	0,645	>2,6	2,8	0,032
1,35—1,8	1,7	1,06			

Примечание. Полная энергия запаздывающих  $\gamma$ -квантов продуктов деления составляет 7,2 МэВ на одно деление.

тически мгновенно или в процессе радиоактивного распада при испускании  $\gamma$ -кванта или какой-либо частицы, обладающей определенной энергией. Эта энергия не является прямым следствием деления, но ее обычно учитывают в общем балансе энергии деления при расчете тепловыделения в материале реактора.  $\beta$ -Излучение, возникающее в результате активационного захвата нейтрона, играет незначительную роль в энергетическом балансе реакции деления. Однако в отдельных случаях возникает необходимость его учета.

В тепловых реакторах, работающих на слабообогащенном уране, на каждое деление урана за счет поглощения нейтрона ураном-238 в среднем образуется 0,5—0,6 ядра урана-239, которые при последовательном  $\beta$ -распаде переходят сначала в нептуний-239, а затем в плутоний-239 (с периодами полураспада 23 мин и 2,3 сут). Энерговыведение при  $\beta$ -распаде этих элементов малосущественно для работающего реактора, но после остановки реактора оно может составлять более 30 % энерговыведения от распада продуктов деления.

Реакции поглощения нейтронов с образованием  $\alpha$ -частиц и протонов происходят в основном на легких ядрах. И хотя в общем балансе энергии деления их роль относительно невелика, для некоторых элементов реактора, в частности для органов регулирования, содержащих значительные количества поглотителей нейтронов (таких как бор, литий), вклад энерговыделения от образующихся заряженных частиц существен.

Количество поглощенных нейтронов, отнесенных на одно деление, а также энергия, выделяющаяся на один акт поглощения, зависят от типа реактора и материалов, входящих в его состав. Приблизительно можно считать, что на одно деление за счет захвата нейтронов приходится 5—10 МэВ энергии. Благодаря диффузии нейтронов эта энергия может выделяться по всему объему реактора.

Таким образом, в результате реакций деления ядер под действием нейтронов и последующего радиоактивного распада осколков деления, а также сопутствующих нейтронных реакций в реакторе возникает поле излучений, включающее в себя потоки осколков делений, нейтронов,  $\gamma$ -квантов, электронов и других заряженных частиц. Энергия этих излучений превращается при взаимодействии с веществом в тепловую энергию, выделяющуюся в различных элементах реактора. Лишь небольшая доля излучения в виде потоков нейтронов и  $\gamma$ -квантов выходит за пределы реактора, создавая радиационную опасность в окружающем пространстве. Часть энергии излучения идет в материалах реактора на образование дефектов структуры вещества и изменение его химических связей.

Перечисленные выше данные об энергии, выделяющейся в реакторе при делении ядер урана-235, сведены в табл. 1.6. С учетом энергии, выделяющейся при захвате нейтрона, принимается, что

Таблица 1.6. Энергия деления урана-235 тепловыми нейтронами

Место, где выделяется энергия	Энергия, выделяющаяся сразу после деления (мгновенно), МэВ	Энергия, выделяющаяся постепенно после деления (с запаздыванием), МэВ	Итого, МэВ
Вблизи места деления (в твэ-лах)	$E_{\text{оск}}=168$	$E_{\beta}=8$	176
Рассеяна по всему реактору	$E_n=5$ $E_{\gamma}^{\text{мгн}}=8$	$E_{\gamma}^{\text{зап}}=6$	19
Итого	181	14	195

Примечание. За счет захвата нейтронов на одно деление дополнительно выделяется энергия  $E^{\text{зах}}=5+10$  МэВ.

на один акт деления выделяется приблизительно 200 МэВ энергии. Используя эту величину, можно получить следующий переводной коэффициент:

1 Вт соответствует  $3,1 \cdot 10^{10}$  дел/с.

Это означает, что при делении 1 г урана-235 выделяется  $\sim 1 \text{ МВт} \times \text{сут}$  энергии.

При поглощении нейтронов ядрами урана-235 конкурирующими процессами являются деление и радиационный захват с образованием урана-236. Соотношение скоростей реакций деления и радиационного захвата составляет для тепловых нейтронов приблизительно 0,84 : 0,16. Это означает, что при «сгорании» 1 г урана-235 выделяется  $\sim 0,8 \text{ МВт} \cdot \text{сут}$  энергии.

При анализе данных табл. 1.6 можно сделать следующие выводы.

1. Выделение энергии деления происходит во всех элементах реактора.

2. В процессе работы реактора на мощности более 90 % энергии выделяется в материале твэлов.

3. Частично энергия деления аккумулируется радиоактивными продуктами деления; ее выделение может происходить и после остановки реактора. Доля энергии, выделяемой в твэлах после остановки реактора, составляет около 60 %.

До сих пор рассматривалось деление урана-235. В будущем в качестве делящегося материала помимо урана-235 все возрастающую роль будет играть вторичное ядерное топливо (уран-233, получаемый из тория-232, и плутоний-239, получаемый из урана-238). Поэтому уместно сравнить величину и распределение энергии деления по продуктам реакции для этих нуклидов с энергией деления урана-235.

В приложении 3 приводятся такие данные [6, 7]. Они показывают, что энергия деления и ее распределение по продуктам реакции для других нуклидов близки к таковым для урана-235, и поэтому, без нарушения общности в дальнейшем тепловыделение в элементах ядерного реактора рассматривается на примере использования урана-235 в качестве делящегося вещества.

## 2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

Все виды реакторного излучения являются прямым или косвенным результатом ядерных реакций, происходящих под действием нейтронов в материалах реактора. Следовательно, распределения источников реакторного излучения и, в конечном счете, тепловыделения определяются пространственно-энергетическим распределением нейтронов в реакторе.

Как известно, нейтроны в ядерном реакторе появляются при делении ядер, причем в среднем на одно деление появляется  $\nu$  вторичных нейтронов, где  $\nu \approx 2,5 \div 3,5$  в зависимости от сорта делящегося вещества и энергии нейтронов, вызывающих деление.

Средняя энергия нейтрона деления составляет примерно  $2 \cdot 10^6$  эВ. Сталкиваясь с ядрами вещества, нейтроны замедляются и диффундируют. В процессе замедления и диффузии нейтронов могут проходить ядерные реакции под действием нейтронов, такие как неупругое и упругое рассеяние нейтронов, их поглощение, утечка из реактора, деление ядер, которое приводит к появлению новых нейтронов деления. Таким образом, при работе ядерного реактора реализуется цепной ядерный процесс.

Возможность цепного ядерного процесса в ядерном реакторе характеризуется эффективным коэффициентом размножения нейтронов  $k_{\text{эф}}$ , представляющим собой отношение плотности источников нейтронов деления двух последовательных поколений.

Для изучения пространственно-энергетического распределения нейтронов в ядерном реакторе вводится понятие плотности потока нейтронов  $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$ , причем  $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d\Omega dt$  означает число нейтронов с энергией в интервале от  $E$  до  $E + dE$  и с направлениями полета в интервале от  $\Omega$  до  $\Omega + d\Omega$ , которые пересекают единичную площадку, ориентированную перпендикулярно направлению  $\Omega$ , вблизи точки  $\mathbf{r}$  за время от  $t$  до  $t + dt$ .

Плотность потока нейтронов в реакторе удовлетворяет газокинетическому уравнению Больцмана [1, 8—11]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \Omega \nabla \varphi = -\Sigma_t \varphi + \int \varphi(\mathbf{r}, E', \Omega', t) \Sigma_{si}(\mathbf{r}, E') \times \\ \times W(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) dE' d\Omega' + S(\mathbf{r}, E, \Omega, t). \quad (2.1)$$

Здесь  $\Omega$  — единичный вектор, указывающий направление полета нейтрона;  $\Sigma_{si}(\mathbf{r}, E)$  — макроскопическое сечение упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией  $E$  в точке  $\mathbf{r}$ ;  $W(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$  — индикатриса рассеяния (плотность вероятности для упругого и неупругого рассеянных нейтронов перейти из пучка  $(E', \Omega')$ , т. е. с энергией  $E'$  и направлением движения  $\Omega'$ , в пучок  $(E, \Omega)$ ). Индикатриса нормирована на единицу, т. е.

$$\int W(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) dE d\Omega = 1;$$

$\Sigma_t$  — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов;  $S(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$  — плотность источников нейтронов, которые включают в себя нейтроны от внешнего источника, не связанного с делением ядер, и нейтроны деления.

Стационарное уравнение Больцмана для случая, когда внешние источники нейтронов отсутствуют и нейтроны появляются за счет делений (в предположении, что угловое распределение нейтронов деления изотропно), имеет вид

$$\Omega \nabla \varphi + \Sigma_t \varphi = \int \varphi(\mathbf{r}; E', \Omega') \Sigma_{si}(\mathbf{r}, E') W(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) dE' d\Omega' + \\ + \frac{1}{k_{\text{эф}}} \frac{\chi(E)}{4\pi} \int \varphi(\mathbf{r}; E', \Omega') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') v_f(\mathbf{r}, E') dE' d\Omega'. \quad (2.2)$$

Здесь  $\chi(E)$  — спектр нейтронов деления ( $\chi(E) = 0,484 \exp(-E) \times \times \operatorname{sh} \sqrt{2E}$ );  $\Sigma_f$  — макроскопическое сечение деления;  $\nu_f$  — число вторичных нейтронов, приходящихся на одно деление;  $k_{\infty}$  — собственные значения однородного уравнения (2.2) (максимальное значение  $k_{\infty}$  является эффективным коэффициентом размножения нейтронов в ядерном реакторе).

К уравнению (2.2) необходимо добавить следующие условия, накладываемые на  $\varphi$  на внешней границе реактора  $R$ :

$$\varphi(r, E, \Omega) > 0 \quad \text{внутри реактора;}$$

$$\varphi(R, E, \Omega) = 0 \quad \text{при } (\Omega, n) < 0,$$

где  $n$  — внешняя нормаль к поверхности реактора. Предполагается, что внешняя поверхность реактора является невогнутой.

Уравнение (2.2) и граничные условия, о которых говорилось выше, описывают распределение плотности потока во всей области изменения энергии нейтронов, включая и область формирования спектра тепловых нейтронов (область термализации). Для этой области энергии, сравнимой с энергией теплового движения среды, необходимо учитывать тепловое движение ядер при нахождении макроскопических сечений и индикатрисы рассеяния нейтронов, поскольку их значения определяются относительной энергией нейтронов и ядер.

Часто энергетический спектр тепловых нейтронов находится упрощенно и затем все тепловые нейтроны объединяются в одну энергетическую группу с плотностью потока  $\varphi_m(r, \Omega)$  и с усредненными по спектру нейтронов эффективными сечениями.

Уравнение Больцмана аналитически может быть решено только в небольшом количестве случаев, поэтому для его решения используются, как правило, численные методы. Однако и в этом случае решение затрудняется сложной зависимостью параметров, входящих в уравнение, от энергии нейтронов, а также угловой зависимостью.

В связи с этим обычно используют некоторые приближения к исходному уравнению Больцмана. Для описания энергетической зависимости наиболее часто используется многогрупповое приближение, суть которого состоит в том, что вся область энергии нейтронов разбивается на некоторое количество интервалов (групп) и каждому такому интервалу соотносят плотность потока нейтронов, причем, если граничные энергии для группы  $j$  обозначить  $E_{j-1}$  и  $E_j$  (группы нумеруются в порядке уменьшения энергии нейтрона), плотность потока  $j$ -й энергетической группы определяется следующим образом:

$$\varphi_j(r, \Omega) = \int_{E_j}^{E_{j-1}} \varphi(r, E, \Omega) dE. \quad (2.3)$$

Уравнение (2.2) с учетом (2.3) в предположении о возможности разделения энергетической зависимости и пространственно-уг-

ловой зависимости для каждой группы преобразуется к виду

$$\Omega \nabla \Phi_j(r, \Omega) + \sum_l^j \Phi_l(r, \Omega) = \sum_{l=1}^m \int \Phi_l(r, \Omega') \Sigma_{sl}^l(r) \overset{l \rightarrow j}{W}(r, \Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega' + \\ + \frac{1}{k_{\text{эф}}} \frac{\chi_j}{4\pi} \sum_{l=1}^m \nu_l^j \Sigma_f^l \int \Phi_l(r, \Omega') d\Omega', \quad (2.4)$$

где  $\Sigma_l^l$ ,  $\Sigma_{sl}^l$ ,  $\Sigma_f^l$ ,  $\overset{l \rightarrow j}{W}(r, \Omega' \rightarrow \Omega)$  — усредненные по энергии групповые константы.

Дальнейшие приближения касаются угловой зависимости плотности потока, способ упрощения которой и определяет название метода.

Широко используются следующие методы.

1. Дискретное представление угловой зависимости с последующим численным решением полученных уравнений ( $S_n$ -метод).

2. Разложение угловой зависимости по сферическим гармоникам ( $P_n$ -метод).

3. Диффузионное приближение ( $P_1$ -приближение с учетом слабой угловой зависимости индикатрисы рассеяния).

Кроме этих методов используется также метод Монте-Карло, при котором разыгрывается некоторый случайный процесс, моделирующий физические явления, происходящие в реакторе, поведение нейтронов в котором имеет стохастический характер. При этом на ЭВМ моделируется большое число историй нейтронов. Для определения места столкновений нейтрона и их типа (поглощение, рассеяние и т. п.) используются вырабатываемые ЭВМ случайные числа, равномерно распределенные на интервале от 0 до 1. Результат расчета по методу Монте-Карло является статистической величиной, и ее относительная погрешность обратно пропорциональна корню квадратному из числа событий, ее определяющих.

В ряде случаев используется интегральный метод решения уравнения Больцмана, в котором угловая зависимость не содержится (метод вероятности столкновений).

Наиболее простым является диффузионное приближение, в связи с чем оно часто используется в практике расчетов реактора. В этом приближении вводится в рассмотрение плотность скалярного потока нейтронов  $\Phi(r, E)$ , не содержащая угловой зависимости:

$$\Phi(r, E) = \int_{4\pi} \phi(r, E, \Omega) d\Omega.$$

Многогрупповые уравнения (2.4) в диффузионном приближении преобразуются к виду

$$-\nabla D^j \nabla \Phi_j + \Sigma_a^j \Phi_j + \Sigma_c^j \Phi_j + \Sigma_{in}^j \Phi_j = \frac{\chi_j}{k_{\text{эф}}} \sum_{l=1}^m \nu_l^j \Sigma_f^l \Phi_l + \sum_{l=1}^{j-1} \overset{l \rightarrow j}{\Sigma}_{\text{пер}} \Phi_l, \quad (2.5)$$



где  $\Phi_j(\mathbf{r}) = \int \phi_j(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega$  — плотность скалярного потока нейтронов  $j$ -й группы;  $\nabla$  — оператор набла (для прямоугольной системы координат  $\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$ );  $\Sigma_a^j$  — макроскопическое сечение поглощения нейтронов  $j$ -й группы, включая реакцию деления;  $\Sigma_e^j$  — макроскопическое сечение упругого замедления нейтронов  $j$ -й группы;  $\Sigma_{in}^j$  — макроскопическое сечение неупругого замедления нейтронов  $j$ -й группы;  $\nu_f^j$  — число вторичных нейтронов, приходящихся на одно деление за счет нейтронов  $j$ -й группы;  $\Sigma_f^j (\Sigma_f^j)$  — макроскопическое сечение деления для нейтронов  $l$ -й ( $j$ -й) группы;  $\sum_{\text{пер}}^{l \rightarrow j}$  — макроскопическое сечение переходов за счет упругого и неупругого замедления из  $l$ -й в  $j$ -ю группу;  $D^j = 1/3 (\Sigma_{tr}^j + \Sigma_a^j)$  — коэффициент диффузии нейтронов  $j$ -й группы;  $\Sigma_{tr}^j$  — макроскопическое транспортное сечение для нейтронов  $j$ -й группы;  $\chi_l$  — многогрупповой спектр нейтронов деления.

Любое из перечисленных выше макроскопических сечений является суммой произведений ядерных плотностей нуклидов, входящих в состав рассматриваемой зоны, на микроскопическое сечение рассматриваемого нуклида, т. е.

$$\Sigma_x^j = \rho_1 \sigma_{x1}^j + \rho_2 \sigma_{x2}^j + \dots + \rho_N \sigma_{xN}^j,$$

где  $\rho_k$  — ядерная плотность  $k$ -го нуклида;  $\sigma_{xk}^j$  — микроскопическое сечение реакции  $x$  для нейтронов  $j$ -й группы;  $\sigma_{trk} = \sigma_{sk} (1 - \bar{\mu}_{0k})$ ;  $\bar{\mu}_{0k} = \frac{2}{3A_k}$  — средний косинус угла рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат;  $A_k$  — атомная масса рассматриваемого нуклида  $k$ .

Существует большое количество различных программ на ЭВМ, предназначенных для расчета критических параметров и пространственно-энергетического распределения нейтронов в ядерных реакторах, которые могут быть использованы для нахождения распределения тепловыделения. В основу таких программ положены как диффузионное приближение, так и более точные методы решения газокинетического уравнения ( $S_n$ -метод, метод Монте-Карло, метод характеристик, метод вероятностей столкновений и т. д.).

Примерами таких программ для расчета гомогенных ядерных реакторов в диффузионном приближении могут служить такие программы, как БИПР [12], ГАБИ [13], АРАДАР [14], SINVAR [15].

Примером использования  $S_n$ -метода могут служить программы SNARAM [16, 19], метода Монте-Карло — ММК-22 и ММК-2226 [17, 18], метода вероятностей столкновений — WIMS [19], PNK [20] и др.

Для гетерогенных ядерных реакторов расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов часто проводится в два этапа. Сначала находится микроструктура поля нейтронов в пределах гетерогенной ячейки. Эта задача решается, как правило, на основе газокинетического уравнения. А затем получают эффектив-

ные групповые константы путем усреднения с весовой функцией, определяемой распределением плотности потока нейтронов по ячейке. Эти «гомогенизированные» константы используются для расчета макроскопического распределения плотности потока по всему реактору. Такие расчеты гомогенизированного реактора проводят, как правило, с использованием диффузионных программ.

Помимо метода гомогенизации для расчета гетерогенных реакторов могут быть использованы прямые гетерогенные методы [21—23], причем для области реактора между блоками, как правило, используется диффузионное приближение, а для самих блоков, которые могут иметь достаточно сложную структуру, — более точные приближения.

Решение уравнений реактора (2.2), (2.4), (2.5) проводится с использованием итераций по источнику нейтронов деления [1, 8—11]. При таком подходе исходная однородная задача сводится к многократному решению уравнения реактора с известной правой частью, в качестве которой выступает плотность источников нейтронов деления  $Q(r)$ , вычисляемая по пространственно-энергетическому распределению нейтронов, найденному из предыдущей итерации. Итерации продолжаются до тех пор, пока пространственное распределение источников нейтронов деления не установится с заданной степенью точности. Эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе находится затем как отношение плотности источников нейтронов деления двух соседних итераций:

$$k_{эф} = \frac{Q^{(p)}(r)}{Q^{(p-1)}(r)}, \quad (2.6)$$

где индекс  $p$  означает номер итерации (или номер поколения нейтронов). Суть метода итераций по источнику нейтронов деления можно проследить при рассмотрении схемы решения диффузионных многогрупповых уравнений.

Для этих целей уравнение (2.5) перепишем в виде

$$-\nabla D^I \nabla \Phi_j + \Sigma_{yb}^I \Phi_j = \chi^I Q(r) + \sum_{i=1}^{I-1} \Sigma_{пер}^{I \rightarrow i} \Phi_i, \quad (2.7)$$

где  $\Sigma_{yb}^I = \Sigma_a^I + \Sigma_s^I + \Sigma_{in}^I$ ;

$$Q(r) = \sum_{i=1}^m \nu_i^I \Sigma_f^I \Phi_i \quad (2.8)$$

— плотность источников нейтронов деления.

Согласно методу итераций источников предполагается заданным распределение источников нейтронов деления  $(p-1)$ -го поколения  $Q^{(p-1)}(r)$ . Тогда уравнение (2.7) будет неоднородным.

Решение системы (2.7) будем проводить последовательно, начиная с первой группы (первая группа — это группа нейтронов, ограниченная максимальной энергией, возможной для нейтронов деления, обычно около 10—15 МэВ).

Для первой группы ( $j=1$ ) уравнение (2.7) при использовании метода итераций примет вид

$$-\nabla D^1 \nabla \Phi_1^{(p)} + \Sigma_{yb}^1 \Phi_1^{(p)} = \chi^1 Q^{(p-1)}(r), \quad (2.9)$$

т. е. приходим к уравнению типа

$$-\nabla D \nabla \Phi(r) + \Sigma \Phi(r) = f(r), \quad (2.10)$$

где  $f(r)$  — известная функция координат.

Такое уравнение может быть эффективно решено с использованием современных ЭВМ численными, аналитическими или полуаналитическими методами [1, 8—14].

Решая уравнение (2.9), получаем величину  $\Phi_1^{(p)}(r)$ , которая будет теперь известной функцией координат.

Перейдем ко второй группе:

$$-\nabla D^2 \nabla \Phi_2^{(p)} + \Sigma_{yb}^2 \Phi_2^{(p)} = \chi^2 Q^{(p-1)}(r) + \Sigma_{пер}^{1 \rightarrow 2} \Phi_1^{(p)}(r). \quad (2.11)$$

Видно, что правая часть этого уравнения — известная функция координат [ $Q^{(p-1)}(r)$  известно из предыдущей итерации, а  $\Phi_1^{(p)}(r)$  найдено при решении уравнения для первой группы в рассматриваемой итерации].

Таким образом, задача свелась к решению уравнения типа (2.10). Решая уравнение (2.11), находим  $\Phi_2^{(p)}(r)$  как известную функцию координат. Теперь уравнение для третьей группы имеет вид

$$-\nabla D^3 \nabla \Phi_3^{(p)} + \Sigma_{yb}^3 \Phi_3^{(p)} = \chi^3 Q^{(p-1)}(r) + \Sigma_{пер}^{1 \rightarrow 3} \Phi_1^{(p)}(r) + \Sigma_{пер}^{2 \rightarrow 3} \Phi_2^{(p)}(r). \quad (2.12)$$

Правая часть уравнения (2.12) является известной функцией координат, значит, для  $\Phi_3^{(p)}$  получается уравнение типа (2.10). Процесс решения групповых уравнений продолжается до тех пор, пока не будут найдены все  $\Phi_j^{(p)}(r)$  ( $j=1, 2, \dots, m$ ).

После нахождения плотностей скалярных потоков для всех энергетических групп  $\Phi_j^{(p)}(r)$  определяется новое приближение для распределения источников нейтронов деления

$$Q^{(p)}(r) = \sum_{j=1}^m \nu_j \Sigma_f^j \Phi_j^{(p)} \quad (2.13)$$

и проверяется отношение  $\frac{Q^{(p)}(r)}{Q^{(p-1)}(r)}$ . Если это отношение с заданной степенью точности не зависит от координат, то оно принимается за  $k_{эф}$ :

$$k_{эф} = \frac{Q^{(p)}(r)}{Q^{(p-1)}(r)}$$

и расчет заканчивается.

В противном случае процесс итераций по источнику продолжается.

В качестве исходного (нулевого) приближения может быть принято какое-либо произвольное распределение, чаще всего в качестве нулевого распределения принимают константу [например,  $Q^0(r) = 1$ ].

Такой процесс итераций в большинстве практических случаев сходится, хотя для физически больших реакторов ( $k_\infty - 1 \ll 1$ ) требуется использовать методы ускорения сходимости. Решение для  $\Phi_j(r)$  получается с точностью до одного и того же множителя, величина которого находится из условия нормировки числа делений в единицу времени в реакторе на величину мощности реактора.

Схема решения уравнений реактора в более точном приближении, например уравнений (2.2) и (2.4), при использовании итераций источника нейтронов деления аналогична приведенной схеме решения диффузионных многогрупповых уравнений и находит практическое воплощение в большинстве современных программ расчета ядерных реакторов на ЭВМ.

Неоднородные уравнения, получающиеся при использовании итераций источника нейтронов деления [например, для диффузионного приближения — это уравнение типа (2.10)], можно решать различными методами. Наиболее широкое распространение в настоящее время получили численные методы, основанные на дискретном представлении зависимости плотности потока нейтронов от аргументов. В ряде простых случаев могут быть эффективно использованы аналитические и полуаналитические методы.

Для оценочных расчетов часто можно ограничиться простейшими аналитическими решениями уравнений реактора для специальных случаев. Например, простое аналитическое решение можно получить для реактора без отражателя, свойства активной зоны которого не зависят от координат. На внешней экстраполированной границе такого реактора на плотности потока нейтронов накладываются однородные граничные условия, а именно

$$\Phi_j(R_s) = 0, \quad (2.14)$$

где  $R_s = R_0 + 0,71\lambda_{tr}n_0$ ;  $R_0$  — точка на действительной границе реактора;  $n_0$  — внешняя нормаль к поверхности реактора в точке  $R_0$ ;  $\lambda_{tr} = 1/\Sigma_{tr}$  — усредненная по всем энергетическим группам транспортная длина пробега нейтрона в реакторе.

В этом случае решение уравнения (2.7) можно искать в виде

$$\Phi_j(r) = \Phi_{j0}\Psi(r), \quad (2.15)$$

причем

$$Q = Q_0\Psi(r), \quad (2.16)$$

где  $\Phi_{j0}$  и  $Q_0$  — постоянные величины, не зависящие от координат;  $\Psi(r)$  удовлетворяет волновому уравнению

$$\nabla^2\Psi(r) = -\alpha^2\Psi(r) \quad (2.17)$$

и граничному условию

$$\Psi(R_0) = 0. \quad (2.18)$$

Кроме того, на  $\Psi(r)$  накладывается условие ее положительности в объеме реактора.

Как известно, задача (2.17) вместе с условием (2.18) является задачей на собственные функции и собственные значения оператора Лапласа. Известно, что положительная в рассматриваемом объеме собственная функция  $\Psi(r)$  соответствует минимальному ненулевому собственному значению  $\alpha^2$  [основная собственная функция (гармоника) и основное собственное значение]. Конкретные значения и вид собственных значений и собственных функций оператора Лапласа определяются геометрией и размерами области, занимаемой реактором.

Применительно к ядерному реактору основное собственное значение  $\alpha^2$  часто называют геометрическим параметром реактора, при этом собственная функция описывает пространственное распределение нейтронов по объему реактора.

В табл. 2.1 приводятся значения геометрического параметра и вид функции распределения нейтронов в реакторе для некоторых наиболее характерных геометрий.

Для иллюстрации зависимости плотности потока нейтронов от координат на рис. 2.1 даются графики пространственных распределений для реактора без отражателя в виде пластины, цилиндра и сферы. Для удобства сравнения координата приводится в относительных единицах. Видно, что все эти распределения имеют одинаковый характер. Максимальное значение находится в центре и спадает к периферии.

То же самое можно сказать относительно распределений для конечного цилиндра и параллелепипеда. По мере удаления от центра реактора вдоль выбранного направления функция распределения плотности потока нейтронов спадает.

Максимальные значения плотности потоков нейтронов (в относительных единицах) для каждой энергетической группы  $\Phi_{j0}$  и значение  $k_{эф}$  для реактора могут быть легко найдены из уравнения (2.7) при использовании метода итераций по источнику нейтронов деления. Поскольку в данном случае форма распределения плотности потока нейтронов для всех энергетических групп одинакова и известна [для определенной геометрии реактора это распределение указано в табл. 2.1], оказывается достаточным одной итерации. Так как мы рассмат-

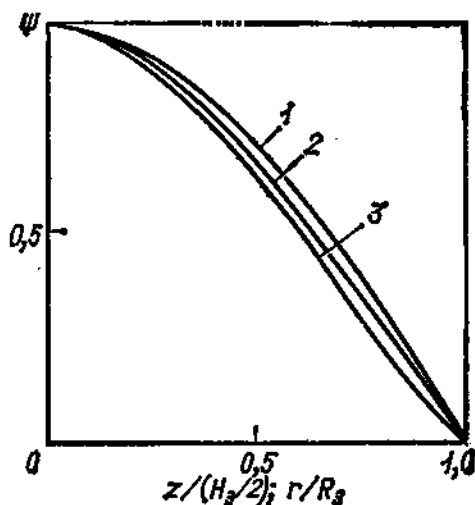


Рис. 2.1. Пространственное распределение плотности потока нейтронов в реакторе без отражателя:

1 — пластина; 2 — цилиндр; 3 — сфера

Таблица 2.1. Геометрический параметр и вид функции распределения нейтронов для реактора без отражателя с различной геометрией

Геометрия	Геометрический параметр $\alpha^2$	Распределение нейтронов $\psi(r)$
Пластина толщиной $H_0$ (одномерная задача), ось перпендикулярна поверхностям пластины, начало координат — в ее середине; $0 <  z  < H_0/2$	$\left(\frac{\pi}{H_0}\right)^2$	$\cos \alpha z$
Цилиндр радиусом $R_0$ бесконечной высоты (одномерная задача): $0 < r < R_0$	$\left(\frac{2,405}{R_0}\right)^2$	$J_0(\alpha r)$
Сфера радиусом $R_0$ : $0 < r < R_0$	$\left(\frac{\pi}{R_0}\right)^2$	$\frac{\sin(\alpha r)}{\alpha r}$
Конечный цилиндр радиусом $R_0$ и высотой $H_0$ (начало координат находится в центре цилиндра)	$\alpha_r^2 + \alpha_z^2$ , где $\alpha_r^2 = \left(\frac{2,405}{R_0}\right)^2$ ; $\alpha_z^2 = \left(\frac{\pi}{H_0}\right)^2$	$J_0(\alpha_r r) \cos \alpha_z z$
Прямоугольный параллелепипед с размерами $a_0, b_0, c_0$ по осям $x, y, z$ (начало координат находится в центре параллелепипеда)	$\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2$ , где $\alpha_x^2 = \left(\frac{\pi}{a_0}\right)^2$ ; $\alpha_y^2 = \left(\frac{\pi}{b_0}\right)^2$ ; $\alpha_z^2 = \left(\frac{\pi}{c_0}\right)^2$	$\cos(\alpha_x x) \cos(\alpha_y y) \times$ $\times \cos(\alpha_z z)$

риваем однородный реактор, то коэффициент диффузии  $D^j$  не зависит от координат и член  $-\nabla D^j \nabla \Phi_j$  в уравнении (2.7) можно записать в виде  $-D^j \nabla^2 \Phi_j$ . Тогда многогрупповое уравнение (2.7) примет вид

$$-D^j \nabla^2 \Phi_j + \Sigma^j \Phi_j = \chi^j Q + \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_{\text{пер}}^{l \rightarrow j} \Phi_l. \quad (2.19)$$

Здесь принято  $\Sigma^j = \Sigma_{\text{ув}}^j$ .

Подставляя в уравнение (2.19)

$$\Phi_j = \Phi_{j0} \Psi(r),$$

получаем

$$-D^j \Phi_{j0} \nabla^2 \Psi(r) + \Sigma^j \Phi_{j0} \Psi(r) = \chi^j Q_0 \Psi(r) + \Psi(r) \sum_{l=1}^{j-1} \sum_{\text{пер}}^{l \rightarrow j} \Phi_{l0}. \quad (2.20)$$

Если теперь  $\nabla^2 \Psi(r)$  заменить на  $-\alpha^2 \Psi(r)$ , что следует из уравнения (2.17), то

$$D^j \Phi_{j0} \alpha^2 \Psi(r) + \Sigma^j \Phi_{j0} \Psi(r) = \chi^j Q_0 \Psi(r) + \Psi(r) \sum_{l=1}^{j-1} \sum_{\text{пер}}^{l \rightarrow j} \Phi_{l0}. \quad (2.21)$$

Так как  $\Psi(r) \neq 0$ , то его можно сократить, и уравнение (2.21) переходит в алгебраическое относительно  $\Phi_{j0}$ :

$$D^j \Phi_{j0} \alpha^2 + \Sigma^j \Phi_{j0} = \chi^j Q_0 + \sum_{l=1}^{j-1} \sum_{\text{пер}}^{l \rightarrow j} \Phi_{l0}. \quad (2.22)$$

Используя для решения (2.22) метод итераций по источнику и принимая  $Q_0^0 = 1$ , получаем

$$\Phi_{j0}^{(1)} = \frac{\chi^j + \sum_{l=1}^{j-1} \sum_{\text{пер}}^{l \rightarrow j} \Phi_{l0}^{(1)}}{D^j \alpha^2 + \Sigma^j}; \quad (2.23)$$

$\Phi_{j0}^{(1)}$  находится последовательно для  $j=1, 2, \dots, m$ .

В самом деле, для  $j=1$  соотношение (2.23) преобразуется к виду

$$\Phi_{10}^{(1)} = \frac{\chi^1}{D^1 \alpha^2 + \Sigma^1}. \quad (2.24)$$

Для  $j=2$  в правую часть (2.23) войдет  $\Phi_{10}^{(1)}$ , которое уже найдено. Таким образом могут быть найдены последовательно все  $\Phi_{j0}^{(1)}$ .

После того как  $\Phi_{j0}^{(1)}$  найдены для всех  $j$ , часть задачи уже решена, так как этим самым определено пространственно-энергетическое распределение нейтронов:

$$\Phi_j = \Phi_{j0}^{(1)} \Psi(r). \quad (2.25)$$

Это распределение найдено с точностью до множителя, который определяется тепловой мощностью реактора.

Для нахождения эффективного коэффициента размножения  $k_{\text{эф}}$  составим источник последующего приближения (поколения):

$$Q_0^{(1)} = \sum_{j=1}^m \nu_j \Sigma_f^j \Phi_{j0}^{(1)}$$

$$\text{и} \quad k_{\text{эф}} = \frac{Q_0^{(1)}}{Q_0^{(0)}} = \sum_{j=1}^m \nu_j \Sigma_f^j \Phi_{j0}^{(1)}, \quad (2.26)$$

так как  $Q_0^0 = 1$  по предположению.



Абсолютные значения плотности потоков нейтронов могут быть найдены исходя из нормировки на мощность реактора. Таким образом, задача для реактора без отражателя решена.

Часто для оценок тепловыделения в реакторе применяются малогрупповые приближения, например двухгрупповые. В двухгрупповом приближении для реактора на тепловых нейтронах уравнения реактора принимают вид

$$\left. \begin{aligned} -\nabla D^1 \nabla \Phi_1 + \Sigma^1 \Phi_1 &= \nu_f \Sigma_f^2 \Phi_2; \\ -\nabla D^2 \nabla \Phi_2 + \Sigma^2 \Phi_2 &= \Sigma^1 \Phi_1. \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

В этой системе уравнений предполагается, что все надтепловые нейтроны объединены в одну группу, а все тепловые нейтроны — в другую, причем нейтроны первой группы не поглощаются и не приводят к делению, а все эти процессы идут только на тепловых нейтронах.

В таком случае  $\Sigma^1$  — макроскопическое сечение замедления нейтронов из первой группы во вторую (составляющая, связанная с поглощением нейтронов, отсутствует).

Для однородного реактора без отражателя ( $D^1 = \text{const}$ ,  $D^2 = \text{const}$ ) можно получить следующие величины:

$$k_{\infty} = \frac{k_{\infty}}{(1 + \alpha^2 \tau) (1 + \alpha^2 L^2)}, \quad (2.28)$$

где  $k_{\infty} = \frac{\nu_f \Sigma_f^2}{\Sigma^2}$  — коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде;  $\tau = \frac{D^1}{\Sigma^1}$  — квадрат длины замедления нейтронов деления до тепловых энергий;  $L^2$  — квадрат длины диффузии тепловых нейтронов;

$$\Phi_1 = \Phi_{10} \Psi(r); \quad \Phi_2 = \Phi_{20} \Psi(r).$$

Величины

$$\Phi_{10} = \frac{1}{\Sigma^1} \frac{1}{(1 + \alpha^2 \tau)}; \quad \Phi_{20} = \frac{1}{\Sigma^2} \frac{1}{(1 + \alpha^2 \tau) (1 + \alpha^2 L^2)}$$

приводятся с точностью до одного и того же множителя, определяемого тепловой мощностью реактора. Выражение для расчета коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде  $k_{\infty}$  для реактора на тепловых нейтронах обычно представляют в виде формулы четырех сомножителей [1]:

$$k_{\infty} = \nu \mu \phi \theta, \quad (2.29)$$

где  $\nu$  — число вторичных нейтронов на один поглощенный в делящемся материале;  $\mu$  — коэффициент размножения на быстрых нейтронах;  $\phi$  — вероятность избежать резонансного поглощения при замедлении нейтронов;  $\theta$  — коэффициент использования тепловых нейтронов (доля поглощенных в делящемся материале тепловых

нейтронов из всех поглощенных в активной зоне тепловых нейтронов).

Для расчета реактора используют также одnogрупповое приближение:

$$k_{эф} = \frac{k_{\infty}}{1 + \alpha^2 M^2}, \quad (2.30)$$

где  $M^2$  — квадрат длины миграции нейтронов [1/6 среднего квадрата расстояния, проходимого нейтроном, от места рождения (при делении) до места его поглощения].

Для реактора на тепловых нейтронах  $M^2 = \tau + L^2$ . Критическим условием является  $k_{эф} = 1$  или

$$1 = \frac{k_{\infty}}{1 + \alpha^2 M^2}, \quad (2.31)$$

откуда

$$\frac{k_{\infty} - 1}{M^2} = \alpha^2. \quad (2.32)$$

Величина  $(k_{\infty} - 1)/M^2$  зависит только от состава активной зоны и поэтому называется материальным параметром. Обозначив его  $\kappa^2$ , получим условие критичности:  $\kappa^2 = \alpha^2$ , т. е. для критического реактора без отражателя его материальный параметр равен геометрическому параметру.

Для расчета реактора без отражателя на тепловых нейтронах довольно часто используется диффузионно-возрастное приближение:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial q(r, \tau)}{\partial \tau} &= \nabla^2 q(r, \tau); \\ -D^m \nabla^2 \Phi_m + \Sigma_a^m \Phi_m &= \varphi q(r, \tau_{m-1}), \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

где  $q(r, \tau) = \xi \Sigma_s \Phi(r, \tau)$  — плотность замедления нейтронов;  $\tau(u) =$

$= \int_0^u \frac{D}{\xi \Sigma_s} du'$  — квадрат длины замедления нейтронов до летаргии

$u \left( u = \ln \frac{E_0}{E} \right)$ ;  $\xi \Sigma_s = \sum_k \rho_k \xi_k \sigma_{sk}$  — замедляющая способность среды;  $\xi_k$  — средняя логарифмическая потеря энергии при упругом замедлении на  $k$ -м нуклиде;  $\Phi_m$  — плотность скалярного потока тепловых нейтронов.

При получении уравнений (2.33) предполагалось, что в процессе замедления преобладает упругое рассеяние, отсутствует поглощение и нейтроны деления обладают одной энергией  $E_0$ .

К системе уравнений (2.33) необходимо добавить начальные и граничные условия, которые выглядят следующим образом:

$$q(r, 0) = \frac{k_{\infty}}{\varphi} \Sigma_a^m \Phi_m(r); \quad (2.34)$$

$$q(R_0, u) = 0; \quad (2.35)$$

$$\Phi_m(R_0) = 0, \quad (2.36)$$

где  $R_0$  — экстраполированная граница реактора.

Решение системы уравнений (2.33) с начальными и граничными условиями (2.34) — (2.36) имеет вид

$$q(r, \tau) = A \exp(-\alpha^2 \tau) \Psi(r);$$

$$\Phi_m(r) = \frac{\varphi A \exp(-\alpha^2 \tau_{m-1})}{D^m \alpha^2 + \Sigma_a^m} \Psi(r),$$

где  $\tau_{m-1}$  — квадрат длины замедления нейтронов до тепловых энергий;  $A > 0$  — константа, определяемая уровнем мощности, снимаемой с реактора;  $\alpha^2$  и  $\Psi(r)$  для различных геометрических форм реактора приведены в табл. 2.1.

Значение эффективного коэффициента размножения дается выражением

$$k_{эф} = \frac{k_\infty \exp(-\alpha^2 \tau_{m-1})}{1 + \alpha^2 L^2}. \quad (2.37)$$

Достаточно часто для оценочных расчетов тепловыделения в реакторе с отражателем используется такой прием, согласно которому реактору с отражателем ставится в соответствие эквивалентный реактор без отражателя, расчеты для которого проводятся гораздо проще. С этой целью вводится понятие эффективной добавки за счет отражателя  $\delta_0$  такой толщины из материала активной зоны, которая обеспечивает сохранение значения  $k_{эф}$  при замене им отражателя. Характер зависимости  $\delta_0$  (в относительных единицах) от толщины отражателя  $\Delta$  представлен на рис. 2.2 ( $\delta_0^{нас}$  — значение  $\delta_0$  при  $\Delta \rightarrow \infty$ ).

Видно, что  $\delta_0$  возрастает с увеличением толщины отражателя и имеет насыщение, которое наступает при толщине отражателя более  $(2 \div 3) M'$ , где  $M'$  — длина миграции нейтронов в отражателе, причем при толщинах отражателя  $\Delta < M'$  зависимость  $\delta_0$  от  $\Delta$  близка к линейной:

$$\delta_0 \approx \frac{D^{a.3}}{D^{отр}} \Delta.$$

Здесь  $D$  — усредненный по энергетическим группам коэффициент диффузии.

При толщинах отражателя  $\Delta > (2 \div 3) M'$

$$\delta_0^{нас} = \frac{D^{a.3}}{D^{отр}} M'.$$

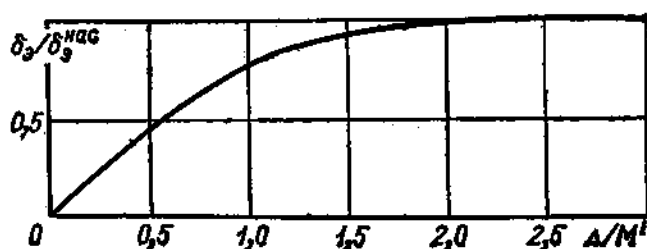


Рис. 2.2. Зависимость эффективной добавки за счет отражателя от его толщины

Предположим, необходимо провести расчет цилиндрического реактора с отражателем, схема которого представлена на рис. 2.3, а. Определяем эффективные добавки за счет радиального, нижнего и верхнего торцевых отражателей, имеющих толщины  $\Delta_r$ ,  $\Delta_{т1}$  и  $\Delta_{т2}$  соответственно. Пусть эти эффективные добавки равны  $\delta_{эr}$ ,  $\delta_{эт1}$ ,  $\delta_{эт2}$ .

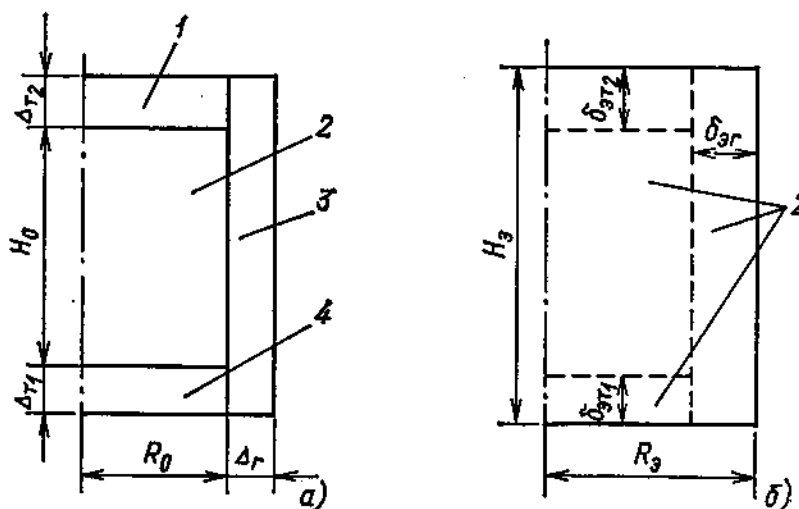


Рис. 2.3. Схема замены реактора с отражателем (а) эффективным реактором без отражателя (б):

1 — верхний торцевой отражатель; 2 — активная зона; 3 — радиальный отражатель; 4 — нижний торцевой отражатель;  $R_э = R_0 + \delta_{эr}$ ;  $H_э = H_0 + \delta_{эт1} + \delta_{эт2}$ ;  $R_0$  и  $H_0$  — размеры активной зоны исходного реактора с отражателем

Рассмотрим эквивалентный реактор без отражателя (рис. 2.3, б).

Расчет эквивалентного реактора без отражателя проводится аналитически [см. например, формулы (2.23), (2.28), (2.37)]. Для иллюстрации возможностей метода, основанного на использовании эффективной добавки, на рис. 2.4 и в табл. 2.2 приводятся результаты расчета сферического реактора на тепловых нейтронах с отражателем, полученные численным и аналитическим методами при замене его эквивалентным реактором без отражателя (в качестве примера взят реактор, по составу близкий к реактору ВГР-50 [24]). Распределения плотности потоков нейтронов по радиусу активной зоны для соответствующих энергетических групп, полученные при использовании эффективной добавки за счет отражателя (приближенный расчет) и при численных расчетах реактора с отражателем (точный расчет), близки друг к другу. Наибольшие отличия в этих распределениях достигаются для тепловых нейтронов вблизи отражателя, причем это отличие уменьшается по мере удаления от отражателя в глубь активной зоны и практически исчезает на расстоянии, равном длине диффузии тепловых нейтронов.

То же самое можно сказать относительно распределений источников нейтронов деления и тепловыделения. Таким образом, для большинства практических случаев простые расчетные оценки с

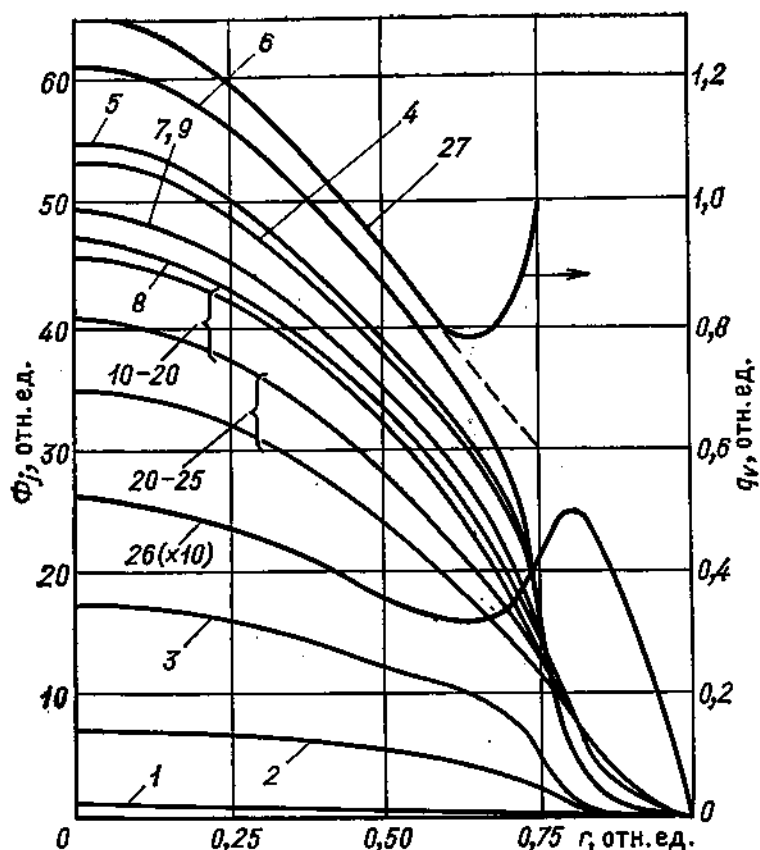


Рис. 2.4. Распределение плотности потоков нейтронов по радиусу сферического реактора с отражателем, с графитовым замедлителем (типа ВГР-50): 1—26 — плотности потоков нейтронов для соответствующих энергетических групп; 27 — источник нейтронов деления; — — — — расчет реактора с отражателем; — — — — расчет реактора с использованием эффективной добавки за счет отражателя

Таблица 2.2. Энергетическое разбиение на группы и значения плотности потока нейтронов в центре реактора (типа ВГР-50)

Номер группы $j$	Интервал энергии, $E_j - E_{j-1}$	$\chi_j$	Плотность потока нейтронов в центре реактора, $\Phi_j$ , отн. ед.	Номер группы $j$	Интервал энергии, $E_j - E_{j-1}$	$\chi_j$	Плотность потока нейтронов в центре реактора, $\Phi_j$ , отн. ед.
1	6,5—10,5 МэВ	0,016	1,00	15	465—1000 эВ	0	45,4
2	4,0—6,5	0,088	7,02	16	215—465	0	45,2
3	2,5—4,0	0,184	17,1	17	100—215	0	44,1
4	1,4—2,5	0,270	54,6	18	46,5—100	0	43,3
5	0,8—1,4	0,202	52,9	19	21,5—46,5	0	42,3
6	0,4—0,8	0,141	60,7	20	10,0—21,5	0	40,2
7	0,2—0,4	0,061	49,2	21	4,65—10,0	0	37,5
8	0,1—0,2	0,024	46,9	22	2,15—4,65	0	36,7
9	46,5—100 кэВ	0,010	49,3	23	1,00—2,15	0	35,9
10	21,5—46,5	0,003	48,5	24	0,465—1,0	0	35,2
11	10,0—21,5	0,001	46,8	25	0,215—0,465	0	34,2
12	4,65—10,0	0	46,5	26	0,0252	0	256
13	2,15—4,65	0	46,5				
14	1,0—2,15	0	45,8				

использованием эффективных добавок за счет отражателя могут давать приемлемые результаты как для определения критических параметров, так и для распределения плотности потоков нейтронов и тепловыделения в пределах активной зоны реактора. Однако в ряде случаев, например для реактора на быстрых нейтронах с толстым ( $\Delta \gg M'$ ) замедляющим отражателем, упрощенный подход может привести к заметной погрешности в распределении замедленных нейтронов, а следовательно, и тепловыделения в активной зоне вблизи отражателя, и в таком случае необходимо проводить более точные расчеты реактора с отражателем.

Заметим, что при нейтронно-физических расчетах ядерного реактора в силу однородности исходных уравнений распределение плотности потока нейтронов находится с точностью до множителя, т. е. в относительных единицах.

Абсолютные значения получаются путем нормировки на тепловую мощность реактора в предположении, что вся энергия при делении выделяется в виде тепла в реакторе. Исходя из условия, что 1 Вт мощности, выделяемой в ядерном реакторе, соответствует  $3,1 \cdot 10^{10}$  дел/с, получаем

$$A \sum_{j=1}^m \int_{V_{a.z}} \Sigma_j' \Phi_j dV = W / 3,1 \cdot 10^{10}, \quad (2.38)$$

откуда

$$A = \frac{W}{3,1 \cdot 10^{10} \sum_{j=1}^m \int_{V_{a.z}} \Sigma_j' \Phi_j dV}, \quad (2.39)$$

где  $W$  — мощность реактора, Вт;  $\Phi_j$  — плотность потока нейтронов, отн. ед., причем абсолютные значения плотностей групповых потоков нейтронов получаются следующим образом:

$$\Phi_j^{ab} = \Phi_j A. \quad (2.40)$$

Необходимо отметить также, что применение в ядерных реакторах отражателя нейтронов помимо экономии делящегося материала приводит к более равномерному распределению тепловыделения по активной зоне. Например, коэффициент неравномерности тепловыделения по радиусу цилиндрического реактора  $k_r$  может уменьшиться от  $\sim 2,3$  для реактора без отражателя до  $\sim 1,5$  для реактора с отражателем.

Для нейтронно-физического расчета ядерного реактора и определения тепловыделения в нем нужны ядерные данные по реакциям под действием нейтронов во всем диапазоне энергий, характерном для ядерного реактора (от 0 до  $15 \cdot 10^6$  эВ) и для всех нуклидов, входящих в его состав. В основе этих данных лежат экспериментальные результаты измерений, которые обычно поступают из различных источников. Эти данные необходимо обрабатывать, располагать в удобном для расчетов реакторов формате, уточнять их по мере поступления новых экспериментов и т. д. До недавнего времени применялись различные системы ядерных данных.

Например, для расчета реакторов на быстрых нейтронах широкое распространение получила 26-групповая система констант БНАБ [25]. Она является достаточно универсальной и может быть использована для расчетов реакторов на промежуточных и быстрых нейтронах, за исключением расчетов реакторов на тепловых нейтронах, когда необходимо учитывать эффекты термализации.

Для реакторов на тепловых нейтронах часто используют 4-групповую систему ядерных данных [26]. Для оценочных или для оптимизационных расчетов установки в целом при описании физики реактора используются двух- и одnogрупповое приближения.

В основе многочисленных систем групповых констант лежат подробные исходные данные, полученные экспериментально. В последние годы эти исходные данные стандартизируются, что стало возможным благодаря созданию машинных библиотек ядерных данных на современных ЭВМ.

Наиболее широкое распространение получила библиотека ENDF [11, 27]. Существуют две разновидности данных — ENDF/A и ENDF/B. Первая (ENDF/A) включает в себя все доступные ядерные данные и может содержать несколько различных оценок сечений каждого материала. Из этой библиотеки рабочая группа оценки сечений периодически образует систему рекомендованных ядерных данных ENDF/B. Система ENDF/B в любой фиксированный момент времени имеет только одну полностью оцененную систему ядерных данных для каждого материала. Эти данные весьма подробны (число энергетических точек, которое может использоваться для описания зависимости конкретного сечения от энергии, достигает 5000) и хранятся на магнитных лентах или дисках ЭВМ.

Оцененная система ядерных данных для каждого материала разделена на файлы, каждый из которых содержит ядерные данные определенного класса.

Прямо эти данные обычно не используются для расчета реакторов. На их основе с помощью специальных обрабатывающих программ получают групповые константы (количество групп и энергетическое разбиение на группы зависят от типа реактора и поставленной при расчетах цели), которые затем используются для расчетов конкретного типа ядерного реактора. Применяются и другие библиотеки ядерных данных [28, 29].

Таким образом, в настоящее время ядерные данные систематизированы и оформлены в виде машинных библиотек. С помощью специальных программ эти данные могут быть обработаны ЭВМ и выданы в нужном формате для использования в расчетах ядерных реакторов.

### 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ РЕАКТОРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Чтобы найти распределение тепловыделения по элементам реактора, необходимо знать распределение источников реакторных излучений, таких как нейтронное,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения, излучение осколков деления, заряженных частиц ( $\alpha$ , протонов) и т. д.



Распределение источников реакторных излучений зависит от пространственно-энергетического распределения нейтронов в ядерном реакторе и от макроскопического сечения взаимодействия нейтронов с веществом, которое характеризует возникновение рассматриваемого типа излучения.

Распределение источников излучения  $k$ -го типа в ядерном реакторе можно записать в виде

$$S_k(r, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_k(r, E') \Phi(r, E') f_k(E, E') dE', \quad (3.1)$$

где  $E$  — энергия возникающего излучения;  $E'$  — энергия нейтрона, вызывающего реакцию;  $f_k(E, E')$  — количество частиц или  $\gamma$ -квантов с энергией, лежащей в единичном интервале вблизи энергии  $E$ , которые образуются при взаимодействии со средой нейтрона с энергией  $E'$ ;  $\Sigma_k(r, E')$  — макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов, приводящего к возникновению излучения  $k$ -го типа.

Полная энергия излучения, возникающего под действием нейтронов с энергией  $E'$ , дается выражением

$$E_k(E') = \int_0^{\infty} E f_k(E, E') dE. \quad (3.2)$$

Основной реакцией в ядерном реакторе, определяющей излучение осколков, мгновенных  $\gamma$ -квантов и мгновенных нейтронов, является реакция деления. Пространственное распределение делений описывается выражением

$$S_f(r) = \int_0^{\infty} \Sigma_f(r, E') \Phi(r, E') dE'. \quad (3.3)$$

Рассмотрим более подробно эту формулу, так как она задает пространственное распределение источников излучений, наиболее существенных в отношении энерговыделения.

Макроскопическое сечение деления, как известно, зависит от используемых в реакторе делящихся нуклидов. В общем случае, когда в реакторе имеется несколько делящихся нуклидов, для  $\Sigma_f(r, E')$  можно записать выражение

$$\Sigma_f(r, E') = \rho_{f1}(r) \sigma_{f1}(E') + \rho_{f2}(r) \sigma_{f2}(E') + \dots + \rho_{fN}(r) \sigma_{fN}(E'), \quad (3.4)$$

где  $\rho_{fi}(r)$  — ядерная плотность  $i$ -го делящегося нуклида вблизи точки  $r$ ;  $\sigma_{fi}(E')$  — микроскопическое сечение деления  $i$ -го делящегося нуклида при взаимодействии с нейтроном с энергией  $E'$ .

Таким образом, распределение делений в общем случае зависит от пространственно-энергетического распределения нейтронов  $\Phi(r, E')$  и от распределения по координатам делящегося материала. Это важно учитывать в ряде случаев, таких как специальное неравномерное распределение делящегося материала по активной зоне реактора в целях получения нужного профиля тепловыделения или неравномерное распределение делящегося материала с применен-

ным по нуклидам составом в реакторах с большой глубиной выгорания топлива и заметным воспроизводством.

Если в ядерном реакторе используется один делящийся нуклид (например, уран-235), выражение для распределения делений можно записать в виде

$$S_f(r) = \rho_f(r) I(r), \quad (3.5)$$

где  $\rho_f(r)$  — ядерная плотность делящегося материала;

$$I(r) = \int_0^{\infty} \sigma_f(E') \Phi(r, E') dE' \quad (3.6)$$

— интеграл делений на одно ядро делящегося вещества.

Таким образом, распределение делений зависит как от распределения по координатам интеграла делений, связанного с пространственно-энергетическим распределением нейтронов в реакторе, так и от пространственного распределения делящегося вещества в активной зоне реактора.

В большом числе практических случаев рассматривается равномерное распределение делящегося вещества по координатам реактора, и можно считать, что распределение делений по объему реактора характеризуется распределением по координатам интеграла делений  $I(r)$ .

Чтобы получить распределение  $I(r)$ , необходимо знать распределение  $\Phi(r, E')$ , которое находится при нейтронно-физическом расчете ядерного реактора.

Интеграл делений в многогрупповом приближении описывается соотношением

$$I(r) = \sum_{j=1}^m \sigma_f^j \Phi_j(r), \quad (3.7)$$

где  $\sigma_f^j$  — групповое сечение деления используемого делящегося материала.

В гомогенном ядерном реакторе без отражателя или приближенно для реактора с отражателем при учете отражателя с помощью эффективной добавки при равномерном распределении делящегося материала распределение делений пропорционально основной собственной функции оператора Лапласа  $\Psi(r)$  [функция  $\Psi(r)$  имеет спадающий к периферии реактора характер].

Характерный вид распределения делений по радиусу и высоте активной зоны цилиндрического реактора представлен на рис. 3.1 и 3.2.

Если реактор является гетерогенным, то распределение интеграла делений от твэла к твэлу в радиальном направлении активной зоны имеет, как правило, такой же вид, как на рис. 3.1. Осевое распределение при этом совпадает с кривой на рис. 3.2.

Характер распределения интеграла делений внутри каждого твэла гетерогенного реактора представлен на рис. 3.3. Виден эффект «выедания» замедленных нейтронов к центру твэла, в связи

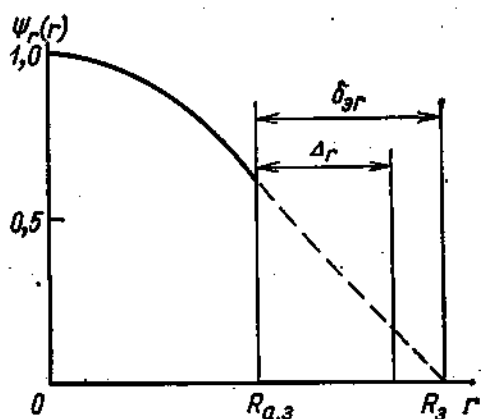


Рис. 3.1.

Рис. 3.1. Распределение делений по радиусу активной зоны цилиндрического реактора при учете отражателя с помощью эффективной добавки ( $R_{a.з.}$  — радиус активной зоны;  $R_0$  — эффективный радиус реактора;  $\Delta_r$  — толщина радиального отражателя;  $\delta_{э.г.}$  — эффективная добавка за счет радиального отражателя)

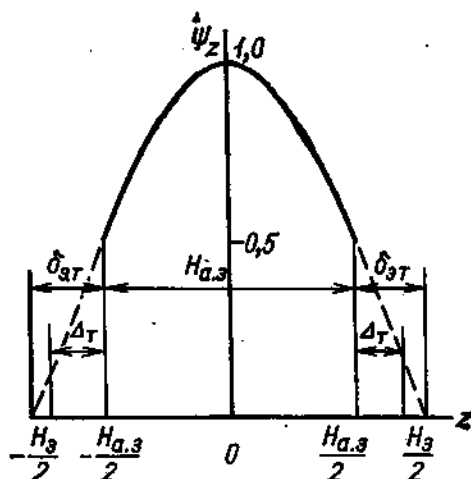


Рис. 3.2.

Рис. 3.2. Распределение делений по высоте активной зоны реактора ( $H_{a.з.}$  — высота активной зоны;  $H_0$  — эффективная высота реактора;  $\Delta_r$  — толщина торцевого отражателя;  $\delta_{э.т.}$  — эффективная добавка за счет торцевого отражателя)

с чем наблюдается спад интеграла делений от периферии сердечника твэла к его центру. При увеличении обогащения топлива деления происходят в основном в поверхностном слое твэла, при этом внутренние слои топлива блокируются.

Пространственное распределение источников осколков деления совпадает с распределением плотности делений.

Таким образом, пространственное распределение источников осколков делений дается выражением

$$S_{\text{оск}}(r) = \int_0^{\infty} \Sigma_f(r, E') \Phi(r, E') dE' = S_f(r) \quad (3.8)$$

и определяется пространственно-энергетическим распределением нейтронов и пространственным распределением делящегося вещества.

Пространственно-энергетическое распределение источников нейтронов деления описывается выражением

$$S_n(r, E) = \chi(E) \int_0^{\infty} \nu_f(E') \Sigma_f(r, E') \Phi(r, E') dE', \quad (3.9)$$

где  $\chi(E)$  — спектр нейтронов деления.

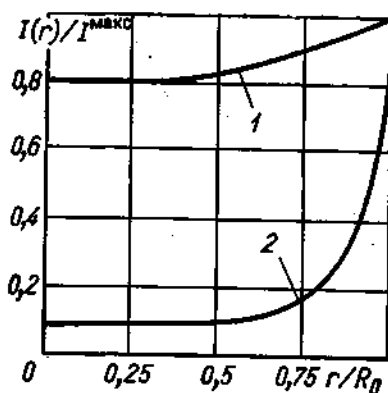


Рис. 3.3. Радиальное распределение интеграла делений внутри твэла гетерогенного реактора:

1 — слабообогащенное ураном-235 топливо; 2 — сильнообогащенное ураном-235 топливо

В реакторах на промежуточных и быстрых нейтронах пространственная зависимость источников нейтронов деления может иметь небольшое отличие от пространственного распределения делений из-за энергетической зависимости  $\nu_f(E')$ .

Пространственно-энергетическое распределение источников  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$ -излучения) деления дается следующим выражением:

$$S_{\gamma}^{\text{мгн}}(\mathbf{r}, E) = f_{\gamma}^{\text{мгн}}(E) \int_0^{\infty} \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \Phi(\mathbf{r}, E') dE' = f_{\gamma}^{\text{мгн}}(E) S_f(\mathbf{r}), \quad (3.10)$$

где  $f_{\gamma}^{\text{мгн}}(E)$  — спектр  $\gamma$ -квантов деления, принят независимым от энергии поглощаемых нейтронов.

Пространственное распределение источников  $\beta$ -излучения и  $\gamma$ -квантов при распаде продуктов деления определяется пространственным распределением продуктов деления. В большинстве случаев предполагается, что продукты деления из-за малого пробега осколков деления остаются в том месте, где происходят деления. В таком случае распределение источников  $\beta$ -излучения и  $\gamma$ -квантов продуктов деления можно записать в виде

$$S_{\beta}^{\text{зап}}(\mathbf{r}, E) = f_{\beta}(E) \int_0^{\infty} \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \Phi(\mathbf{r}, E') dE' = f_{\beta}(E) S_f(\mathbf{r}); \quad (3.11)$$

$$S_{\gamma}^{\text{зап}}(\mathbf{r}, E) = f_{\gamma}^{\text{зап}}(E) \int_0^{\infty} \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \Phi(\mathbf{r}, E') dE' = f_{\gamma}^{\text{зап}}(E) S_f(\mathbf{r}), \quad (3.12)$$

где  $f_{\beta}(E)$  — спектр  $\beta$ -частиц;  $f_{\gamma}^{\text{зап}}(E)$  — спектр  $\gamma$ -излучения продуктов деления.

Следует, однако, иметь в виду, что некоторые продукты деления могут мигрировать в процессе работы реактора, а в случае использования твэлов малой плотности (газовые или плазменные реакторы) продукты деления могут удаляться от места, где произошло деление, на значительные расстояния. В таких случаях требуется более детальное рассмотрение для определения распределения источников  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения продуктов деления.

Пространственное распределение радиационного захвата нейтронов определяет пространственное распределение источников захватного  $\gamma$ -излучения:

$$S_{\gamma}^{\text{зах}}(\mathbf{r}, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_c(\mathbf{r}, E') \Phi(\mathbf{r}, E') f_{\gamma}^{\text{зах}}(E, E') dE'. \quad (3.13)$$

Распределение источников  $\alpha$ -частиц и протонов определяется распределением поглощения нейтронов в реакциях  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ :

$$S_{\alpha, p}(\mathbf{r}, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_{\alpha, p}(\mathbf{r}, E') \Phi(\mathbf{r}, E') f_{\alpha, p}(E, E') dE'. \quad (3.14)$$

Распределение активационного захвата нейтронов определяет распределение источников активационного  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения:

$$S_{\beta}^{\text{акт}}(r, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_{\text{акт}}(r, E') \Phi(r, E') f_{\beta}^{\text{акт}}(E) dE'; \quad (3.15)$$

$$S_{\gamma}^{\text{акт}}(r, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_{\text{акт}}(r, E') \Phi(r, E) f_{\gamma}^{\text{акт}}(E, E') dE'. \quad (3.16)$$

Распределение источников  $\gamma$ -излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов, определяется выражением

$$S_{\gamma}^{\text{ин}}(r, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_{\text{ин}}(r, E') \Phi(r, E') f_{\gamma}^{\text{ин}}(E, E') dE'. \quad (3.17)$$

## Глава 2

# ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛА

### 4. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ ЗА СЧЕТ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Большая часть энергии деления приходится, как было отмечено выше, на кинетическую энергию осколков деления. Обладая значительным зарядом и большой скоростью, осколок деления теряет энергию в основном в результате ионизации и незначительно — при соударениях с атомами вещества. По мере торможения заряд осколка уменьшается, и в конце пути потеря энергии происходит при упругих и неупругих атомных столкновениях.

Потеря энергии осколком деления за счет ионизации приводит к выбиванию электронов с энергией, достаточной для вторичной ионизации, так что вокруг траектории осколка образуется каскад электронов. Происходит повышение электронной температуры с последующим разогревом окружающей среды. Размер зоны локального разогрева определяется длинами пробега электронов и зависит от типа связи атомов в веществе и дефектности структуры. При большой концентрации дефектов объем зоны локального разогрева уменьшается и в ее границах температура может превосходить температуру плавления материала.

Зона локального разогрева возникает также и в конце пути осколка при упругих и неупругих его соударениях с атомами, так как при этом концентрация переданной в среднем на атом энергии превышает энергию смещения в достаточно большом объеме вещества.

Остывание локально разогретых объемов вещества и соответствующий нагрев окружающей среды происходит за счет теплопроводности с характерным временем порядка  $10^{-10}$  с.

Благодаря большому сечению взаимодействия осколка с веществом, которое пропорционально квадрату заряда и массе, пробег осколка невелик и в твердом веществе составляет около 10 мкм. Диаметр зоны локального разогрева — порядка сотен ангстрем.

Таким образом, кинетическая энергия осколка деления выделяется в виде тепла практически в том месте, где произошло деле-

ние, и распределение тепловыделения за счет кинетической энергии осколков деления можно принимать совпадающим с распределением источников осколков делений, т. е. с распределением делений.

В этом случае можно записать

$$q_{\text{оск}}^{\text{мгн}} = BE_{\text{оск}} S_f(r), \quad (4.1)$$

где  $B$  — коэффициент перевода единиц энергии (мегаэлектрон-вольт в джоули).

Изложенные в § 2 и 3 методы определения пространственно-энергетического распределения плотности потоков нейтронов и распределения источников осколков деления дают возможность находить распределение тепловыделения от осколков деления.

Непосредственное измерение тепловыделения в твэлах за счет кинетической энергии осколков деления затруднено, так как в сердечнике твэлов выделяется также, хотя и в меньшей доле, тепло за счет других видов излучений (нейтронов,  $\gamma$ -квантов,  $\beta$ -частиц).

Возникновение зон локального разогрева при торможении осколков деления позволяет экспериментально определить пространственное распределение осколков деления и тем самым косвенно решить задачу нахождения распределения тепловыделения за счет кинетической энергии осколков. Если внутри делящегося материала сердечника твэла разместить тонкий слой де-

тектирующего материала с высокой температурой плавления, обладающего низкой электропроводностью, то осколки деления, образуемые в материале сердечника у границы контакта с детектором, попадут в него и при торможении вызовут образование локальных зон перегрева с плавлением вещества детектора. В результате в веществе детектора проявятся видимые под микроскопом треки, количество которых в данной точке пропорционально плотности осколков или плотности делений в материале сердечника.

В качестве материала детектора для измерения плотности осколков деления в критических сборках обычно применяются тонкие пленки органического вещества (лавсана), требования к толщине которых определяются возмущающим воздействием на поток нейтронов. На рис. 4.1 показано распределение относительного тепловыделения от осколков деления в цилиндрических твэлах из высо-

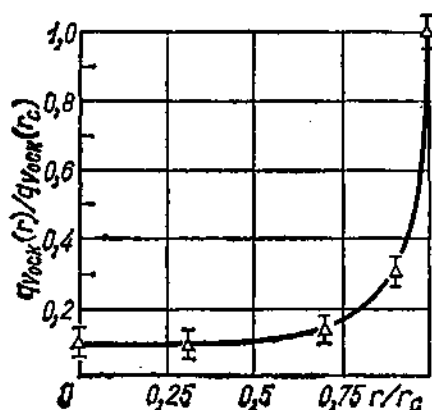


Рис. 4.1. Распределение относительного тепловыделения от осколков деления  $\frac{q_{\text{оск}}(r)}{q_{\text{оск}}(r_c)}$  по радиусу сердечника твэла [30] (точки — эксперимент; линия — расчет;  $r_c$  — внешний радиус топливного сердечника)

кообогащенного урана, измеренное с помощью трекового детектора в виде лавсановой пленки толщиной 30 мкм. Данные рисунка иллюстрируют возможности и точность метода и позволяют рекомендовать его для практического использования. Измерение содержания продуктов деления в топливе химическими методами или  $\gamma$ -активности продуктов деления также позволяет восстановить распределение тепловыделения от осколков деления по реактору в целом или внутри твэла.

## 5. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ ЗА СЧЕТ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

При делении делящихся материалов под действием нейтронов возникают нейтроны нового поколения, которые обладают большой кинетической энергией. Например, при делении урана-235 под действием тепловых нейтронов возникает, в среднем, примерно 2,5 нейтрона со средней энергией каждого около 2 МэВ, так что на одно деление урана-235 приходится в виде кинетической энергии нейтронов деления около 5 МэВ. Рожденные при делении быстрые нейтроны взаимодействуют с ядрами среды, при этом часть кинетической энергии нейтронов передается в виде кинетической энергии ядрам отдачи.

Основными взаимодействиями быстрых нейтронов с ядрами среды, при которых заметная часть их кинетической энергии передается ядрам отдачи, являются упругое и неупругое рассеяние нейтронов,  $(n, 2n)$ -реакция, реакция радиационного захвата  $(n, \gamma)$  и реакции с образованием заряженных частиц  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ .

В реакциях с образованием заряженных частиц кинетическая энергия продуктов реакции, включая энергию ядра отдачи, равна сумме кинетической энергии нейтрона, вызвавшего данную реакцию  $E$ , и энергии ядерной реакции  $Q$ , причем кинетическая энергия продуктов реакции выделяется в виде тепла вблизи места, где произошла реакция\*.

Доля кинетической энергии нейтрона, передаваемая ядру отдачи при ядерных реакциях  $g(E)$ , может быть определена на основании законов сохранения импульса и энергии при элементарном акте взаимодействия нейтрона с ядром [1, 31].

Для упругого рассеяния нейтронов

$$g_e(E) = \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \bar{\mu}), \quad (5.1)$$

где  $E$  — энергия налетающего нейтрона;  $A$  — атомная масса ядра-мишени;  $\mu$  — средний косинус угла рассеяния нейтрона по отношению к первоначальному направлению движения в системе центра инерции.

---

\* Тепловыделение за счет реакций нейтрон — заряженная частица рассматривается отдельно в § 6, в связи с чем в данном параграфе такие реакции не учитываются.



Необходимо отметить, что  $\bar{\mu}$  характеризует степень анизотропии рассеяния нейтрона в системе центра инерции (для изотропного рассеяния  $\bar{\mu}=0$ ).

Известно, что изотропное рассеяние наблюдается при малых энергиях нейтронов с орбитальным квантовым числом  $l=0$ . При больших энергиях нейтронов ( $l=1$  и более) характерна анизотропия рассеяния в системе центра инерции. Для оценки степени анизотропии рассеяния в работе [1] для энергий нейтронов, характеризующихся орбитальным квантовым числом  $l=1$ , получена формула

$$\bar{\mu} = 0,07A^{2/3}E,$$

где  $E$  — энергия, МэВ.

Это выражение, справедливое для  $l=1$ , показывает тенденцию при увеличении энергии нейтронов к рассеянию преимущественно вперед.

Для неупругого рассеяния нейтронов [31, 32]

$$g_{in}(E) = \frac{2A}{(A+1)^2} \left[ 1 - \frac{A+1}{2A} \frac{Q}{E} + \bar{\mu}' \left( 1 - \frac{A+1}{A} \frac{Q}{E} \right)^{1/2} \right], \quad (5.2)$$

где  $Q$  — энергия возбуждения составного ядра при неупругом рассеянии;  $\bar{\mu}'$  — средний косинус угла рассеяния ядра отдачи по отношению к первоначальному направлению движения нейтрона.

Если уровни возбуждения составного ядра при неупругом рассеянии неразрешимы, то для  $g_{in}(E)$  можно воспользоваться соотношением [31, 32]

$$g_{in}(E) = \frac{A}{E} \left\{ \frac{1}{(A+1)^2} E + \frac{E'}{A^2} + 2\bar{\mu}' \frac{\sqrt{EE'}}{A(A+1)} \right\}, \quad (5.3)$$

где  $E'$  — энергия нейтрона после неупругого рассеяния в системе центра инерции.

Для реакции  $(n, 2n)$  можно получить

$$g_{n,2n}(E) = (A-1) \left\{ \frac{1}{(A+1)^2} + \frac{A - \frac{Q}{E}(A+1)}{A(A+1)^2(A-1)} + \right. \\ \left. + 2\bar{\mu}' \left[ \frac{A - \frac{Q}{E}(A+1)}{A(A+1)^2(A-1)} \right]^{1/2} \right\}, \quad (5.4)$$

где  $Q$  — энергия реакции  $(n, 2n)$ .

Для реакции радиационного захвата нейтронов  $(n, \gamma)$  имеем

$$g_{n\gamma}(E) = \frac{\sum_i N_i E_{\gamma i}^2}{E} \frac{1}{2(A+1)m_0 c^2}, \quad (5.5)$$

где  $N_i$  — число  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_i$ , испускаемых при радиационном захвате нейтрона;  $E_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -кванта;  $(A+1)m_0c^2$  — энергия покоя составного ядра.

Выражения (5.1) — (5.5) учитывают только кинетическую энергию ядра отдачи. Энерговыведение за счет образующегося  $\gamma$ -кванта рассматривается в § 7.

Кинетическая энергия ядра отдачи трансформируется при его взаимодействии с электронами и атомами вещества в основном в тепловую энергию. Небольшая доля энергии ядра отдачи идет на образование дефектов в материале и изменение химических связей вещества.

Таким образом, объемное тепловыделение за счет кинетической энергии, полученной атомами при столкновениях с быстрыми нейтронами, можно записать в виде

$$q_{vn} = B \sum_i \rho_i \int_0^\infty [\sigma_{si}(E') g_{ei}(E') + \sigma_{in} E'_i g_{ini}(E') + \sigma_{(n,2n)i}(E') \times \\ \times g_{(n,2n)i}(E') + \sigma_{ci}(E') g_{ci}(E')] E' \Phi(r, E') dE', \quad (5.6)$$

где  $\sigma_s$ ,  $\sigma_{in}$ ,  $\sigma_{(n,2n)}$ ,  $\sigma_c$  — микроскопические сечения упругого рассеяния, неупругого рассеяния,  $(n, 2n)$ -реакции, радиационного захвата;  $\rho$  — ядерная плотность;  $i$  — индекс, определяющий тип элемента.

Рассматривая элементарные процессы, приводящие к передаче кинетической энергии ядрам отдачи, и общее выражение для тепловыделения, можно видеть, что только в случае упругого рассеяния при серии последовательных столкновений быстрого нейтрона с ядрами вся его энергия реализуется в виде кинетической энергии ядер отдачи и затем в виде тепла. В других случаях только часть кинетической энергии нейтрона реализуется как кинетическая энергия ядра отдачи.

Таким образом, в большинстве практически важных случаев с некоторым запасом можно считать, что вся кинетическая энергия нейтронов превращается в тепло за счет упругих столкновений быстрых нейтронов с ядрами вещества.

Неупругое рассеяние характерно для тяжелых ядер, причем неупругое взаимодействие нейтрона с ядрами является пороговой реакцией и происходит при высоких энергиях нейтрона, достаточных для возбуждения ядра мишени. Соотношение тепловыделения за счет неупругого и упругого рассеяния обычно невелико и может достигать единицы и более только для тяжелых элементов, таких как Zr, Mo, Sn, Pb и др. В связи с этим неупругое рассеяние при расчете тепловыделения должно учитываться в реакторах на быстрых нейтронах, имеющих жесткий спектр нейтронов.

Макроскопические сечения взаимодействия, связанные с радиационным поглощением нейтронов для реактора в целом, по сравнению с другими процессами невелики, и учет этих компонентов в тепловыделении может иметь значение только для элементов реактора, в которых эти реакции преобладают.

Рассмотрим более подробно тепловыделение за счет упругого рассеяния нейтронов.

Заметим, что для  $A \gg 1$   $g_{e,l}(E)$  совпадает со средней логарифмической потерей энергии нейтрона при упругом рассеянии  $\xi_l$  и, следовательно, в материалах реактора тепловыделение распределяется пропорционально замедляющей способности материала  $\rho_l \sigma_{sl} \xi_l = \xi \Sigma_{sl}$ .

Объемное тепловыделение за счет упругого рассеяния нейтронов в таком случае будет иметь вид

$$q_{vn}(r) = B \int_0^{\infty} (\xi \Sigma_s(E)) E \Phi(r, E) dE. \quad (5.7)$$

Если ввести в рассмотрение плотность замедления нейтронов  $q(r, E)$  и воспользоваться возрастным приближением для плотности замедления

$$q(r, E) = \xi \Sigma_s(E) E \Phi(r, E), \quad (5.8)$$

то выражение для объемного тепловыделения в реакторе примет вид

$$q_{vn} = B \int_0^{\infty} q(r, E) dE; \quad (5.9)$$

обычно в качестве верхнего предела в интеграле выражения (5.9) принимают значение средней энергии нейтрона деления  $E_0 = 2$  МэВ.

Тогда

$$q_{vn}(r) = \int_0^{E_0} q(r, E) dE. \quad (5.10)$$

В многогрупповом приближении выражение (5.10) можно записать в виде

$$q_{vn}(r) = B \sum_{j=1}^{m-1} \Delta E_j \frac{\Phi_j(r)}{\int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{du}{\xi \Sigma_s}}, \quad (5.11)$$

где  $\Delta E_j = E_j - E_{j-1}$  — ширина энергетического интервала группы  $j$ ;  $u$  — литергия, связанная с энергией соотношением  $u = \ln \frac{E_0}{E}$ ;  $\Phi(r)$  — плотность потока нейтронов.

В частности, в двухгрупповом приближении для реактора на тепловых нейтронах объемное тепловыделение за счет упругого замедления нейтронов можно оценить по формуле

$$q_{vn}(r) = B \frac{\Phi_1(r)}{\int_0^{u_{m-1}} \frac{du}{\xi \Sigma_s}},$$

где  $\Phi_1$  — плотность потока надтепловых нейтронов.

При использовании для расчетов тепловыделения при упругом рассеянии нейтронов возрастного или многогруппового приближения следует иметь в виду, что приемлемые результаты будут получаться для сред, достаточно гомогенных по составу и распределению источников нейтронов. Для резко гетерогенных сред, в частности при определении тепловыделения в отражателе за счет замедления нейтронов, идущих из активной зоны, для вычисления плотности потока нейтронов необходимо использовать более точные приближения кинетического уравнения.

Инженерные оценки тепловыделения в материалах активной зоны реактора при упругом замедлении нейтронов можно выполнить по простейшим соотношениям в предположении, что практически вся энергия нейтронов деления передается веществу в пределах активной зоны реактора. Покажем это.

Оценим долю энергии нейтронов деления, которая выделяется в ядерном реакторе, и долю энергии нейтронов деления, которая уносится нейтронами при их утечке из реактора. С этой целью рассмотрим реактор на тепловых нейтронах без отражателя. Предположим, что справедливо диффузионно-возрастное приближение для плотности замедления нейтронов, а именно:

$$q(E) = q_0 \exp[-\alpha^2 \tau(E)], \quad (5.12)$$

где  $\alpha^2$  — геометрический параметр реактора без отражателя;

$$\tau(E) = \int_E^{E_0} \frac{D(E') dE'}{\xi \Sigma_s(E') E'} \quad (5.13)$$

— квадрат длины замедления (возраст Ферми);  $D(E')$  — коэффициент диффузии нейтронов.

Величину  $\tau(E)$  можно приближенно записать согласно (5.13) в виде

$$\tau(E) \approx \overline{\left( \frac{D}{\xi \Sigma_s} \right)} \ln \left( \frac{E_0}{E} \right), \quad (5.14)$$

где  $\overline{\left( \frac{D}{\xi \Sigma_s} \right)}$  — среднее значение.

Для оценки доли тепловыделения за счет замедления нейтронов в реакторе по отношению к энергии нейтронов деления воспользуемся соотношениями (5.8), (5.10), (5.12), (5.14).

Тогда

$$\frac{q_{vn}}{q_0 E_0} = \frac{1}{E_0} \int_{E_{гр}}^{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^\omega dE, \quad (5.15)$$

где  $\omega = \overline{\left( \frac{D}{\xi \Sigma_s} \right)} \alpha^2$ .

После интегрирования выражения (5.15) можно получить

$$\frac{q_{vn}}{q_0 E_0} = \frac{1}{1 + \left( \frac{D}{\xi \Sigma_s} \right) \alpha^2}, \quad (5.16)$$

но так как

$$\left( \frac{D}{\xi \Sigma_s} \right) \alpha^2 \approx \frac{\alpha^2 \tau_{m-1}}{\ln \frac{E_0}{E_{m-1}}},$$

то

$$\frac{q_{vn}}{q_0 E_0} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha^2 \tau_{m-1}}{\ln (E_0/E_{m-1})}}.$$

Доля энергии, уносимой нейтронами из реактора, будет равна

$$1 - \frac{q_{vn}}{q_0 E_0} = \frac{\frac{\alpha^2 \tau_{m-1}}{\ln (E_0/E_{m-1})}}{1 + \frac{\alpha^2 \tau_{m-1}}{\ln (E_0/E_{m-1})}}.$$

Из теории реакторов известно, что доля нейтронов, утекающих из реактора без отражателя при их замедлении, составляет приблизительно  $\alpha^2 \tau_{m-1}$ . Так как  $\ln (E_0/E_{m-1}) \approx 20$ , то доля энергии, уносимой нейтронами из реактора, примерно в 20 раз меньше, чем относительная утечка нейтронов. А так как утечка нейтронов не может превышать 40—50 % рождающихся при делении нейтронов, то утечка энергии нейтронов не превышает 2—3 % энергии нейтронов деления.

Таким образом, за пределы реактора уносится незначительная часть энергии нейтронов деления. В предположении, что основным процессом при замедлении быстрых нейтронов является упругое рассеяние, а это справедливо для реакторов на тепловых нейтронах, можно считать, что практически вся энергия нейтронов деления выделяется в реакторе. В этом случае приближенное выражение для расчета тепловыделения при замедлении быстрых нейтронов в материалах достаточно гомогенной активной зоны можно получить следующим образом.

Пространственное распределение тепловыделения по активной зоне за счет упругого замедления нейтронов приближенно можно считать пропорциональным распределению источников нейтронов деления, т. е. плотности делений. Это весьма точно для сред с малой атомной массой, когда значительная доля энергии замедляющихся нейтронов передается при первых столкновениях. Так как распределение тепловыделения по отдельным компонентам активной зоны пропорционально замедляющей способности материалов компонентов, то

$$q_{vnk}(r) = B \frac{E_n}{E_f} \frac{S_f(r)}{\bar{S}_f} \frac{\xi \Sigma_{sk}}{\xi \Sigma_s} \frac{W}{V_{a.z}},$$

где  $\xi \Sigma_{sk}$ ,  $\overline{\xi \Sigma_s}$  — замедляющая способность материала  $k$ -го компонента и средняя замедляющая способность материала активной зоны;  $E_n = 5$  МэВ — энергия нейтронов деления;  $E_f = 200$  МэВ — энергия деления;  $S_f(r)$  ( $\overline{S_f}$ ) — распределение делений (черта сверху означает усреднение по объему активной зоны);  $W$  — мощность реактора;  $V_{a.z}$  — объем активной зоны.

## 6. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ ЗА СЧЕТ РЕАКЦИЙ С ИСПУСКАНИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

При взаимодействии нейтронов с ядрами могут проходить реакции с испусканием заряженных частиц, таких как  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $p$ . Эти заряженные частицы и соответствующие ядра отдачи, проходя через вещество, теряют свою энергию в основном за счет взаимодействия с электронами атомов среды, в связи с чем пробеги их в веществе невелики. Поэтому можно считать, что энергия реакции с испусканием заряженной частицы выделяется в виде тепла вблизи места, где произошла ядерная реакция рассматриваемого типа.

Пространственное распределение тепловыделения за счет реакций с испусканием заряженных частиц можно проиллюстрировать на примере  $(n, \alpha)$ -реакций.

Объемное тепловыделение за счет  $(n, \alpha)$ -реакции дается следующим соотношением:

$$q_{V\alpha} = B \int_0^{\infty} S_{\alpha}(r, E) E dE, \quad (6.1)$$

где

$$S_{\alpha}(r, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_{\alpha}(r, E') \Phi(r, E') f_{\alpha}(E, E') dE' \quad (6.2)$$

— распределение источников  $\alpha$ -излучения за счет реакции  $(n, \alpha)$ ;  $B$  — переводной коэффициент, связывающий разные единицы энергии (например, джоули и мегаэлектрон-вольты;  $B = 1,602 \cdot 10^{-13}$  Дж/МэВ).

Если спектр нейтронов слабо зависит от координат, т. е. переменные  $r$  и  $E$  для  $\Phi(r, E)$  разделяются, то для каждой из зон реактора [макроскопическое сечение  $\Sigma_{\alpha}$  для зоны не зависит от  $(r)$ ] можно получить

$$q_{V\alpha}(r) = B \overline{E}_{\alpha} \overline{\Sigma}_{\alpha} \Phi(r), \quad (6.3)$$

где  $\overline{E}_{\alpha}$  — средняя суммарная энергия заряженной частицы и ядра отдачи, приходящаяся на одно поглощение нейтрона в реакции  $(n, \alpha)$ ;  $\overline{\Sigma}_{\alpha}$  — макроскопическое сечение реакции  $(n, \alpha)$ , усредненное по спектру нейтронов;  $\Phi(r) = \int \Phi(r, E') dE'$  — интегральная по всем энергиям плотность потока нейтронов.

Величины  $\overline{E}_{\alpha}$ ,  $\overline{\Sigma}_{\alpha}$  определяются по следующим соотношениям:

$$\overline{E}_{\alpha} = \frac{\int E dE \int \Sigma_{\alpha}(E') \Phi(r, E') f_{\alpha}(E, E') dE'}{\int \Sigma_{\alpha}(E') \Phi(r, E') dE'}; \quad (6.4)$$

$$\bar{\Sigma}_\alpha = \frac{\int \Sigma_\alpha(E') \Phi(r, E') dE'}{\int \Phi(r, E') dE'} \quad (6.5)$$

Если реакция  $(n, \alpha)$  происходит в основном на тепловых нейтронах, выражение (6.3) принимает вид

$$q_{\alpha k} = BE_\alpha \Sigma_{\alpha mk} \Phi_m(r), \quad (6.6)$$

где  $E_\alpha$  — полная энергия частиц, приходящаяся в среднем на одну реакцию  $(n, \alpha)$ ;  $\Sigma_{\alpha mk}$  — макроскопическое сечение реакции  $(n, \alpha)$  для тепловых нейтронов в  $k$ -й зоне;  $\Phi_m(r)$  — распределение плотности потока тепловых нейтронов.

Распределение плотности потока нейтронов находится при нейтронно-физическом расчете реактора. Для среды достаточно больших размеров со слабым поглощением распределение плотности потока нейтронов может быть получено исходя из диффузионного приближения.

На практике тепловыделение за счет реакции нейтрон — заряженная частица оказывается существенным для органов регулирования, выполненных из поглощающих материалов на основе соединений бора. В таких органах регулирования, как известно, происходит реакция  $(n, \alpha)$ . В реакторах на тепловых и промежуточных нейтронах органы регулирования, содержащие бор, являются сильными поглотителями («черные стержни») и диффузионное приближение для нахождения пространственного распределения плотности потока нейтронов в них, нужного для оценки тепловыделения, не применимо.

Для нахождения распределения плотности потока нейтронов в органах регулирования необходимо использовать более высокие степени приближения кинетического уравнения. Широкое применение для этих целей получил интегральный метод вероятностей столкновений [19, 20].

В ряде случаев для решения вопросов охлаждения органов регулирования достаточно знать общую тепловую мощность, выделяемую в стержне. Для интегральной оценки тепловой мощности в сильном поглотителе нейтронов, в котором происходит реакция с выделением заряженной частицы за счет тепловых нейтронов, можно использовать следующий упрощенный прием.

Если обозначить  $J(r_s)$  плотность тока тепловых нейтронов через поверхность, ограничивающую рассматриваемый поглотитель, и предположить, что поглотитель является абсолютно черным, то количество нейтронов, поглощенных в этом поглотителе, будет равно  $\int J(r_s) dS$ , где  $S$  — площадь поверхности стержня. Тогда тепловыделение в рассматриваемом объеме за счет  $(n, \alpha)$ -реакции будет описываться выражением

$$Q_{\alpha t} = BE_\alpha \int_S J(r_s) dS. \quad (6.7)$$

Если  $J$  постоянно по поверхности, то

$$Q_{\alpha t} = BE_\alpha JS.$$

Наличие стержня влияет на распределение плотности потока нейтронов вне стержня. Наличие стержня обычно учитывается с помощью эффективного граничного условия  $\gamma$ :

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_s = \frac{1}{\gamma}, \quad (6.8)$$

причем в области, не занятой стержнями, предполагается справедливым диффузионное приближение. В таком случае

$$J = D \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_s, \quad (6.9)$$

где  $D = 1/(3\Sigma_{tr})$  — коэффициент диффузии нейтронов в среде вне стержня.

Тогда из (6.8) и (6.9) получим

$$J = \Phi_s D / \gamma. \quad (6.10)$$

Для стержней большого диаметра по сравнению с длиной свободного пробега нейтронов в окружающей среде

$$\gamma = 0,71\lambda_{tr} = 0,71/\Sigma_{tr}.$$

Если поглотитель представляет собой цилиндрический стержень, полностью погруженный в ядерный реактор, то распределение тепловыделения на единицу длины по высоте стержня будет пропорционально распределению поглощений нейтронов по высоте стержня. В реакторе на тепловых нейтронах это распределение пропорционально распределению плотности потока тепловых нейтронов по высоте реактора.

Интегральную оценку тепловыделения в поглощающих стержнях органов регулирования за счет реакции нейтрон — заряженная частица можно провести, зная эффективность органов регулирования по реактивности.

Как известно, эффективность поглощающего стержня определяется по соотношению

$$\frac{\Delta k_{эф}}{k_{эф}} = \frac{\int \int_{V_{ст}} \int_0^{\infty} \Sigma_a(r, E) \Phi'(r, E) \Phi^+(r, E) dE dV}{\text{ЦНД}}, \quad (6.11)$$

где  $V_{ст}$  — объем стержня;  $\Phi'(r, E)$  — пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в реакторе с поглощающим стержнем (возмущенный реактор);  $\Phi^+(r, E)$  — пространственно-энергетическое распределение ценности нейтронов в реакторе без поглощающего стержня (невозмущенный реактор);  $\Sigma_a(r, E)$  — макроскопическое сечение поглощения в стержне;

$$\text{ЦНД} = \int \int_{V_{ас}} \int_0^{\infty} \nu_f \Sigma_f(r, E) \Phi'(r, E) dE \int_0^{\infty} \chi(E') \Phi^+(r, E') dE' dV \quad (6.12)$$

— ценность нейтронов деления.



В выражении (6.12)  $V_{a.s}$  — объем активной зоны;  $\Sigma_f(r, E)$  — макроскопическое сечение деления в активной зоне;  $\nu_f$  — число нейтронов деления;  $\chi(E)$  — спектр нейтронов деления.

Тепловыделение в стержне в предположении, что поглощение нейтронов в стержне приводит к реакции нейтрон — заряженная частица, описывается выражением

$$Q_{ст} = BE_\alpha \int \int \int_{V_{ст}} \int_0^\infty \Sigma_c(r, E) \Phi'(r, E) dE dV. \quad (6.13)$$

Мощность, выделяемую в реакторе, можно записать в виде

$$Q_f = BE_f \int \int \int_{V_{ас}} \int_0^\infty \Sigma_f(r, E) \Phi'(r, E) dE dV. \quad (6.14)$$

Выражение для эффективности поглощающего стержня с учетом (6.13) и (6.14) можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta k_{эф}}{k_{эф}} &= \frac{Q_{ст} Q_f}{Q_{ст} Q_f} \frac{\int \int \int_{V_{ст}} \int_0^\infty \Sigma_c(r, E) \Phi'(r, E) \Phi^+(r, E) dE dV}{\int \int \int_{V_{ст}} \int_0^\infty \nu_f \Sigma_f(r, E) \Phi'(r, E) dE \int_0^\infty \chi(E') \Phi^+(r, E') dE' dV} = \\ &= \frac{Q_{ст}}{Q_f} \frac{\int \int \int_{V_{ст}} \int_0^\infty \Sigma_c(r, E) \Phi'(r, E) \Phi^+(r, E) dE dV}{\int \int \int_{V_{ас}} \int_0^\infty \nu_f \Sigma_f(r, E) \Phi'(r, E) dE \int_0^\infty \chi(E') \Phi^+(r, E') dE' dV} \cdot (6.15) \\ &= \frac{Q_{ст}}{Q_f} \frac{E_\alpha \int \int \int_{V_{ст}} \int_0^\infty \Sigma_c(r, E) \Phi'(r, E) dE dV}{E_f \left( \frac{1}{\nu_f} \right) \int \int \int_{V_{ас}} \int_0^\infty \nu_f \Sigma_f(r, E) \Phi'(r, E) dE dV} \end{aligned}$$

Здесь  $\overline{(1/\nu_f)}$  — среднее по энергии значение  $1/\nu_f$ .

Так как поглощение нейтронов в стержне для ядерных реакторов на тепловых нейтронах происходит в достаточно узкой области спектра (в основном это тепловые нейтроны), то ценность поглощаемых нейтронов можно вынести за знак интеграла по  $E$ , заменив ее некоторой средней величиной  $\Phi_c^+$ .

Интеграл  $\int_0^\infty \chi(E') \Phi^+(r, E') dE'$  представляет собой ценность одного нейтрона деления, которую удобно обозначить  $\Phi_f^+$ .

В данном случае выражение (6.15) преобразуется к виду

$$\frac{\Delta k_{\text{эф}}}{k_{\text{эф}}} = \frac{Q_{\text{ст}} E_f}{Q_f E_{\alpha}} \left( \frac{\bar{1}}{v_f} \right) \frac{\frac{\int \int \int_{V_{\text{ст}}} \Phi_c^+ (r) \int_0^{\infty} \Sigma_c (r, E) \Phi' (r, E) dE dV}{\int \int \int_{V_{\text{ст}}} \int_0^{\infty} \Sigma_c (r, E) \Phi' (r, E) dE dV}}{\frac{\int \int \int_{V_{\text{a.s}}} \Phi_f^+ (r) \int_0^{\infty} v_f \Sigma_f (r, E) \Phi' (r, E) dE dV}{\int \int \int_{V_{\text{a.s}}} v_f \Sigma_f (r, E) \Phi' (r, E) dE dV}} ; \quad (6.16)$$

число поглощений в поглощающем стержне

$$\int \int \int_{V_{\text{ст}}} \int_0^{\infty} \Sigma_c (r, E) \Phi' (r, E) dE dV$$

можно выразить, как отмечалось выше, через интеграл по поверхности стержня от плотности тока нейтронов  $J$ , причем  $J$  можно записать с помощью  $\Phi(r, E)$  на поверхности стержня:

$$J(r_s, E) = \Phi(r_s, E) D/\gamma. \quad (6.17)$$

Если предположить далее, что плотность скалярного потока для возмущенного реактора на поверхности стержня пропорциональна плотности потока для невозмущенного реактора, а пространственные распределения плотности потока и ценности нейтронов совпадают с точностью до множителя и одинаковы для всех энергий нейтронов, то

$$\frac{\Delta k_{\text{эф}}}{k_{\text{эф}}} = \frac{Q_{\text{ст}} E_f}{Q_f E_{\alpha}} \left( \frac{\bar{1}}{v_f} \right) \frac{A_c^+ \int \int_{S_{\text{ст}}} \Psi^2 (r_s) dS \int \int \int_{V_{\text{a.s}}} \Psi (r) dV}{A_f^+ \int \int_{S_{\text{ст}}} \Psi (r_s) dS \int \int \int_{V_{\text{a.s}}} \Psi^2 (r) dV}, \quad (6.18)$$

где  $\Psi(r)$  — пространственное распределение плотности потока (и ценности) нейтронов;  $A_f^+/A_c^+$  — отношение ценности нейтрона деления к ценности поглощаемого стержнем нейтрона для фиксированной координаты реактора (в качестве такой координаты чаще всего берут точку в центральном по высоте сечении активной зоны в месте расположения поглощающего стержня).

Из соотношения (6.18) легко получить [33]

$$\frac{Q_{\text{ст}}}{Q_f} = \frac{\Delta k_{\text{эф}}}{k_{\text{эф}}} v_f \frac{E_{\alpha} A_f^+ \int \int \int_{V_{\text{a.s}}} \Psi^2 (r) dV \int \int_{S_{\text{ст}}} \Psi (r_s) dS}{E_f A_c^+ \int \int \int_{V_{\text{a.s}}} \Psi (r) dV \int \int_{S_{\text{ст}}} \Psi^2 (r_s) dS}, \quad (6.19)$$

или иначе

$$\frac{Q_{ст}}{Q_f} = \frac{\Delta k_{эф}}{k_{эф}} \nu_f \frac{E_{\alpha} A_f^+ \bar{\Psi}_{a.3}^2 \bar{\Psi}_{ст}}{E_f A_c^+ \bar{\Psi}_{a.3} \bar{\Psi}_{ст}^2}, \quad (6.20)$$

где черта сверху означает усреднение по соответствующим областям.

Необходимо отметить, что множитель  $A_f^+/A_c^+$  мало отличается от единицы (не превосходит единицу), а именно для реактора на тепловых нейтронах

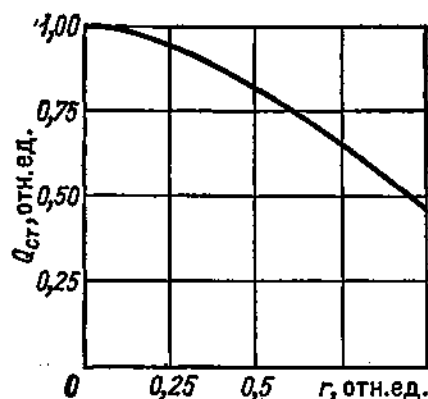


Рис. 6.1. Зависимость теплового выделения в поглощающем стержне  $Q_{ст}$  от его расположения в активной зоне реактора  $r$

$$\frac{1}{\nu \mu \theta} \leq \frac{A_f^+}{A_c^+} \leq 1, \quad (6.21)$$

где  $\nu$  — число вторичных нейтронов на одно поглощение в делящемся веществе;  $\mu$  — коэффициент размножения на быстрых нейтронах;  $\theta$  — коэффициент использования тепловых нейтронов.

Поскольку  $1/\nu \mu \theta \geq 0,5$  и

$$0,5 \leq \frac{A_f^+}{A_c^+} \leq 1, \quad (6.22)$$

$A_f^+/A_c^+$  приближается к единице по мере увеличения доли поглощаемых надтепловых нейтронов в стержне.

При поглощении только тепловых нейтронов этот множитель всегда меньше единицы и может достигать  $\sim 0,5$ .

Использование изложенного метода для оценок тепловыделения за счет кинетической энергии продуктов реакции ( $n$ ,  $\alpha$ ) в стержнях регулирования, содержащих в качестве поглотителя соединения бора, оказывается удобным, так как эффективность органов регулирования является, как правило, известной величиной, определяемой из экспериментов. Наиболее эффективно с помощью этого метода получать зависимость энерговыделения в поглощающем стержне от положения в реакторе (рис. 6.1).

## 7. ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕ ЗА СЧЕТ $\gamma$ -КВАНТОВ

$\gamma$ -Кванты, образующиеся в реакторе при различных процессах (при делении ядер, при радиоактивном распаде продуктов деления, при захвате и неупругом рассеянии нейтронов), взаимодействуя с веществом, приводят к тепловыделению в различных элементах реактора. Чтобы определить тепловыделение, если известно пространственно-энергетическое распределение источников  $\gamma$ -квантов  $S_{\gamma}^{мгн}$ ,  $S_{\gamma}^{зап}$ ,  $S_{\gamma}^{зах}$ ,  $S_{\gamma}^{акт*}$ ,  $S_{\gamma}^{in}$ , необходимо знать закономерности взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом.

\*  $S_{\gamma}^{акт}$  — плотность источников  $\gamma$ -квантов за счет активации нуклидов при захвате нейтронов.

**Элементарные процессы взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом.** Основными для расчета тепловыделения процессами взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом являются фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние и образование пар [2, 3, 34]. Вероятность того или иного взаимодействия  $\gamma$ -кванта с веществом характеризуется сечением взаимодействия для данного процесса. Обычно сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов выражается в барнах на один атом  $\sigma$ , или в томсоновских единицах на электрон  $\sigma^T$ , соотношение между которыми имеет вид

$$\sigma^T \left[ \frac{\text{томсон.ед}}{\text{электрон}} \right] = \frac{1,504}{Z} \sigma \left[ \frac{\text{б}}{\text{атом}} \right],$$

где  $Z$  — атомный номер.

**Фотоэлектрический эффект.** При фотоэлектрическом эффекте энергия  $\gamma$ -кванта передается одному из связанных электронов атома, который вылетает из атома с кинетической энергией, равной разности энергий падающего  $\gamma$ -кванта и энергии ионизации той оболочки атома, на которой находился электрон. Таким образом, фотоэффект является процессом полного поглощения  $\gamma$ -квантов. Сечение фотоэффекта растет с увеличением атомного номера, как  $Z^n$  ( $4 < n < 5$ ). Вероятность фотоэффекта сильно уменьшается с увеличением энергии  $\gamma$ -кванта, в связи с чем вклад фотоэффекта в поглощение энергии  $\gamma$ -квантов с увеличением их энергии падает. Например, вклад фотоэффекта в поглощение энергии  $\gamma$ -квантов не превышает 5% для алюминия, меди, олова и свинца при энергии  $\gamma$ -квантов более 0,15; 0,4; 1,2 и 4,7 МэВ. Таким образом, роль фотоэлектрического поглощения становится малосущественной уже при  $E_\gamma > 1$  МэВ.

**Комптоновское рассеяние.** Если энергия  $\gamma$ -кванта значительно больше энергии связи электрона в атоме, то электрон в процессе взаимодействия с  $\gamma$ -квантом можно считать свободным. Комpton-эффект представляет собой процесс рассеяния  $\gamma$ -квантов на свободных электронах, в результате которого меняется как направление движения, так и энергия падающих  $\gamma$ -квантов. Комптоновское рассеяние происходит на свободных электронах, вследствие этого основные характеристики явления могут быть определены для единичного электрона, а для нахождения сечения для атома необходимо умножить значение сечения, полученного для электрона, на  $Z$ .

Таким образом, полное сечение комптоновского взаимодействия  $\sigma_c \sim Z$  и относительно медленно уменьшается с энергией. Другой величиной, представляющей интерес при расчете тепловыделения, является средняя относительная потеря энергии фотоном в процессе комптоновского рассеяния  $(E - E')/E$ , где  $E$  — энергия падающего фотона;  $E'$  — энергия рассеянного фотона.

Используя эту величину, вводят сечение

$$\sigma_{ca} = \frac{E - E'}{E} \sigma_c, \quad (7.1)$$

которое называется сечением поглощения энергии или сечением истинного поглощения  $\gamma$ -кванта при комптон-эффекте. В томсоновских единицах это сечение можно вычислить по формуле

$$\sigma_{ca}^T = \sigma_c^T - \frac{3}{8} \left[ \frac{\ln(1+2E)}{E^3} + \frac{2(1+E)(2E^2-2E-1)}{E^2(1+2E)^2} + \frac{8E^2}{3(1+2E)^3} \right], \quad (7.2)$$

где  $E$  выражено в единицах энергии покоящегося электрона.

Для значений энергий  $E_\gamma \approx 0,5$  МэВ  $\sigma_c \sim 1/E_\gamma$ , т. е. вероятность комптоновского рассеяния уменьшается медленнее, чем вероятность фотоэффекта. Поэтому комптон-эффект является преобладающим процессом взаимодействия в широком энергетическом интервале. Даже для таких тяжелых элементов, как свинец, сечение комптон-эффекта составляет основную часть полного сечения поглощения в интервале от 0,5 до 5 МэВ. Поэтому на практике достаточно часто взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом можно считать комптоновским рассеянием.

**Образование пар.** В электрическом поле ядер при энергии  $\gamma$ -кванта, превышающей удвоенную энергию покоя электрона ( $2m_0c^2 = 1,022$  МэВ), может протекать процесс образования пары электрон — позитрон, при котором вся энергия падающего  $\gamma$ -кванта передается образовавшимся частицам и ядру, в поле которого произошло образование пары. Таким образом, данный процесс приводит к полному поглощению  $\gamma$ -кванта.

Энергетический порог процесса равен 1,022 МэВ, после которого происходит медленное нарастание процесса; при  $E_\gamma \geq 4$  МэВ сечение процесса становится приблизительно пропорциональным  $\ln E_\gamma$ . Оно также пропорционально  $Z$ . Процесс образования каждой пары сопровождается вторичным  $\gamma$ -излучением в виде двух фотонов с одинаковой энергией, равной  $E_\gamma \approx m_0c^2 = 0,511$  МэВ за счет аннигиляции замедлившихся позитрона и электрона. Обычно считают, что аннигиляционное излучение поглощается в месте его образования.

Таким образом, суммарное взаимодействие  $\gamma$ -квантов характеризуется полным сечением их взаимодействия с веществом, которое представляет собой сумму сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар:

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_c + \sigma_\pi, \quad (7.3)$$

а поглощение энергии — полным сечением поглощения энергии:

$$\sigma_a = \sigma_\phi + \sigma_{ca} + \sigma_\pi. \quad (7.4)$$

На рис. 7.1 приведены зависимости полного сечения и отдельных его составляющих от энергии для кислорода и свинца. При расчетах взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом обычно используют макроскопические характеристики взаимодействия  $\gamma$ -излучения в виде произведения микроскопического сечения на концентрацию атомов — массовый коэффициент взаимодействия, в который входит концентрация атомов в 1 г вещества, и линейный коэффициент взаимодействия, в который входит концентрация атомов в 1 см<sup>3</sup>

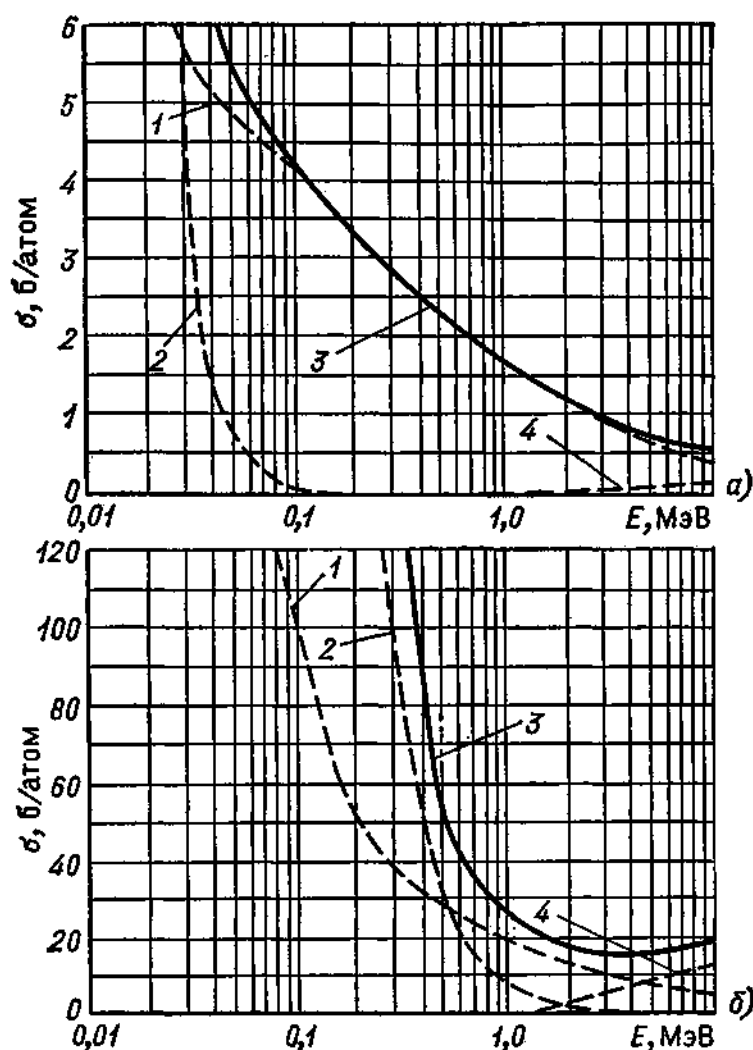


Рис. 7.1. Зависимость полного сечения взаимодействия и отдельных его составляющих от энергии  $\gamma$ -квантов для кислорода (а) и свинца (б):

1 — комптоновское рассеяние; 2 — фотоэффект; 3 — полное сечение; 4 — образование пар

вещества. Например, массовый коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения,  $\text{см}^2/\text{г}$ ,

$$W = \frac{0,6022}{A} \sigma = \frac{0,4Z}{A} \sigma^r,$$

где  $A$  — атомная масса;  $\sigma$  — сечение, б.

Так как, за исключением водорода, отношение  $Z/A \approx 1/2$  для всех элементов, то массовый коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения имеет приблизительно одинаковое значение для всех элементов в той энергетической области, где доминирующим процессом является комптон-эффект.

Линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения,  $1/\text{см}$ ,

$$\mu = \gamma W,$$

где  $\gamma$  — плотность среды,  $\text{г}/\text{см}^3$ .

Аналогично определяются коэффициенты поглощения энергии

$\gamma$ -излучения  $W_a$  и  $\mu_a$ . Значения линейных и массовых коэффициентов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с различными материалами приводятся в [5, 35] (см. также приложение 3).

Распространение  $\gamma$ -квантов. Источники  $\gamma$ -излучения порождают поле излучения. В пределах интересующей нас системы оно полностью определено, если в любой точке пространства этой системы известны энергетическое и угловое распределения плотности потока излучения. Все эти сведения дает распределение плотности потока  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$ -излучения)  $\varphi(r, E, \Omega)$ .

Функция  $\varphi(r, E, \Omega)dEd\Omega$  определяет число  $\gamma$ -квантов в точке  $r$  пространства, имеющих энергию в интервале  $dE$  вблизи  $E$ , движущихся в элементе телесного угла  $d\Omega$  в направлении единичного вектора  $\Omega$  и пересекающих в единицу времени единичную площадку, нормаль которой направлена вдоль  $\Omega$  [34]. Результаты расчетов и экспериментов по прохождению  $\gamma$ -излучения в веществе часто выражаются через различные интегралы от  $\varphi(r, E, \Omega)$ . Укажем важнейшие из них.

Если детектор излучения изотропный и не различает направлений, по которым излучение приходит в него, то его показания пропорциональны функции

$$\Phi(r, E) = \int_{4\pi} \varphi(r, E, \Omega) d\Omega$$

или

$$F(r, E) = \int_{4\pi} E\varphi(r, E, \Omega) d\Omega,$$

где  $\Phi(r, E)$  — плотность скалярного потока  $\gamma$ -излучения энергии  $E$ , а  $F(r, E)$  — плотность потока энергии  $\gamma$ -излучения ( $\gamma$ -квантов) с энергией  $E$ .

Интенсивность  $\gamma$ -излучения определяется соотношением

$$I(r) = \int F(r, E) dE.$$

Функция  $J(r, E) = \int_{4\pi} \Omega\varphi(r, E, \Omega) d\Omega$  называется плотностью тока  $\gamma$ -излучения ( $\gamma$ -квантов) с энергией  $E$ .

Часто требуется определить лишь компоненту плотности тока вдоль некоторого направления, задаваемого вектором  $k$  [2]:

$$J_k = (J \cdot k) = \int_{4\pi} \varphi(r, E, \Omega) \omega d\Omega, \quad (7.5)$$

где  $\omega$  — косинус угла между векторами  $\Omega$  и  $k$ .

Распределение плотности потока  $\gamma$ -квантов  $\varphi(r, E, \Omega)$  определяется из решения кинетического уравнения Больцмана, описывающего перенос излучения. Развитые к настоящему времени расчетные методы решения уравнения Больцмана являются весьма громоздкими, и для проведения их требуется мощная электронно-вычислительная техника.

Сравнение результатов расчетов с экспериментом и использование их для решения практических задач существенно упрощается благодаря использованию факторов накопления.

Фактор накопления определяется отношением эффекта, производимого всеми  $\gamma$ -квантами, к эффекту, производимому нерассеянными  $\gamma$ -квантами.

В зависимости от характера регистрируемого эффекта различают несколько типов факторов накопления. Фактор накопления плотности потока  $\gamma$ -квантов определяется следующим образом:

$$B_N(r) = \frac{\text{Плотность скалярного потока } \gamma\text{-квантов (нерассеянных и рассеянных)}}{\text{Плотность потока нерассеянных } \gamma\text{-квантов}},$$

или

$$B_N(r) = \frac{\int \Phi(r, E) dE}{\int \Phi_0(r, E) dE}. \quad (7.6)$$

Аналогично можно определить фактор накопления плотности потока энергии  $\gamma$ -излучения:

$$B_E(r) = \frac{\int F(r, E) dE}{\int F_0(r, E) dE}. \quad (7.7)$$

При расчетах энерговыделения от  $\gamma$ -излучения используется фактор накопления поглощенной энергии в интересующей нас среде:

$$B_a(r) = \frac{\int \mu_a(E) F(r, E) dE}{\int \mu_a(E) F_0(r, E) dE}. \quad (7.8)$$

Очевидно, что всегда  $B \geq 1$ .

Если рассматривать точечный изотропный источник  $\gamma$ -квантов, излучающий в единицу времени  $S_\gamma$   $\gamma$ -квантов с энергией  $E_0$ , то на расстоянии  $r$  плотность потока энергии  $F_0(r, E)$ , которую несут нерассеянные  $\gamma$ -кванты, есть

$$F_0(r, E) = \frac{S_\gamma E_0 \exp(-\mu r)}{4\pi r^2} \delta(E - E_0). \quad (7.9)$$

Поскольку данной точки достигают и  $\gamma$ -кванты, испытавшие одно или несколько комптоновских рассеяний, плотность потока энергии будет больше, чем  $F_0$ . Это увеличение при расчете тепловыделения можно учитывать фактором накопления.

Таким образом, в случае точечного изотропного моноэнергетического источника с использованием фактора накопления можно записать выражения для интенсивности  $\gamma$ -излучения и объемного тепловыделения за счет поглощенной энергии  $\gamma$ -излучения на расстоянии  $r$  от источника:

$$\begin{aligned} I(r) &= \int F(r, E) dE = \\ &= B_E(r) \int F_0(r, E) dE = B_E(\mu r, E_0) \frac{S_\gamma E_0}{4\pi r^2} \exp(-\mu r); \end{aligned} \quad (7.10)$$

$$q_{V\gamma}(r) = \int \mu_a F(r, E) dE =$$



$$= B_a(r) \int \mu_a F_0(r, E) dE = B_a(\mu r, E_0) \mu_a \frac{S_\gamma E_0}{4\pi r^2} \exp(-\mu r). \quad (7.11)$$

Фактор накопления зависит от начальной энергии  $\gamma$ -квантов, геометрии источника, композиции и толщины вещества и расстояния, проходимого излучением в веществе. Факторы накопления рассчитаны для случая бесконечной среды методом моментов, а конечной среды — методами Монте-Карло [34, 36] и многократного рассеяния для точечных изотропных и плоских источников с заданным угловым распределением в различных гомогенных средах [34]. Для расчетов с использованием факторов накопления желательно иметь аналитическое выражение для факторов накопления. Наиболее простыми и удобными являются [2, 3]

$$B_a(\mu r, E_0) = \exp([\mu(E_0) - \mu_a(E_0)] r); \quad (7.12)$$

$$B_a(\mu r, E_0) = 1 + \left[ \frac{\mu(E_0) - \mu_a(E_0)}{\mu_a(E_0)} \right] \mu(E_0) r. \quad (7.13)$$

В приложении 1 даны различные представления для факторов накопления. Применение экспоненциального вида факторов накопления (7.12) позволяет записать следующую формулу для плотности поглощенной энергии в случае точечного изотропного источника  $\gamma$ -квантов (плотность поглощенной энергии  $\gamma$ -квантов совпадает с объемным тепловыделением за счет  $\gamma$ -квантов):

$$q_{V\gamma}(r) = \frac{\mu_a(E_0) S_\gamma E_0}{4\pi r^2} \exp(-\mu_a(E_0) r). \quad (7.14)$$

Если среда многослойная, фактор накопления, записанный в экспоненциальной форме, представляется в виде произведения факторов накопления отдельных слоев и выражение для плотности поглощенной энергии для точечного изотропного источника принимает вид

$$q_{V\gamma}(r) = \frac{\mu_a(r, E_0) S_\gamma E_0}{4\pi r^2} \exp \left[ - \int_0^r \mu_a(r', E_0) dr' \right]. \quad (7.15)$$

Тепловыделение в реакторе, обусловленное  $\gamma$ -квантами. Если известно пространственно-энергетическое распределение плотности скалярного потока  $\gamma$ -излучения  $\Phi_\gamma(r, E)$ , то объемное тепловыделение  $q_{V\gamma}(r)$ , обусловленное  $\gamma$ -излучением, в точке  $r$  может быть рассчитано по формуле

$$q_{V\gamma}(r) = \int_0^\infty E \Phi_\gamma(r, E) \mu_a(r, E) dE, \quad (7.16)$$

где  $E \Phi_\gamma(r, E) dE$  — плотность потока энергии  $\gamma$ -излучения в интервале энергий от  $E$  до  $E + dE$ ;  $\mu_a(r, E)$  — линейный коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения энергии  $E$  в точке  $r$ .

$\gamma$ -Излучение в реакторе часто представляют в виде суммы дискретных моноэнергетических линий  $E_j$ , и выражение для объемного

тепловыделения принимает вид

$$q_{V\gamma}(\mathbf{r}) = \sum_j E_j \Phi_{\gamma j}(\mathbf{r}) \mu_a(\mathbf{r}, E_j). \quad (7.17)$$

В практических расчетах, если известен аналитический вид функции влияния точечного источника, каждый объемный источник  $\gamma$ -излучения реактора разлагается на сумму элементарных источников, и интенсивность  $\gamma$ -излучения в точке  $\mathbf{r}$  вычисляется как суперпозиция функций влияния интенсивностей излучения всех элементарных источников. В среде с однородными свойствами внутри и вне объемного источника объемное тепловыделение в точке  $\mathbf{r}$  определится выражением (7.17), где

$$E_j \Phi_{\gamma j}(\mathbf{r}) = \int_{V_s} \frac{E_j S_{\gamma j}(\mathbf{r}_s) \{\exp[-\mu(E_j)(|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|)]\} B_a(l_s, E_j) dV_s}{4\pi(\mathbf{r}-\mathbf{r}_s)^2}; \quad (7.18)$$

$E_j S_{\gamma j}(\mathbf{r}_s)$  — плотность мощности источников  $\gamma$ -излучения энергии  $E_j$  ( $j$ -й энергетической группы);  $\mu(E_j)$  — линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения энергии  $E_j$ ;  $B_a(l_s, E_j)$  — фактор накопления поглощенной энергии  $\gamma$ -излучения энергии  $E_j$  в однородной среде на расстоянии  $l_s$  от текущей точки источника до точки детектирования;  $l_s = |\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|$ ;  $V_s$  — объем источника.

Более общий случай реализуется, если имеется несколько объемных источников и требуется найти объемное тепловыделение в точке  $\mathbf{r}$ , принадлежащей окружающей их среде. В этом случае для не перекрывающихся источников выражение для  $q_{V\gamma}(\mathbf{r})$  записывается в виде

$$q_{V\gamma}(\mathbf{r}) = \sum_n \sum_j E_j \Phi_{\gamma nj}(\mathbf{r}) \mu_a(\mathbf{r}, E_j), \quad (7.19)$$

где

$$E_j \Phi_{\gamma nj}(\mathbf{r}) = \int_{V_{sn}} \frac{E_j S_{\gamma j}(\mathbf{r}_{sn}) B_a(l_{sn}, l_n, E_j) \exp[-\mu_{sn}(E_j) l_{sn} - \mu(E_j) l_n] dV_{sn}}{4\pi(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{sn})^2};$$

$\mu_{sn}(E_j)$  и  $\mu(E_j)$  — линейные коэффициенты ослабления  $\gamma$ -излучения энергии  $E_j$  в материалах  $n$ -го источника и среды, окружающей источник;  $B_a(l_{sn}, l_n, E_j)$  — фактор накопления поглощенной энергии  $\gamma$ -излучения энергии  $E_j$  в двухслойной среде на расстоянии  $l_{sn} + l_n$  от текущей точки источника до точки детектирования;  $l_{sn}, l_n$  — отрезки прямой, соединяющей текущую точку источника с точкой детектирования, лежащие в области источника и вне его.

К вычислению интегралов такого вида сводятся расчеты распределения тепловыделения от  $\gamma$ -излучения в элементах реактора. Часто отдельные элементы и зоны, являющиеся источниками  $\gamma$ -излучения, имеют правильную геометрическую форму в виде пластины, цилиндра или шара. Поэтому необходимо рассмотреть формулы для расчета плотности потока и тока  $\gamma$ -излучения от источников правильной геометрической формы. Такие формулы для источников в виде пластины, цилиндра или шара приведены в приложении 2.

Несмотря на относительную простоту интегралов конечный результат не всегда представляется в виде элементарных функций и требуются таблицы специальных функций.

**Гомогенная активная зона.** Если активная зона не имеет ярко выраженной гетерогенной структуры, то ее можно гомогенизировать. В таком случае активная зона считается единым объемным источником  $\gamma$ -излучения. Важными моментами расчета такой системы являются выбор геометрической модели активной зоны и учет реальной неоднородности распределения источников.

Рассмотрим простейший случай, когда активная зона и отражатель имеют одинаковые свойства. В этом случае и для активной зоны, и для отражателя можно использовать единый фактор накопления поглощенной энергии для однородной среды (см. приложение 1):

$$B_a(r) = \sum_i A_i \exp(-\alpha_i \mu r).$$

Предположим, что источники равномерно распределены по объему активной зоны. Для расчета объемного тепловыделения имеем следующее выражение:

$$q_{v\gamma}(r) = \sum_j E_j \Phi_{vj}(r) \mu_a(E_j), \quad (7.20)$$

где

$$\Phi_{vj}(r) = S_{vj} \sum_i A_i X_{ij}(r);$$

$$X_{ij}(r) = \int_{V_{a,z}} \frac{\exp[-\mu_{0ij} |r - r_s|] dV_s}{4\pi (r - r_s)^2};$$

$$\mu_{0ij} = (1 + \alpha_{ij}) \mu_j;$$

$\mu_j$  — линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения энергии  $E_j$ .

Вид компонента  $X_{ij}(r)$  зависит от геометрической формы источника. Если активная зона представляет собой сферу радиусом  $R_0$ , то для  $X_{ij}(r)$  можно записать аналитическое выражение (см. приложение 2):

для  $r/R_0 \leq 1$

$$\begin{aligned} X_{ij}(r) = & \frac{1}{\mu_{0ij}} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \exp[-\mu_{0ij}(R_0 - r)] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \exp[-\mu_{0ij}(R_0 + r)] \right\} - \frac{1}{4\mu_{0ij}^2 r} \{ [1 + \mu_{0ij}(R_0 - r)] \exp[-\mu_{0ij}(R_0 - \\ & - r)] + [1 + \mu_{0ij}(R_0 + r)] \exp[-\mu_{0ij}(R_0 + r)] \} + \\ & + \frac{(R_0 - r)(R_0 + r)}{4r} \{ E_1[\mu_{0ij}(R_0 - r)] - E_1[\mu_{0ij}(R_0 + r)] \}; \end{aligned}$$

для  $r/R_0 > 1$

$$X_{ij}(r) = \frac{1}{2\mu_{0ij}} \{ \exp[-\mu_{0ij}(r - R_0)] - \exp[-\mu_{0ij}(r + R_0)] \} -$$

$$- \frac{1}{4\mu_{0ij}^2} \{ \exp[-\mu_{0ij}(r-R_0)] [\mu_{0ij}(r-R_0)] - \exp[-\mu_{0ij}(r+R_0)] \times \\ \times [\mu_{0ij}(r+R_0) + 1] \} - \frac{1}{4} \frac{(r^2 - R_0^2)}{r} \{ E_1[\mu_{0ij}(r-R_0)] - \\ - E_1[\mu_{0ij}(r+R_0)] \}.$$

Характерные зависимости  $\mu_{0ij}X_{ij}$  от расстояния по радиусу показаны на рис. 7.2.

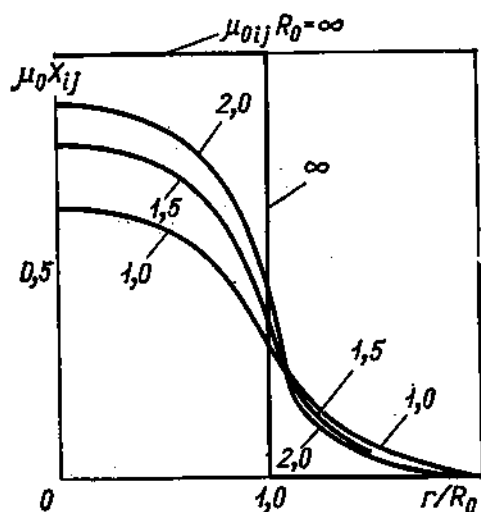


Рис. 7.2.

Рис. 7.2. Распределение  $\mu_{0ij}X_{ij}(r)$  в бесконечной однородной среде с однородным сферическим источником  $\gamma$ -квантов ( $r$  — расстояние от центра сферического источника до точки детектирования;  $R_0$  — радиус источника. Нормировка:

$$\frac{3}{R_0^3} \int_0^\infty \mu_{0ij}X_{ij}r^2dr = 1)$$

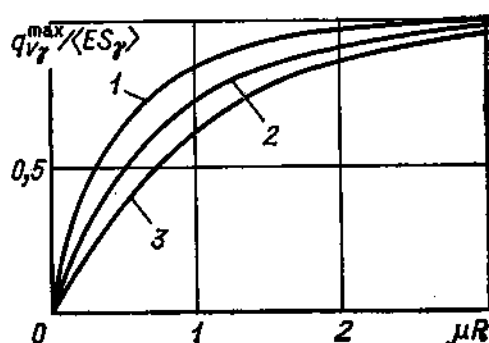


Рис. 7.3.

Рис. 7.3. Зависимость  $q_{v\gamma}^{max} / \langle ES_{\gamma} \rangle$  от размера активной зоны реактора:

1—3 — пластина, цилиндр (бесконечной высоты) и сфера;  $R$  — радиус (полутолщина) активной зоны;  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления.

Если активная зона рассматривается как бесконечная пластина толщиной  $h$ , то для функции  $X_{ij}(x)$  можно записать следующие выражения:

$$X_{ij}(x) = \frac{1}{2\mu_{0ij}} \{ 2 - E_2(\mu_{0ij}x) - E_2[\mu_{0ij}(h-x)] \} \quad \text{при } \frac{x}{h} \leq 1; \quad (7.21)$$

$$X_{ij}(x) = \frac{1}{2\mu_{0ij}} \{ E_2[\mu_{0ij}(x-h)] - E_2[\mu_{0ij}x] \} \quad \text{при } \frac{x}{h} > 1. \quad (7.22)$$

Для активной зоны в виде бесконечного по высоте цилиндра радиусом  $R_0$  имеем

$$X_{ij}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{R_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\exp \left[ - \frac{\mu_{0ij} \sqrt{r^2 + \rho^2 - 2\rho r \cos \varphi}}{\cos \theta} \right]}{\sqrt{r^2 + \rho^2 - 2\rho r \cos \varphi}} d\theta. \quad (7.23)$$

Используя выражение для  $X_{ij}$ , можно рассчитать пространственное распределение удельной мощности тепловыделения в материалах активной зоны реактора.

При расчете охлаждения элементов реактора обычно представляет интерес максимальное объемное тепловыделение. Естественно, в гомогенизированном реакторе бесконечных размеров с равномерным распределением источников  $\gamma$ -квантов их утечка отсутствует, и объемное тепловыделение равно плотности мощности источников  $\gamma$ -излучения  $\langle ES_\gamma \rangle$  \*. Отношение максимального объемного тепловыделения, которое имеет место в центре активной зоны, к плотности мощности источников  $\gamma$ -квантов в зависимости от размеров реактора показано на рис. 7.3. При размере реактора  $\mu R > 2$  можно с достаточной точностью пренебречь растечкой  $\gamma$ -квантов и считать, что объемное тепловыделение в центре приблизительно равно плотности мощности источников  $\gamma$ -излучения:

$$q_{V\gamma} \approx \langle ES_\gamma \rangle. \quad (7.24)$$

Распределение объемного тепловыделения между отдельными элементами реактора (включая органы регулирования) приблизительно пропорционально линейному коэффициенту поглощения энергии:

$$q_{V\gamma}^i = \frac{\mu_{ai}}{\mu_a} q_{V\gamma}. \quad (7.25)$$

В области энергии  $\gamma$ -квантов, где преобладающим процессом взаимодействия является комптоновское рассеяние и массовый коэффициент взаимодействия приблизительно одинаков для различных элементов, выражение (7.25) с учетом  $\mu = \gamma \cdot W$  принимает вид

$$q_{V\gamma}^i = \frac{\gamma_i}{\gamma} q_{V\gamma}, \quad (7.26)$$

т. е. объемное тепловыделение в  $i$ -м компоненте среды определяется его парциальной плотностью и, следовательно, для оценки можно принять, что объемное тепловыделение в  $i$ -м компоненте пропорционально его массовой доле в активной зоне.

В случае неоднородного распределения источников  $\gamma$ -излучения в активной зоне для расчетов можно использовать результаты, приведенные в приложении 2, аппроксимируя реактор бесконечной пластиной с произвольным распределением источников, сферической или цилиндрической геометрией со ступенчатым распределением источников по зонам.

**Гетерогенная активная зона.** В активной зоне с гетерогенной структурой источники излучения сосредоточены в твэлах. В такой системе важно определить объемное тепловыделение в замедлителе, окружающем твэлы. Твэлы можно рассматривать как

---

\* Здесь и далее под  $\langle ES_\gamma \rangle$  понимается следующее выражение:  $\langle ES_\gamma \rangle = \int E' S_\gamma(r, E') dE'$ .

цилиндрические однородные источники  $\gamma$ -квантов, окруженные многослойной оболочкой. Предполагая, что плотность поглощения  $\gamma$ -квантов, вышедших из твэла, в соседних твэлах мало отличается от плотности поглощения в межтвэльном веществе, для расчета тепловыделения в межтвэльном пространстве используем выражения, полученные в приложении 2 для одиночного цилиндрического источника излучения. Объемное тепловыделение в межтвэльном веществе определяется выражением

$$q_{V\gamma}(r) = \sum_n \sum_f \mu_a(E_f) E_f \Phi_{\gamma fn}(r), \quad (7.27)$$

где  $n$  — номера твэлов, по которым ведется суммирование;

$$\Phi_{\gamma fn}(r) = \frac{1}{2\pi} S_{\gamma fn} \int_0^{R_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \times \\ \times \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp \left[ \frac{-\mu_{as} R_0 \beta(\rho, \varphi) - \sum_i^I \mu_{ai} (R_i - R_{i-1}) \omega_i(\rho, \varphi)}{\cos \theta} \right] B_a \left( \sum_i \mu_i l_i, E_f \right) d\theta; \\ \frac{1}{\sqrt{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi}};$$

$$\beta(\rho, \varphi) = \sqrt{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi} \left[ \frac{1}{R_0} - \right. \\ \left. - \frac{r(r - \rho \cos \varphi)}{R_0(r^2 + \rho^2) - 2r\rho \cos \varphi} + \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{(r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi)}}}{\sqrt{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi}} \right];$$

$$\omega_i(\rho, \varphi) = \frac{1}{\left(\frac{R_i}{R_{i-1}} - 1\right)} \left[ \frac{R_i}{R_{i-1}} \times \right. \\ \times \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_i}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{(r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi)}} - \\ \left. - \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_{i-1}}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{(r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi)}} \right];$$

$i=1, 2, \dots, I$  — номера внешних относительно источника зон;  $R_0$  — радиус источника;  $R_i$  — внешний радиус  $i$ -й зоны ( $R_1=r$ );  $l_i$  — принадлежащие  $i$ -м зонам отрезки прямой, соединяющей точечный источник излучения с точкой наблюдения.

Все расстояния соответствуют  $n$ -му объемному источнику (для упрощения записи индекс  $n$  опущен).

Если размеры активной зоны в длинах свободного пробега невелики, то можно использовать фактор накопления поглощенной энергии в виде

$$B_a \left( \sum_i \mu_i l_i, E_j \right) = \exp \left[ \sum_i (\mu_{ij} - \mu_{aij}) l_i \right].$$

Тогда

$$\Phi_{\gamma j n}(r) = \frac{1}{2\pi} S_{\gamma j n} \int_0^{R_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \times \\ \times \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp \left[ \frac{-\mu_{asj} R_0 \beta(\rho, \varphi) - \sum_{i=1}^I \mu_{aij} (R_i - R_{i-1}) \omega_i(\rho, \varphi)}{\cos \theta} \right] d\theta \\ \frac{1}{\sqrt{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi}}.$$

Интегралы такого типа требуют численного расчета.

Если имеются табулированные значения интегрального секанса

$$\sec i(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp(-x \sec \theta) d\theta,$$

то

$$\Phi_{\gamma j n}(r) = \frac{1}{2\pi} S_{\gamma j n} \int_0^{R_0} \rho d\rho \times \\ \times \int_0^{2\pi} \frac{\sec i \left[ \mu_{asj} R_0 \beta(\rho, \varphi) - \sum_{i=1}^I \mu_{aij} (R_i - R_{i-1}) \omega_i(\rho, \varphi) \right]}{\sqrt{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi}} d\varphi.$$

При изучении систем с гетерогенной структурой часто ставится задача рассчитать тепловыделение при поглощении  $\gamma$ -излучения не в отдельных точках, а в отдельных конструктивных элементах активной зоны. Такими элементами могут быть твэлы, образующие регулярные решетки, одиночные твэлы специального назначения, блоки замедлителя и т. п.

При выполнении таких расчетов важно знать следующие вероятностные характеристики элементов:

$P_{0j}, P_j$  — вероятности выхода и поглощения энергии  $\gamma$ -квантов, рожденных в рассматриваемом элементе с энергией  $E_j$ ;

$P_{aj}$  — вероятность поглощения энергии  $\gamma$ -квантов, падающих на элемент извне с энергией  $E_j$ .

Если предположить, что источники  $\gamma$ -квантов в объеме элемента изотропны и распределены равномерно, а фактор накопления поглощенной энергии представить в экспоненциальной форме, то эти

вероятности для тел правильной геометрической формы легко рассчитать, и они связаны между собой простыми соотношениями [10, 37, 38]

$$P_j = 1 - P_{0j}; \quad P_{aj} = \frac{4V_0}{S_0} \mu_{aj} P_{0j}, \quad (7.28)$$

где  $V_0$  — объем элемента;  $S_0$  — поверхность элемента;  $\mu_{aj}$  — коэффициент поглощения энергии в элементе.

Вероятности выхода энергии  $\gamma$ -квантов  $P_{0j}$  из элементов простых геометрических форм имеют следующий вид [1]:

для бесконечной пластины толщиной  $\delta$

$$P_{0j} = \frac{1}{2\mu_{aj}\delta} [1 - 2E_3(\mu_{aj}\delta)]; \quad (7.29)$$

для сферы радиусом  $R$

$$P_{0j} = \frac{3}{4\mu_{aj}R} \left[ 1 - \frac{1}{2\mu_{aj}^2 R^2} + \exp(-2\mu_{aj}R) \left( \frac{1}{\mu_{aj}R} + \frac{1}{2\mu_{aj}^2 R^2} \right) \right]; \quad (7.30)$$

для бесконечного цилиндра радиусом  $R$

$$P_{0j} = 2\mu_{aj}R \int_{\mu_{aj}R}^{\infty} I_1(x) K_1(x) \frac{dx}{x^2} = \frac{2}{3} \{ I_1(\mu_{aj}R) K_1(\mu_{aj}R) + \\ + \mu_{aj}R [K_1(\mu_{aj}R) I_0(\mu_{aj}R) - K_0(\mu_{aj}R) I_1(\mu_{aj}R) - 2] + \\ + 2(\mu_{aj}R)^2 [K_0(\mu_{aj}R) I_0(\mu_{aj}R) + K_1(\mu_{aj}R) I_1(\mu_{aj}R)] \}. \quad (7.31)$$

Для элементов произвольной геометрической формы  $P_{0j}$  можно вычислять по приближенной формуле, называемой рациональным приближением Вигнера [10]:

$$P_{0j} = \frac{1}{1 + \frac{4V_0}{S_0} \mu_{aj}}. \quad (7.32)$$

В табл. 7.1 приведены значения вероятности выхода энергии  $\gamma$ -квантов как функции параметра  $(4V_0/S_0)\mu_a$  для основных геометрических форм элементов и в рациональном приближении.

Из таблицы видно, что рациональное приближение приводит к значениям вероятности выхода энергии  $\gamma$ -квантов из элементов, близким к точным, и его можно использовать в расчетах.

Если размеры элементов малы ( $\mu_{aj}^{\text{эл}}\delta \leq 1$  и  $\mu_{aj}^{\text{эл}}R \leq 1$ ), то формулы (7.19) — (7.31) упрощаются:

для пластины

$$P_{0j} = 1 - \frac{1}{2} \mu_{aj}\delta \left[ \frac{3}{2} - \ln(\gamma\mu_{aj}\delta) \right]; \quad \gamma = 1,781;$$

для сферы

$$P_{0j} = 1 - \frac{3}{4} \mu_{aj}R;$$



Таблица 7.1. Вероятности выхода энергии  $\gamma$ -излучения из элементов разных геометрических форм и в рациональном приближении

$(4 V_0/S_0) \mu_a$	Сфера	Цилиндр	Пластина	Рациональное приближение
0,04	0,978	0,974	0,952	0,962
0,1	0,946	0,939	0,902	0,909
0,2	0,896	0,885	0,837	0,823
0,3	0,850	0,819	0,785	0,769
0,5	0,767	0,753	0,701	0,667
1,0	0,607	0,596	0,557	0,500
2,0	0,411	0,407	0,390	0,333
3,0	0,302	0,302	0,295	0,250
5,0	0,193	0,193	0,193	0,167
10,0	0,099	0,099	0,100	0,091

для цилиндра

$$P_{aj} = 1 - \frac{4}{3} \mu_{aj} R.$$

При  $\mu_{aj}\delta \rightarrow 0$  или  $\mu_{aj}R \rightarrow 0$   $P_{0j} \rightarrow 1$ .

Если значения  $\mu_{aj}^{\text{эл}}\delta_a$ ,  $\mu_{aj}^{\text{эл}}R$  велики, то все формулы приводят-ся к одному виду:

$$P_{0j} = \frac{S_0}{4\mu_{aj}V_0}.$$

Рациональное приближение дает точные предельные значения  $P_{0j}$  при  $\mu_{aj}\delta \rightarrow 0$  или  $\mu_{aj}R \rightarrow 0$  и при  $\mu_{aj}\delta \rightarrow \infty$  или  $\mu_{aj}R \rightarrow \infty$ .

В случае одиночного излучающего тепловыделяющего элемента вероятность того, что энергия  $\gamma$ -квантов, источники которых расположены в тепловыделяющем элементе (зона I), поглотится в замедлителе (зона II), окружающем этот элемент, просто равна вероятности выхода энергии из него:

$$P_j^{I \rightarrow II} = P_{0j}^I. \quad (7.33)$$

Для решетки излучающих тепловыделяющих элементов энергия  $\gamma$ -квантов, вышедших за пределы каждого тепловыделяющего элемента, частично поглощается в замедлителе, а частично — в других тепловыделяющих элементах. Вероятность поглощения энергии  $\gamma$ -квантов в замедлителе

$$P_j^{I \rightarrow II} = P_{0j}^I \frac{1 - c}{1 - c \left( 1 - \frac{4V_0^I}{S_0^I} \mu_{aj}^I P_{0j}^I \right)}, \quad (7.34)$$

где  $c$  — поправка Данкова, которая учитывает наличие решетки твэлов, шаг решетки и форму твэлов.

Для твэлов цилиндрической формы подробные таблицы значений  $c$  приведены в [39], для элементов сферической формы — в [40].

В рациональном приближении

$$c = \frac{1}{1 + \frac{4V_0^{II}}{S_0^{II}} \mu_{aj}^{II}}. \quad (7.35)$$

В гетерогенной системе замедлитель является источником захватного  $\gamma$ -излучения, энергия которого частично поглощается в замедлителе и в твэлах.

Вероятность того, что энергия  $\gamma$ -квантов, источники которых расположены в замедлителе, поглотится в тепловыделяющих элементах, равна

$$P_j^{II \rightarrow I} = \frac{\mu_{aj}^I V_0^I}{\mu_{aj}^{II} V_0^{II}} P_j^{I \rightarrow II} \quad (7.36)$$

(формула получена с помощью соотношения взаимности [10]).

Полное тепловыделение за счет  $\gamma$ -излучения можно легко оценить с помощью величин  $P_j^{I \rightarrow II}$  и  $P_j^{II \rightarrow I}$  при равномерном распределении источников в пределах зон I и II. Если плотности мощности источников  $\gamma$ -излучения для  $j$ -й энергетической группы в зонах I и II обозначить  $E_j S_{vj}^I$  и  $E_j S_{vj}^{II}$ , то тепловыделение за счет  $\gamma$ -квантов в зонах I и II ( $Q^I$  и  $Q^{II}$ ) может быть вычислено по следующим соотношениям:

$$Q^I = \sum_j [E_j S_{vj}^I V^I (1 - P_j^{I \rightarrow II}) + E_j S_{vj}^{II} V^{II} P_j^{II \rightarrow I}]; \quad (7.37)$$

$$Q^{II} = \sum_j [E_j S_{vj}^I V^I P_j^{I \rightarrow II} + E_j S_{vj}^{II} V^{II} (1 - P_j^{II \rightarrow I})], \quad (7.38)$$

где  $V^I$  и  $V^{II}$  — объемы I и II зон.

Располагая вероятностными характеристиками поглощения энергии  $\gamma$ -квантов, можно рассчитать плотность потока энергии в отдельных точках элементов; так, для элементов цилиндрической формы

$$\begin{aligned} \mu_{aj}^I E_j \Phi_j^I(0) = & E_j S_{vj}^I [1 - \text{Ki}_2(\mu_{aj}^I R) + (P_{0j}^I - P_j^{I \rightarrow II}) \text{Ki}_2(\mu_{aj}^I R) \times \\ & \times \left( \frac{1}{P_{0j}^I} - \mu_{aj}^I R \right)] + E_j S_{vj}^{II} \frac{V^{II}}{V^I} \text{Ki}_2(\mu_{aj}^I R) \left( \frac{1}{P_{0j}^I} - \mu_{aj}^I R \right), \end{aligned} \quad (7.39)$$

где  $\text{Ki}_2(x)$  — специальная функция [41];

$$\begin{aligned} \mu_{aj}^I E_j \Phi_j^I(R) = & E_j S_{vj}^I \{1 - \mu_{aj}^I R \langle \mu_{aj}^I R [K_0(\mu_{aj}^I R) I_0(\mu_{aj}^I R) + \\ & + K_1(\mu_{aj}^I R) I_1(\mu_{aj}^I R)] + K_1(\mu_{aj}^I R) I_0(\mu_{aj}^I R) - 1 \rangle + E_j S_{vj}^I (P_{0j}^I - \\ & - P_j^{I \rightarrow II}) \left( \frac{1}{P_{0j}^I} - \mu_{aj}^I R \right) + E_j S_{vj}^{II} \frac{V^{II} P_j^{II \rightarrow I}}{V^I} \left( \frac{1}{P_{0j}^I} - \mu_{aj}^I R \right)\}. \end{aligned}$$

Для средних значений плотности потока энергии в зонах I и II имеем

$$\overline{\mu_{aj} E_j \Phi_j^I} = E_j S_{vj}^I (1 - P_j^{I \rightarrow II}) + E_j S_{vj}^{II} \frac{V^{II}}{V^I} P_j^{II \rightarrow I}; \quad (7.40)$$

$$\overline{\mu_{aj} E_j \Phi_j^{II}} = E_j S_{vj}^I \frac{V^I}{V^{II}} P_j^{I \rightarrow II} + E_j S_{vj}^{II} (1 - P_j^{II \rightarrow I}). \quad (7.41)$$

Тепловыделение в слоях, окружающих активную зону. Рассмотрим тепловыделение для случая, когда активная зона окружена многослойной конструкцией, состоящей из обечайки, отражателя, тепловых экранов, корпуса реактора, слоев защиты, имеющих различные свойства. Для расчета тепловыделения в заданном слое приходится пользоваться факторами накопления поглощенной энергии, учитывающими многослойную структуру реакторов при прохождении излучения из слоя, в котором оно возникает, в заданный слой.

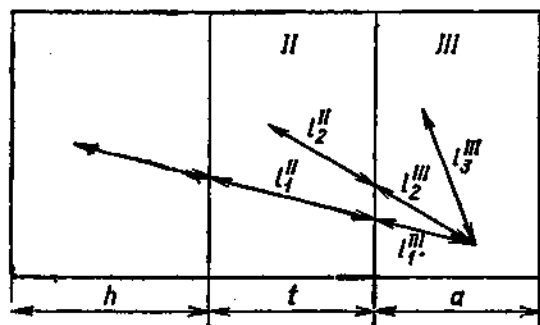


Рис. 7.4. Расчетная схема для определения тепловыделения за счет  $\gamma$ -излучения в экране, расположенном за отражателем:

I, II, III — активная зона, отражатель и экран с толщинами  $h$ ,  $t$  и  $a$

Для конструктивных элементов, находящихся на больших расстояниях от центра активной зоны, активная зона может рассматриваться как бесконечная пластина заданной толщины и весь расчет тепловыделения может проводиться для плоской геометрии, что существенно облегчает вычисления.

В качестве примера рассмотрим тепловыделение в экране, находящемся за отражателем (рис. 7.4):  $\mu^I, \mu^{II}, \mu^{III}$  — линейные коэффициенты ослабления  $\gamma$ -излучения в соответствующих зонах;  $l_1^I, l_1^{II}, l_1^{III}$  — отрезки, принадлежащие зонам I—III, прямой, проведенной из точки испускания  $\gamma$ -квантов (зона I) в точку детектирования.

Запишем, используя формулу (П1.3), выражения для факторов накопления поглощенной энергии  $\gamma$ -излучения, приходящего от точечных источников, расположенных в активной зоне, отражателе и экране, в точку детектирования, расположенную в экране:

для источника в активной зоне

$$\begin{aligned} B_a^{I-III} (\mu_j^I l_1^I + \mu_j^{II} l_1^{II} + \mu_j^{III} l_1^{III}, E_j) &= B_a^I (\mu_j^I l_1^I, E_j) + \\ &+ B_a^{II} (\mu_j^I l_1^I + \mu_j^{II} l_1^{II}, E_j) + B_a^{III} (\mu_j^I l_1^I + \mu_j^{II} l_1^{II} + \mu_j^{III} l_1^{III}, E_j) - \\ &- B_a^{II} (\mu_j^I l_1^I, E_j) - B_a^{III} (\mu_j^I l_1^I + \mu_j^{II} l_1^{II}, E_j) = \\ &= \sum_{i=1}^2 \{ A_{ij}^I \exp(-\alpha_{ij}^I \mu_j^I l_1^I) + A_{ij}^{II} \exp[-\alpha_{ij}^{II} (\mu_j^I l_1^I + \mu_j^{II} l_1^{II})] + \end{aligned}$$

$$+ A_{ij}^{III} \exp [-\alpha_{ij}^{III} (\mu_j^I l_1^I + \mu_j^{II} l_1^{II} + \mu_j^{III} l_1^{III})] - A_{ij}^{II} \exp [-\alpha_{ij}^{II} (\mu_j^I l_1^I)] - \\ - A_{ij}^{III} \exp (-\alpha_{ij}^{III} (\mu_j^I l_1^I + \mu_j^{II} l_1^{II}))]; \quad (7.42)$$

для источника в отражателе

$$B_a^{II-III} (\mu_j^{II} l_2^{II} + \mu_j^{III} l_2^{III}, E_j) = B_a^{II} (\mu_j^I l_2^{II}, E_j) + B_a^{III} (\mu_j^{II} l_2^{II} + \\ + \mu_j^{III} l_2^{III}, E_j) - B_a^{III} (\mu_j^{III} l_2^{III}, E_j) = \\ = \sum_{i=1}^2 \{ A_{ij}^{II} \exp (-\alpha_{ij}^{II} \mu_j^{II} l_2^{II}) + A_{ij}^{III} \exp [-\alpha_{ij}^{III} (\mu_j^{II} l_2^{II} + \\ + \mu_j^{III} l_2^{III})] - A_{ij}^{III} \exp (-\alpha_{ij}^{III} \mu_j^{III} l_2^{III}) \}; \quad (7.43)$$

для источника в экране

$$B_a^{III-III} (\mu_j^{III} l_3^{III}, E_j) = B_a^{III} (\mu_j^{III} l_3^{III}, E_j) = \sum_{i=1}^2 A_{ij}^{III} \exp (-\alpha_{ij}^{III} \mu_j^{III} l_3^{III}). \quad (7.44)$$

Здесь  $B_a^{L-M}$  — фактор накопления поглощенной энергии для  $\gamma$ -излучения, приходящего из зоны  $L$  в зону  $M$ ;  $B_a^{L-L} = B_a^L$ .

Предположим, что плотность источников  $\gamma$ -излучения  $j$ -й энергетической группы постоянна в каждой зоне и равна  $S_{vj}^I, S_{vj}^{II}, S_{vj}^{III}$ . Объемное тепловыделение в экране на расстоянии  $d$  от границы экрана равно сумме объемных тепловыделений, наводимых источниками каждой зоны:

$$q_{v\gamma}(d) = \sum_j E_j \Phi_{vj}(d) \mu_{aj}^{III}, \quad (7.45)$$

где

$$\Phi_{vj}(d) = \frac{1}{2} \left[ S_{vj}^I \sum_{i=1}^2 Y_{ij}^I(d) + S_{vj}^{II} \sum_{i=1}^2 Y_{ij}^{II}(d) + S_{vj}^{III} \sum_{i=1}^2 Y_{ij}^{III}(d) \right]; \\ Y_{ij}^I(d) = A_{ij}^I \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^I) \mu_j^I} \{ E_2 (\mu_j^{II} t + \mu_j^{III} d) - E_2 [\mu_j^{III} t + \mu_j^{III} d + \\ + (1 + \alpha_{ij}^I) \mu_j^I h] \} + A_{ij}^{II} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^I} \{ E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^{II} t + \\ + \mu_j^{III} d] - E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^{II} t + \mu_j^{III} d + (1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^I h] \} + \\ + A_{ij}^{III} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^I} \{ E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{II} t + \mu_j^{III} d (1 + \alpha_{ij}^{III})] - \\ - E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) (\mu_j^{II} t + \mu_j^{III} d + \mu_j^I h)] \} - A_{ij}^{II} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^I} \times \\ \times \{ E_2 [\mu_j^{II} t + \mu_j^{III} d] - E_2 [\mu_j^{II} t + \mu_j^{III} d + (1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^I h] \} -$$

$$\begin{aligned}
& - A_{ij}^{III} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^I} \{ E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{II} t + \mu_j^{III} d] - E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{II} t + \\
& \quad + \mu_j^{III} d + (1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^I h] \}; \\
Y_{ij}^{II}(d) &= A_{ij}^{II} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^{II}} \{ E_2 (\mu_j^{III} d) - E_2 [\mu_j^{III} d + (1 + \alpha_{ij}^{II}) \mu_j^{II} t] \} + \\
& + A_{ij}^{III} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{II}} \{ E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{III} d] - E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) \times \\
& \quad \times (\mu_j^{III} d + \mu_j^{II} t)] \} - A_{ij}^{III} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{II}} \{ E_2 (\mu_j^{III} d) - \\
& \quad - E_2 [\mu_j^{III} d + (1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{II} t] \}; \\
Y_{ij}^{III}(d) &= A_{ij}^{III} \frac{1}{(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{III}} \{ 2 - E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{III} d] - \\
& \quad - E_2 [(1 + \alpha_{ij}^{III}) \mu_j^{III} (a - d)] \}.
\end{aligned}$$

В настоящее время наряду с изложенными выше приближенными методами расчета распределения  $\gamma$ -излучения с использованием факторов накопления широкое распространение получили прямые численные методы решения газокинетического уравнения для  $\gamma$ -квантов, например метод Монте-Карло, метод характеристик, метод сферических гармоник ( $P_n$ -метод), метод дискретных ординат ( $S_n$ -метод) и др. [36, 42, 43].

Реализация численных методов стала возможной в результате развития мощных вычислительных средств и накопления детальной информации по ядерным данным. Были созданы сложные комплексные программы, позволяющие проводить расчеты распределения плотности потока  $\gamma$ -квантов в геометрически сложных средах. Примерами таких программ могут служить программы, основанные на методе Монте-Карло, ПЕГАС-4 [44] и FASTER [45] с константами, которые формируются программой ГРАД [46]. Опыт применения этих программ для расчетов [44] показывает практическую целесообразность их использования и достоверность получаемых результатов.

Программа РОЗ-6 [47] предназначена для решения уравнения переноса излучения в одномерной геометрии (плоской, цилиндрической и сферической) при использовании метода дискретных ординат или метода характеристик (последнее — для плоской геометрии).

При решении задач о распределении потока  $\gamma$ -излучения используется система констант АРАМАКО-G [48]. Для нахождения плотности потока  $\gamma$ -излучения в двухмерной геометрии применяются программы РАДУГА [49] и ДОТ-III [50].

# Глава 3

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ

### 8. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ ПО ЭЛЕМЕНТАМ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

При определении тепловыделения и его распределения по различным элементам ядерного реактора необходимо учитывать все процессы, о которых речь шла выше. Например, в активной зоне реактора при определении тепловыделения необходимо учитывать составляющие тепловыделения за счет кинетической энергии осколков деления, замедления нейтронов, заряженных частиц, возникающих при реакциях с нейтронами,  $\beta$ -частиц распада продуктов реакции деления,  $\gamma$ -квантов.

В органах регулирования необходимо учитывать составляющие тепловыделения за счет реакций нейтрон — заряженная частица, замедления нейтронов,  $\gamma$ -квантов,  $\beta$ -частиц и т. д. Ниже приводятся примеры определения величины тепловыделения и характера распределения тепловыделения в основных элементах реактора, таких как активная зона гомогенного и гетерогенного реакторов, замедлитель, отражатель, органы регулирования.

В этом рассмотрении предполагается, что ядерный реактор работает длительное время на постоянном уровне мощности (равновесный режим).

**Тепловыделение в твэлах.** Объемное тепловыделение в твэлах складывается из тепловыделения за счет кинетической энергии осколков деления, замедления нейтронов,  $\gamma$ -излучения, торможения заряженных частиц, включая  $\beta$ -распад продуктов деления, ( $n$ ,  $\alpha$ )-реакции и др.

Основная доля тепловыделения в твэлах приходится на тепловыделение за счет кинетической энергии осколков деления. Как уже отмечалось, тепловыделение за счет кинетической энергии осколков деления и  $\beta$ -излучения продуктов деления при работе на стационарном уровне мощности составляет около 90 % суммарного тепловыделения в активной зоне, причем ввиду малости пробега осколков деления и  $\beta$ -частиц в веществе распределение этой основной составляющей тепловыделения можно считать пропорциональным распределению числа делений.

Распределение тепловыделения по активной зоне за счет замедления нейтронов и за счет  $\gamma$ -излучения несколько отличается от распределения числа делений, что связано с большой проникающей способностью нейтронного и  $\gamma$ -излучения. Но ввиду того что эта составляющая тепловыделения вносит малый вклад (не более 10 %) в общее тепловыделение в твэлах, можно принять, что суммарное тепловыделение в твэлах распределено пропорционально распределению числа делений.

Доля энергии замедляющихся нейтронов и  $\gamma$ -квантов, выделяю-

щейся в твэлах, зависит от структуры активной зоны. В гомогенной активной зоне, когда в состав твэлов входят материал замедлителя и конструкционные материалы, например в активной зоне реактора ВТГР с шаровыми твэлами, практически вся энергия нейтронов и  $\gamma$ -квантов наряду с кинетической энергией осколков деления выделяется в твэлах.

В гетерогенной активной зоне, когда топливо отделено от замедлителя, энергия нейтронов и  $\gamma$ -квантов распределяется между твэлами и другими элементами активной зоны пропорционально замедляющей способности элементов для нейтронов и массе элементов для  $\gamma$ -квантов.

Двухмерное распределение тепловыделения по активной зоне цилиндрического реактора с равномерным по активной зоне распределением делящегося вещества приближенно может быть получено как произведение радиального и осевого распределений:

$$\frac{q(r, z)}{q(0, 0)} = J_0\left(\frac{2,405}{R_0} r\right) \cos \frac{\pi}{H_0} z. \quad (8.1)$$

Необходимо отметить, что в (8.1) не учитывается характерный всплеск тепловыделения в активной зоне вблизи отражателей, связанный с возвращением отражателем в активную зону замедленных нейтронов. Этот всплеск зависит от толщин отражателей и от отличия времени жизни нейтронов в активной зоне и отражателе.

Время жизни нейтронов в активной зоне, как правило, меньше времени жизни нейтронов в отражателе. Если отражатель достаточно тонкий ( $\Delta \ll M'$ ), то указанного всплеска тепловыделения может и не быть. Если отражатель толстый, то всплеск тепловыделения может быть заметным. Этот всплеск распространяется от отражателя в глубь активной зоны на расстояние, сравнимое с длиной диффузии возвращаемых отражателем нейтронов.

На рис. 8.1 представлено характерное распределение тепловыделения по радиусу и высоте активной зоны реактора на тепловых нейтронах с толстым отражателем, штриховой линией показано приближенное распределение тепловыделения без учета всплеска за счет возвращения в активную зону замедленных отражателем нейтронов. Необходимо отметить, что для реакторов достаточно больших размеров, когда объем области, в которой наблюдается этот всплеск тепловыделения, невелик, и для реакторов с относительно тонкими отражателями всплеском тепловыделения можно пренебречь и пользоваться упрощенными выражениями для распределения тепловыделения. Особенно это касается вариантных расчетов. Поверочные тепловые расчеты реактора необходимо проводить с использованием уточненных распределений тепловыделения, которые в настоящее время могут быть легко получены исходя из многомерных машинных нейтронно-физических расчетов реактора.

Заметим, что если при работе реактора в его активной зоне находятся регуляторы, например поглощающие стержни, то необходимо учитывать их влияние на распределение тепловыделения, которое может оказаться существенным. Распределение тепловыделе-

ния изменяется при неравномерном расположении материалов (топливо, замедлитель) в реакторе, в том числе при неравномерном выгорании топлива.

На рис. 8.2 приведена зависимость распределения тепловыделения по высоте активной зоны реактора от глубины погружения поглощающих стержней в активную зону. Видно заметное влияние

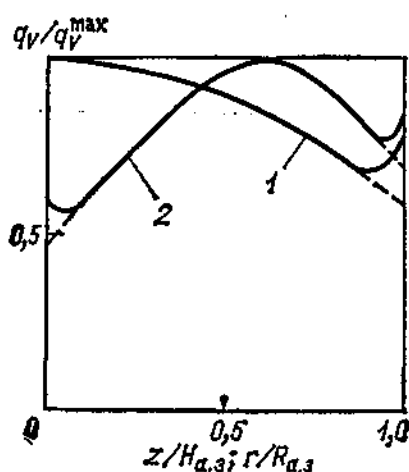
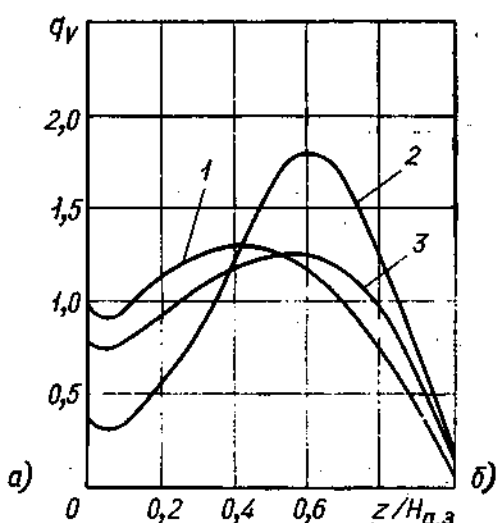
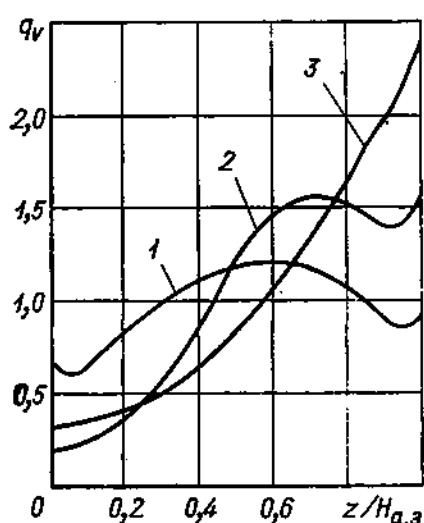


Рис. 8.1. Распределение тепловыделения по радиусу (1) и высоте (2) активной зоны реактора на тепловых нейтронах

Рис. 8.2. Зависимость распределения тепловыделения по высоте активной зоны от глубины погружения поглощающих стержней для случая нижнего торцевого отражателя без поглотителя (а) и с поглотителем (б):

1 — стержни извлечены; 2, 3 — стержни погружены на 0,4; 0,8 высоты активной зоны



глубины погружения стержней на распределение тепловыделения, а именно по мере погружения стержней распределение тепловыделения искажается с увеличением плотности тепловыделения в той части активной зоны, из которой стержни извлечены [51]. При полном погружении стержней в активную зону распределение становится примерно таким же, как для реактора с полностью извлеченными стержнями. Заметим, что для реактора, в нижний торцевой отражатель которого добавлен поглотитель нейтронов, влияние погружения стержней на распределение тепловыделения меньше (ср. рис. 8.2, а и б).

Радиальное распределение тепловыделения при наличии поглощающих стержней в активной зоне также заметным образом искажается. Конечно, степень искажения распределения тепловыделе-



ния по активной зоне при погружении органов регулирования зависит от многих факторов, в том числе от эффективности системы стержней, размеров активной зоны, длины миграции нейтронов и т. д. Поэтому влияние органов регулирования на распределение тепловыделения, когда предполагается работа реактора с большим запасом реактивности на стержнях, необходимо каждый раз специально исследовать.

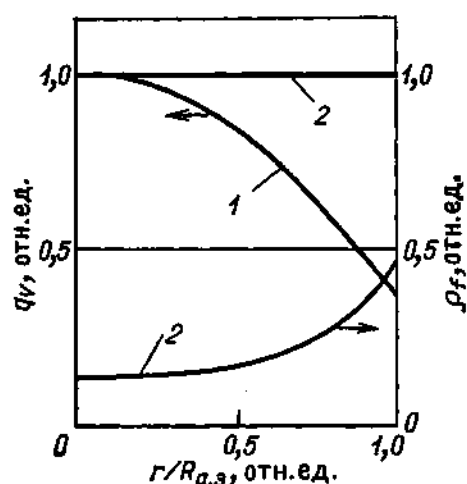


Рис. 8.3. Распределение тепловыделения по радиусу реактора ( $q_v$ ) и концентрации делящегося вещества для профилированного реактора ( $\rho_f$ ):

1 — непрофилированный реактор ( $K_r = 1,62$ ); 2 — профилированный реактор ( $K_r = 1,00$ )

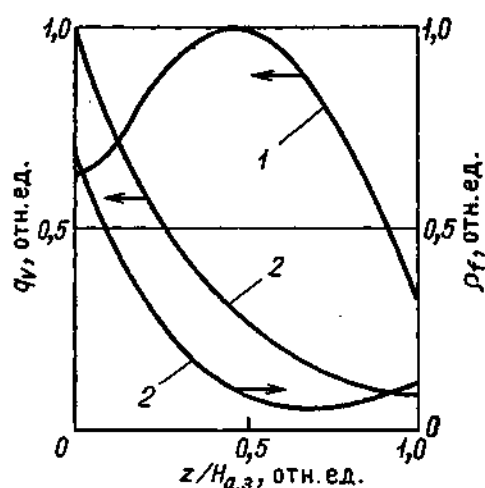


Рис. 8.4. Распределение тепловыделения по высоте реактора ( $q_v$ ) и концентрации делящегося вещества для профилированного реактора ( $\rho_f$ ):

1 — непрофилированный реактор; 2 — профилированный реактор

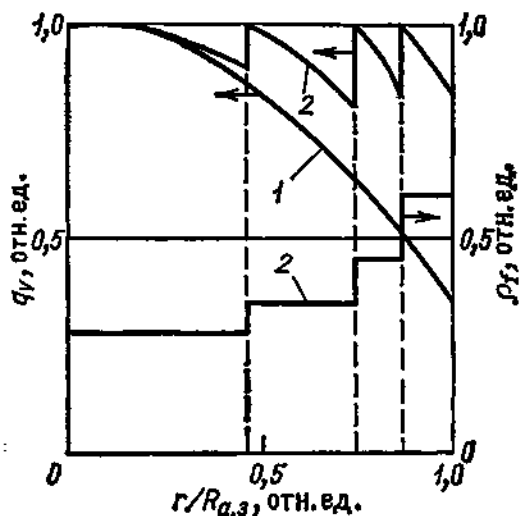
На распределение тепловыделения можно воздействовать перераспределением материалов по объему активной зоны. Такое воздействие принято называть физическим профилированием реактора [52]. Наиболее часто физическое профилирование гомогенных ядерных реакторов осуществляется перераспределением по активной зоне делящегося вещества. За счет непрерывного изменения концентрации делящегося вещества можно существенным образом повлиять на профиль энерговыделения как по радиусу, так и по высоте активной зоны реактора.

На рис. 8.3 и 8.4 приводятся примеры профилирования по радиусу и высоте ядерного реактора, причем по радиусу обычно стремятся к равномерному распределению тепловыделения (рис. 8.3), а по высоте активной зоны — к экспоненциальному распределению тепловыделения, спадающему при увеличении  $z$  (направление оси  $z$  совпадает с направлением движения теплоносителя, рис. 8.4), что способствует выравниванию, например, температуры стенок каналов для теплоносителя по их длине [52].

Возможно также зонное профилирование реактора с помощью перераспределения делящегося вещества по зонам. При этом концентрация делящегося вещества меняется от зоны к зоне, оставаясь постоянной внутри каждой из них (рис. 8.5). В данном случае удастся существенно снизить коэффициент неравномерности распределения тепловыделения по сравнению с коэффициентом нерав-

Рис. 8.5. Распределение тепловыделения ( $q_v$ ) и концентрации делящегося вещества ( $\rho_f$ ) по радиусу реактора при осуществлении зонного профилирования:

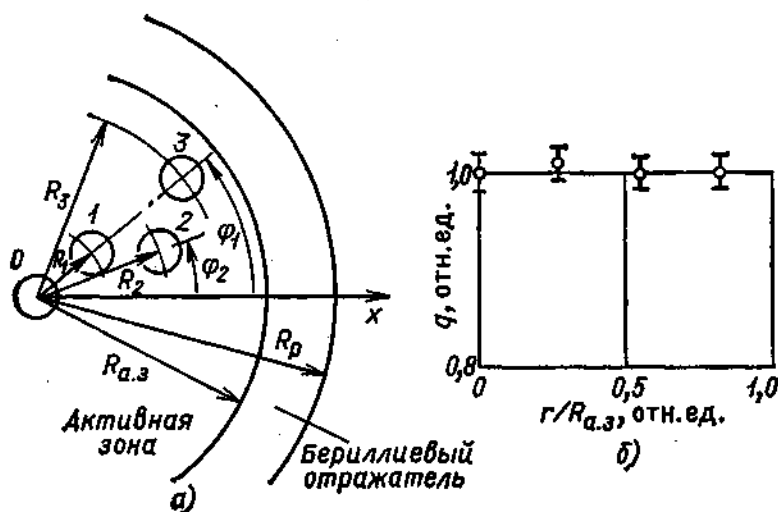
1 — непрофилированный реактор;  
2 — профилированный реактор

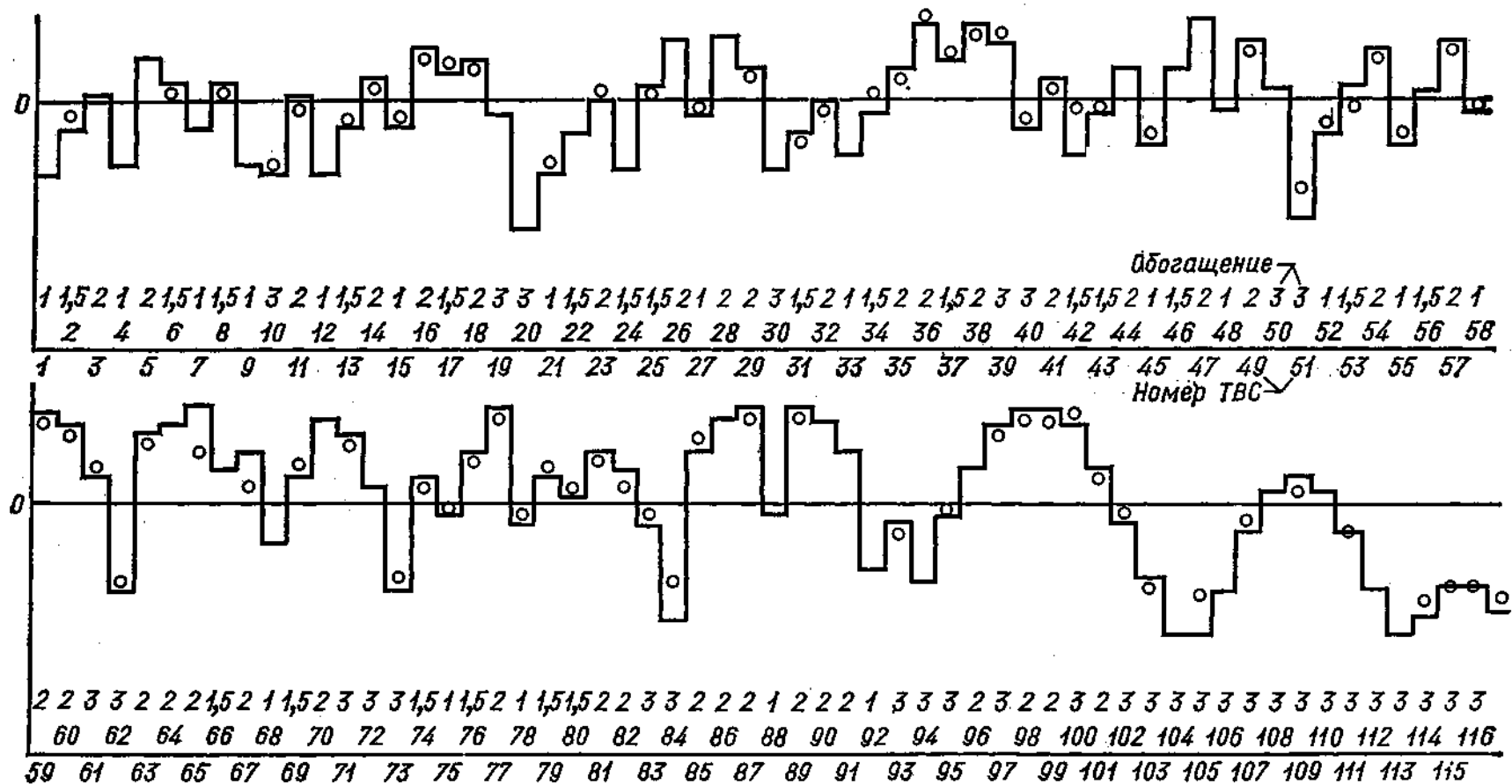


номерности распределения тепловыделения для непрофилированного реактора. Возможно воздействие на профиль тепловыделения перераспределением других материалов, например замедлителя, поглотителя, а также перестановкой ТВС с различной глубиной выгорания. Этот вопрос более подробно рассматривается в работах [52—55].

В активной зоне гетерогенного реактора распределение тепловыделений в твэлах приблизительно находится на основе нейтронно-физического расчета гомогенизированного реактора. Уточненные нейтронно-физические расчеты гетерогенного ядерного реактора могут быть проведены с использованием прямых гетерогенных мето-

Рис. 8.6. Распределение тепловыделения при профилировании гетерогенного реактора расстановкой твэлов [56, 91]: а — схема реактора с кольцевым расположением твэлов (0, 1, 2, 3 — номера твэлов;  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  — радиусы расположения твэлов); б — распределение тепловыделения твэлов при  $R_1=0,290R_{a.z}$ ;  $R_2=0,561R_{a.z}$ ;  $R_3=0,841R_{a.z}$  (линия — расчет; точки — эксперимент; измерение урановыми детекторами)





дов с альбедными граничными условиями на поверхности твэлов [56].

В гетерогенных реакторах на тепловых и промежуточных нейтронах профилирование осуществляют не только за счет изменения концентрации делящегося вещества от твэла к твэлу, но и за счет их неравномерной расстановки в замедлителе. В последнем случае в твэлах, на каждый из которых приходится больше замедлителя,

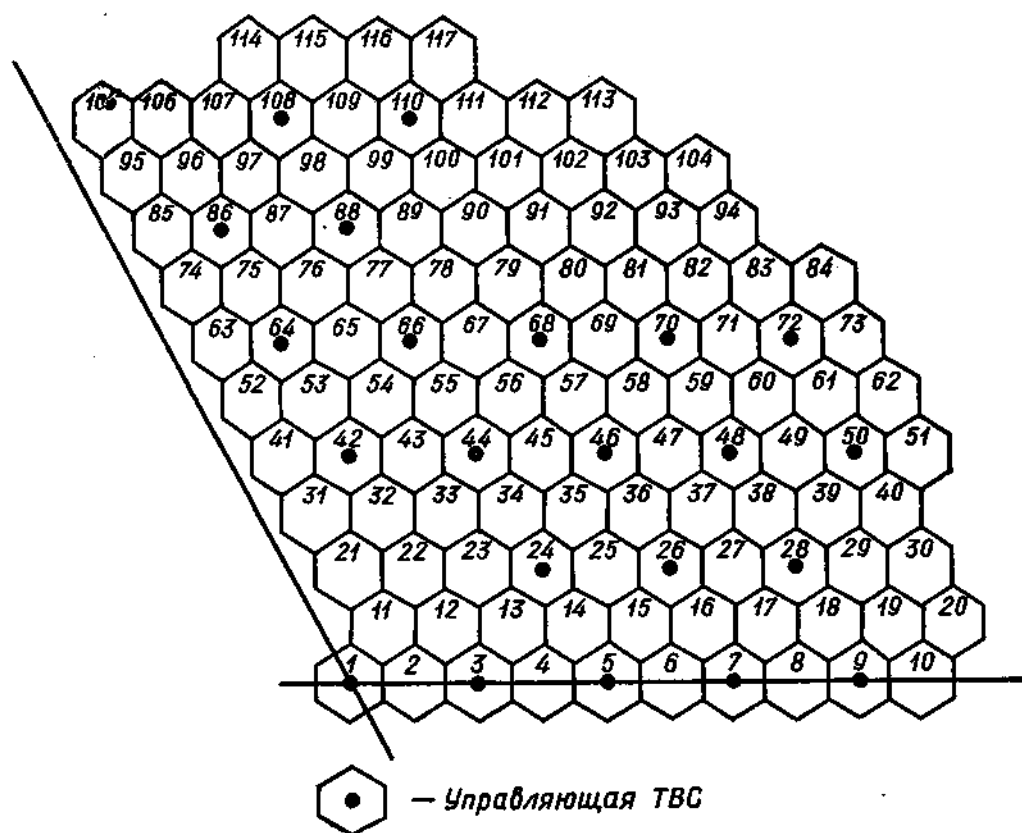


Рис. 8.8. Картограмма первой топливной загрузки 1/3 активной зоны реактора ВВЭР-3 [57]

будет относительно больше и число делений за счет замедленных нейтронов (рис. 8.6). В качестве примера выравнивания тепловыделения по сечению активной зоны большого реактора с помощью ТВС разного обогащения и стержней регулирования на рис. 8.7, 8.8 представлены и экспериментальные данные для реактора ВВЭР [57].

В гетерогенных реакторах достаточно часто приходится учитывать ход удельного тепловыделения по сердечнику твэла, так как это сказывается на температурных полях в твэле. Тепловыделение в сердечнике твэла уменьшается к центру, что связано с «выеданием» в сердечнике твэла нейтронов, падающих со стороны замедлителя. Это явление называется блокировкой делящегося вещества.

На рис. 4.1 приведен пример распределения тепловыделения по радиусу сердечника твэла, содержащего уран высокого обогащения ураном-235. Распределение по высоте сердечника твэла близко к

косинусоидальному. Довольно часто при расчетах температурных полей важно учитывать также азимутальное распределение тепловыделения по сердечнику твэла. При этом пространственное распределение тепловыделения по объему сердечника твэла реактора на тепловых и промежуточных нейтронах можно аппроксимировать с помощью следующей формулы:

$$\frac{q(r, \varphi, z)}{q(R, 0, 0)} = \left[ (1 - \omega) \exp\left(\frac{R-r}{\lambda}\right) \left( 1 + \sum_{k=1}^N a_k \sin k(\varphi - \varphi_{0k}) \right) + \omega \right] \cos \frac{\pi}{H_0} z,$$

где  $1 \geq \omega \geq 0$ ;  $\lambda$  — длина свободного пробега тепловых нейтронов в сердечнике твэла;  $H_0$  — эффективная высота реактора ( $z$  отсчитывается от середины  $H_0$ );  $a_k, \varphi_{0k}$  подбираются на основании расчетных или экспериментальных данных.

Обычно бывает достаточно одного члена в сумме по  $k$ , причем  $a_1$  по модулю не превышает 0,2.

В случае использования слабообогащенного топлива, как правило, можно считать, что распределение тепловыделения в сердечнике твэлов не зависит от радиуса и азимутального угла (равномерно по сечению сердечника).

**Тепловыделение в замедлителе и других элементах активной зоны.** В элементах активной зоны реактора, не содержащих делящихся материалов и сильных поглотителей нейтронов, таких как замедлитель и элементы конструкции, тепловыделение обусловлено замедлением быстрых нейтронов и взаимодействием  $\gamma$ -излучения с материалом.

Тепловыделение в различных компонентах активной зоны за счет замедления нейтронов пропорционально замедляющей способности материалов этих компонентов  $\xi \Sigma_s$  и плотности потока быстрых нейтронов, а тепловыделение за счет  $\gamma$ -квантов в первом приближении пропорционально плотности вещества каждого из компонентов и плотности потока  $\gamma$ -излучения.

Для определения распределения тепловыделения по объему реактора от замедляющих нейтронов и  $\gamma$ -квантов приближенно можно считать, что распределение по активной зоне плотности потока быстрых нейтронов, как и плотности источников  $\gamma$ -излучения, описывается основной собственной функцией оператора Лапласа: по радиусу активной зоны — функцией Бесселя, по высоте — косинусом (см. табл. 2.1).

Распределение тепловыделения между различными компонентами активной зоны, естественно, представляет наибольший интерес для гетерогенного реактора, когда требуется обеспечить специальное охлаждение элементов замедлителя или конструкции. Обычно на начальных стадиях проектирования достаточно оценить тепловыделение в замедлителе по соотношению замедляющих способностей для нейтронов и по плотности материалов — для  $\gamma$ -квантов.

В элементах конструкции, как правило, тепловыделение обусловлено  $\gamma$ -квантами и характеризуется соотношением плотностей этих материалов.

Для более точных расчетов распределения температуры в замедлителе гетерогенного реактора необходимо находить распределение тепловыделения в замедлителе в межтвэльном пространстве. В этом случае для нахождения распределения тепловыделения от

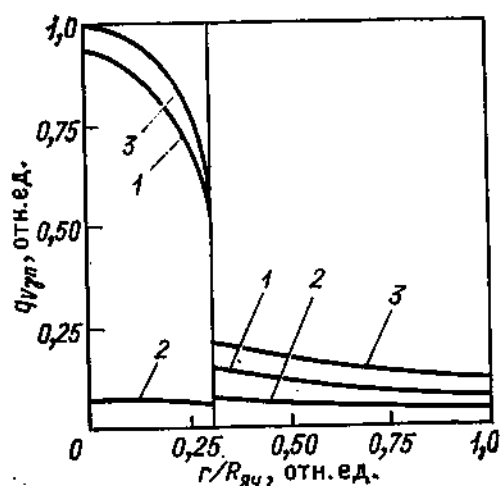


Рис. 8.9. Распределение тепловыделения от  $\gamma$ -квантов и замедляющихся нейтронов в ячейке реактора РБМК: 1 — от  $\gamma$ -квантов; 2 — от замедляющихся нейтронов; 3 — от  $\gamma$ -квантов и замедляющихся нейтронов

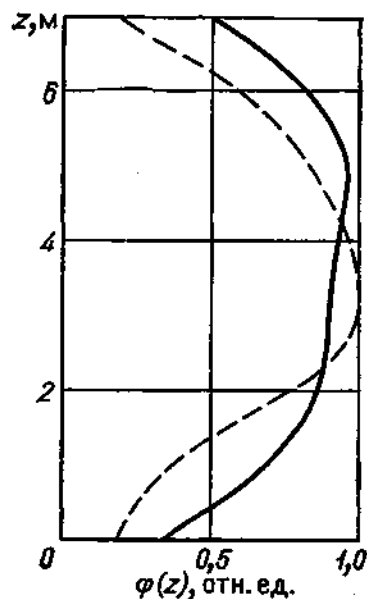


Рис. 8.10. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по высоте в реакторе РБМК [59]:

— — — начальное распределение; — — — установившееся по кампании распределение ( $T > 200 + 300$  эф. сут)

$\gamma$ -квантов используется метод, изложенный в § 7 [формулы (7.27)]. На рис. 8.9 приведено радиальное распределение тепловыделения от замедляющихся нейтронов и  $\gamma$ -квантов в ячейке реактора РБМК, характеристики которой взяты из работы [58]. Характер распределения тепловыделения по высоте за счет  $\gamma$ -квантов и замедляющихся нейтронов в ячейке реактора РБМК аналогичен распределению плотности потока тепловых нейтронов (рис. 8.10) [59].

При расчете радиального распределения тепловыделения от  $\gamma$ -квантов и замедляющихся нейтронов было выделено две зоны ячейки реактора РБМК. Центральная зона I — технологический канал и периферийная зона II — графитовый замедлитель. Технологический канал представляет собой трубу из циркониевого сплава внешним диаметром  $88 \times 4$  мм, внутри которой располагаются 18 твэлов с топливом на основе двуокиси урана 2 %-ного обогащения ураном-235 с оболочкой из циркониевого сплава; по центру технологического канала проходит несущая труба (конструкцию и состав технологического канала см. в [58]).

Тепловыделение от  $\gamma$ -квантов в зонах I и II ячейки РБМК оценивали с помощью интегрального метода по формулам (7.37), (7.38) и табл. 7.1. Спектр  $\gamma$ -квантов для простоты принимали двухгрупповым с эффективными энергиями 1 и 3 МэВ для первой и второй группы соответственно. Зона I представляет собой гомогенизированный цилиндр диаметром 8,8 см, зона II — графитовую призму квадратного сечения со стороной 25 см с центральным отверстием диаметром 8,8 см.

Найденные при расчете коэффициенты поглощения энергии  $\gamma$ -излучения с энергиями 1 и 3 МэВ равны:

для зоны I

$$\mu_{a1}^I = 0,18 \text{ 1/см}; \quad \mu_{a2}^I = 0,13 \text{ 1/см},$$

для зоны II

$$\mu_{a1}^{II} = 0,045 \text{ 1/см}; \quad \mu_{a2}^{II} = 0,0345 \text{ 1/см}.$$

По этим значениям  $\mu_a$  с использованием геометрических параметров ячейки РБМК были найдены  $P_I^{I \rightarrow II}$ ,  $P_I^{II \rightarrow I}$ :

$$P_{01}^I = 0,4675; \quad P_1^{I \rightarrow II} = 0,412; \quad P_1^{II \rightarrow I} = 0,178;$$

$$P_{02}^I = 0,559; \quad P_2^{I \rightarrow II} = 0,480; \quad P_2^{II \rightarrow I} = 0,195.$$

Двухгрупповой спектр источников  $\gamma$ -излучения был получен из многогрупповых спектров, приведенных в табл. 1.3, 1.5, а для захватного  $\gamma$ -излучения — из работы [5]. При этом полная энергия испускаемого  $\gamma$ -излучения на одно деление в зоне I составляет 17,85 МэВ/дел, из них 8,6 МэВ/дел приходится на  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_{\gamma 1} = 1$  МэВ и 9,25 МэВ/дел — на  $\gamma$ -кванты с  $E_{\gamma 2} = 3$  МэВ.

Полная энергия испускаемого захватного  $\gamma$ -излучения в пересчете на одно деление в зоне II составляет 1,8 МэВ/дел для  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_{\gamma 2} = 3$  МэВ. Используя формулы (7.37) и (7.38), получаем  $Q_{I\gamma} = 10,22$  МэВ/дел;  $Q_{II\gamma} = 9,43$  МэВ/дел.

Тепловыделение при замедлении нейтронов оценивали в предположении, что вся энергия нейтронов выделяется в графитовом замедлителе и теплоносителе ячейки, т. е. в зонах I и II за счет замедления нейтронов выделяется  $Q_{I,n} = 5$  МэВ/дел,  $Q_{In} = 0,5$  МэВ/дел,  $Q_{II,n} = 4,5$  МэВ/дел.

Таким образом, имеем полное тепловыделение за счет  $\gamma$ -излучения и замедления нейтронов:

в зоне I  $Q_I = 10,72$  МэВ/дел;

в зоне II  $Q_{II} = 13,93$  МэВ/дел;

в ячейке  $Q = Q_I + Q_{II} = 24,65$  МэВ/дел.

Это означает, что в графитовом замедлителе выделяется  $\sim 7\%$  общей мощности реактора. Заметим также, что в зоне I за счет  $\gamma$ -излучения выделяется около  $5\%$  общей мощности реактора (тепловыделение за счет замедления нейтронов в твэлах и конструкционных материалах технологического канала пренебрежимо мало). Распределение тепловыделения за счет  $\gamma$ -излучения в графитовом

замедлителе находилось по формуле (7.27). Распределение тепловыделения за счет  $\gamma$ -квантов по радиусу зоны I рассчитывалось по формулам типа (П2.34), (П2.37).

Для численных расчетов распределения тепловыделения от  $\gamma$ -квантов в отдельных точках ячейки (центр и граница зоны I, средние значения по зонам I, II) были использованы выражения, зависящие от  $P_{0j}^I$ ,  $P_j^{I \rightarrow II}$  и  $P_j^{II \rightarrow I}$ , а также от геометрических характеристик и коэффициентов поглощения энергии  $\gamma$ -излучения по формулам (7.39)—(7.41). Результаты этих расчетов представлены на рис. 8.9.

**Тепловыделение в отражателе.** Отражатель реактора обычно делается из материала, слабо поглощающего и хорошо замедляющего нейтроны. Поэтому тепловыделение в отражателе обусловлено взаимодействием  $\gamma$ -квантов с веществом отражателя и замедлением нейтронов в нем. Основным источником  $\gamma$ -квантов и быстрых нейтронов при этом является активная зона реактора. Поэтому, как правило, распределение тепловыделения по толщине отражателя имеет вид резко спадающей от границы активной зоны с периферии отражателя функции (рис. 8.11).

Часто за отражателем реактора располагаются конструкционные материалы (крепления реактора, корпус и т. д.), которые могут явиться источниками  $\gamma$ -квантов при радиационном захвате нейтронов, покидающих отражатель. В таком случае при расчете распределения тепловыделения в отражателе необходимо учесть и эти источники. На рис. 8.11 показано также распределение тепловыделения в отражателе, когда учтены не только источники  $\gamma$ -квантов и нейтронов активной зоны, но и источники  $\gamma$ -квантов в конструкционных материалах, расположенных за отражателем. Общее тепловыделение в отражателе даже для реактора с небольшими размерами активной зоны обычно не превышает  $\sim 5\%$  тепловыделения в активной зоне.

**Тепловыделение в органах регулирования.** Действие органов регулирования основано на изменении баланса нейтронов при изменении их положения в реакторе.

В настоящее время в ядерных реакторах чаще всего используются органы регулирования поглощающего типа. В качестве поглотителя нейтронов обычно применяются материалы на основе бора (например, карбид бора, бористая сталь и т. п.). Кроме того, могут использоваться материалы на основе гадолиния, гафния, европия, самария и др.

Обычно органы регулирования выполняются в виде поглощаю-

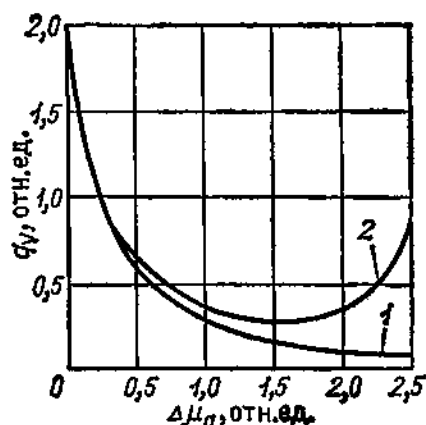


Рис. 8.11. Распределение тепловыделения по толщине отражателя без учета (1) и с учетом (2) источников  $\gamma$ -квантов в конструкционных материалах за отражателем (начало координат принято на границе отражателя и активной зоны)



щих стержней, перемещаемых в вертикальных каналах реактора, как в активной зоне, так и в радиальном отражателе.

На рис. 8.12 приведена примерная схема расположения стержней в реакторе ВГР-50, а на рис. 8.13 — примерная схема поперечного сечения стержня, состоящего из кольцевого поглотителя (пэла) и оболочек (чаще всего из стали) [51, 60].

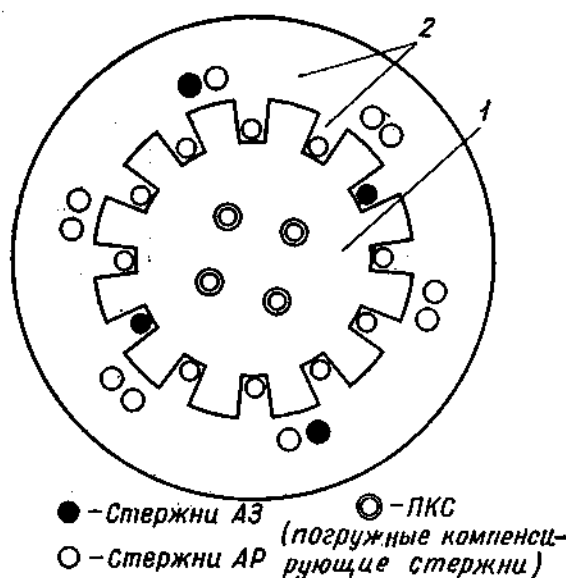


Рис. 8.12.

Рис. 8.12. Схема расположения органов регулирования в реакторе ВГР-50 [51]:  
1 — активная зона; 2 — отражатель с пилонами

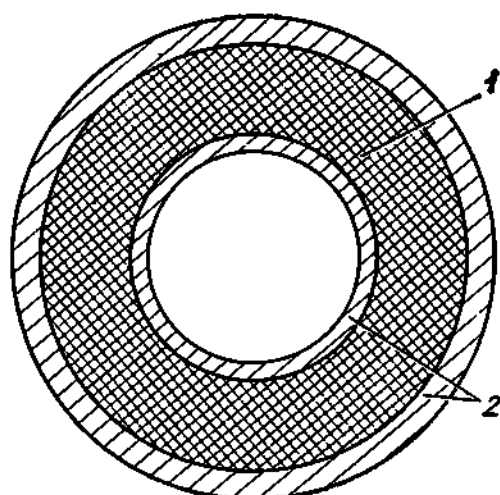
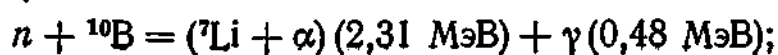


Рис. 8.13.

Рис. 8.13. Схема поперечного сечения поглощающего стержня:  
1 — поглотитель; 2 — оболочка

В ряде случаев для реакторов небольших размеров могут использоваться органы регулирования поворотного типа, располагаемые в радиальном отражателе. Такие органы регулирования имеют форму цилиндров с осью, параллельной оси реактора, с расположением на периферии на части периметра органа регулирования слоя поглощающего материала [61]. При вращении такого органа регулирования вокруг своей оси поглощающий слой может приближаться к активной зоне или удаляться от нее и тем самым может изменяться количество поглощенных нейтронов, а следовательно, и реактивность реактора.

Тепловыделение в органах регулирования с поглотителем на основе бора (например,  $B_4C$ ) обуславливается в основном реакцией  $(n, \alpha)$ , происходящей под действием нейтронов на ядрах бора-10. В реакторе на тепловых и промежуточных нейтронах поглощение нейтронов в боре-10 происходит в основном на замедленных нейтронах, что связано с зависимостью сечения  $(n, \alpha)$ -реакции по закону  $\ll 1/v \gg$  ( $v$  — скорость нейтрона). Реакция  $(n, \alpha)$  на боре-10 идет по следующей схеме:



так как  $\gamma$ -кванты обладают малой энергией, можно считать, что их энергия, так же как и энергия  $\alpha$ -частиц и ядер отдачи лития, поглощается в материале пэла.

Таким образом, можно считать, что на один поглощенный в боре-10 нейтрон выделяется 2,79 МэВ тепловой энергии в пэле.

Распределение тепловыделения по длине стержня определяется распределением плотности потока нейтронов по высоте реактора.

При полном погружении органа регулирования на всю высоту активной зоны распределение тепловыделения по длине стержня будет близким к распределению тепловыделения по высоте активной зоны.

Тепловыделение за счет  $\gamma$ -квантов в пэлах и в конструкциях органов регулирования может быть оценено как доля тепловыделения в реакторе, пропорциональная массам соответствующих компонент стержня.

В табл. 8.1 приведены характерные данные по вкладу в суммарное тепловыделение в поглощающем стержне на основе карбида бора ( $n, \alpha$ )-реакции,  $\gamma$ -излучения и замедления нейтронов. За 100 % принято полное тепловыделение в стержне. Видно, что основной вклад в тепловыделение в рассматриваемом стержне дает ( $n, \alpha$ )-реакция.

Таблица 8.1. Вклад различных реакций в тепловыделение в поглощающем стержне

Компонента (материал)	Процесс взаимодействия	Доля тепловыделения, %
Пэл ( $B_4C$ )	Реакция ( $n, \alpha$ )	60
Пэл ( $B_4C$ )	Взаимодействие $\gamma$ -излучения и замедление нейтронов	10
Оболочка (сталь)	Взаимодействие $\gamma$ -излучения и замедление нейтронов	30

Так как основное тепловыделение в органах регулирования на основе бора происходит в пэле, причем именно в пэле имеет место наибольшая неравномерность тепловыделения по координатам, часто оказываются полезными аппроксимационные формулы для распределения тепловыделения внутри пэла следующего типа:

$$q_v(r, z) = B_2 W \varphi(z) \Psi(r), \quad (8.2)$$

где  $B_2$  — отношение мощности, выделяемой в пэле стержня, к мощности реактора;  $W$  — тепловая мощность реактора, Вт;  $\varphi(z)$  — распределение тепловыделения по высоте стержня [ $z=0$  относится к верхнему торцу стержня, ось  $z$  направлена вдоль стержня вниз

(стержень при извлечении из реактора поднимается вверх)], зависит от положения стержня в реакторе.

Можно использовать следующий приближенный вид функции  $\varphi(z)$ :

$$\varphi(z) = C_1 \sin \frac{\pi}{H_3} \left( \frac{H_{a.3}}{2} - z \right), \quad 0 \leq z \leq H_{a.3}.$$

Здесь  $H_3 = H_{a.3} + 2\delta_{\text{эт}}$ ;  $\delta_{\text{эт}}$  — эффективная добавка за счет торцевого отражателя (в данном случае предполагается, что она одинакова для верхнего и нижнего торцевых отражателей);  $H_{a.3}$  — высота активной зоны и регулирующего стержня;  $C_1$  выбирается из условия  $\int_0^{H_{a.3}} \varphi(z) dz = 1$ .

Для радиального распределения тепловыделения можно использовать функцию вида

$$\Psi(r) = a + b \exp \left( -\frac{R_2 - r}{\lambda} \right), \quad (8.3)$$

$$R_1 \leq r \leq R_2,$$

где  $R_2$  — внешний радиус пэла, см;  $R_1$  — внутренний радиус пэла, см;  $\lambda$  — пробег теплового нейтрона в материале пэла, см;  $a$  и  $b$  — константы, определяемые из условия нормировки

$$\int_{R_1}^{R_2} 2\pi \Psi(r) r dr = 1$$

и условия аппроксимации формулой (8.3) радиального распределения тепловыделения, полученного из более точных расчетов. Соотношение между  $a$  и  $b$  подбирается таким образом, чтобы отношение тепловыделения за счет поглощений надтепловых нейтронов к тепловыделению за счет поглощений тепловых нейтронов, полученному при точных расчетах, равнялось отношению

$$a \int_{R_1}^{R_2} 2\pi r dr \left/ \left( b \int_{R_1}^{R_2} \exp \left( -\frac{R_2 - r}{\lambda} \right) \right) \right.$$

Например, для стержня с размерами  $R_1 = 4,0$  см;  $R_2 = 5,5$  см;  $\lambda = 0,046$  см, располагаемого в активной зоне реактора ВГР-50 [62], получено  $a = 0,012$  и  $b = 0,292$ .

На рис. 8.14 приведены радиальные распределение тепловыделения, полученное из точных расчетов, и аппроксимация его приближенным соотношением типа (8.2). Видно, что принятая аппроксимационная формула хорошо описывает распределение тепловыделения по толщине пэла.

Тепловыделение в органах регулирования, не содержащих бор в качестве материала поглотителя, в которых используются другие поглощающие материалы, обуславливается взаимодействием  $\gamma$ -из-

лучения с материалом регуляторов и замедлением быстрых нейтронов. При этом необходимо учитывать захватное  $\gamma$ -излучение, возникающее в самом поглощающем материале органов регулирования, так как для используемых на практике поглотителей, кроме бора, основной реакцией является, как правило, радиационное поглощение нейтронов.

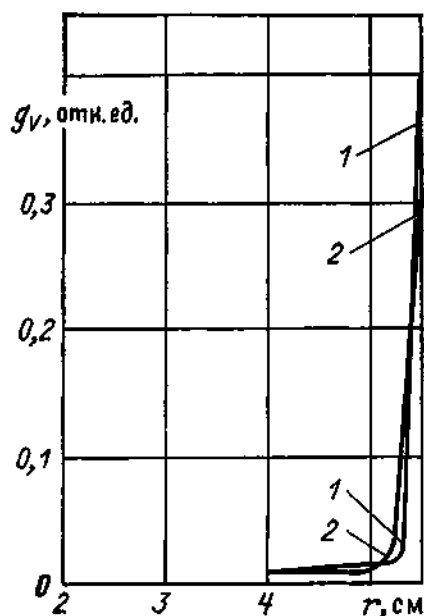


Рис. 8.14.

Рис. 8.14. Распределение тепловыделения по радиусу поглощающей части стержня: 1 — точный расчет; 2 — расчет по аппроксимационной формуле

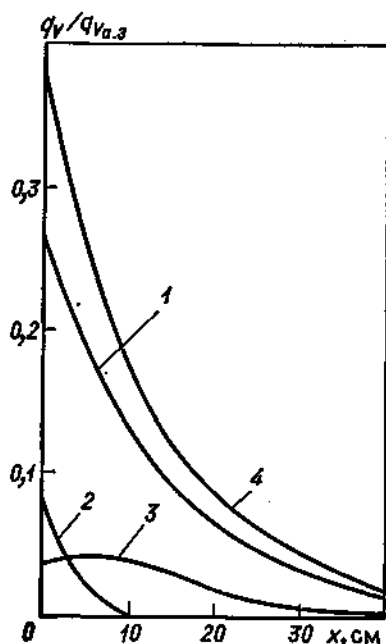


Рис. 8.15.

Рис. 8.15. Радиальное распределение тепловыделения в зоне воспроизводства реактора на быстрых нейтронах БГР-300 [63, 64]:

1 — тепловыделение за счет торможения осколков деления и  $\beta$ -излучения распада продуктов деления; 2 — тепловыделение за счет  $\gamma$ -квантов из активной зоны; 3 — тепловыделение за счет  $\gamma$ -квантов, рожденных в радиальной зоне воспроизводства ( $\nu$ -кванты деления, радиационного захвата, неупругого рассеяния); 4 — полное тепловыделение

Довольно часто самопоглощением  $\gamma$ -квантов в поглотителе можно пренебречь и считать, что тепловыделение в поглотителе за счет  $\gamma$ -излучения составляет долю от тепловыделения за счет  $\gamma$ -излучения в активной зоне, пропорциональную массе этого поглотителя.

Пространственное распределение тепловыделения приближенно можно считать пропорциональным основной гармонике оператора Лапласа, т. е.  $\cos(\pi z/H_0)$  (по высоте поглотителя), и функции Бесселя  $\left[ J_0\left(\frac{2,405}{R_0} R_c\right) \right]$  в зависимости от расстояния от оси реактора до оси расположения стержня в активной зоне  $R_c$ .

Тепловыделение в зоне воспроизводства реактора на быстрых нейтронах. В реакторах-размножителях активная зона окружается зонами воспроизводства, содержащими воспроизводящий материал, в качестве которого чаще всего выступает уран-238 или торий-232. При определении тепловыделения и его распределения по зоне вос-

производства необходимо учитывать помимо захватного  $\gamma$ -излучения  $\gamma$ -излучение за счет неупругого рассеяния быстрых нейтронов и деление тяжелых ядер (пороговое деление на быстрых нейтронах воспроизводящих материалов и деление накопившихся в экранах за счет воспроизводства делящихся материалов).

Распределение тепловыделения за счет кинетической энергии осколков деления и  $\beta$ -излучения распада продуктов деления в зоне воспроизводства находится в результате нейтронно-физического расчета реактора с учетом изменения нуклидного состава в элементах реактора в течение кампании.

Распределение тепловыделения в зоне воспроизводства за счет  $\gamma$ -излучения находится аналогично тому, как это делается при определении тепловыделения в отражателе; при этом необходимо учитывать следующие источники  $\gamma$ -квантов как в активной зоне, так и в зоне воспроизводства: источники  $\gamma$ -квантов мгновенные и запаздывающие за счет делений, источники  $\gamma$ -квантов за счет неупругого рассеяния нейтронов и источники  $\gamma$ -квантов захватного излучения.

Нахождение тепловыделения и его распределения в зоне воспроизводства реактора-размножителя проиллюстрируем на примере разрабатываемого реактора с гелиевым теплоносителем БГР-300 [63, 64] (см. Приложение 5).

Активная зона реактора БГР-300 представляет собой цилиндр радиусом  $\sim 90$  см и высотой  $\sim 100$  см. Активная зона окружена радиальной зоной воспроизводства толщиной  $\sim 40$  см, выполненной из обедненной двуокиси урана, и торцевыми зонами воспроизводства из обедненной двуокиси урана толщиной 50 см каждая.

Для целей выравнивания тепловыделения активная зона состоит из двух радиальных зон, различающихся обогащением. Центральная зона с меньшим обогащением делящимся материалом называется зоной малого обогащения (ЗМО), периферийная — зоной большого обогащения (ЗБО). Более подробное описание конструкции и состава активной зоны и зон воспроизводства приведено в [63, 64]. При проведении расчетов предполагалось, что реактор состоит из двух зон — активной зоны (I) и радиальной зоны воспроизводства (II), что источники  $\gamma$ -квантов в активной зоне распределены равномерно, а в зоне воспроизводства с хорошей точностью аппроксимируются убывающими по толщине экрана экспонентами.

Спектр  $\gamma$ -излучения для каждой из зон принимался двухгрупповым аналогично тому, как это было сделано выше при рассмотрении ячейки реактора РБМК. Зоны I и II в расчетах гомогенизировались. В табл. 8.2 приведены рассчитанные коэффициенты поглощения энергии  $\gamma$ -излучения для обеих групп в зонах. Двухгрупповой спектр источников  $\gamma$ -излучения был получен из спектров, приведенных в табл. 1.3, 1.5, а для захватного  $\gamma$ -излучения и  $\gamma$ -квантов неупругого рассеяния нейтронов — из таблиц [3, 5].

Спектры источников  $\gamma$ -излучения в зонах реактора в двухгрупповом приближении приведены в табл. 8.3, где  $f_{\gamma j}$  — доля энергии источников  $\gamma$ -излучения, приходящейся на  $j$ -ю группу. Соотношения

Таблица 8.2. Коэффициенты поглощения энергии  $\gamma$ -излучения в зонах реактора БГР-300  $\mu_{aj}^k$ , 1/см

Номер энергетической группы /	Зона I	Зона II
1	0,157	0,260
2	0,115	0,186

Таблица 8.3. Энергетические спектры  $\gamma$ -излучения  $f_{\gamma j}$  источников в различных зонах реактора БГР-300

Номер энергетической группы /	Зона I	Зона II
1	0,56	0,35
2	0,44	0,65

между плотностями мощности источников энергии  $\gamma$ -излучения различных энергетических групп во всех зонах находились исходя из результатов нейтронно-физических расчетов, двухгрупповых спектров и выхода энергии  $\gamma$ -квантов на одно деление, на один захват и на одно неупругое рассеяние нейтронов в каждой из зон.

Выход энергии  $\gamma$ -излучения в активной зоне (с учетом захватного и неупругого  $\gamma$ -излучения) в пересчете на одно деление в активной зоне составляет 20 МэВ.

Выход энергии  $\gamma$ -излучения в радиальной зоне воспроизводства (с учетом захватного и неупругого  $\gamma$ -излучения) в пересчете на одно деление в зоне воспроизводства составляет 56,6 МэВ (это максимальная оценка тепловыделения, полученная в предположении, что масса накопленного в радиальной зоне воспроизводства делящегося вещества равномерно распределена по объему и составляет 2 % массы воспроизводящего материала). Расчеты проводились с использованием формул (П2.3) и (П2.5). Результаты расчетов представлены на рис. 8.15, где видны вклад в общее тепловыделение отдельных составляющих тепловыделения, характер распределения тепловыделения по толщине радиальной зоны воспроизводства и масштаб величин объемного тепловыделения по сравнению с объемным тепловыделением в активной зоне.

**Тепловыделение в конструкциях реактора за отражателем.** Для обеспечения надежного охлаждения конструкции реактора за отражателем важно знать распределение тепловыделения в этих конструкциях. Тепловыделение в конструкциях, расположенных за отражателем, обусловлено в основном взаимодействием  $\gamma$ -квантов с веществом этих конструкций. Источниками  $\gamma$ -квантов могут служить как активная зона ( $\gamma$ -кванты деления и захватные), так и прилегающие слои и материал рассматриваемой конструкции (захватные  $\gamma$ -кванты). На рис. 8.16 показано распределение тепловыделения в материале корпуса и в прилегающих конструкциях внутри корпуса реактора ВВЭР-440 (конфигурация и состав активной зоны и конструкций, расположенных за ней, включая корпус реактора, взяты из работ [65, 66]).

Активная зона реактора представляет собой цилиндр радиусом 144 см и высотой 250 см. В радиальном направлении активная зона I окружена зоной II, которая состоит из нескольких слоев воды и стальных конструкций (выгородка, корзина, шахта) суммарной

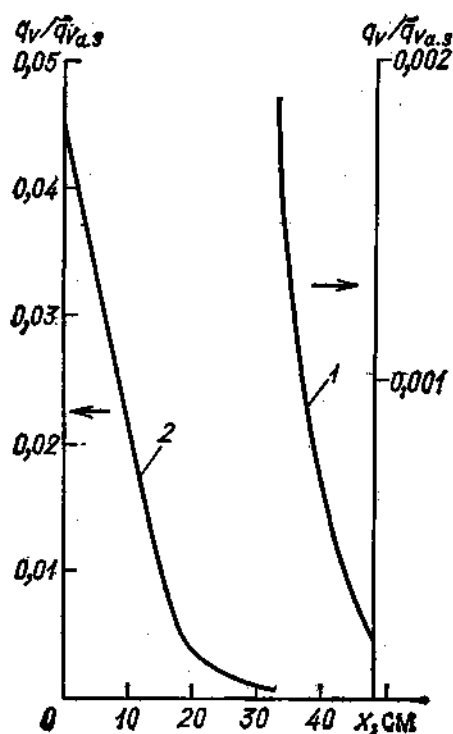


Рис. 8.16. Радиальное распределение тепловыделения в конструкциях, окружающей активную зону реактора ВВЭР, включая корпус: 1 — тепловыделение в корпусе; 2 — тепловыделение во внутрикорпусных конструкциях

толщиной 33 см. Затем следует стальной корпус с наплавкой (зона III) общей толщиной 14,9 см. При проведении расчета все перечисленные зоны гомогенизировались и предполагалось, что источники  $\gamma$ -излучения распределены равномерно по объему активной зоны.

В зонах II и III распределения источников захватного  $\gamma$ -излучения имеют характер убывающих по толщине зон экспонент. Спектр  $\gamma$ -излучения для простоты принимался двухгрупповым с эффективными энергиями 1 и 3 МэВ для первой и второй групп соответственно.

Аналогично тому, как это было сделано выше при расчете тепловыделения в ячейке реактора РБМК, были получены коэффициенты поглощения энергии  $\gamma$ -излучения для обеих групп во всех зонах (табл. 8.4). Двухгрупповой спектр источников  $\gamma$ -излучения был получен из многогрупповых спектров, приведенных в табл. 1.3, 1.5, а для захватного  $\gamma$ -излучения — из таблиц работы [5]. Спектры источников  $\gamma$ -излучения в зонах реактора в двухгрупповом приближении приведены в табл. 8.5. Соотношения между плотностями мощностей источников  $\gamma$ -излучения различных энергетических групп

находились по результатам нейтронно-физических расчетов, по двухгрупповым спектрам и выходу энергии  $\gamma$ -квантов на одно деление и на один захват нейтронов в каждой из зон.

Таблица 8.4. Коэффициенты поглощения энергии  $\gamma$ -излучения в зонах реактора ВВЭР  $\mu_{a,j}^k$

Номер энергетической группы /	Зона I	Зона II	Зона III
1	0,177	0,084	0,205
2	0,129	0,069	0,176

Таблица 8.5. Энергетические спектры  $\gamma$ -излучения  $f_{\gamma,i}$  источников в различных зонах реактора ВВЭР

Номер энергетической группы /	Зона I	Зона II	Зона III
1	0,49	0	0
2	0,51	1	1

Выход энергии  $\gamma$ -излучения в активной зоне (с учетом захватного  $\gamma$ -излучения) в расчете на одно деление составляет ~18 МэВ.

Выход энергии  $\gamma$ -излучения на один захват нейтрона в зоне II составляет 6,5 МэВ, а в зоне III — 7 МэВ. Расчеты проводились с использованием формул (П2.3), (П2.5).

## 9. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ ПОСЛЕ ЕГО ПУСКА ИЛИ ОСТАНОВКИ

Изменение мощности реактора во времени при осуществлении заданной программы работы или в аварийных ситуациях отличается от характера изменения во времени скорости делений, связанной с изменениями реактивности. Это объясняется, в частности, тем, что процесс освобождения одной из составляющих мощности реактора — энергии радиоактивных продуктов деления — происходит с запаздыванием по времени от момента деления. В связи с этим составляющая энерговыделения за счет радиоактивного распада продуктов деления в рассматриваемый момент определяется плотностью делений, происходивших в предшествующее время, т. е. предысторией работы реактора.

Предположим, что известна временная зависимость плотности делений, происходящих в ядерном реакторе,  $S_f(t)$  (рис. 9.1). Чтобы определить составляющую мощности реактора, обусловленную радиоактивным распадом продуктов деления в момент времени  $t$ , рассмотрим некоторый предшествующий момент времени  $t'$  и малый интервал  $dt'$ .

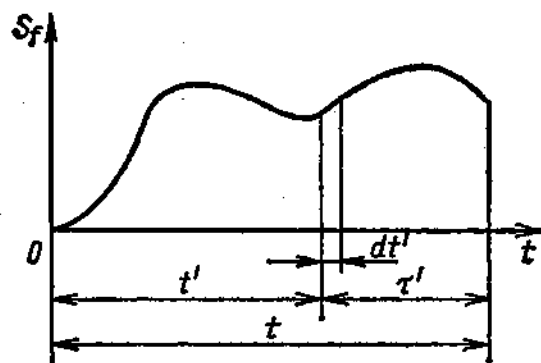


Рис. 9.1. Схема для расчета составляющей мощности ядерного реактора за счет радиоактивного распада продуктов деления

Число делений, которые произошли в ядерном реакторе за интервал  $dt'$  вблизи  $t'$ , будет равно  $S_f(t')dt'$ ; мощность, которая выделится за счет распада продуктов деления в результате этих делений, будет

$$S_f(t')dt' [B(\tau') + \Gamma(\tau')], \quad (9.1)$$

где  $B(\tau')$  и  $\Gamma(\tau')$  — энергия, выделяемая за единицу времени при радиоактивном распаде продуктов деления спустя время  $\tau'$  после деления (см. § 1).

Если мы проинтегрируем выражение (9.1) по  $t'$  от нуля до  $t$ , то получим искомую составляющую мощности за счет распада продуктов деления:

$$W_{\text{в.р.}}(t) = \int_0^t S_f(t') [B(\tau') + \Gamma(\tau')] dt'. \quad (9.2)$$

Так как  $t' = t - \tau'$ , то, перейдя к переменной  $\tau'$ , выражение (9.2) перепишем в виде

$$W_{\text{в.р.}}(t) = \int_0^t S_f(t - \tau') [B(\tau') + \Gamma(\tau')] d\tau'. \quad (9.3)$$



При приближенных оценках для  $B(\tau')$  и  $\Gamma(\tau')$  можно воспользоваться формулой Вея — Вигнера [67]

$$\left. \begin{aligned} B(\tau') &= 1,40\tau'^{-1,2} \text{ МэВ/с;} \\ \Gamma(\tau') &= 1,26\tau'^{-1,2} \text{ МэВ/с.} \end{aligned} \right\} \quad (9.4)$$

Считая эти формулы справедливыми (начиная с  $\tau' \geq 1$  с), получаем

$$W_{\gamma, \beta}(t) = \int_1^t S_f(t - \tau') [B(\tau') + \Gamma(\tau')] d\tau'. \quad (9.5)$$

Последнее выражение является достаточно общим и дает возможность определить составляющую мощности реактора за счет радиоактивного распада продуктов деления при произвольном законе изменения скорости делений в реакторе во времени. Для более точных расчетов остаточного тепловыделения можно воспользоваться формулами из работы [4] (см. § 1).

На практике очень часто приходится учитывать такие частные случаи, как пуск реактора и его остановка.

Рассмотрим более подробно пуск реактора. Предположим, что в какой-то момент времени ( $t_0=0$ ) плотность делений в реакторе увеличивается ступенькой от нуля до величины  $S_{0f}$  и далее во времени не меняется. Тогда составляющая мощности за счет радиоактивного распада, МэВ/с, может быть вычислена по формуле

$$W_{\gamma, \beta}(t) = S_{0f} \int_1^t [B(\tau') + \Gamma(\tau')] d\tau'. \quad (9.6)$$

Интегрирование с учетом (9.4) дает

$$W_{\gamma, \beta}(t) = S_{0f} \frac{2,66}{-0,2} [\tau^{-0,2}]_1^t = S_{0f} 13,3 \left[ 1 - \frac{1}{t^{0,2}} \right]. \quad (9.7)$$

Полная мощность, МэВ/с, выделяемая при плотности деления  $S_{0f}$ , будет равна

$$W_0 = S_{0f} E_f,$$

где  $E_f = 200$  МэВ. Тогда

$$\frac{W_{\gamma, \beta}(t)}{W_0} = \frac{13,3}{200} \left[ 1 - \frac{1}{t^{0,2}} \right] \quad (9.8)$$

или

$$\frac{W_{\gamma, \beta}}{W_0} = 6,65 \cdot 10^{-2} \left[ 1 - \frac{1}{t^{0,2}} \right] \quad (9.9)$$

( $t$  выражается в секундах).

Видно, что составляющая мощности за счет радиоактивного распада при пуске реактора нарастает, достигая насыщения при времени работы реактора  $t \geq 10^5$  с и составляет  $\sim 7\%$  полной мощности, выделяющейся в реакторе за счет делений.

Теперь более подробно рассмотрим остановку реактора. Предположим, что реактор до остановки длительное время работал на постоянной мощности. Моментом начала остановки будем считать мгновенное ступенчатое введение отрицательной реактивности за счет органов регулирования. Снижение тепловыделения в реакторе после введения отрицательной реактивности определяется следующими процессами [68]: делением топлива мгновенными нейтронами, запаздывающими нейтронами и фотонейтронами;  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучениями при радиоактивном распаде продуктов деления, накопившихся за время работы реактора.

Мощность, обусловленная мгновенными нейтронами, снижается за доли секунды.

Наличие в реакторе запаздывающих нейтронов и фотонейтронов существенно ограничивает темп снижения мощности в течение первых минут после остановки. Фотонейтроны появляются в реакторах, содержащих в активной зоне бериллий или тяжелую воду, за счет реакций  $(\gamma, n)$ , вклад которых в ряде случаев может достигать 15 % доли запаздывающих нейтронов.

Основной составляющей тепловой мощности в любом ядерном реакторе через несколько минут после его остановки будет тепловыделение за счет радиоактивного распада продуктов деления, которое собственно и принято называть остаточным тепловыделением.

Рассмотрим более детально именно эту составляющую. Пусть реактор до остановки работал на постоянной мощности в течение времени  $T$ . Время, отсчитываемое после остановки реактора, обозначим  $\tau$ . Тогда текущее время  $t$  будет равно  $t = T + \tau$  (рис. 9.2). Делениями на мгновенных и запаздывающих нейтронах после остановки реактора пренебрежем. Тогда аналогично случаю пуска реактора

$$W_{\gamma, \beta}(\tau) = \int_0^{T+\tau} S_f(T + \tau - \tau') [B(\tau') + \Gamma(\tau')] d\tau'. \quad (9.10)$$

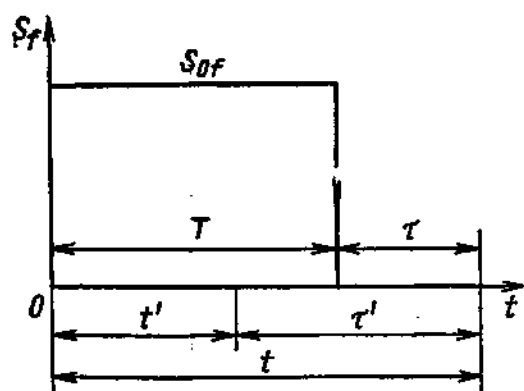


Рис. 9.2.

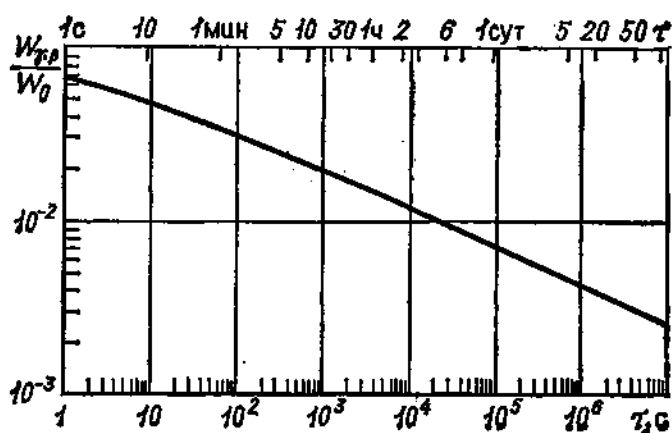


Рис. 9.3.

Рис. 9.2. Схема для расчета составляющей мощности ядерного реактора за счет радиоактивного распада продуктов деления после его остановки

Рис. 9.3. График для определения остаточного тепловыделения после остановки реактора

Интеграл, стоящий в правой части (9.10), разобьем на два с пределами интегрирования от 1 до  $\tau$  и от  $\tau$  до  $T+\tau$ . Но интеграл в пределах от 1 до  $\tau$  равен нулю, так как на этом интервале  $S_f$  равняется нулю. Тогда выражение (9.10) преобразуется к виду

$$W_{y, \beta}(\tau) = \int_{\tau}^{T+\tau} S_f(T + \tau - \tau') [B(\tau') + \Gamma(\tau')] d\tau',$$

где

$$S_f(T + \tau - \tau') = S_{0f} = \text{const.}$$

Следовательно,

$$W_{y, \beta}(\tau) = S_{0f} \int_{\tau}^{T+\tau} [B(\tau') + \Gamma(\tau')] d\tau'. \quad (9.11)$$

Таким образом, если воспользоваться формулами Вея—Вигнера, можно получить

$$W_{y, \beta}(\tau) = S_{0f} 13,3 \left[ \frac{1}{\tau^{0,2}} - \frac{1}{(T + \tau)^{0,2}} \right], \quad (9.12)$$

или

$$\frac{W_{y, \beta}(\tau)}{W_0} = 6,65 \cdot 10^{-2} \left[ \frac{1}{\tau^{0,2}} - \frac{1}{(T + \tau)^{0,2}} \right]. \quad (9.13)$$

В случае, когда время стоянки  $\tau \ll T$ , выражение (9.13) значительно упрощается:

$$\frac{W_{y, \beta}}{W_0} \approx 6,65 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\tau^{0,2}}, \quad (9.14)$$

где  $W_0$  — мощность реактора до остановки;  $\tau$  — время после остановки ( $T \gg \tau$ ) [68].

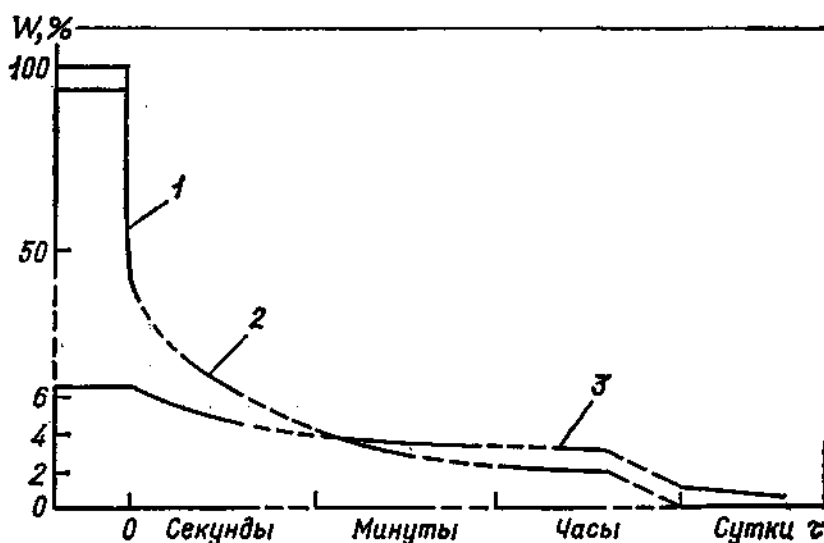


Рис. 9.4. Структура изменения мощности после остановки реактора:

1 — за счет мгновенных нейтронов; 2 — за счет запаздывающих нейтронов; 3 — за счет радиоактивного распада продуктов деления (остаточное тепловыделение)

На рис. 9.3 приведен график для определения мощности остаточного тепловыделения после остановки реактора.

Общий характер изменения мощности после остановки реактора представлен на рис. 9.4, где указано влияние мгновенных и запаздывающих нейтронов и радиоактивного распада продуктов деления по времени после остановки.

На основании изложенного материала можно сделать следующий вывод: при изменении мощности реактора составляющая, связанная с радиоактивным распадом продуктов деления, может играть доминирующую роль, особенно при остановке реактора. Поэтому требуются специальная система отвода остаточного тепла и система расхолаживания реактора после его остановки.

## 10. ЭНЕРГИЯ, АККУМУЛИРОВАННАЯ РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

При взаимодействии излучения с веществом его атомы могут получить энергию, превышающую энергию связи. Образовавшиеся при этом первично выбитые атомы (ПВА) тормозятся в веществе, взаимодействуя с электронами и атомами. При больших скоростях движения ПВА происходит в основном возбуждение электронов и ионизация вещества. По мере замедления ПВА начинает преобладать процесс упругого взаимодействия с атомами вещества с образованием вторично выбитых атомов. Возникает каскад смещенных атомов.

Взаимодействие смещенных атомов с решеткой вещества при температурном и радиационном воздействиях на процесс может приводить к восстановлению структуры вещества, а часть смещенных атомов может образовывать простые и сложные дефекты.

Накопление дефектов увеличивает потенциальную энергию вещества, и тем самым происходит аккумулялирование энергии в веществе. Изменение условий работы материала с дефектной структурой, например повышение его температуры, приводит к интенсификации процесса отжига радиационных дефектов и выделению накопленной в веществе энергии в виде тепла.

Процесс аккумулялирования энергии за счет радиационных дефектов хорошо известен для графита, который часто используется в качестве замедлителя в ядерных реакторах [69]. Аккумулялированная энергия опасна тем, что при повышении температуры облученного графита эта энергия при определенных условиях может спонтанно выделиться. Такое явление наблюдалось на практике.

Так, в графитовой кладке реактора в Уиндскейле в 1957 г. произошло неконтролируемое выделение аккумулялированной за счет радиационных дефектов в графите энергии, что привело к тяжелой аварии. В связи с этой аварией в Англии в 1958 г. была проведена серия экспериментальных исследований на реакторе ВЕРО по изучению накопления энергии, связанной с радиационными дефектами графита, и условий выделения аккумулялированной радиационными дефектами энергии. Эти исследования были направлены на обеспечение безопасной работы реакторов с графитовым замедлителем. На основании этих экспериментальных исследований было обнаружено, что аккумулялированная радиационными дефектами энергия в графите возрастает с увеличением флюенса нейтронов, облучающих графит, причем зависимость удельной аккумулялированной энер-

гии  $H$  от флюенса нейтронов носит насыщающий характер и хорошо описывается формулой

$$H = H_{\infty} [1 - \exp(-KF)], \quad (10.1)$$

где  $H_{\infty}$  — удельная аккумулированная энергия при насыщении;  $F$  — флюенс нейтронов;  $K$  — некоторая константа.

Значение величины  $H_{\infty}$  очень сильно зависит от температуры, при которой происходит облучение графита. Так, при облучении графита при температуре  $\sim 30^{\circ}\text{C}$  удельная аккумулированная энергия  $H_{\infty}$  составляет 500—600 кал на 1 г графита и может достигать до 700 кал/г. При облучении графита при температуре  $\sim 750^{\circ}\text{C}$  значение  $H_{\infty}$  составляет всего 9 кал/г. Зависимость удельной аккумулированной радиационными дефектами энергии от флюенса нейтронов при облучении графита при невысоких температурах приведена на рис. 10.1.

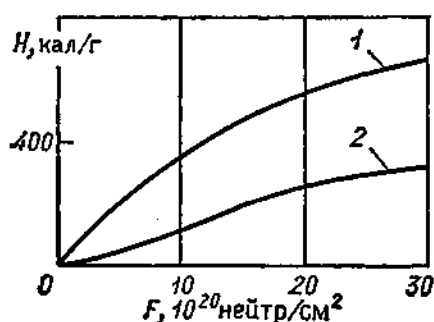


Рис. 10.1. Зависимость аккумулированной в графите энергии от флюенса нейтронов [69]:

1 — облучение при  $30^{\circ}\text{C}$ ; 2 — то же после отжига при  $1000^{\circ}\text{C}$  в течение 3 ч

Было обнаружено, что интенсивное выделение аккумулированной энергии начинается при нагревании графита до более высоких температур, чем температура облучения, причем были обнаружены дискретные энергетические уровни, при которых происходит наиболее интенсивное выделение аккумулированной в графите энергии. Так, при облучении графита при температуре  $30^{\circ}\text{C}$  эти энергетические уровни соответствуют следующим интервалам температур: 180—200; 380—410;

$\sim 700^{\circ}\text{C}$ . Кроме этих уровней имеются слабо выраженные уровни при 1300—1400 и  $\sim 2000^{\circ}\text{C}$ , выделение энергии при которых мало и практического значения не имеет.

После облучения графита при температуре  $-193^{\circ}\text{C}$  в результате отжига были обнаружены максимумы выделения аккумулированной дефектами энергии при температурах —63; —53; 27—37; 107—137; 167—177 $^{\circ}\text{C}$ . Такая дискретность обусловлена или наличием в облученном графите различных типов дефектов, или последовательным превращением первоначальных дефектов в более сложные при повышении температуры отжига.

Наиболее интенсивное выделение аккумулированной радиационными дефектами энергии наблюдается при температуре около  $200^{\circ}\text{C}$ . При этом скорость и величина энерговыделения определяются условиями облучения (температура и флюенс нейтронов) и может достигать таких значений, при которых может произойти быстрый саморазогрев графита до высокой температуры, определяемой конкретными условиями облучения графита и условиями возможного теплоотвода выделяемой энергии.

Были зафиксированы случаи повышения температуры графита до 1500—1600 $^{\circ}\text{C}$  [69]. Доля аккумулированной радиационными дефектами энергии, выделяемой при температуре  $\sim 200^{\circ}\text{C}$ , достигает максимума при флюенсе нейтронов  $\sim 4 \cdot 10^{20}$  нейтр/см $^2$ . При дальнейшем увеличении флюенса нейтронов возрастает доля энергии, освобождаемой во время отжига при более высоких температурах, что указывает на превращение простых дефектов в более сложные. Это явление подтверждается также размытием дифракционных рентгеновских линий

для графита, который облучался нейтронами до флюенсов, превышающих  $4 \cdot 10^{20}$  нейтр/см<sup>2</sup>.

При повышении температуры, при которой происходит облучение графита нейтронами, доля освобождаемой при низкотемпературном отжиге аккумулированной энергии резко уменьшается. Как уже отмечалось, температура, при которой начинает выделяться аккумулированная энергия, несколько выше, чем температура графита, при которой шло его облучение нейтронами. Это превышение температуры составляет  $\sim 55^\circ\text{C}$  для облученного при температуре  $30^\circ\text{C}$  графита и уменьшается практически линейно при повышении температуры облучения. При температуре облучения  $160^\circ\text{C}$  это превышение составляет около  $25^\circ\text{C}$ . Таким образом, зная температуру, при которой происходит облучение графита, можно оценить запас по температуре до начала выделения аккумулированной радиационными дефектами энергии и, контролируя температуру графита, избежать аварийных ситуаций.

Таким образом, аккумулированная при облучении материалов нейтронами энергия должна учитываться при проектировании и эксплуатации ядерных реакторов, поскольку она при неблагоприятных условиях может привести к выделению тепла с высоким темпом и приводить к неприятным последствиям.

## Глава 4

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ

Общая мощность реактора измеряется, как правило, на стадии энергетического пуска с помощью обычных методов теплового баланса. Тогда же в зависимости от оснащённости реактора датчиками и системами измерения может быть измерено тепловыделение в различных частях реактора. В реакторе при физическом пуске или на критических сборках, т. е. при малых уровнях мощности, измеряя флуктуации мощности статистическими методами, можно определить среднюю скорость делений в реакторе и, следовательно, его общую мощность.

Кроме того, разработаны и реализованы методы измерения поглощенной энергии реакторного излучения, позволяющие иметь детальную картину распределения тепловыделения по элементам реактора и структуру составляющих компонент энерговыделения. Среди этих методов можно различать прямые методы измерения тепловыделения (к ним относятся калориметрические методы) и косвенные методы, которые предполагают измерение какого-либо эффекта, вызванного тем или иным излучением, и сопоставление этого эффекта с энергетическим эквивалентом поглощающегося излучения.

Во всяком случае косвенные методы позволяют измерить относительное распределение тепловыделения в однотипных элементах реактора. К таким методам можно отнести активационные, ионизационные, химические, твердотельные и др.

Калориметрические методы можно использовать при наличии высокоинтенсивных полей излучения. С их помощью измеряют абсолютную величину поглощенной энергии в исследуемом материале. Измерение поглощенной энергии калориметрическим методом основано на том, что практически вся энергия излучения, переданная облучаемому веществу, превращается в тепло.

Калориметрические приборы, предназначенные для измерения поглощенной энергии излучений реактора, в принципе устроены так же, как и обычные калориметрические приборы для измерения тепловых эффектов, однако наличие интенсивных полей ядерного излучения предъявляет к калориметрам новые требования [70]. Ионизирующее излучение реактора приводит к тепловыделению как в исследуемом материале, так и в конструкциях прибора, в датчиках температур и коммуникациях; для внутриреакторных измерений требуются малогабаритные приборы, при этом длина коммуникаций, соединяющих датчики с измерительной аппаратурой, возрастает до десятков метров; кроме того, под действием излучений некоторые свойства материалов и устройств могут претерпевать существенные изменения, которые влияют на результаты измерений, и т. п. Из применяемых в настоящее время калориметрических методов определения поглощенной энергии реакторного излучения можно выделить три основных метода:

адиабатический, который заключается в регистрации скорости роста температуры образца в условиях его тепловой изоляции от окружающей среды;

кинетический, основанный на регистрации изменения температуры со временем при наличии теплообмена с окружающей средой;

стационарный изотермический, характеризующийся регистрацией разности температур между образцом и средой при тепловом равновесии.

Применение того или иного метода определяется конкретными условиями измерений, например интенсивностью излучений, условиями охлаждения, свойствами исследуемых материалов и т. п.

В основу калориметрических методов положено уравнение теплового баланса

$$V\gamma C_p \frac{dT(\tau)}{d\tau} = Vq_v - \alpha FT(\tau), \quad (11.1)$$

где  $V$  — объем образца;  $C_p$  — удельная теплоемкость;  $\gamma$  — плотность;  $T(\tau)$  — температура образца в момент времени  $\tau$ ;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $F$  — поверхность образца;  $q_v$  — объемное тепловыделение в образце. Температура окружающей среды принята равной нулю.

Адиабатический метод реакторной калориметрии основан на том, что тепло, генерируемое в образце, не рассеивается в окружающее пространство и поэтому температура образца (при постоянной теплоемкости) линейно возрастает во времени, причем

скорость возрастания температуры пропорциональна поглощенной в образце мощности.

Условие адиабатности в калориметрах высокой чувствительности и точности поддерживается с помощью дополнительного электронагревателя и вакуумной изоляции. Внутри исследуемого образца имеется электронагреватель для градуировки калориметра.

Кинетический метод реакторной калориметрии заключается в регистрации кинетики нагрева или охлаждения образца при наличии теплообмена.

Решение уравнения (11.1) в этом случае имеет вид

$$T(\tau) = \frac{q_v}{\mu} [1 - \exp(-\nu\tau)], \quad (11.2)$$

где

$$\mu = \frac{\alpha F}{V};$$

$$\nu = \frac{\alpha F}{C_p \gamma V}, \quad \text{т. е.} \quad \mu = \gamma C_p \nu.$$

Если нагреть тело до некоторой температуры  $T_0$ , а затем мгновенно удалить внешний источник тепла, то остывание тела описывается уравнением

$$V\gamma C_p \frac{dT(\tau)}{d\tau} = -\alpha F T(\tau), \quad (11.3)$$

решение которого

$$T(\tau') = T_0 \exp(-\nu\tau'). \quad (11.4)$$

Из соотношения (11.4) по экспериментальным данным по остыванию тела можно найти  $\nu$  и затем, зная  $\gamma$  и  $C_p$ , по (11.2) определить  $q_v$ . Такой метод определения  $q_v$  по кривым нагрева и охлаждения был применен на Ок-Риджском реакторе BSR. Результаты экспериментов по определению мощности поглощенного излучения для ряда материалов на различных расстояниях от активной зоны реактора представлены в табл. 11.1 [70]. Эти данные характеризуют значения удельной мощности поглощенного излучения в ваттах на 1 г материала в расчете на мощность реактора 1 МВт.

Таблица 11.1. Значения мощности поглощенного излучения для различных материалов, Вт/(г·МВт)

Материал	Расстояние от поверхности активной зоны, мм					
	0	50	75	100	150	230
Свинец	0,285	—	0,150	—	0,077	0,037
Алюминий	0,188	0,113	—	0,064	—	—
Железо	0,233	0,149	—	0,090	—	—
Медь	0,197	—	—	—	—	—



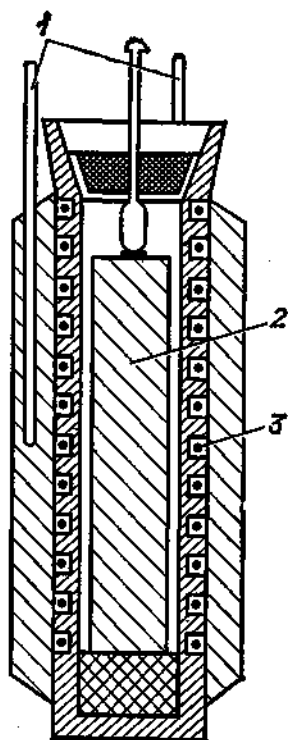


Рис. 11.1. Конструкционная схема изотермического реакторного калориметра [70]:

1 — термодатчики; 2 — образец; 3 — каркас с нагревателем

Изотермический метод реакторной калориметрии предусматривает наличие внешней оболочки с постоянной температурой. В экспериментах на реакторе в качестве изотермической оболочки обычно используется охлаждаемая теплоносителем стенка канала, скорость изменения температуры которой незначительна. Поэтому в калориметре между образцом и оболочкой устанавливается равновесная разность температур и по ней определяется тепловыделение за счет поглощенной энергии излучения в образце, для чего используется градуировочная кривая, полученная с помощью электронагревателя (как правило, градуировочная кривая близка к линейной).

Необходимо отметить, что на практике существует большое разнообразие типов и конструкций калориметров, используемых в реакторах, что обусловлено разнообразием размеров и устройств экспериментальных каналов, видов исследуемых материалов, интенсивности излучений и т. д. (рис. 11.1) [70].

Наряду с определением тепловыделения за счет суммарной поглощенной энергии излучения реактора возникает задача нахождения составляющих поглощенной энергии излучения, основными компонентами которого являются нейтроны и  $\gamma$ -излучение.

Поглощенная энергия в облученных материалах может быть разделена на нейтронную и  $\gamma$ -составляющие на основе экспериментов для нескольких различных материалов с последующей их обработкой. Например, для двух материалов с различной атомной массой  $A_1$  и  $A_2$  для разделения составляющих поглощенной энергии можно решать систему уравнений типа

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= D_1^{(\gamma)} + D_1^{(n)}; \\ D_2 &= D_2^{(\gamma)} + D_2^{(n)} \end{aligned} \right\}$$

или

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= D_1^{(\gamma)} + D_1^{(n)}; \\ D_2 &= aD_1^{(\gamma)} + bD_1^{(n)} \end{aligned} \right\} \quad (11.5)$$

где  $D$  — поглощенная энергия нейтронного и  $\gamma$ -излучения;  $D^{(n)}$ ,  $(D^{(\gamma)})$  — поглощенная энергия нейтронного ( $\gamma$ -излучения) в единице массы образца;  $a = \frac{\mu_2^{\text{эф}}/\gamma_2}{\mu_1^{\text{эф}}/\gamma_1}$ ;  $b = \frac{\xi \Sigma_{s2}^{\text{эф}}/\gamma_2}{\xi \Sigma_{s1}^{\text{эф}}/\gamma_1}$ ;  $\mu^{\text{эф}}/\gamma$  — эффективный

массовый коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения реактора;  $\xi \Sigma_s^{\text{эф}}/\gamma$  — замедляющая способность для быстрых нейтронов реактора в расчете на единицу массы материала.

Таблица 11.2. Относительные вклады компонентов в поглощенную энергию при облучении материалов в активной зоне реактора ВЕРО

Материал	Вклад в поглощенную энергию, %			Материал	Вклад в поглощенную энергию, %		
	Быстрые нейтроны	$\gamma$ -Излучение	Ядерная реакция		Быстрые нейтроны	$\gamma$ -Излучение	Ядерная реакция
Бериллий	37	64	—	Вода	66	34	—
Графит	19	81	—	Тяжелая вода	50	50	—
Алюминий	15	85	0,7	Углеводороды	70	30	—
Сера	19	81	0,22	Окись бериллия	28	72	—
Железо	—	100	1,13	Двуокись кремния	20	80	0,12
Цирконий	5	95	0,16	Водород	90	10	—
Свинец	—	100	0,08	Дейтерий	90	20	—
Висмут	—	100	—	Кислород	19	81	—

Решая систему уравнений (11.5), определяем составляющие  $D^{(v)}$  и  $D^{(n)}$ . В качестве примера использования метода в табл. 11.2 приведены результаты определения компонентов поглощенной энергии реакторного излучения при экспериментах на реакторе ВЕРО [71].

В работе [72] предложен метод измерения тепловыделения в критических сборках с использованием кварцевого датчика температуры (термодатчик). Для этого в центр исследуемого объема помещают термодатчик при обеспечении надежного теплового контакта с конструкциями элемента. Быстро выводят критическую сборку на постоянный уровень мощности и измеряют временную зависимость изменения температуры при постоянной мощности.

Искомое тепловыделение можно определить по формуле

$$Q = \frac{\sum_i C_M^i \rho^i}{N_0} \left( \frac{dT}{dt} + f(t) \right), \quad (11.6)$$

где  $\frac{dT}{dt}$  — скорость изменения температуры при постоянной мощности реактора;  $C_M^i$  — молярная теплоемкость  $i$ -го элемента, входящего в состав измеряемой зоны;  $\rho^i$  — плотность ядер  $i$ -го элемента;  $N_A$  — число Авогадро;  $f(t)$  — скорость изменения температуры при нулевой мощности реактора.

Для критических сборок БФС характерными являются величины  $\frac{dT}{dt} \sim 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C/мин}$ ;  $f(t) \sim 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C/мин}$ . Для регистрации таких малых изменений температуры используется частотный датчик тем-

пературы — кварцевый резонатор с собственной частотой  $f_0 = 5$  МГц и коэффициентом чувствительности  $K = 710$  Гц/°С [72].

## 12. ИОНИЗАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ

Широкое распространение для регистрации излучения получили ионизационные методы, основанные на изменении электропроводности рабочего объема детектора при облучении, и измерении этого эффекта с помощью электронных схем. По результатам измерения изменения электрической проводимости можно судить об интенсивности излучения. Зная интенсивность, с помощью расчетных или экспериментально найденных коэффициентов определяется тепловыделение за счет того или иного излучения. Наиболее точно при этом может быть найдено относительное распределение тепловыделения. Так как тепловыделение за счет реакции деления пропорционально плотности потока нейтронов определенного спектра, то относительное распределение тепловыделения может быть определено при измерении распределения нейтронов или скорости каких-либо реакций под действием нейтронов для нуклидов детектора, обладающих энергетической зависимостью сечения взаимодействия с нейтронами, близкой к зависимости сечения деления используемого в реакторе делящегося материала.

Ввиду того что нейтроны являются нейтральными частицами, они не могут быть непосредственно зарегистрированы, и поэтому детектирование нейтронов проводится косвенно — при помощи ядерных реакций, в результате которых появляются вторичные заряженные частицы, которые затем приводят к ионизации рабочего объема детектора и регистрируются.

Существуют два различных типа таких реакций. К первому типу относятся реакции, в которых заряженные частицы появляются мгновенно. Например, в реакциях  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ,  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ ,  $^{235}\text{U}(n, f)$  возникают заряженные частицы или осколки деления, а в реакциях рассеяния нейтронов на протонах — протоны отдачи и др. Заметим, что для определения тепловыделения за счет осколков деления наиболее подходящими являются способы, основанные на использовании реакции деления, так как эффект ионизации в детекторе, содержащем делящийся материал, возникает непосредственно за счет осколков деления.

Ко второму типу относятся такие реакции, в результате которых образуются радиоактивные вещества, испускающие при своем распаде  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучение, которое может быть зарегистрировано после извлечения облученного вещества из нейтронного поля (метод активации).

**Ионизационные камеры.** Принцип действия ионизационных камер основан на ионизации газового наполнителя камеры заряженными частицами или  $\gamma$ -квантами. Быстрая заряженная частица или  $\gamma$ -квант, проходя пространство между электродами, к которым приложена разность потенциалов, ионизирует газ, причем электроны и положительно заряженные ионы движутся в электрическом поле

к соответствующим электродам и возникает ток, который вызывает во внешней цепи на сопротивлении падение напряжения, и в регистрирующем приборе возникает сигнал.

При определенном напряжении на электродах ток достигает равновесного значения, не зависящего от напряжения (зона плато). Эта зона наиболее удобна для работы, так как ток насыщения непосредственно связан с интенсивностью ионизации газа и не чувствителен к приложенному напряжению.

Такие газонаполненные системы, работающие в режиме насыщения, называются ионизационными камерами. Ионизационные камеры могут работать в двух режимах:

- регистрации стационарного тока;

- регистрации импульсов, создаваемых актами ионизации.

Различие в типе камеры определяется значением постоянной времени прибора. Если постоянная времени прибора велика по сравнению со временем между актами ионизации, то измеряется постоянный ток, в противном случае измеряется количество импульсов.

Наиболее предпочтительно камеры использовать для регистрации  $\alpha$ -частиц и осколков деления, так как в этом случае ионизация наполняющего камеру газа больше (по сравнению с  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучением).

Поскольку нейтрон не имеет электрического заряда и поэтому не ионизирует вещество, необходимо ввести промежуточную ступень в процесс регистрации, например использовать камеры деления. Такие детекторы наполнены, как правило, аргоном и работают в режиме ионизационной камеры. Делящееся вещество наносится обычно в виде покрытия на электроды [73]. Под влиянием нейтронов происходит деление ядер делящегося вещества и образующиеся при этом осколки деления, обладая большой кинетической энергией, вызывают ионизацию, создавая таким образом импульсы.

Камеры деления могут быть малогабаритными, что позволяет размещать их внутри реактора. Они получили широкое распространение благодаря следующим свойствам:

- возможности подобрать чувствительность камеры и энергетическую зависимость сечения деления близкой к сечению делящегося вещества, используемого в качестве топлива в реакторе;

- малой инерционности по отношению к изменению мощности реактора;

- достаточно большому диапазону величин измеряемой мощности;

- малым габаритам камеры деления, облегчающим ее размещение внутри реактора.

Нейтронно-чувствительные элементы камеры деления могут быть изготовлены на основе изотопов урана ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ), плутония-239, тория-232, нептуния-237 и др.

Часто используются для детектирования нейтронов камеры с борным покрытием ( $^{10}\text{B}$ ) — борные камеры, ионизация в которых идет за счет  $\alpha$ -частиц ( $n$ ,  $\alpha$ )-реакции на боре-10, а также гелиевые камеры, где идет реакция ( $n$ ,  $p$ ) на гелии-3 [73].

Эти камеры для внутриреакторных измерений используются реже, чем камеры деления, из-за большого изменения чувствительности вследствие выгорания бора-10 или гелия-3. В камерах деления компенсация выгорания делящегося вещества может достигаться за счет добавления к делящемуся веществу воспроизводящего. Например, к урану-235 можно добавлять уран-234, к плутонию-239 — уран-238, к урану-233 — торий-232.

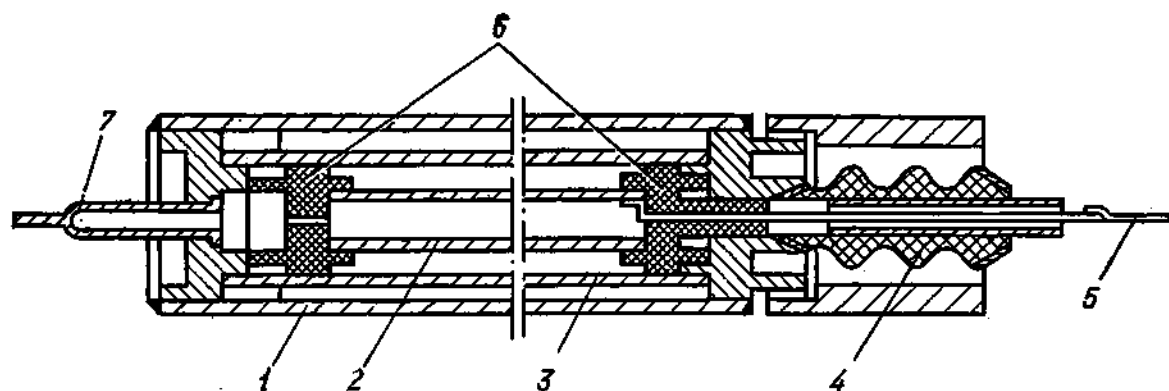


Рис. 12.1. Конструкционная схема камеры деления [74]:

1 — внешний электрод; 2 — центральный электрод; 3 — радиатор; 4 — выводной изолятор; 5 — кабельная трасса; 6 — опорный изолятор; 7 — откачная труба

Существует большое разнообразие камер, которое зависит от целей их использования и конструкции реактора, в котором они устанавливаются.

На рис. 12.1 приведена принципиальная конструкционная схема камеры деления с использованием урана-235 в качестве чувствительного элемента [74].

Для регистрации тепловыделения за счет  $\gamma$ -квантов применяют детекторы, основанные на ионизации газа  $\beta$ -частицами, получающимися при взаимодействии  $\gamma$ -излучения с веществом (фотоэффект, комптон-эффект, образование пар). Для измерения энергосодержания за счет  $\gamma$ -излучения на реакторах с нулевой мощностью (на критических сборках или при физическом пуске энергетических реакторов) можно использовать метод с применением ионизационных камер конденсаторного типа с воздушным зазором. При этом в качестве материала стенок камеры желательно применять материал, совпадающий с тем материалом реактора, тепловыделение в котором за счет  $\gamma$ -излучения требуется определить.

На рис. 12.2 приведена схема такой камеры. Перед измерениями конденсаторная камера заряжается. О величине поглощенной энергии  $\gamma$ -квантов судят по разряду конденсаторной камеры [75]. Благодаря малым габаритам и отсутствию коммуникаций измерения могут проводиться практически в любом месте реактора или критической сборки.

**Нейтронные счетчики.** При повышении напряжения на электродах ионизационного детектора происходит вторичная ионизация газа в измерительном объеме за счет ускорения электрическим полем первичных ионов. Датчики, в которых

используется вторичная ионизация (газовое усиление), работают, как правило, в импульсном режиме и называются счетчиками. Один из электродов счетчика (анод) выполнен в виде тонкой нити, а другой — в виде коаксиального цилиндрического слоя. Электрическое поле вблизи нити очень велико, и свободные электроны создают в этой области ионизационную лавину, которая регистрируется в виде импульса тока.

Рис. 12.2. Конструктивная схема конденсаторной ионизационной камеры [75]:

1 — корпус (из материала, для которого определяется тепловыделение);  
2 — воздушный зазор; 3 — электрод;  
4 — электроизоляция; 5 — крышка

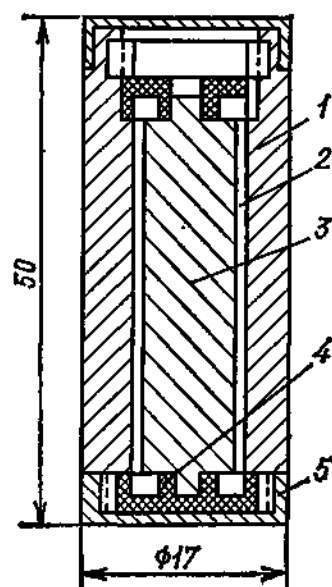
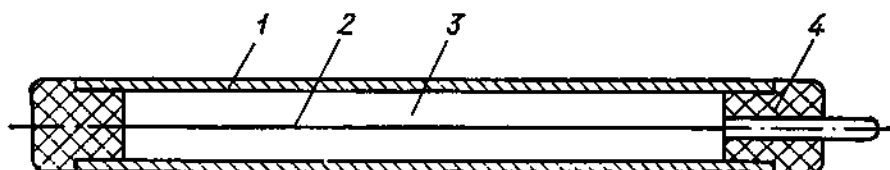


Рис. 12.3. Конструктивная схема борного счетчика [76]:

1 — корпус; 2 — собирающий электрод; 3 — полость, заполненная  $\text{BF}_3$ ;  
4 — изолятор



Если напряжение на электродах выбрано таким, что амплитуда регистрируемого импульса пропорциональна первичной ионизации газового объема, то счетчики называются пропорциональными. При дальнейшем повышении напряжения на электродах можно осуществить такой режим работы, при котором амплитуда импульса не зависит от начальной ионизации. Такой счетчик называется счетчиком Гейгера — Мюллера и служит для детектирования количества заряженных частиц, проходящих через него, независимо от их ионизирующей способности.

Для регистрации нейтронов с помощью счетчиков чаще всего используются пропорциональные счетчики, работа которых основана на реакциях  $(n, \alpha)$  и  $(n, p)$  [76].

Один из способов заключается в наполнении пропорционального счетчика газообразным трифторидом бора ( $\text{BF}_3$ ) с высокообогащенным ( $\sim 96\%$ ) изотопом бор-10 бором (борный счетчик).

В качестве наполняющего газа используется также триметил бора  $\text{B}(\text{CH}_3)_3$ . Применяются также счетчики, стенки которых внутри газового объема покрыты твердым веществом, содержащим бор-10. Газовая полость заполняется обычным газом, используемым в счетчиках.

Работа счетчика в пропорциональной области позволяет выделить импульсы, связанные с  $\alpha$ -частицами за счет реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , отделив их от импульсов за счет  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения с помощью соответствующего дискриминатора. С помощью такого счетчика можно определять относительное распределение тепловыделения по объему реактора на тепловых нейтронах, в котором в качестве делящегося материала используется уран-235, поскольку энергетическая зависимость сечения реакции  $(n, \alpha)$  на ядрах бора-10 и сечения деления на ядрах урана-235 в тепловой области близки (закон  $1/v$ ).

Для этих же целей могут быть использованы гелиевые счетчики — пропорциональные счетчики с заполнением полости гелием-3, в которых под действием нейтронов идет реакция  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ .

На рис. 12.3 в качестве примера приведена конструкционная схема борного счетчика.

### 13. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

В основе твердотельных методов лежит использование для регистрации излучения (в основном в области малых доз) твердотельных детекторов. К ним относятся полупроводниковые, сцинтилляционные и трековые детекторы, а также термолюминесцентные и радиофотолюминесцентные дозиметры, датчики в виде окрашивающихся стекол и пластиков и т. п.

Принцип действия полупроводниковых счетчиков близок к принципу действия газонаполненных ионизационных камер и счетчиков. Ионизирующее излучение перебрасывает электроны в зону проводимости, и они движутся затем к положительному электроду, создавая ток. Средняя энергия, необходимая для перевода электрона в полосу проводимости, составляет  $\sim 3$  эВ, что на порядок ниже энергии ионизации в газонаполненных камерах ( $\sim 30$  эВ). Это обстоятельство и большая плотность материала чувствительного элемента позволяют изготовить детекторы малого размера и большой чувствительности.

Для регистрации заряженных частиц и  $\gamma$ -излучения часто используются сцинтилляционные счетчики, принцип действия которых основан на способности некоторых веществ под действием заряженных частиц или  $\gamma$ -квантов давать световые вспышки (флюоресценция). Такие вещества называют фосфорами. В качестве фосфоров могут быть использованы  $\text{ZnS}$ , кристаллы антрацена, стильбена, нафталина,  $\text{NaI}$  (активированный 1 %  $\text{Tl}$ ) и др. [77].

Сцинтилляционный счетчик состоит из двух основных элементов: сцинтиллятора, выполненного из какого-либо фосфора, и фотоумножителя.

Наибольшее применение для регистрации  $\gamma$ -квантов получил фосфор на основе кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$ . Большие плотность и заряд  $Z$  ядра иода обеспечивают высокий коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения, что в сочетании с хорошей конверсионной эффективностью приводит к большому выходу света под действием  $\gamma$ -квантов из кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$ .

Свет попадает на фоточувствительный элемент (фотокатод) фотоумножителя, который за счет фотоэффекта эмитирует электроны. Полученный импульс электронов усиливается в фотоумножителе и затем регистрируется электронной аппаратурой.

Принципиальная конструкционная схема сцинтилляционного счетчика для регистрации  $\gamma$ -излучения показана на рис. 13.1.

Поток  $\gamma$ -квантов 1 попадает на фосфор 2, в котором появляется световая

вспышка. Свет, проходя по световоду 3 и попадая на фотокатод 4, выбивает из него электроны. Электроны ускоряются электрическим полем к первому электроду (диноду) фотоумножителя, из которого выбивается большее количество электронов, затем процесс повторяется несколько раз. Коэффициент усиления  $K$  достигает значения примерно  $10^5$ — $10^7$ . Этот импульс затем регистрируется.

Результирующий импульс сцинтиллятора пропорционален поглощенной энергии  $\gamma$ -излучения и, следовательно, при достаточно больших размерах сцинтиллятора пропорционален энергии  $\gamma$ -квантов. Это позволяет использовать сцинтил-

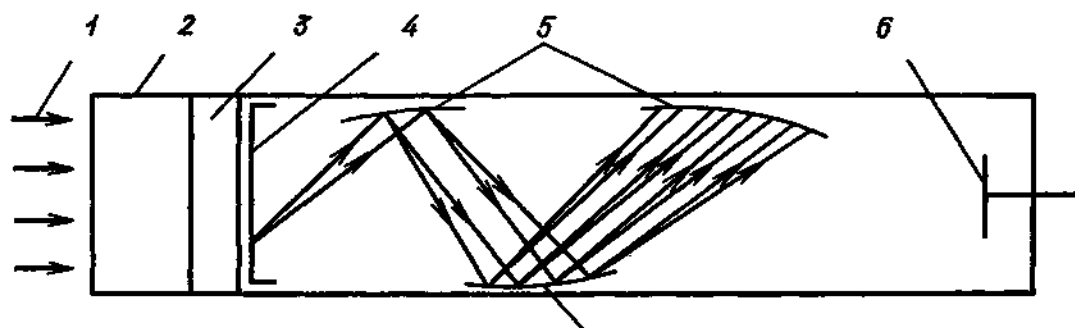


Рис. 13.1. Принципиальная схема сцинтилляционного счетчика для регистрации  $\gamma$ -излучения:

1 — источник  $\gamma$ -квантов; 2 — кристалл NaI(Tl); 3 — световод; 4 — фотокатод ФЭУ; 5 — диноды ФЭУ; 6 — анод

ляционные счетчики для спектрометрирования  $\gamma$ -излучения, что важно для определения тепловыделения за счет  $\gamma$ -квантов.

Сцинтилляционные счетчики могут быть использованы также для регистрации нейтронов. Например, если перед кристаллом NaI (Tl) поставить пластину, содержащую бор-10, то  $\gamma$ -кванты с энергией 478 кэВ, возникающие при захвате нейтронов пластиной, будут вызывать световые вспышки, которые направляются на фотоумножитель и регистрируются (возникающие в результате захвата нейтронов в боре-10  $\alpha$ -частицы могут быть заэкранированы ввиду их малого пробега в веществе) [78].

Сцинтилляционные счетчики нашли широкое применение при измерениях наведенной активности образцов, а также при гамма-сканировании работавших в реакторе твэлов в целях нахождения распределения тепловыделения по активной зоне.

В последние годы для измерений распределения тепловыделения по активной зоне реактора широко применяется метод счета числа углублений или треков, образованных осколками деления в пленках из слюды, стекла, пластмасс [79].

Изоляционные материалы, такие как стекло, слюда и пластмассы, регистрируют прохождение заряженных частиц в виде узких следов радиационного повреждения (треков), поэтому детекторы, изготовленные из этих материалов и регистрирующие треки, называют твердотельными трековыми детекторами (ТТД).

Области повреждения материала ТТД малы (диаметр  $\sim 0,01$  мкм и длина  $\sim 3$  мкм). Поэтому для их регистрации используется предварительная химическая обработка (травление). Травление приводит к преимущественному растворению материала в треках, и в результате чего их диаметр увеличивается до 1—2 мкм.



Для регистрации осколков деления пленки из указанных выше материалов должны плотно контактировать с делящимся материалом, являющимся источником заряженных частиц (осколков деления) при облучении их нейтронами.

Время экспозиции пленок и плотность делений в делящемся материале подбираются такими, чтобы в пленке было около  $5 \cdot 10^4$  треков/см<sup>2</sup>. Это обеспечивает малое количество совпадающих треков и тем самым позволяет фиксиро-

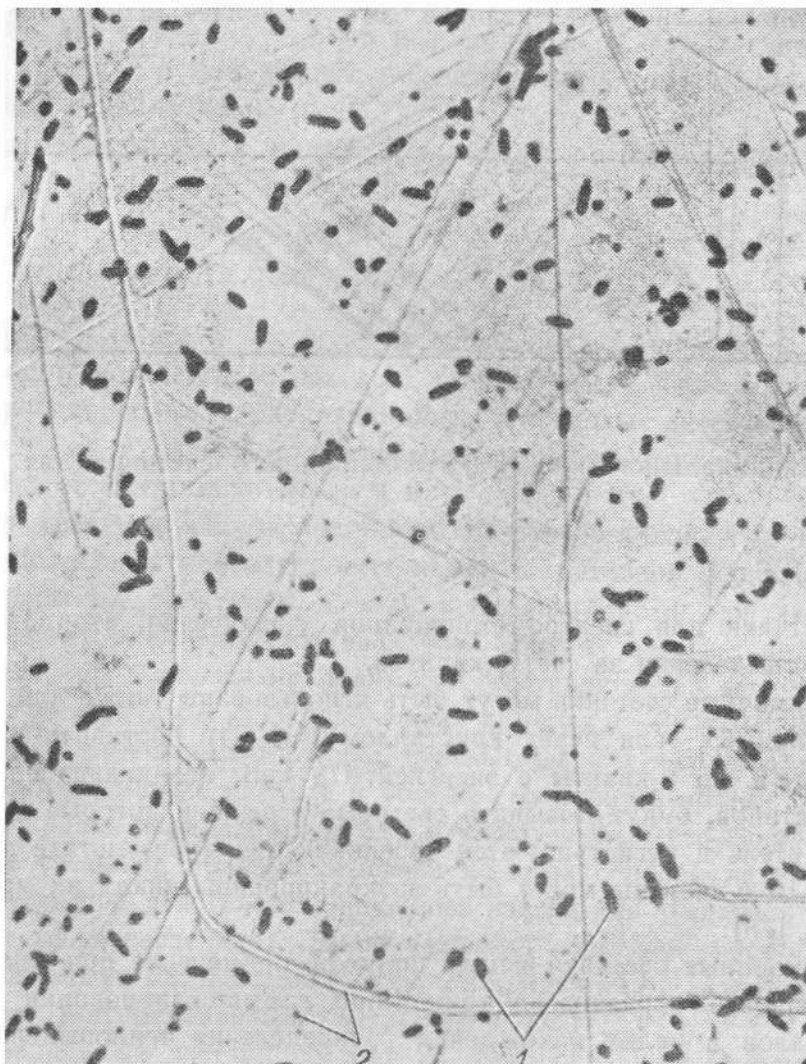


Рис. 13.2. Фотография пленки из лавсана с треками от осколков деления (исходные экспериментальные данные к рис. 4.1):

1 — треки осколков деления; 2 — дефекты в структуре ТТД

вать их без просчетов. Фиксация количества треков после химического травления осуществляется с помощью микроскопа визуально оператором или автоматически с помощью системы квантимет [80]. Этот метод лучше всего использовать для измерений распределения тепловыделения в реакторах нулевой мощности. При использовании детекторов из лавсана применяются пленки толщиной около 40 мкм и травление осуществляется с помощью КОН.

На рис. 13.2 показана фотография лавсановой пленки с треками, которая демонстрирует типичные первичные экспериментальные данные при использова-

нии ТТД. Результаты обработки таких исходных данных позволяют определить распределение тепловыделения по элементам реактора (см., например, рис. 4.1).

#### 14. АКТИВАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ

Активационные детекторы являются одним из наиболее распространенных средств экспериментального измерения абсолютного и относительного распределений скоростей различных реакций под действием нейтронов, которые могут быть применены для нахождения величины и распределения тепловыделения. Для регистрации нейтронов этим методом используются ядерные реакции, в результате которых под действием нейтронов образуются радиоактивные нуклиды, испускающие при своем распаде  $\beta$ -частицы или  $\gamma$ -кванты, которые затем регистрируются одним из описанных выше способов.

Метод активации состоит в том, что в нейтронное поле на определенное время помещается индикатор из материала, который под действием нейтронов активируется, а затем испытывает радиоактивный распад. Отличительной чертой этого метода является запаздывание момента измерения по отношению к моменту облучения, так как для активации индикаторов требуется определенный промежуток времени. Затем облученное вещество извлекается из нейтронного поля и с помощью счетчиков  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучения определяется интенсивность его радиоактивного распада.

На практике используются индикаторы различной формы [в виде тонких круговых дисков (фольги), тонких полосок и проволок, цилиндрических образцов, шариков]. Применяются также индикаторы в виде газа аргон-41 и жидкости (раствор соединений серебра).

В качестве материалов, которые заметным образом активируются под действием нейтронов и могут быть использованы в качестве детекторов нейтронов, применяются марганец, кобальт, медь, серебро, индий, диспрозий, золото и др. [74, 78].

В табл. 14.1 приведены данные, характеризующие некоторые вещества, которые могут быть использованы в качестве детекторов в методе активации для реакторов на тепловых нейтронах, активируемые изотопы элементов и их процентное содержание в природном веществе, а также получаемые радиоактивные изотопы и их периоды полураспадов [78]. Основные радиоактивные изотопы элементов, используемые для детектирования, выделены в таблице подчеркиванием. Другие изотопы элементов необходимо учитывать при оценке погрешности измерения активности основного изотопа (время выдержки — для короткоживущих изотопов, фон — для долгоживущих изотопов).

Марганец имеет сечение поглощения нейтронов, подчиняющееся закону  $1/v$  в тепловой области энергий, на практике он часто используется в виде марганцево-никелевых фольг (массовое содержание марганца  $\sim 90\%$ ). Эти фольги весьма прочны, и их можно изготавливать достаточно тонкими (до  $6 \text{ мг/см}^2$  по марганцу). В реакторе ВВЭР для измерения относительного распределения тепловыделения применяется стальная проволока, содержащая марганец, которая располагается в вертикальных каналах [74]. Измерения активности проволоки проводятся один раз в сутки, для чего автоматически осуществляется движение проволоки в 12 каналах (диаметром 6 мм каждый) активной зоны.

**Таблица 14.1. Свойства некоторых материалов детекторов,  
используемых в активационных экспериментах**

Элемент	$\sigma_a, \text{б}$ ( $v_0=2200 \text{ м/с}$ )	$\sigma_s, \text{б}$	Изотопный состав, %	$\sigma_{act}, \text{б}$ ( $v_0=2200 \text{ м/с}$ )	Радиоактивный изотоп (период полураспада)
Mn	$13,2 \pm 0,1$	$2,3 \pm 0,3$	$^{55}\text{Mn}$ (100)	$13,2 \pm 0,1$	$^{56}\text{Mn}$ (2,58 ч)
Co	$37,1 \pm 1,0$	$7 \pm 1$	$^{59}\text{Co}$ (100)	$16,9 \pm 1,5$ $20,2 \pm 1,9$	$^{60m}\text{Co}$ (10,4 мин) $^{60}\text{Co}$ (5,28 года)
Cu	$3,81 \pm 0,03$	$7,2 \pm 0,6$	$^{63}\text{Cu}$ (69,1) $^{65}\text{Cu}$ (30,9)	$4,41 \pm 0,2$ $1,8 \pm 0,4$	$^{64}\text{Cu}$ (12,87 ч) $^{66}\text{Cu}$ (5,14 мин)
Ag	$64,5 \pm 0,6$	$6 \pm 1$	$^{107}\text{Ag}$ (51,35) $^{109}\text{Ag}$ (48,65)	$45 \pm 4$ $3,2 \pm 0,4$ $105 \pm 15$	$^{108}\text{Ag}$ (2,3 мин) $^{110m}\text{Ag}$ (253 сут) $^{110}\text{Ag}$ (24 с)
In	$194 \pm 2$	$2,2 \pm 0,5$	$^{113}\text{In}$ (4,23) $^{115}\text{In}$ (95,77)	$56 \pm 12$ $2,0 \pm 0,6$ $160 \pm 2$ $42 \pm 1$	$^{114m}\text{In}$ (49 сут) $^{114}\text{In}$ (72 с) $^{116m}\text{In}$ (54,12 мин) $^{116}\text{In}$ (14,10 с)
Dy	$940 \pm 20$	$100 \pm 20$	$^{164}\text{Dy}$ (28,18)	$2000 \pm 200$ $840 \pm 100$	$^{165m}\text{Dy}$ (1,3 мин) $^{165}\text{Dy}$ (140 мин)
Au	$98,5 \pm 0,4$	$9,3 \pm 1,0$	$^{197}\text{Au}$ (100)	$98,5 \pm 0,4$	$^{198}\text{Au}$ (2,695 сут)

На реакторе PWR тепловой мощностью 1300 МВт (ФРГ) используется для измерения распределения тепловыделения пневмошариковая система [74]. В ней стальные шарики, содержащие марганец или ванадий, вводятся в сухие каналы и после облучения выводятся из них пневматическим способом для обсчета активности. Диаметр шариков  $\sim 1,6$  мм, внутренний диаметр каналов  $\sim 2$  мм, общее число каналов  $\sim 30$ .

Медь подобно марганцу имеет сечение поглощения, подчиняющееся закону  $1/v$ . Вследствие большого периода полураспада и малого сечения активации медные детекторы менее чувствительны, чем марганцевоникелевые. Из меди могут изготавливаться тонкие фольги или полоски с поверхностной массой до  $5 \text{ мг/см}^2$ .

Можно использовать также медную проволоку с примесью марганца. Серебро и родий в активационных измерениях применяются реже, поскольку про-

Т а б л и ц а 14.2. Основные характеристики долгоживущих продуктов деления

Массовое число	Кумулятивный выход при делении тепловыми нейтронами, %	Радионуклид	Прямой выход, доля	Период полураспада	Энергия $\gamma$ -излучения, кэВ (квантовый выход, %)	Цепочка превращений продуктов деления	Сечения поглощения тепловых нейтронов, $\sigma$
95	6,41	Kr Rb Sr Y Zr Nb <sup>m</sup> Nb Mo	0,0011 0,0686 0,4679 0,4146 0,0472 0,0006 — —	0,5 с 0,36 с 2,6 с 10,8 мин 63,98 сут 3,61 сут 35,15 сут Стабильный	$\left\{ \begin{array}{l} 724,2 (44,1) \\ 756,8 (54,3) \\ \leftarrow 765,8 (99,8) \end{array} \right.$	$\begin{array}{c} 0,071 \\ \nearrow^{84}\text{Sr} \\ \text{Kr} \rightarrow \text{Rb} \rightarrow \text{Sr} \rightarrow \text{Y} \rightarrow \\ 0,015 \\ \nearrow^{\text{Nb}^m} \\ \text{Zr} \rightarrow \text{Nb} \rightarrow \text{Mo} \end{array}$	4 14,5
106*	0,4	Mo Tc Ru Rh <sup>m</sup> Rh Pd	0,68 0,30 0,0186 0,0001 — —	9,5 с 36 с 368,8 сут 2,2 ч 30,35 с Стабильный	$\left\{ \begin{array}{l} 511,8 (20,8) \\ 621,9 (9,7) \end{array} \right.$	$\begin{array}{c} \text{Mo} \rightarrow \text{Tc} \rightarrow \text{Ru} \rightarrow \\ \text{Rh}^m \searrow \\ \text{Pd} \end{array}$	0,146
137**	6,18	Tl I Xe Cs Ba <sup>m</sup> Ba	0,1933 0,5248 0,2602 0,0214 0,0003 —	3,5 с 24,19 с 220,4 с 30,3 ч 156,5 с Стабильный	$\left\{ \begin{array}{l} 324,9 (6,88) \\ 661,6 (84,7) \end{array} \right.$	$\begin{array}{c} 0,005 \quad 0,005 \\ \nearrow^{136}\text{I} \quad \nearrow^{136}\text{Xe} \\ \text{Tl} \xrightarrow{0,941} \text{I} \rightarrow \text{Xe} \rightarrow \\ \nearrow^{\text{Ba}^m} \\ \text{Cs} \rightarrow \text{Ba} \\ 0,059 \end{array}$	0,2
140	6,34	I Xe Cs Ba La Ce	0,09 0,47 0,39 0,05 — —	0,86 с 14,0 с 67,9 с 12,8 сут 40,2 ч Стабильный	$\left\{ \begin{array}{l} 162,6 (6,5) \\ 304,84 (4,2) \\ 539,25 (21,9) \end{array} \right.$	$\begin{array}{c} 0,38 \\ \nearrow^{\text{Xe}} \\ \text{I} \rightarrow \text{Xe} \rightarrow \text{Cs} \rightarrow \text{Ba} \rightarrow \\ \rightarrow \text{La} \rightarrow \text{Ce} \end{array}$	1,6
144	5,4	Xe Cs Ba La Ce	0,0011 0,0668 0,4634 0,419 0,049	8,8 с 1,03 с 11,9 с 39,8 с 284,4 сут	$\left\{ \begin{array}{l} 35,9 (8,1) \\ 133,5 (10,8) \end{array} \right.$	$\begin{array}{c} 0,011 \\ \nearrow^{143}\text{Ba} \\ \text{Xe} \rightarrow \text{Cs} \rightarrow \text{Ba} \rightarrow \text{La} \rightarrow \\ \nwarrow^{144}\text{Ce} \\ \rightarrow \text{Ce} \rightarrow \text{Pr} \rightarrow \text{Nd} \end{array}$	2,7
							1

Массовое число	Кумулятивный выход при делении тепловыми нейтронами, %	Радионуклид	Прямой выход, доля	Период полураспада	Энергия $\gamma$ -излучения, кэВ (квантовый выход, %)	Цепочка превращения продуктов деления	Сечения поглощения тепловых нейтронов, б
144	5,4	Pr Nd	— —	17,27 мин $2,4 \cdot 10^{15}$ лет	696,4 (1,51)		

\* При плотности потока тепловых нейтронов больше  $10^{14}$  необходимо учитывать образование  $^{106}\text{Rh}$  из  $^{106}\text{Rh}$ ,  $\sigma = 13\,310$  б.

\*\* При максимальных температурах ниже 1200—1300 °С.

дукты реакции имеют малый период полураспада. Изотоп индия с периодом полураспада 54 мин часто используется для определения распределения тепловыделения при малых уровнях мощности. Надо иметь в виду, что сечение активации индия заметно отличается от закона  $1/v$  (имеются резонансы). Из металлического индия могут быть изготовлены прочные фольги толщиной до 10 мг/см<sup>2</sup>; более тонкие фольги получают сплавлением индия с оловом, осаждением паров индия на подходящую подложку.

Диспрозий используется для детектирования нейтронов при малых уровнях мощности реактора. Сечение активации диспрозия слабо отличается от закона  $1/v$ ; детекторы на основе диспрозия могут изготавливаться из диспрозий-алюминевых сплавов или из окиси диспрозия ( $\text{Dy}_2\text{O}_3$ ), осажденной на алюминиевую подложку.

Для точных измерений, особенно для абсолютных измерений, предпочтительно использовать золото. Из золота могут быть изготовлены (прокаткой) фольги толщиной до 5 мг/см<sup>2</sup>, более тонкие фольги получают конденсацией из паровой фазы.

На практике широко используются также пороговые детекторы — образцы с содержанием таких нуклидов, как сера-32, фосфор-31, уран-234, уран-238 и др., которые активируются нейтронами больших энергий (более 0,3—1,7 МэВ).

Для измерения распределения тепловыделения широко используются детекторы, содержащие делящиеся материалы (уран-233, уран-235, плутоний-239), а также сами твэлы реактора. Образовавшиеся при нейтронном облучении таких детекторов продукты деления являются радиоактивными, и по распределению их активности можно судить о распределении тепловыделения по активной зоне реактора.

Часто для проверки точности нахождения распределения тепловыделения описанными выше методами измеряется распределение  $\gamma$ -активности всех продуктов деления или некоторых из них по твэлам после извлечения их из остановленного реактора. Для нахождения распределения тепловыделения по радиусу реактора достаточно измерить полную активность твэлов с их торцевой части или твэла в целом.

Для получения распределения тепловыделения по длине твэлов осуществляется гамма-сканирование твэлов с использованием специального коллиматора. Так как при высоких температурах и градиентах температур по твэлу может иметь место заметная миграция продуктов деления по объему твэла, целесообразно измерять  $\gamma$ -линии нелетучих радиоактивных продуктов деления, таких как ниобий, цирконий, селен. Для этого необходимо определять энергетическое распределение  $\gamma$ -излучения и выделять линии указанных нуклидов.

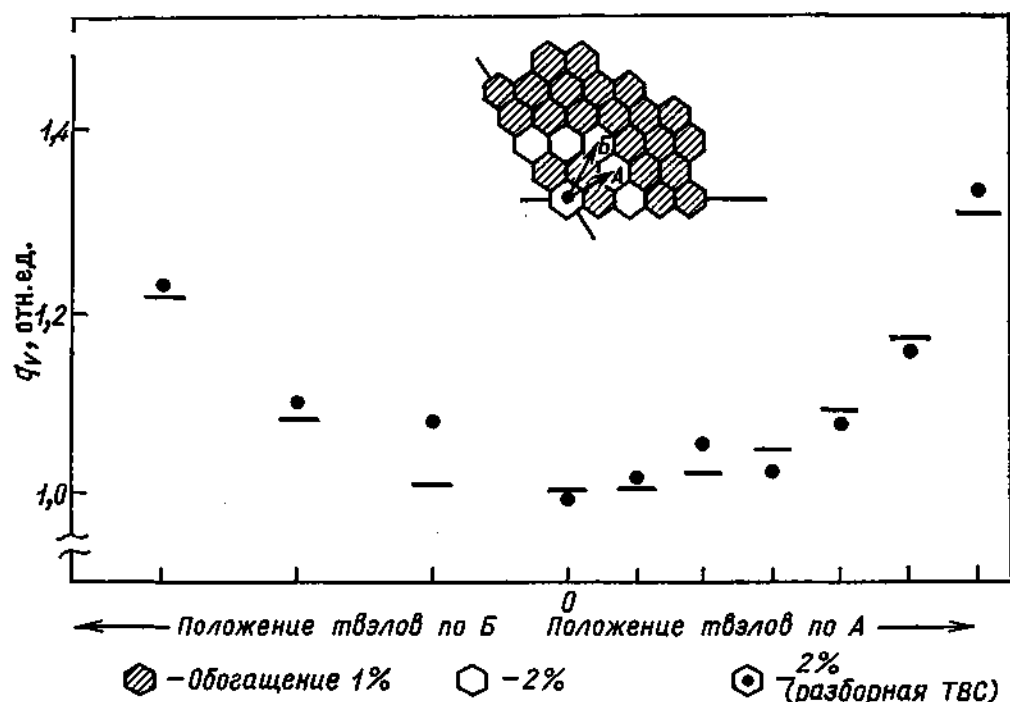
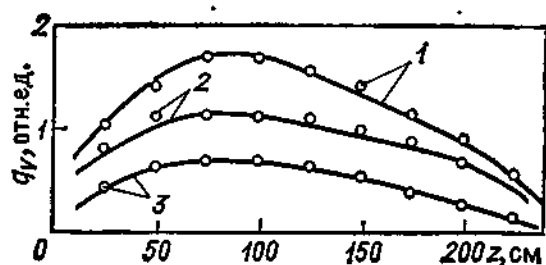


Рис. 14.1. Распределение мощности по сечению ТВС реактора ВВЭР [57] [точки — эксперимент (активация твэлов); линии — расчет]

Рис. 14.2. Распределение энерговыделения по высоте ТВС реактора ВВЭР-3 [57] [точки — эксперимент (активация Си); линии — расчет]:

1 — ТВС № 8 (обогащение 3 %); 2 — ТВС № 110 (обогащение 3 %); 3 — ТВС № 58 (обогащение 1 %) (см. рис. 8.8)



В табл. 14.2 приводятся основные характеристики некоторых долгоживущих продуктов деления, используемых для определения распределения тепловыделения путем гамма-сканирования твэлов.

На рис. 14.1 и 14.2 приводится пример практического использования активационных методов для определения распределения тепловыделения по сечению и высоте ТВС ВВЭР (активация твэлов и детекторов из меди). Видно, что расчетные распределения согласуются с экспериментальными.

## 15. ДЕТЕКТОРЫ ПРЯМОГО ЗАРЯДА

Принцип действия детекторов прямого заряда (ДПЗ) основан на непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую за счет использования кинетической энергии заряженных частиц [81] (рис. 15.1). Основными элементами ДПЗ являются эмиттер, коллектор и электрическая изоляция между ними.

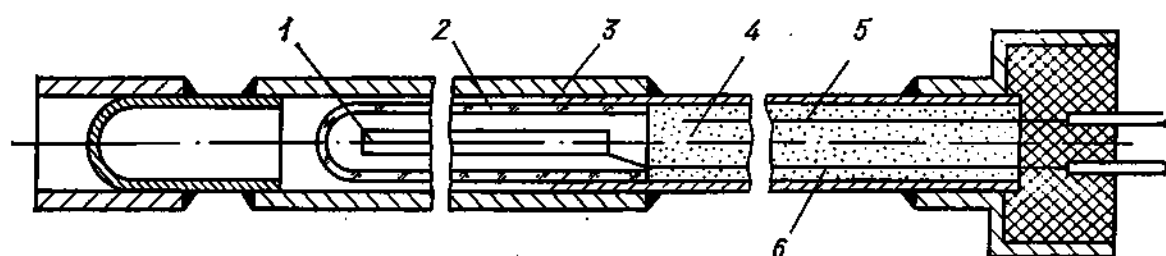


Рис. 15.1. Конструктивная схема ДПЗ [81]:

1 — эмиттер; 2 — изолятор; 3 — коллектор; 4 — кабель; 5 — фоновая жила; 6 — сигнальная жила

В эмиттере ДПЗ образуются заряженные частицы за счет ядерных реакций под действием измеряемого вида излучения. Материал эмиттера выбирается исходя из вида регистрируемого излучения, из требований экспериментов и зависит от типа эмиттируемых им заряженных частиц и их энергии.

Коллектор служит для накопления заряженных частиц, попадающих на него из эмиттера. Коллектор одновременно используется для герметизации ДПЗ. Изолятор ДПЗ должен обеспечить наличие разности потенциала между эмиттером и коллектором, в связи с чем он должен обладать высоким электрическим сопротивлением при малой толщине. Кроме того, изолятор не должен эмиттировать заряженных частиц и должен быть радиационноустойчивым. Обычно в качестве изолятора используются неорганические твердые диэлектрики. Толщина изолятора должна быть минимальной исходя из требования уменьшения запирающего пространственного заряда в нем.

Практическое применение нашли ДПЗ, в которых носителем заряда являются электроны. ДПЗ используются для измерения плотности потока нейтронов (нейтронные ДПЗ) и  $\gamma$ -квантов (гамма-ДПЗ).

Наибольшее распространение получили нейтронные ДПЗ, и поэтому на них уместно остановиться подробнее.

Нейтронные ДПЗ подразделяются на активационные, в которых используются  $\beta$ -частицы, возникающие при  $\beta$ -распаде нуклидов, полученных в ядерных реакциях под действием нейтронов, и комптоновские, в которых используются электроны (комптоновские или фотоэлектроны), возникающие за счет  $\gamma$ -квантов, которые образуются в эмиттере при ядерных реакциях под действием нейтронов.

В табл. 15.1 приводятся некоторые характеристики нуклидов, используемых в эмиттерах нейтронных ДПЗ.

Таблица 15.1. Характеристики некоторых нуклидов, использующихся в нейтронных ДПЗ

Нуклид (распространенность, %)	$\sigma_a$ , б	Характеристика полученного нуклида			γ-Кванты радиационного захвата	
		$\tau_{1/2}$ , с	$E_\beta$ , МэВ	$E_\gamma$ , МэВ	Число γ-квантов	Средняя энергия, МэВ
V	4,56	—	—	—	3,3	2,68
<sup>50</sup> V (0,24)	250	—	—	—	—	—
<sup>51</sup> V (99,76)	4,5	225	2,73	—	—	—
<sup>59</sup> Co (100)	36,3	—	—	—	2,06	3,3
	16,9	624	—	1,17	—	—
	20,2	$1,67 \cdot 10^8$	0,33	1,33	—	—
<sup>103</sup> Rh (100)	152	—	—	—	2,87	1,72
	140	42,4	2,44	—	—	—
	12	264	—	—	—	—
Ag	64,8	—	—	—	3,35	2,19
<sup>107</sup> Ag (51,35)	31	138	1,77	—	—	—
<sup>109</sup> Ag (48,65)	87	24,2	2,16 (60%)	—	—	—
			2,84 (40%)	—	—	—
	3,2	$2,4 \cdot 10^7$	—	0,536 (42%)	—	—
				0,086 (56%)	—	—

Активационные ДПЗ с родиевым эмиттером нашли наиболее широкое практическое применение для измерения относительного распределения нейтронов как по высоте, так и по радиусу активной зоны реактора. Обычно это распределение связывают с относительным распределением по активной зоне тепловыделения.

Ресурс работы ДПЗ достигает нескольких лет при максимальной рабочей температуре  $\sim 700^\circ\text{C}$  и флюенсе нейтронов  $\sim 10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup>. Представление о конструкции родиевого ДПЗ можно получить из следующих данных. Эмиттером детектора служит родиевая проволока диаметром 0,8 мм, изоляцией — кварцевый капилляр с толщиной стенки  $\delta = 0,2$  мм, запаянный с одного конца, коллектор представляет собой трубку из нержавеющей стали внешним диаметром 1,8 мм. В качестве линий связи служит двухжильный кабель с магнезитовой изоляцией и оболочкой из нержавеющей стали диаметром 1,5 мм.

К основным достоинствам ДПЗ относятся: простота конструкции, малые габариты, высокая технологически достижимая идентичность показаний, широкий диапазон измерений с практически неограниченным верхним пределом, линейность характеристик, большой ресурс работы, возможность измерения распределения тепловыделения по радиусу и высоте активной зоны однотипными детекторами, что обеспечивает относительные измерения с хорошей



точностью, высокие рабочие характеристики и простота эксплуатации. Эти особенности определили достаточно широкое использование ДПЗ на действующих реакторах АЭС.

На реакторе ВВЭР-440 [65, 74] используются ДПЗ-1м с родиевым и ДПЗ-4п с ванадиевым эмиттерами. Сборка ДПЗ устанавливается в сухом канале диаметром 6 мм.

Использование пары ДПЗ с родиевым и ванадиевым эмиттерами позволяет определять спектральные индексы для нейтронов, необходимые для нахождения тепловыделения. Всего в реакторе установлено 12 сборок такого типа. Измеряемые параметры: ток (до 2 мкА) и напряжение (до 5 мВ) с погрешностью не более 1 % при времени измерения по одному измерительному каналу 0,05 с.

В реакторе РБМК [58, 74] используются 117 детекторов контроля тепловыделения по радиусу реактора из 12 семисекционных детекторов контроля тепловыделения по высоте активной зоны, а также вспомогательная система, предназначенная для градуировки детекторов и определения основных метрологических характеристик.

Длина чувствительного элемента детектора, применяемого для контроля тепловыделения по радиусу и располагаемого в центральном отверстии ТВС, равна высоте активной зоны.

Детектор контроля тепловыделения по высоте представляет собой полую гильзу из алюминиевого сплава диаметром 70 мм и толщиной стенки 2 мм, внутри которой размещены семь равноудаленных секций, причем чувствительный элемент каждой секции выполнен в виде спирали диаметром 62 мм и высотой 115 мм.

Принцип действия детектора гамма-ДПЗ основан на измерении разностного тока электронов, выбиваемых падающими  $\gamma$ -квантами из электродов. Этот вид детектирования представляется перспективным из-за весьма низкой скорости выгорания. Практическое применение находят пока гамма-ДПЗ (или ЭДГ — эмиссионные детекторы  $\gamma$ -излучения) с эмиттером из платины. По величине полезного сигнала, отнесенного к скорости поглощения  $\gamma$ -квантов, они уступают лишь гамма-камерам.

## 16. ХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Особое место в химических методах занимает измерение содержания продуктов деления в твэлах после облучения в реакторе. По этой величине можно судить о распределении тепловыделения в реакторе и об абсолютном значении энерговыработки.

Для этой цели необходимо, как правило, выделить один из радиоактивных нуклидов, идентифицировать его, проконтролировать отсутствие примесей [82]. Такими радионуклидами являются те, которые обладают высоким выходом при делении, большим периодом полураспада, обеспечивающим необходимое содержание исследуемого радионуклида после выдержки твэлов, значительным выходом ядерных излучений при радиоактивном распаде (табл. 14.2).

При использовании химических методов выделения радионуклидов приходится учитывать тот факт, что во многих случаях количество радионуклида ма-

ло и потери их при химическом выделении могут вызвать большую ошибку при определении абсолютного количества радионуклида. В целях повышения количества выделяемого радионуклида в растворы добавляются носители, обеспечивающие захват ионов, которые необходимо выделить с последующим их осаждением.

Широко используются различные методы радиохимического выделения: осаждение, ионообменное разделение, испарение, экстракция, выщелачивание, электроосаждение. Например, для выделения циркония, ниобия и церия используются экстракционные методы; при этом достаточно полное выделение циркония и ниобия (примерно до 96 %) достигается лишь многоступенчатой экстракцией.

Для извлечения цезия используются ионообменные процессы, а также осаждение тетрафенилборатом натрия либо платинохлористоводородной кислотой в присутствии носителей.

Для выделения щелочноземельных элементов чаще всего применяется осаждение их в виде карбонатов, оксалатов или сульфатов.

Одним из наиболее простых способов выделения стронция является нитратный. Для выделения рутения используется ионный обмен, а также соосаждение на гидроокисях железа или алюминия.

Химические методы могут быть использованы и при дозиметрии нейтронного и  $\gamma$ -излучений. Эти методы основаны на измерении выхода радиационно-химических реакций, протекающих под действием ионизирующих излучений. В результате таких реакций могут изменяться оптическая плотность химической системы, угол поворота плоскости поляризации, химический состав и т. п.

Реакции могут проходить в твердой, жидкой и газообразной фазах, что расширяет возможности их использования. Например, при разложении щавелевой кислоты под действием излучения соотношение между поглощенной дозой и химическим эффектом имеет вид

$$D = aC_0 \ln (C_0/C), \quad (16.1)$$

где  $C_0$  и  $C$  — концентрации щавелевой кислоты до и после облучения;  $a$  — коэффициент пропорциональности.

К недостаткам химических методов дозиметрии излучений относятся необходимость разделения эффектов от облучения нейтронами и  $\gamma$ -квантами и зависимость выхода реакции от температуры.

К достоинствам химических методов дозиметрии следует отнести относительную их простоту, отсутствие необходимости в прокладке электрических и других соединительных линий. Более подробные сведения о химических методах можно найти в работах [71, 82].

## Глава 5

# ИЗМЕРЕНИЕ И КОНТРОЛЬ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА

### 17. ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА СТАТИСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Процесс взаимодействия нейтронов с ядрами и их миграция в среде носят статистический характер. Наряду с вероятностью испытать поглощение и вылететь за пределы реактора нейтрон может

вызвать деление с испусканием новых нейтронов, продолжающих цепной процесс. Вероятностный характер этих событий и, кроме того, вариация количества вторичных нейтронов, испускаемых при делении, приводят к тому, что длина цепочки делений меняется статистически и в реакторе возникают флуктуации числа делений и количества нейтронов. Закономерности цепного процесса, определяемые степенью критичности реактора, количеством нейтронов, испускаемых на один акт деления, временем жизни нейтронов, обуславливают взаимосвязь событий, происходящих в реакторе. Следовательно, изучая параметры флуктуаций, такие как распределение плотности вероятности, дисперсии величин, корреляционные или спектральные функции, можно находить кинетические параметры цепного процесса и в том числе количество делений в цепочке:

Измерения такого типа могут проводиться в критическом или подкритическом реакторе, для чего используются токовые или импульсные нейтронные датчики. Статистический характер регистрации нейтронов, так же как и появление в реакторе внешних нейтронов (источник нейтронов), естественно, влияет на измерения флуктуации мощности. Однако коррелированные цепные процессы делений могут быть выявлены на фоне случайных процессов в детекторе и источнике при низком уровне мощности и при условии достаточно высокой эффективности регистрации нейтронов. Такие измерения позволяют наряду с кинетическими параметрами определить эффективность регистрации нейтронов детектором и, следовательно, абсолютную мощность реактора.

Методы обработки результатов измерений обычно используют одnogрупповую (по энергии), точечную (пространственно независимую) модель кинетики мгновенных нейтронов. В этом случае изменение во времени числа мгновенных нейтронов описывается экспонентой  $\exp(-\alpha t)$ , где

$$\alpha = \frac{1 - k_{эф}(1 - \beta_{эф})}{l}$$

— константа спада мгновенных нейтронов, связанная с эффективным коэффициентом размножения  $k_{эф}$ , эффективной долей запаздывающих нейтронов  $\beta_{эф}$  и средним временем жизни мгновенных нейтронов  $l$ .

В этом приближении запаздывающие нейтроны исключаются из развития цепочки делений и фигурируют в процессе как нейтроны внешнего источника. В обработке измерений важны флуктуации с характерными временами в диапазоне  $l < \frac{1}{\omega} < \frac{1}{\lambda_i}$ , где  $\omega$  — частотная характеристика флуктуаций;  $\lambda_i$  — постоянная распада запаздывающих нейтронов.

Получили распространение следующие методы измерения мощности, использующие выделение коррелированных цепочек деления [39, 83, 84]: регистрация коррелированных совпадений, метод Росси- $\alpha$ ; определение дисперсии в числе отсчетов детектора, метод

Фейнмана; измерение вероятности отсутствия счета в заданном интервале времени;  $P_0$ -метод; измерение среднего квадрата разности интегральных токов камер; измерение среднего квадрата спектральной плотности флуктуаций; измерение корреляционных функций флуктуаций токов камер, метод авто- и взаимнокорреляционных функций. Рассмотрим в качестве примера два метода, в которых для регистрации нейтронов применяются импульсный (счетчик) и токовый (ионизационная камера) датчики.

**Метод Росси-α [85].** С помощью счетчика измеряется распределение по времени числа импульсов от регистрируемых нейтронов. Фиксируя пары импульсов, следующие со сдвигом  $t$  относительно друг друга, можно определить вероятность  $P(t)\Delta t$  того, что вслед за отсчетом в момент  $t=0$  через время  $t$  в интервале  $\Delta t$  произойдет следующий отсчет. Вероятность такого события определяется вероятностями регистрации случайных событий и регистрации связанных, коррелированных событий, обусловленных развитием цепочки делений на мгновенных нейтронах. Теоретическое описание вероятности  $P(t)$  дается выражением

$$P(t)\Delta t = c\Delta t + \frac{\varepsilon}{2} \frac{\overline{v(v-1)}}{(\overline{v})^2} \frac{k_{эф}(1-\beta_{эф})^2}{\beta_{эф}l} \exp(-\alpha t)\Delta t,$$

где  $c$  — скорость счета детектора;  $\varepsilon$  — эффективность детектора в отсчетах на одно деление.

Величина  $\overline{v(v-1)}/(\overline{v})^2$  характеризует флуктуацию числа нейтронов, испускаемых на одно деление. Измерения для урана-235 привели к [86]  $\overline{v^2}=7,32\pm 0,15$  и  $\overline{v}=2,47\pm 0,03$ , откуда следует  $\overline{v(v-1)}/(\overline{v})^2=0,795\pm 0,007$ .

Определяя зависимость вероятности  $P(t)\Delta t$  от времени при различных значениях подкритичности реактора вплоть до  $k_{эф}=1$ , получаем величину  $\alpha$ , а при известной величине  $\beta_{эф}$  находим  $l$ ,  $k_{эф}$  и  $\varepsilon$ . Мощность реактора  $F$  (дел/с) находится как  $F=c/\varepsilon$ .

Эффективная доля запаздывающих нейтронов определяется, как правило, расчетным путем для данного реактора по известной доле запаздывающих нейтронов  $\beta$  с учетом разницы энергии мгновенных и запаздывающих нейтронов. Погрешность при определении  $\beta_{эф}$  составляет основную часть погрешности при измерении мощности.

**Метод корреляционных функций [87].** При использовании для регистрации нейтронов ионизационной камеры соотношение между мощностью реактора и током камеры имеет вид

$$F = J/(\varepsilon q),$$

где  $J$  — ток ионизационной камеры;  $q$  — заряд в камере на один поглощенный в ней нейтрон.

Пусть реактор работает на стационарном (в среднем) уровне мощности.

Обрабатывая измеренные флуктуирующие (относительно посто-

янной составляющей) значения токов ионизационных камер с помощью выражения

$$\Phi_{xx}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T j_x(\tau) j_x(\tau + t) d\tau$$

при использовании показаний одной камеры и

$$\Phi_{xy}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T j_x(\tau) j_y(\tau + t) d\tau$$

при использовании показаний двух камер, получаем соответственно автокорреляционные и взаимокорреляционные функции, где  $j_i(t) = J_i(t) - \bar{J}_i$ .

Аппаратурное отделение постоянной составляющей тока с помощью электронной техники с последующим усилением переменного сигнала существенно снижает влияние фона случайных процессов и расширяет диапазон измеряемых мощностей.

Теоретические выражения для авто- и взаимокорреляционных функций флуктуирующей составляющей тока имеют вид

$$\Phi_{xx}(t) = \frac{\bar{J}_x^2}{F} \frac{\nu(\nu-1)\alpha}{2(\bar{\nu})^2 \beta_{эф}^2} \exp(-\alpha t) + \bar{J}_x q \delta(t);$$

$$\Phi_{xy}(t) = \frac{\bar{J}_x \bar{J}_y}{F} \frac{\nu(\nu-1)}{2(\bar{\nu})^2 \beta_{эф}^2} \alpha \exp(-\alpha t).$$

Второй член в выражении для  $\Phi_{xx}$  характеризует корреляцию отсчета с самим собой при  $t=0$  ( $\delta$ -функция Дирака). Присутствие этого члена увеличивает фоновую составляющую автокорреляционной функции, поэтому при обработке экспериментальной информации следует использовать данные при  $t>0$ . Это затруднено при применении аналоговых аппаратурных методов обработки, но может быть реализовано при цифровых методах обработки. Использование взаимокорреляционных функций  $\Phi_{xy}$ , полученных с помощью двух камер, позволяет избавиться от трудностей обработки экспериментальных данных, связанных с корреляцией отсчета с самим собой. В результате обработки авто- и взаимокорреляционных функций для реактора, работающего на стационарном уровне мощности, определяются постоянная спада мгновенных нейтронов  $\alpha$  и мощность реактора  $F$ . С помощью этого метода можно измерять мощность от сотых долей ватта до десятков киловатт с погрешностью несколько процентов.

#### 18. СПОСОБЫ КОНТРОЛЯ МОЩНОСТИ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ НА ДЕЙСТВУЮЩИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРАХ

Контроль тепловыделения в ядерном реакторе необходим для надежной эксплуатации АЭС. Требование надежного контроля мощ-

ности и распределения тепловыделения на энергетических реакторах диктуется прежде всего соображениями теплотехнической надежности работы АЭС. В связи с этим системе контроля тепловыделения (энерговыведения) (СКЭ) в современных энергетических реакторах придается большое значение. Опыт работы СКЭ на ряде реакторов показывает, что с помощью СКЭ можно повысить энерговыработку реактора вследствие уменьшения неоправданных температурных запасов, обеспечения безаварийной работы реактора, сокращения времени выхода на номинальную мощность после остановки реактора. СКЭ дают возможность надежно и оперативно контролировать распределение тепловыделения и могут вырабатывать сигналы для регулирования мощности реактора и зонного регулирования, а также для системы защиты реактора. Все эти вопросы детально рассмотрены в работах [58, 65, 74, 81].

Приведем краткое описание принципов работы СКЭ. Система контроля тепловыделения разбивается на две группы: систему внешнего контроля (ВК) и систему внутриреакторного контроля (ВРК).

В системе внешнего контроля тепловыделения используются детекторы, расположенные вне реактора. Эта система применяется для оперативного контроля средней мощности реактора, автоматического управления и защиты реактора, оперативного контроля за изменениями мощности и реактивности реактора, оценки распределения тепловыделения на периферии активной зоны, прогнозирования состояния реактора в целом.

Способы контроля тепловыделения в системе внешнего контроля [54] следующие.

Теплотехнический способ измерения мощности. Этот способ является простейшим и используется для измерения мощности реактора и при возможности отдельных тепловыделяющих сборок.

Тепловая мощность определяется по расходам и изменению теплосодержания теплоносителя в пределах активной зоны. До настоящего времени этот способ является эталонным при определении тепловой мощности реактора для градуировки других систем контроля мощности.

Нейтронный способ контроля мощности. В основе этого способа лежит использование нейтронных камер, регистрирующих плотность потока нейтронов. Токовые ионизационные камеры применяются для контроля мощности реактора в рабочем и промежуточном диапазонах мощности, а импульсные ионизационные камеры (или счетчики) — для пуска реактора.

В системе внешнего контроля ионизационные камеры размещаются далеко за пределами активной зоны и корпуса реактора, обычно в биологической защите, поэтому камеры измеряют фактически нейтроны утечки. Абсолютная градуировка чувствительности камер проводится с помощью измеренных распределений активности детекторов, облученных в месте расположения камеры и в активной

зоне, и с помощью теплотехнических измерений на различных уровнях мощности реактора.

Система внешнего контроля из-за внешнего расположения детекторов имеет ряд недостатков: нет однозначной связи между мощностью реактора и показаниями детектора (затенение детекторов органами регулирования, перекосы полей нейтронов и т. п.); использование внезонных детекторов не позволяет осуществлять зонное регулирование, исключается возможность профилирования с помощью органов регулирования и поддержания в течение кампании оптимального распределения тепловыделения по объему активной зоны реактора.

В связи с этим широкое применение в настоящее время нашел внутриреакторный контроль. Он предполагает контроль распределения тепловыделения по элементам реактора и в первую очередь по активной зоне с помощью детекторов, расположенных внутри реактора. С помощью системы внутриреакторного контроля может осуществляться как периодический, так и оперативный (непрерывный по времени) контроль распределения тепловыделения в активной зоне реактора.

Периодический контроль осуществляется, как правило, с помощью измерения активности, наведенной в твэлах, теплоносителе или в специально помещаемых в реактор активируемых веществах (в газе, жидкости или твердом веществе в форме проволок, тросов, шаров, фольг и т. п.).

Для реактора РБМК в системе внутриреакторного контроля принят дискретный контроль тепловыделения, при котором детекторы устанавливаются в ряде фиксированных каналов [58].

Так как предельно допустимая мощность ТВС реактора РБМК слабо зависит от относительного распределения тепловыделения по высоте ТВС, основное внимание в системе внутриреакторного контроля уделяется контролю радиально-азимутального распределения тепловыделения в реакторе, называемого далее «радиальным» распределением.

Детекторы контроля тепловыделения (энерговыведения) по радиусу ДКЭ(р) реактора расположены в сухих центральных циркуляционных трубах, размещенных по оси ТВС на всю их длину. В качестве чувствительного элемента ДКЭ(р) используется  $\beta$ -эмиссионный детектор ДПЗ с эмиттером из серебра. Среднее отношение мощности ТВС к току расположенного в нем ДКЭ(р) составляет 0,190 МВт/мкА на начало кампании. Выгорание ТВС и ДПЗ учитывается с помощью поправочных расчетно-экспериментальных коэффициентов [58].

ДКЭ(р) расположены в 117 ТВС, т. е. в  $\sim 7\%$  загруженных каналов активной зоны\*. Конструкция ДКЭ(р) допускает их замену как на работающем, так и на остановленном реакторе.

---

\* На всех РБМК, пускаемых после Ленинградской АЭС, количество детекторов увеличено до 130. Дополнительные ДКЭ(р) установлены на периферии реактора [58].

Детекторы контроля тепловыделения (энерговыведения) по высоте [ДКЭ(в)] установлены в 12 каналах, аналогичных каналам под стержни СУЗ, расположенным равномерно по центральной части активной зоны, где радиальное распределение тепловыделения равномерно (зона, «плато»). Каждый ДКЭ(в) есть сборка, содержащая семь равномерно размещенных по высоте реактора  $\beta$ -эмиссионных детекторов, выполненных в виде кабеля, с эмиттером из серебра. Каждый чувствительный элемент ДКЭ(в) представляет собой спираль из этого кабеля наружным диаметром 62 и высотой 105 мм. Общая длина кабеля в каждой из семи спиралей сборки составляет 2,6 м. Семь детекторов размещены в сухой герметичной гильзе, устанавливаемой в канал и охлаждаемой слоем проточной воды толщиной  $\sim 7$  мм. По оси гильзы расположена трубка, предназначенная для периодической активации стальных тросов для проверки ДКЭ(в). Конструкция детекторной сборки и канала допускает замену сборки как на работающем, так и на остановленном реакторе.

Предусмотрена периодическая проверка детекторов ДКЭ(р) и ДКЭ(в) в процессе эксплуатации реактора, что необходимо для повышения точности и надежности контроля распределения тепловыделения по объему реактора.

ДКЭ(р) проверяются методом сканирования остаточной  $\gamma$ -активности ТВС на остановленном реакторе. Измерения проводятся с помощью гамма-камер с длиной чувствительной части, равной высоте активной зоны реактора, устанавливаемых в центральные несущие трубы ТВС, расположенных рядом с ДКЭ(р). Как показал опыт эксплуатации, время между очередными  $\gamma$ -сканированиями ТВС составляет  $\sim 1$  год.

Проверка ДКЭ(в) осуществляется методом активации стальной или медной проволоки в центральной трубе сборки. Определение активности проволоки проводится при перемещении проволоки через специальную коаксиальную гамма-камеру, расположенную в реакторном зале. Эта же камера позволяет контролировать распределение активности по длине извлеченных из реактора ТВС, что дает возможность проводить диагностику их состояния и оценку относительного распределения тепловыделения по высоте реактора.

Для контроля и управления общей мощностью реактора РБМК предусмотрена специальная система, в которой использованы в качестве детекторов ионизационные камеры, расположенные в каналах, размещенных за отражателем. Эта система предусматривает возможность снижения мощности или прекращения цепного ядерного процесса при возникновении аварийных ситуаций. Регулирование распределения тепловыделения и общего уровня мощности осуществляется поглощающими стержнями. Все поглощающие стержни имеют индивидуальные приводы и перемещаются по сигналам, которые формируются в логической схеме управления. Стержни объединены в группы: автоматическое регулирование общей мощности, ручное или автоматическое регулирование распре-



деления тепловыделения, аварийное снижение общего уровня мощности или полная остановка реактора.

Контроль общей мощности в пусковых режимах и на низких уровнях проводится по трем независимым измерительным каналам камерами деления КНТ-31, расположенными в боковом отражателе. После достижения уровня мощности, предельно допустимого для камер деления, последние извлекаются из реактора и на промежуточных уровнях мощность контролируется по сигналам от пусковых токов ионизационных камер высокой чувствительности КНК-56, которые размещены за отражателем в баке боковой водяной защиты. На уровнях мощности 0,25—6 % работает один автоматический регулятор средней мощности, имеющий четыре канала измерения токов ионизационных камер КНК-53 и воздействующий на четыре регулирующих стержня (АР-3), перемещающихся в активной зоне синхронно.

В диапазоне мощностей от 6 до 100 % используются два автоматических регулятора АР-1 и АР-2, один из которых включен в работу, а другой находится в состоянии «горячего» резерва. Резервный регулятор включается в работу автоматически в случае отключения работающего регулятора.

На рис. 18.1 приведена схема размещения детекторов и поглощающих стержней в реакторе РБМК.

Для корпусных реакторов ВВЭР характерна работа в режиме частичных перегрузок топлива в течение кампании [65]. При перегрузках выгружаются ТВС из центральной части активной зоны с наибольшей глубиной выгорания и заменяются менее выгоревшими ТВС, перемещаемыми с периферии активной зоны, а в периферийную часть активной зоны загружаются свежие ТВС. Для реактора ВВЭР-440 принят режим трех частичных перегрузок за кампанию, т. е. раз в год. Режим перестановок топлива по активной зоне одинаков для всех перегрузок. Выбранный режим перегрузки обеспечивает хорошее выравнивание тепловыделения по радиусу реактора. Кроме того, благодаря использованию жидкостного борного регулирования удалось существенно уменьшить количество компенсирующих органов регулирования, что также привело к дальнейшему снижению коэффициента неравномерности тепловыделения по активной зоне.

Принятый способ перегрузок ТВС и использование жидкостного борного регулирования в принципе обеспечивают требуемое значение коэффициента неравномерности тепловыделения по активной зоне, и, таким образом, специального регулирования профиля тепловыделения по радиусу реактора в общем не требуется. Тем не менее при эксплуатации АЭС с реакторами ВВЭР контроль за распределением тепловыделения по элементам реактора необходим для вычисления тепловой мощности, которую можно снять с активной зоны. Контроль за распределением тепловыделения по объему активной зоны реактора проводится штатными приборами и заключается в измерении температуры теплоносителя на входе и выходе из реактора и на выходе из ряда ТВС фиксированных групп [65].



ных величин для других ТВС исходя из расчетного распределения тепловыделения.

Мощность всего реактора  $P^p$  определяется по формуле

$$P^p = G^p (\bar{i}_{\text{вых}} - \bar{i}_{\text{вх}}),$$

где  $G^p$  — расход теплоносителя через реактор;  $\bar{i}_{\text{вх}}$ ,  $\bar{i}_{\text{вых}}$  — средняя энтальпия теплоносителя на входе и выходе из активной зоны.

Кроме теплотехнического способа измерения распределения тепловыделения и мощности реактора проводится нейтронный контроль распределения тепловыделения по радиусу и высоте реактора [65, 74, 81]. В реакторе ВВЭР-440 эта система контроля состоит из детекторов прямого заряда ДПЗ-1М с родиевым эмиттером. ДПЗ устанавливаются в сухие каналы нейтронные измерительные (КНИ) диаметром 6 мм. Таких каналов, равномерно размещаемых по сечению активной зоны, 12. Они расположены в центральных трубках ТВС, состоят из ДПЗ, защитного экрана, узла уплотнения, защитной арматуры, присоединительного устройства. В каждом КНИ размещается по высоте до 7 ДПЗ, чаще всего в следующем сочетании: шесть ДПЗ-1М и один детектор ДПЗ-4п. Кроме того, в КНИ расположена стальная проволока, содержащая марганец (или медная проволока) и предназначенная для контроля распределения плотности потока нейтронов по активной зоне за счет ее активации.

Для контроля и регулирования мощности реактора ВВЭР на всех уровнях (от 0 до 100 %) используются ионизационные камеры, располагаемые на периферии реактора.

## Приложение 1. ФАКТОРЫ НАКОПЛЕНИЯ ДЛЯ СЛОИСТЫХ СИСТЕМ

Аналитическое выражение для фактора накопления для точечного изотропного источника в бесконечной среде было предложено несколькими авторами.

Бергер рекомендует следующее выражение [88]:

$$B(\mu R, E) = 1 + C(E) \mu R \exp[D(E) \mu R], \quad (\text{П1.1})$$

где  $C(E)$  и  $D(E)$  — коэффициенты, зависящие от энергии излучения и материала среды;  $R$  — расстояние от источника до точки наблюдения.

Тейлором предложено выражение в виде суммы экспонент [88]:

$$B(\mu R, E) = A_1 \exp(-\alpha_1 \mu R) + A_2 \exp(-\alpha_2 \mu R). \quad (\text{П1.2})$$

Значения  $A_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  зависят от материала среды и энергии излучения;  $A_2 = 1 - A_1$ .

Для ряда материалов рассчитаны коэффициенты, входящие в формулы (П1.1) и (П1.2) для факторов накопления (см. табл. П1.1 и П1.2). Однако в реальных условиях приходится иметь дело со средами, представляющими собой смеси материалов.

Для смеси материалов рекомендуется подобрать эффективный атомный номер смеси и затем использовать факторы накопления однокомпонентной среды с атомным номером, равным эффективному атомному номеру смеси. Для определения эффективного атомного номера смеси строится зависимость коэффициента поглощения  $\gamma$ -излучения смеси от энергии  $\gamma$ -излучения. Эта кривая сравнивается с соответствующими кривыми для сред, состоящих из атомов одного сорта. Подобие кривых является главным признаком эквивалентности их атомных номеров.

Таблица П1.1. Параметры в формуле Бергера для фактора накопления поглощенной энергии (точечный изотропный источник, бесконечная среда)

$E_0$ , МэВ	Вода		Алюминий		Железо		Свинец	
	$C(E)$	$D(E)$	$C(E)$	$D(E)$	$C(E)$	$D(E)$	$C(E)$	$D(E)$
0,5	1,3782	0,1728	1,5207	0,1204	1,6865	0,0689	0,4991	—0,1000
1,0	1,1007	0,0958	1,1347	0,0728	1,1406	0,0626	0,7544	—0,0449
2,0	0,8411	0,0363	0,7967	0,0420	0,7583	0,0368	0,5662	—0,0080
3,0	0,7409	0,0097	0,6560	0,0203	0,5663	0,0332	0,3528	0,0214
4,0	0,5879	0,0022	0,5349	0,0107	0,4413	0,0329	0,2235	0,0522
6,0	0,4587	—0,0099	0,3977	0,0070	0,2901	0,0413	0,1227	0,0938
8,0	0,3825	—0,0164	0,3070	0,0066	0,2032	0,0471	0,0862	0,1032
10,0	0,3113	—0,0194	0,2487	0,0078	0,1542	0,0564	0,0672	0,1005

Таблица П1.2. Параметры в формуле Тейлора для фактора накопления поглощенной энергии (точечный изотропный источник, бесконечная среда)

$E_0$ , МэВ	Вода			Железо		
	$A_1$	$-\alpha_1$	$\alpha_2$	$A_1$	$-\alpha_1$	$\alpha_2$
0,5	—	—	—	15,8	0,095	0,037
1,0	13,5	0,100	0,010	11,2	0,0865	0,045
2,0	8,1	0,068	0,0405	6,5	0,076	0,073
3,0	5,6	0,059	0,0730	4,5	0,078	0,088
4,0	4,5	0,0555	0,110	3,4	0,082	0,0965
6,0	3,4	0,0525	0,156	2,45	0,086	0,101
8,0	2,8	0,0500	0,170	1,85	0,089	0,0895
10,0	2,5	0,0473	0,1719	1,55	0,096	0,048

Реальные системы, как правило, состоят из нескольких слоев разных материалов или смесей. Для систем, состоящих из нескольких слоев разных материалов, предложены полуэмпирические формулы для факторов накопления.

Бродером и др. [88, 89] рекомендуется следующая формула:

$$B\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) = \sum_{n=1}^N B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) - \sum_{n=2}^N B_n\left(\sum_{i=1}^{n-1} \mu_i x_i\right) = B_N\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left[ B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) - B_{n+1}\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) \right], \quad (\text{П1.3})$$

где  $N$  — количество слоев различных материалов;  $\mu_i x_i$  — толщина  $i$ -го слоя в длинах свободного пробега;  $B\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right)$  — фактор накопления на расстоянии от источника, равно  $\sum_{i=1}^N \mu_i x_i$ ;  $B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right)$  — фактор накопления, взятый для материала  $n$ -го слоя на расстоянии  $\sum_{i=1}^n \mu_i x_i$ .

В частном случае для двух слоев имеем

$$B(\mu_1 x_1 + \mu_2 x_2) = B_2(\mu_1 x_1 + \mu_2 x_2) + [B_1(\mu_1 x_1) - B_2(\mu_1 x_1)].$$

Аналогичная формула предложена Китацумой [88]:

$$B\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) = B_N\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left[ B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) - B_{n+1}\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) \right] \times \exp\left(-\sum_{v=n+1}^n \alpha_{v-1,v} \mu_v x_v\right). \quad (\text{П1.4})$$

Коэффициенты  $\alpha$  определяются экспериментально.

Часто используется также более общая формула:

$$B \left( \sum_{i=1}^N \mu_i x_i \right) = B_N \left( \sum_{i=1}^N \mu_i x_i \right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left\{ B_n \left( \sum_{i=1}^n \mu_i x_i \right) - B_{n+1} \left( \sum_{i=1}^n \mu_i x_i \right) \right\} \prod_{v=n+1}^N [(1 - \beta_{v-1,v}) \exp(-\alpha_{v-1,v} \mu_v x_v) + \beta_{v,v}]$$

Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные и определяются экспериментально. Эта формула совпадает с формулой Китацумы, если  $\beta=0$ , и с формулой Бродера, если  $\alpha=0$ .

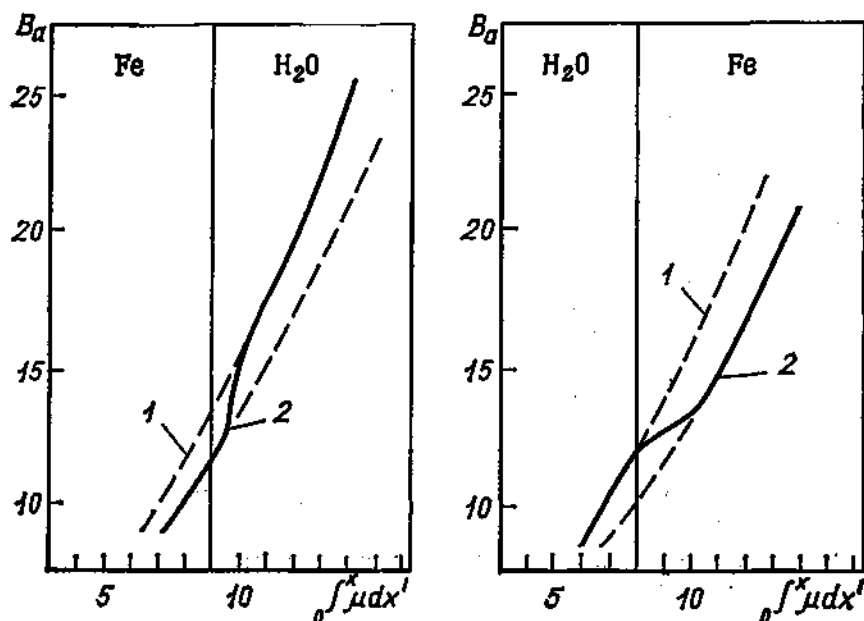


Рис. П1.1. Зависимость фактора накопления от расстояния от плоского источника для двухслойной среды железо — вода и вода — железо:

1 — фактор накопления для однослойной среды из воды; 2 — то же для железа

Общая закономерность поведения фактора накопления для системы, состоящей из двух слоев разных веществ, показана на рис. П1.1. Видно, что вблизи границы раздела двух сред фактор накопления принимает промежуточные значения между значениями факторов накопления для каждой из сред. Вдали от границы раздела значение фактора накопления стремится к значению фактора накопления для материала рассматриваемого слоя.

## Приложение 2. ПЛОТНОСТИ ПОТОКА И ТОКА $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИСТОЧНИКОВ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Ниже рассматриваются формулы для плотности потока и тока нерассеянного  $\gamma$ -излучения, т. е. в предположении, что фактор накопления  $B=1$ . (Представление фактора накопления в виде суммы экспонент дает возможность воспользоваться этими формулами; в частности, для однородной среды при выборе фактора

накопления в виде  $\sum_{i=1}^N A_i \exp(-\alpha_i \mu r)$  результаты можно представить суммой  $N$  членов, каждый из которых по формуле идентичен выражению для плотности потока нерассеянного излучения, но значение  $\mu$  заменяется  $\mu(1+\alpha_i)$  и для каждого члена появляется весовой множитель, равный  $A_i$ ). Конечные результаты выражаются, как правило, в виде функции типа

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t^n} dt.$$

### 1. Источник в виде пластины толщиной $h$ .

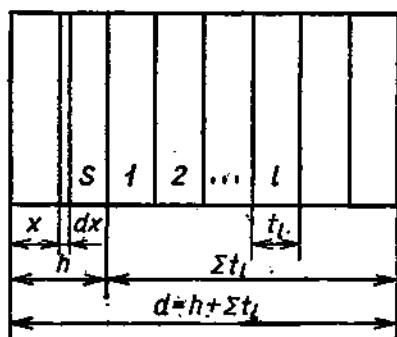


Рис. П2.1.

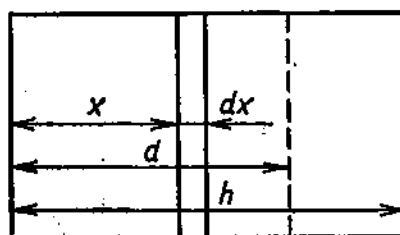


Рис. П2.2.

Рис. П2.1. Схема для расчета плотности потока и тока  $\gamma$ -излучения снаружи источника в плоской геометрии:

$h$  — толщина источника;  $t_l$  — толщина зоны  $l$  вне источника;  $d$  — расстояние до плоскости наблюдения;  $S$  — индекс зоны источника

Рис. П2.2. Схема для расчета плотности потока и тока  $\gamma$ -излучения внутри источника в плоской геометрии ( $h$  — толщина источника;  $d$  — расстояние до плоскости наблюдения)

Снаружи источника (рис. П2.1)

$$\Phi(d) = \frac{1}{2} \int_0^h S_\gamma(x) dx \int_1^\infty \frac{\exp(-[(h-x)\mu_S + \sum_l t_l \mu_l] y)}{y} dy; \quad (\text{П2.1})$$

$$J(d) = \frac{1}{2} \int_0^h S_\gamma(x) dx \int_1^\infty \frac{\exp(-[(h-x)\mu_S + \sum_l t_l \mu_l] y)}{y^2} dy. \quad (\text{П2.2})$$

В случае  $S_\gamma = \text{const} = S_\gamma^0$

$$\Phi(d) = \frac{S_\gamma^0}{2\mu_S} \left[ E_2\left(\sum_l t_l \mu_l\right) - E_2\left(\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S\right) \right]; \quad (\text{П2.3})$$

$$J(d) = \frac{S_\gamma^0}{2\mu_S} \left[ E_3\left(\sum_l t_l \mu_l\right) - E_3\left(\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S\right) \right]. \quad (\text{П2.4})$$

Если  $S_\gamma = S_\gamma^0 \exp\left(\frac{x}{L}\right)$ , то

$$\Phi(d) = \frac{S_y^0}{2\mu_S} \exp\left(\frac{\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S}{\mu_S L}\right) \left[ \Psi_1\left(\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S, -\frac{1}{\mu_S L}\right) - \Psi_1\left(\sum_l t_l \mu_l, -\frac{1}{\mu_S L}\right) \right]; \quad (\text{П2.5})$$

$$\Psi_1(t, \alpha) = \int_0^t \exp(\alpha x) E_1(x) dx;$$

$$J(d) = \frac{S_y^0}{2\mu_S} \exp\left(\frac{\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S}{\mu_S L}\right) \left[ \Psi_2\left(\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S, -\frac{1}{\mu_S L}\right) - \Psi_2\left(\sum_l t_l \mu_l, -\frac{1}{\mu_S L}\right) \right]; \quad (\text{П2.6})$$

$$\Psi_2(t, \alpha) = \frac{1}{\alpha} [\exp(\alpha t) E_2(t) - 1 + \Psi_1(t, \alpha)].$$

При  $S_y = S_y^0 \sum_{n=0}^N a_n (x+c)^n$

$$\Phi(d) = \frac{1}{2\mu_S} S_y^0 \sum_{n=0}^N a_n \sum_{i=0}^n \frac{n! (-1)^i}{(n-i)! (\mu_S)^i} \left\{ (h+c)^{n-i} E_{2+i}\left(\sum_l t_l \mu_l\right) - c^{n-i} E_{2+i}\left(\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S\right) \right\}; \quad (\text{П2.7})$$

$$J(d) = \frac{1}{2\mu_S} S_y^0 \sum_{n=0}^N a_n \sum_{i=0}^n \frac{n! (-1)^i}{(n-i)! (\mu_S)^i} \left\{ (h+c)^{n-i} E_{3+i}\left(\sum_l t_l \mu_l\right) - c^{n-i} E_{3+i}\left(\sum_l t_l \mu_l + h\mu_S\right) \right\}, \quad (\text{П2.8})$$

где  $\mu_S, \mu_l$  — коэффициенты ослабления для материалов зоны источника и зоны  $l$  вне источника.

*Внутри источника (рис. П2.2)*

$$\Phi(d) = \frac{1}{2} \left[ \int_0^d S_y(x) dx \int_1^\infty \frac{\exp[-(d-x)\mu_S y]}{y} dy + \int_d^h S_y(x) dx \int_1^\infty \frac{\exp[-(x-d)\mu_S y]}{y} dy \right]; \quad (\text{П2.9})$$

$$J(d) = \frac{1}{2} \left[ \int_0^d S_y(x) dx \int_1^\infty \frac{\exp[-(d-x)\mu_S y]}{y^2} dy + \int_d^h S_y(x) dx \int_1^\infty \frac{\exp[-(x-d)\mu_S y]}{y^2} dy \right];$$



$$+ \int_d^h S_Y(x) dx \int_1^\infty \frac{\exp[-(x-d)\mu_S y]}{y^2} dy \Bigg]. \quad (\Pi 2.10)$$

Для  $S_Y = \text{const} = S_Y^0$

$$\Phi(d) = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \{2 - E_2(\mu_S d) - E_2[\mu_S(h-d)]\}; \quad (\Pi 2.11)$$

$$J(d) = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \{E_3[\mu_S(h-d)] - E_3(\mu_S d)\}. \quad (\Pi 2.12)$$

При  $S_Y(x) = S_Y^0 \exp\left(\frac{x}{L}\right)$

$$\Phi(d) = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \exp\left(\frac{d}{L}\right) \left\{ \Psi_1\left(\mu_S d, -\frac{1}{\mu_S L}\right) + \Psi_1\left[\mu_S(h-d), \frac{1}{\mu_S L}\right] \right\}; \quad (\Pi 2.13)$$

$$J(d) = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \exp\left(\frac{d}{L}\right) \left\{ \Psi_2\left(\mu_S d, -\frac{1}{\mu_S L}\right) - \Psi_2\left[\mu_S(h-d), \frac{1}{\mu_S L}\right] \right\}. \quad (\Pi 2.14)$$

Если  $S_Y(x) = S_Y^0 (x+c)^n$ , то

$$\Phi(d) = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \sum_{i=0}^n \frac{n!}{(n-i)! (\mu_S)^i} \left\{ \frac{(d+c)^{n-i}}{i+1} [1+(-1)^i] - (-1)^i c^{n-i} E_{2+i} \times \right. \\ \left. \times (\mu_S d) - (h+c)^{n-i} E_{2+i} [(h-d)\mu_S] \right\}; \quad (\Pi 2.15)$$

$$J(d) = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \sum_{i=0}^n \frac{n!}{(n-i)! (\mu_S)^i} \left\{ \frac{(d+c)^{n-i}}{i+2} [(-1)^i - 1] - (-1)^i c^{n-i} \times \right. \\ \left. \times E_{3+i}(\mu_S d) + (h+c)^{n-i} E_{3+i}[(h-d)\mu_S] \right\}. \quad (\Pi 2.16)$$

2. Источник в виде шара радиусом  $R_0$ ,  $S_Y = \text{const} = S_Y^0$ .

Снаружи источника (рис. П2.3).

На расстоянии  $a$  от центра шара

$$\Phi(a) = \frac{S_Y^0 R_0}{2} \int_{a/R_0-1}^{a/R_0+1} dx \int_0^{\theta_0(x)} \exp \left( -\mu_S R_0 \beta(x, \theta) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\theta) \right) \times \\ \times \sin \theta d\theta; \quad (\Pi 2.17)$$

$$J(a) = \frac{S_Y^0 R_0}{2} \int_{a/R_0-1}^{a/R_0+1} dx \int_0^{y_0(x)} \exp \left( -\mu_S R_0 \beta(x, \theta) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(y) \right) \times \\ \times y dy; \quad (\Pi 2.18)$$

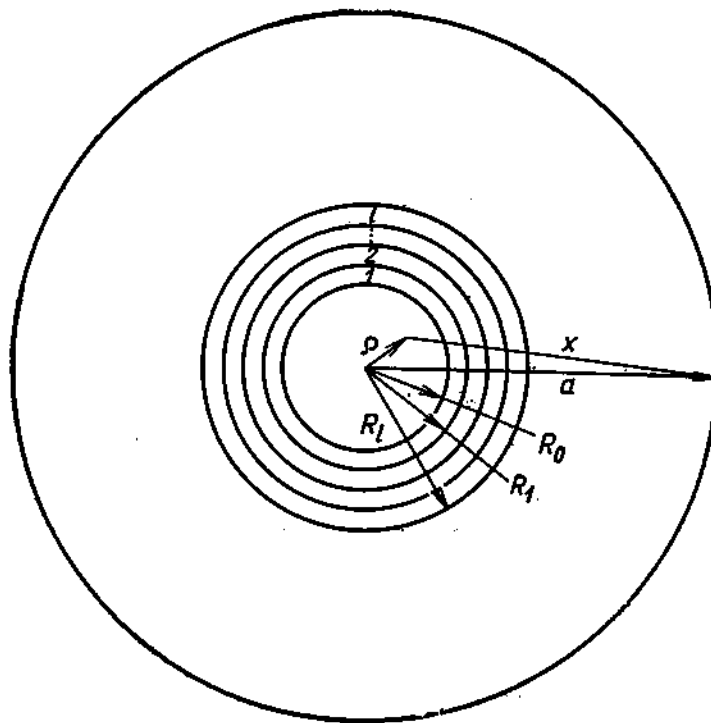


Рис. П2.3. Схема для расчета плотности потока и тока  $\gamma$ -излучения снаружи источника в сферической геометрии ( $R_0$  — радиус источника;  $R_l$  — внешний радиус  $l$ -й зоны;  $l$  — индекс зон вне источника;  $a$  — радиус точки наблюдения;  $r$  — радиус текущей точки источника)

$$\theta_0(x) = \arccos \frac{x^2 + (a/R_0)^2 - 1}{2x(a/R_0)};$$

$$y_0(x) = \sqrt{1 - \left[ \frac{x^2 + (a/R_0)^2 - 1}{2(a/R_0)x} \right]^2};$$

$$\beta(x, \theta) = x - \frac{a}{R_0} \cos \theta + \sqrt{1 - (a/R_0)^2 \sin^2 \theta};$$

$$\beta(x, y) = x - \frac{a}{R_0} \sqrt{1 - y^2} + \sqrt{1 - (a/R_0)^2 y^2};$$

$$\omega_l(\theta) = \frac{1}{(R_l/R_{l-1} - 1)} \left[ \frac{R_l}{R_{l-1}} \sqrt{1 - (a/R_l)^2 \sin^2 \theta} - \sqrt{1 - (a/R_{l-1})^2 \sin^2 \theta} \right];$$

$$\omega_l(y) = \frac{1}{(R_l/R_{l-1} - 1)} \left[ \frac{R_l}{R_{l-1}} \sqrt{1 - (a/R_l)^2 y^2} - \sqrt{1 - (a/R_{l-1})^2 y^2} \right];$$

$R_N = a$ .

С постоянными пределами интегрирования формулы (П2.17) и (П2.18) принимают вид

$$\Phi(a) = \frac{S_0^0 R_0}{2} \int_0^1 dx \times$$

$$\times \int_0^\pi \frac{\exp \left( -\mu_S R_0 \beta(x, \theta) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(x, \theta) \right) x^2 \sin \theta d\theta}{x^2 + (a/R_0)^2 - 2(a/R_0)x \cos \theta}; \quad (\text{П2.19})$$

$$J(a) = \frac{S_Y^0 R_0}{2} \int_0^1 dx \times \\ \times \int_0^\pi \frac{\exp\left(-\mu_S R_0 \beta(x, \theta) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(x, \theta)\right) \left[\frac{a}{R_0} - x \cos \theta\right] x^2 \sin \theta d\theta}{[x^2 + (a/R_0)^2 - 2(a/R_0)x \cos \theta]^{3/2}}; \quad (\Pi 2.20)$$

$$\beta(x, \theta) = \sqrt{x^2 + (a/R_0)^2 - 2(a/R_0)x \cos \theta} - \frac{a}{R_0} \frac{[a/R_0 - x \cos \theta]}{\sqrt{x^2 + (a/R_0)^2 - 2(a/R_0)x \cos \theta}} + \\ + \sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_0}\right)^2} \frac{x^2 \sin^2 \theta}{[x^2 + (a/R_0)^2 - 2(a/R_0)x \cos \theta]}; \quad (\Pi 2.21)$$

$$\omega_l(x, \theta) = \\ = \frac{1}{(R_l/R_{l-1} - 1)} \left[ \frac{R_l}{R_{l-1}} \sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_l}\right)^2} \frac{x^2 \sin^2 \theta}{[(a/R_0)^2 + x^2 - 2(a/R_0)x \cos \theta]} - \right. \\ \left. - \sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_{l-1}}\right)^2} \frac{x^2 \sin^2 \theta}{[x^2 + (a/R_0)^2 - 2(a/R_0)x \cos \theta]} \right]. \quad (\Pi 2.22)$$

Если свойства источника и среды, окружающей источник, одинаковы,

т. е.  $\mu_l = \mu_S$ , то  $l = 1$ ,  $R_1 = a$  и

$$\Phi(a) = \frac{S_Y^0 R_0}{2} \int_{a/R_0-1}^{a/R_0+1} dx \int_0^{\theta_0} \exp(-\mu_S R_0 x) \sin \theta d\theta = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \left\langle \left[ \exp(-\mu_S(a - R_0)) - \right. \right. \\ \left. - \exp(-\mu_S(a + R_0)) \right] - \frac{1}{2\mu_S a} \{ \exp(-\mu_S(a - R_0)) [\mu_S(a - R_0) + 1] - \\ - \exp(-\mu_S(a + R_0)) [\mu_S(a + R_0) + 1] \} - \frac{\mu_S}{2} \left( \frac{a^2 - R_0^2}{a} \right) \{ E_1[\mu_S(a - R_0)] - \\ \left. - E_1[\mu_S(a + R_0)] \} \right\rangle; \quad (\Pi 2.23)$$

$$J(a) = \frac{S_Y^0 R_0}{2} \int_{a/R_0-1}^{a/R_0+1} dx \int_0^{y_0(x)} \exp(-\mu_S R_0 x) y dy = \frac{S_Y^0}{4\mu_S} \left\langle \left[ 1 - \frac{(a^2 - R_0^2)}{2a^2} \right] \times \right. \\ \times [\exp(-\mu_S(a - R_0)) - \exp(-\mu_S(a + R_0))] - \frac{1}{4\mu_S^2 a^2} \{ [\mu_S^2(a - R_0)^2 + 2\mu_S \times \\ \times (a - R_0) + 2] \exp(-\mu_S(a - R_0)) - [\mu_S^2(a + R_0)^2 + 2\mu_S(a + R_0) + 2] \times \\ \left. \times \exp(-\mu_S(a + R_0)) \} - \frac{\mu_S^4(a^2 - R_0^2)}{4a^2\mu_S^2} \left\{ \left[ \frac{1}{\mu_S(a - R_0)} \exp(-\mu_S(a - R_0)) - \right. \right. \right.$$

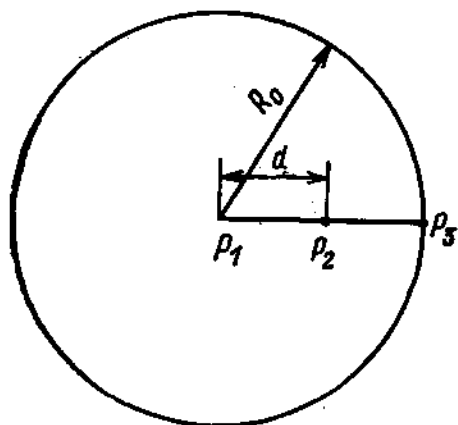
$$-\frac{1}{\mu_S(a+R_0)} \exp(-\mu_S(a+R_0)) \Big] + E_1[\mu_S(a+R_0)] - E_1[\mu_S(a-R_0)] \Big\} \Bigg\rangle. \quad (\text{П2.24})$$

Внутри источника (рис. П2.4).

В точке  $P_1$   $r=0$ ;

$$\Phi(0) = \frac{S_Y^0}{\mu_S} [1 - \exp(-\mu_S R_0)]; \quad (\text{П2.25})$$

Рис. П2.4. Схема для расчета плотности потока и тока  $\gamma$ -излучения внутри источника сферической геометрии ( $R_0$  — радиус источника;  $d$  — радиус точки наблюдения;  $P_1$  — точка в центре источника;  $P_2$  — точка внутри источника;  $P_3$  — точка на внешней поверхности источника)



$$J(0) = 0. \quad (\text{П2.26})$$

В точке  $P_2$   $r = d < R_0$ ;

$$\Phi(d) = \frac{S_Y^0}{\mu_S} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \exp(-\mu_S(R_0 - d)) - \frac{1}{2} \exp(-\mu_S(R_0 + d)) - \frac{1}{4\mu_S d} [\langle 1 + \mu_S(R_0 - d) \rangle \exp(-\mu_S(R_0 - d)) - \langle 1 + \mu_S(R_0 + d) \rangle \exp(-\mu_S \times (R_0 + d))] + \frac{\mu_S^2(R_0^2 - d^2)}{4\mu_S d} \langle E_1[\mu_S(R_0 - d)] - E_1[\mu_S(R_0 + d)] \rangle \right\}; \quad (\text{П2.27})$$

$$J(d) = \frac{S_Y^0}{4\mu_S} \left\langle \left[ 1 - \frac{(d^2 - R_0^2)}{2d^2} \right] [\exp(-\mu_S(R_0 - d)) - \exp(-\mu_S(R_0 + d))] - \frac{1}{4\mu_S^2 d^2} \{ [\mu_S^2(R_0 - d)^2 + 2\mu_S(R_0 - d) + 2] \exp(-\mu_S(R_0 - d)) - [\mu_S^2(R_0 + d)^2 + 2\mu_S(R_0 + d) + 2] \exp(-\mu_S(R_0 + d))] - \frac{\mu_S^4(d^2 - R_0^2)^2}{4d^2\mu_S^2} \left\{ \left[ \frac{\exp(-\mu_S(R_0 - d))}{\mu_S(R_0 - d)} - \frac{\exp(-\mu_S(R_0 + d))}{\mu_S(R_0 + d)} \right] + E_1[\mu_S(R_0 + d)] - E_1[\mu_S(R_0 - d)] \right\} \right\rangle. \quad (\text{П2.28})$$

В точке  $P_3$   $r = R_0$ ;

$$\Phi(R_0) = \frac{S_Y^0}{2\mu_S} \left( 1 - \frac{1}{2\mu_S R_0} + \frac{\exp(-2\mu_S R_0)}{2\mu_S R_0} \right); \quad (\text{П2.29})$$

$$J(R_0) = \frac{S_Y^0}{4\mu_S} \left[ 1 - \frac{1}{2\mu_S^2 R_0^2} + \left( \frac{1}{\mu_S R_0} + \frac{1}{2\mu_S^2 R_0^2} \right) \exp(-2\mu_S R_0) \right]. \quad (\text{П2.30})$$

### 3. Источник в виде цилиндра.

Снаружи источника (рис. П2.5)

$$\Phi(a) = \frac{S_0^0 R_0}{2\pi} \int_{a/R-1}^{a/R+1} dx \int_{-\theta_1(x)}^{\theta_2(x)} d\theta \int_0^{\varphi_0(x)} \exp \left( -\mu_S R_0 \beta(x, \theta, \varphi) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\theta, \varphi) \right) d\varphi; \quad (\text{П2.31})$$

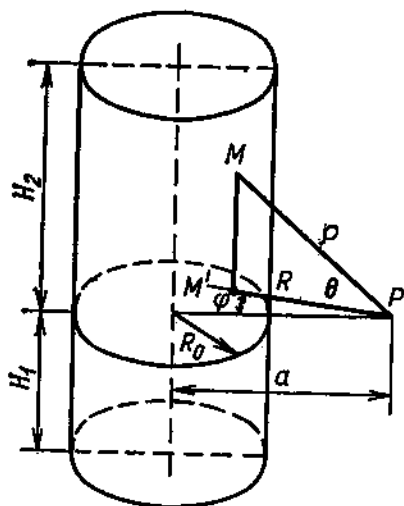


Рис. П2.5.

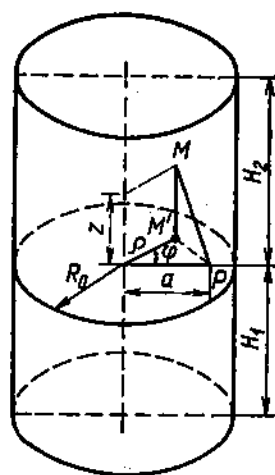


Рис. П2.6

Рис. П2.5. Схема для расчета плотности потока и тока  $\gamma$ -источника вне источника цилиндрической геометрии ( $R_0$  — радиус источника;  $a$  — радиус точки наблюдения;  $R$  — расстояние от точки наблюдения до проекции точки  $M$  источника ( $M'$ ) на плоскости, перпендикулярной оси цилиндрического источника и проходящей через точку наблюдения  $P$ ;  $H_1$  и  $H_2$  — расстояние от верхнего и нижнего торцов источника до плоскости, перпендикулярной оси цилиндра и проходящей через точку наблюдения  $P$ ;  $\rho$  — расстояние от точки наблюдения  $P$  до произвольной точки источника  $M$ )

Рис. П2.6. Схема для расчета плотности потока и тока  $\gamma$ -излучения внутри источника цилиндрической геометрии [ $R_0$  — радиус источника;  $a$  — радиус точки наблюдения  $P$ ; ( $z, \rho, \varphi$ ) — координаты точки  $M$  источника в цилиндрической системе координат;  $H_1$  и  $H_2$  — расстояние от верхнего и нижнего торцов источника до плоскости, перпендикулярной оси цилиндра и проходящей через точку наблюдения  $P$ ]

$$J_R(a) = \frac{S_0^0 R_0}{2\pi} \int_{a/R-1}^{a/R+1} dx \int_{-\theta_1(x)}^{\theta_2(x)} d\theta \times \int_0^{\varphi_0(x)} \exp \left( -\mu_S R_0 \beta(x, \theta, \varphi) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\theta, \varphi) \right) \cos \theta \cos \varphi d\varphi; \quad (\text{П2.32})$$

$$J_z(a) = \frac{S_0^0 R_0}{2\pi} \int_{a/R_0-1}^{a/R_0+1} dx \int_{-\theta_1(x)}^{\theta_2(x)} d\theta \times$$

$$\times \int_0^{\varphi_0(x)} \exp \left( -\mu_S R_0 \beta(x, \theta, \varphi) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\theta, \varphi) \right) \sin \theta d\varphi; \quad (\Pi 2.33)$$

$$\theta_1(x) = \arctg \left( \frac{H_1}{R_0} \frac{1}{x} \right); \quad \theta_2(x) = \arctg \left( \frac{H_2}{R_0} \frac{1}{x} \right);$$

$$\varphi_0(x) = \arccos \left[ \frac{x^2 + a^2/R_0^2 - 1}{2(a/R_0)x} \right]; \quad R_N = a;$$

$$\beta(x, \theta, \varphi) = \frac{x - (a/R_0) \cos \varphi - \sqrt{1 - (a/R_0)^2 \sin^2 \varphi}}{\cos \theta};$$

$$\omega_l(\theta, \varphi) = \frac{\frac{R_l}{R_{l-1}} \sqrt{1 - (a/R_l)^2 \sin^2 \varphi} - \sqrt{1 - (a/R_{l-1})^2 \sin^2 \varphi}}{(R_l/R_{l-1} - 1) \cos \theta}.$$

Внутри источника (рис. П2.6).

Приведенные ниже формулы с постоянными пределами интегрирования справедливы для точки, находящейся вне или внутри источника:

$$\Phi(a) = \frac{S_Y^0}{4\pi} \int_0^{R_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \times$$

$$\times \int_{-H_1}^{H_2} \frac{\exp \left( -\mu_S R_0 \beta(\rho, \varphi, z) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\rho, \varphi, z) \right) dz}{z^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}; \quad (\Pi 2.34)$$

$$J_R(a) = \frac{S_Y^0}{4\pi} \int_0^{R_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \times$$

$$\times \int_{-H_1}^{H_2} \frac{\exp \left( -\mu_S R_0 \beta(\rho, \varphi, z) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\rho, \varphi, z) \right) (a - \rho \cos \varphi) dz}{(z^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi)^{3/2}}; \quad (\Pi 2.35)$$

$$J_z(a) = \frac{S_Y^0}{4\pi} \int_0^{R_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \times$$

$$\times \int_{-H_1}^{H_2} \frac{\exp \left( -\mu_S R_0 \beta(\rho, \varphi, z) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\rho, \varphi, z) \right) z dz}{(z^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi)^{3/2}}; \quad (\Pi 2.36)$$

$$R_N = a;$$

$$\beta(\rho, \varphi, z) = \sqrt{z^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi} \left[ \frac{1}{R_0} - \frac{a(a - \rho \cos \varphi)}{R(a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi)} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}}}{\sqrt{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}} \Bigg]; \\
& \omega_l(\rho, \varphi, z) = \sqrt{z^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi} \times \\
& \times \left[ \frac{\frac{R_l}{R_{l-1}} \sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_l}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}}}{\left(\frac{R_l}{R_{l-1}} - 1\right) \times} \rightarrow \right. \\
& \left. \rightarrow \frac{-\sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_{l-1}}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}}}{\times \sqrt{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}} \right].
\end{aligned}$$

Для бесконечного по высоте цилиндра.

$$\begin{aligned}
\Phi(a) &= \frac{S_V^0}{2\pi} \int_0^{R_0} \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \times \\
& \times \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp \left( \frac{-\mu_S R_0 \beta(\rho, \varphi) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\rho, \varphi)}{\cos \theta} \right) \frac{d\theta}{\sqrt{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}}; \quad (\Pi 2.37)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J_R(a) &= \frac{S_V^0}{2\pi} \int_0^{R_0} \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \times \\
& \times \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp \left( \frac{\mu_S R_0 \beta(\rho, \varphi) - \sum_{l=1}^N \mu_l (R_l - R_{l-1}) \omega_l(\rho, \varphi)}{\cos \theta} \right) \frac{\cos \theta (a - \rho \cos \varphi) \, d\theta}{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}; \quad (\Pi 2.38)
\end{aligned}$$

$$J_z(a) = 0; \quad R_N = a;$$

$$\begin{aligned}
\beta(\rho, \varphi) &= \sqrt{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi} \left[ \frac{1}{R_0} - \right. \\
& \left. - \frac{a(a - \rho \cos \varphi)}{R_0(a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi)} + \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}}}{\sqrt{a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi}} \right];
\end{aligned}$$

$$\omega_l(\rho, \varphi) = \frac{1}{\left(\frac{R_l}{R_{l-1}} - 1\right)} \left[ \frac{R_l}{R_{l-1}} \sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_l}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{(a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi)}} - \right. \\ \left. - \sqrt{1 - \left(\frac{a}{R_{l-1}}\right)^2 \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{(a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \varphi)}} \right];$$

$$\Phi(0) = \frac{S_Y^0}{\mu_S} [1 - K_1(\mu_S R_0)];$$

$$J(0) = 0;$$

$$\Phi(R_0) = \frac{S_Y^0}{\mu_S} \{1 - \mu_S R_0 [K_0(\mu_S R_0) I_0(\mu_S R_0) + \\ + K_1(\mu_S R_0) I_1(\mu_S R_0)] + K_1(\mu_S R_0) I_0(\mu_S R_0) - 1\};$$

$$J(R_0) = S_Y^0 \frac{R_0}{3} \{I_1(\mu_S R_0) K_1(\mu_S R_0) + \mu_S R_0 [K_1(\mu_S R_0) I_0(\mu_S R_0) - \\ - K_0(\mu_S R_0) I_1(\mu_S R_0) - 2] + 2(\mu_S R_0)^2 [K_0(\mu_S R_0) I_0(\mu_S R_0) + K_1(\mu_S R_0) I_1(\mu_S R_0)]\}.$$

### Приложение 3. ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ И ЗАХВАТНОГО γ-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ НУКЛИДОВ

Энергия деления, спектр γ-излучения и коэффициенты ослабления γ-излучения. В работах [6, 7] проведен анализ имеющихся данных по распределению выделяемой при делении энергии для целого ряда нуклидов, входящих в состав топлива ядерных реакторов. Основные результаты этого анализа приведены в табл. ПЗ.1. Для нуклидов, деление которых вызывается нейтронами высоких энергий, указывается энергия нейтронов  $E_n^{\text{пад}}$ , вызывающих деление. Суммарная энергия, выделяемая при делении,  $E_{\text{полн}}$  складывается из кинетической энергии осколков деления  $E_{\text{оск}}$ , энергии нейтронов деления  $E_n$ , энергии мгновенного γ-излучения, сопровождающего деление,  $E_Y^{\text{мгн}}$ , энергии γ-излучения продуктов деления  $E_Y^{\text{зап}}$ , энергии β-частиц продуктов деления  $E_\beta$ , энергии, выделяемой при захвате нейтронов,  $E_{\text{зах}}$ , энергии, уносимой антинейтроном,  $E_{\bar{\nu}}$ . Эффективная энергия, выделяемая при делении,  $E_f$  определяется вычитанием из полной энергии  $E_{\text{полн}}$  энергии нейтронов, вызывающих деление,  $E_n$  и энергии, уносимой антинейтроном,  $E_{\bar{\nu}}$ , т. е. она представляет собой ту энергию, которая может быть реально использована. При оценках энергии, выделяющейся при захвате нейтронов, было получено [6], что для большинства типов реакторов на тепловых нейтронах на один захваченный в материалах реактора и окружающих его конструкций нейтрон выделяется энергия, равная  $(6,1 \pm 0,3)$  МэВ, а энергия, выделяющаяся на одно деление в реакторе при захвате нейтронов, равна  $(\nu - 1)(6,1 \pm 0,3)$  МэВ.



Т а б л и ц а ПЗ.1. Распределение выделяемой при делении энергии для различных нуклидов [6, 7]

Нуклид	$E_{\text{пад}}, \text{ МэВ}$	$E_{\text{оск}}, \text{ МэВ}$	$E_n, \text{ МэВ}$	$E_{\gamma}^{\text{мгн}}, \text{ МэВ}$	$E_{\gamma}^{\text{зап}}, \text{ МэВ}$	$E_{\beta}, \text{ МэВ}$	$E_{\text{зах}}, \text{ МэВ}$	$E_{\nu}, \text{ МэВ}$	$E_{\text{полн}}, \text{ МэВ}$	$E_f, \text{ МэВ}$
$^{232}\text{Th}$	3,39	$158,2 \pm 3,0$	$4,70 \pm 0,12$	$8,0 \pm 1,5$	$8,57 \pm 2,0$	$8,33 \pm 0,6$	$8,6 \pm 0,7$	$11,4 \pm 0,7$	207,8	$193,0 \pm 1,0$
$^{233}\text{U}$	0	$165,8 \pm 2,3$	$4,87 \pm 0,12$	$8,0 \pm 1,5$	$5,85 \pm 1,3$	$5,68 \pm 0,4$	$9,1 \pm 0,4$	$7,8 \pm 0,5$	207,1	$199,3 \pm 0,6$
$^{234}\text{U}$	2,36	$165,6 \pm 2,4$	$5,34 \pm 0,13$	$8,0 \pm 1,5$	$6,36 \pm 1,3$	$6,18 \pm 0,5$	$10,3 \pm 0,8$	$8,5 \pm 0,5$	210,3	$199,4 \pm 1,3$
$^{235}\text{U}$	0	$166,2 \pm 1,3$	$4,8 \pm 0,1$	$8,0 \pm 0,8$	$7,2 \pm 1,1$	$7,0 \pm 0,3$	$8,8 \pm 0,4$	$9,6 \pm 0,5$	211,6	$202,0 \pm 0,7$
$^{236}\text{U}$	2,82	$165,7 \pm 2,8$	$5,35 \pm 0,14$	$8,0 \pm 1,5$	$7,70 \pm 1,7$	$7,5 \pm 0,5$	$10,4 \pm 0,6$	$10,3 \pm 0,6$	215,0	$201,8 \pm 1,1$
$^{238}\text{U}$	3,10	$166,9 \pm 1,3$	$5,5 \pm 0,1$	$7,5 \pm 1,3$	$8,4 \pm 1,6$	$8,9 \pm 0,6$	$11,1 \pm 0,4$	$11,9 \pm 0,7$	220,2	$205,2 \pm 1,0$
$^{237}\text{Np}$	2,37	$169,3 \pm 2,6$	$5,87 \pm 0,14$	$8,0 \pm 1,5$	$6,6 \pm 1,4$	$6,41 \pm 0,5$	$11,5 \pm 0,6$	$8,8 \pm 0,6$	216,5	$205,3 \pm 1,2$
$^{238}\text{Pu}$	0	$172 \pm 2,2$	$5,89 \pm 0,15$	$8,0 \pm 1,5$	$5,67 \pm 1,2$	$5,52 \pm 0,4$	$11,6 \pm 0,6$	$7,6 \pm 0,5$	216,3	$208,7 \pm 1,0$
$^{239}\text{Pu}$	0	$172,8 \pm 1,9$	$5,9 \pm 0,1$	$7,7 \pm 1,4$	$6,1 \pm 1,3$	$6,1 \pm 0,6$	$11,5 \pm 0,5$	$8,6 \pm 0,7$	218,7	$210,1 \pm 1,0$
$^{240}\text{Pu}$	2,39	$171,5 \pm 2,6$	$6,7 \pm 0,15$	$8,0 \pm 1,5$	$6,75 \pm 1,4$	$6,56 \pm 0,5$	$13,5 \pm 0,8$	$9,0 \pm 0,6$	222,0	$210,6 \pm 1,3$
$^{241}\text{Pu}$	0	$172,2 \pm 2,2$	$5,9 \pm 0,1$	$7,6 \pm 1,4$	$7,4 \pm 1,5$	$7,4 \pm 0,6$	$12,1 \pm 0,5$	$10,2 \pm 0,7$	222,8	$212,6 \pm 1,0$
$^{242}\text{Pu}$	2,32	$171,9 \pm 3,2$	$6,5 \pm 0,15$	$8,0 \pm 1,5$	$8,19 \pm 1,7$	$7,96 \pm 0,6$	$13,1 \pm 1,4$	$10,9 \pm 0,7$	226,6	$213,3 \pm 2,4$

Эти величины и приведены в табл. ПЗ.1. Из данных таблицы видно, что для всех делящихся материалов ядерного реактора значения выделяемой энергии на одно деление достаточно близки друг к другу и в большинстве оценок можно принимать величину выделяемой энергии на одно деление равной 200 МэВ для любого делящегося вещества, указанного в табл. ПЗ.1.

Энергия, выделяемая при захвате нейтронов, составляет всего 5 % энергии, выделяемой при делении, но она вносит основной вклад в энерговыделение во многих конструктивных элементах реактора, расположенных непосредственно в активной зоне (поглощающие органы регулирования и др.) и на больших расстояниях от нее (корпус реактора, защита и др.), и поэтому расчет ее требует особого внимания.

При захвате нейтронов без деления основным процессом является радиационный захват с испусканием  $\gamma$ -квантов.

В табл. ПЗ.2 для ряда реакторных материалов приведены данные по эффективной энергии, выделяемой при захвате нейтрона. Они включают в себя энергию  $\gamma$ -излучения и энергию последующих радиоактивных переходов (в этих данных не учтена энергия нейтрино, антинейтрино и распадов с периодом полураспада более 10 лет).

Т а б л и ц а ПЗ.2. Энергия, выделяемая при захвате нейтронов

Материал	Энергия, МэВ/захват	Материал	Энергия, МэВ/захват
H	2,22	Осколки деления	8,10
D	6,26	$^{235}\text{U}$	6,54
$^{10}\text{B}$	2,79	$^{238}\text{U}$	5,46
C	4,95	$^{238}\text{U}$	5,69
O	3,38	$^{239}\text{Pu}$	6,53
Al	10,74	$^{240}\text{Pu}$	5,24
Si	8,56	$^{241}\text{Pu}$	6,31
Cr	9,29	$^{242}\text{Pu}$	5,24
Fe	7,80		
Ni	8,53		
Zr	8,07		

Кинетическая энергия продуктов ядерных реакций и цепочек радиоактивных распадов поглощается в непосредственной близости от точки захвата нейтрона. Поглощение энергии  $\gamma$ -излучения зависит от энергии  $\gamma$ -квантов, и  $\gamma$ -излучение проникает на заметные расстояния от точки захвата нейтрона. В связи с этим важно знать спектр  $\gamma$ -излучения, сопровождающего захват нейтронов. Данные по эффективным энергиям и спектрам  $\gamma$ -квантов, испускаемых при захвате нейтронов, приведены в табл. ПЗ.3, ПЗ.4 и могут быть использованы в расчетах поглощения энергии  $\gamma$ -излучения в материалах реактора. В табл. ПЗ.5 и ПЗ.6 приведены массовые коэффициенты ослабления  $W$  и поглощения энергии  $\gamma$ -излучения различными материалами, используемые для расчета ослабления  $\gamma$ -излучения и поглощения энергии  $\gamma$ -излучения.

Таблица ПЗ.3. Спектр  $\gamma$ -квантов, испускаемых при поглощении тепловых нейтронов различными ядрами [90]

Исходное ядро	Число $\gamma$ -квантов с энергией $E$ , МэВ, на 100 поглощенных нейтронов							Наибольшая энергия $\gamma$ -квантов, МэВ
	$E=0+1$	$E=1+2$	$E=2+3$	$E=3+5$	$E=5+7$	$E=7+9$	$E>9$	
H	0	0	100	0	0	0	0	2,23
D	0	0	0	0	100	0	0	6,24
Li	—	—	—	—	40	60	0	7,26
Be	0	0	0	54	73	0	0	6,80
$^{10}\text{B}$	0	0	0	110	28	60	0,8	11,43
$^{14}\text{N}$	0	0	0	100	0	0	0	4,95
O	—	—	—	54	11	15	12	10,83
Ne	—	100	—	—	111	0	0	6,60
Na	96	127	187	70	31	0	0	6,41
Mg	—	—	28	72	10	3,3	0,57	11,09
Al	236	195	69	62	19	19	0	7,72
Si	100	63	30	89	11	41	0,1	10,59
P	290	97	55	98	27	7,2	0	7,94
S	70	32	72	70	44	6,5	0	8,64
Cl	49	85	41	47	55	24	0	8,55
K	100	81	57	106	37	4,7	0	9,36
Ca	14	191	77	85	64	1,8	0	7,83
Sc	52	59	38	65	29	12	0	8,85
Ti	54	160	16	24	78	1,3	0,2	10,47
V	83	132	11,4	21	67	16	0	7,98
Cr	85	41	21	12	23	39	6,4	9,72
Mn	125	91	60	50	34	17	0	7,26
Fe	75	60	27	23	25	38	2,1	10,16
Co	61	26	17	42	52	8,5	0	7,49
Ni	84	40	23	23	34	62	0,8	8,997
Cu	68	47	26	30	27	43	0	7,914
Zn	156	93	67	48	29	16	1	9,51
Ga	—	—	—	57	34	0,2	0	7,73
As	—	—	—	47	22	1	0	7,30
Se	—	—	—	65	27	9	1,7	10,483
Br	—	—	—	79	41	6,4	0	7,879
Sr	—	—	—	69	51	14	0,1	9,22
Y	71	23	6	50	59	0	0	6,85
Zr	—	—	—	113	35	4	0	8,66
Nb	—	—	—	54	14	0,4	0	7,19
Mo	137	18	—	84	26	3	0,03	9,15
Rh	91	99	61	38	10	0	0	6,79
Ag	92	87	64	70	17	0,5	0	7,27
Cd	135	92	96	73	17	1	0,1	9,046
In	102	197	78	36	4	0	0	5,86
Sn	216	153	67	139	33	4	0,4	9,35
Sb	150	99	58	36	12	0	0	6,80
Te	58	—	—	—	—	—	—	—
I	30	—	—	97	22	0	0	6,71
Cs	46	—	—	61	25	0	0	6,702
Ba	—	—	—	75	14	1,4	0,1	9,23
La	21,7	8,2	—	35	12,5	0	0	5,045
Pr	—	—	—	34	8	0	0	5,83
Nd	105	—	—	—	—	—	—	—
Sm	167	150	109	45	5	1	0	7,89
Eu	106	153	109	56	6,5	0	0	6,05

Продолжение табл. ПЗ.3

Исходное ядро	Число γ-квантов с энергией E, МэВ, на 100 поглощенных нейтронов							Наибольшая энергия γ-квантов, МэВ
	E=0+1	E=1+2	E=2+3	E=3+5	E=5+7	E=7+9	E>9	
Ga	194	117	100	23	34	0,3	0	7,33
Tb	7	—	—	—	—	—	—	—
Dy	90	102	106	43	10	0	0	5,87
Ho	—	98	77	49	8	0	0	6,1
Er	225	145	133	103	14	0	0	6,68
Tm	—	91	73	55	10	0	0	6,50
Ni	137	137	85	52	12	0,5	0	7,62
Ta	137	99	66	55	5	0,5	0	6,04
W	68	82	59	53	15	0	0	7,42
Re	124	88	62	51	10,5	0	0	6,14
Ir	98	85	58	51	19,6	0	0	6,088
Pt	109	92	64	45	15	0,1	0	7,92
Au	100	69	33	68	38	0	0	6,494
Hg	94	122	55	86	41	0	0	6,446
Tl	—	—	—	76	62	93	0	6,54
Pb	0	0	0	0	7	0	0	7,38
Bi	0	0	0	100	0	0	0	4,17
<sup>232</sup> Th	118	140	64	17	0	0	0	4,92
<sup>238</sup> U	254	178	91	34	0	0	0	4,062

Таблица ПЗ.4. Спектры энергии γ-квантов при радиационном захвате [5].

Исходное ядро	Энергия γ-квантов, МэВ, испускаемых на один поглощенный нейтрон										Полная энергия, МэВ/квант
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	
H	—	—	2,23	—	—	—	—	—	—	—	2,23
D	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	6,24
<sup>6</sup> Li	—	—	—	—	—	—	—	0,94	—	—	1,45
<sup>10</sup> B	—	—	—	1,70	—	—	—	—	—	—	6,82
<sup>12</sup> C	—	—	—	1,10	5,0	—	—	—	0,53	0,09	7,55
<sup>14</sup> N	—	—	—	1,15	0,72	—	1,93	—	—	1,17	4,57
<sup>16</sup> O	—	—	—	—	3,47	—	—	0,66	0,35	—	9,89
F	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	7,85
Na	0,80	0,39	1,44	1,05	0,25	0,33	0,83	0,01	0,26	0,05	4,45
Mg	—	—	0,62	2,68	1,29	0,31	0,27	1,90	—	—	5,72
Al	—	—	0,31	1,29	0,51	0,42	0,92	0,62	0,14	0,02	10,18
Si	—	0,37	1,61	2,14	3,89	0,47	0,92	0,58	—	—	5,96
P	—	—	—	2,17	1,51	0,66	1,04	0,22	0,09	—	10,95
S	0,40	—	1,77	1,62	1,92	4,64	0,29	0,06	0,12	—	9,13
Cl	0,40	—	1,57	1,07	1,57	1,45	1,89	0,39	0,01	—	7,97
K	0,24	—	0,83	1,80	1,86	1,99	2,32	0,07	—	—	8,13
Ca	0,07	0,61	0,41	1,08	1,96	1,28	6,58	0,11	0,02	0,01	9,70
Ti	0,14	1,59	0,08	0,37	0,72	0,09	2,16	1,07	—	—	5,97
V	—	0,21	0,15	0,39	0,50	1,33	0,75	1,87	3,93	—	8,83
Cr	—	—	—	0,26	0,29	0,62	—	—	—	—	—

Продолжение табл. ПЗ.4

Исходное ядро	Энергия $\gamma$ -квантов, МэВ, испускаемых на один поглощенный нейтрон										Полная энергия, МэВ/захват
	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	
Mn	—	—	—	—	1,24	0,98	1,11	1,78	—	—	5,11
Fe	0,05	0,30	0,20	0,37	0,45	0,84	0,67	2,66	0,25	0,20	5,99
Co	0,34	0,25	0,08	0,77	0,87	1,57	1,70	0,57	—	—	6,15
Ni	0,07	0,06	0,04	0,20	0,51	0,81	1,32	1,35	4,57	0,98	9,91
Cu	—	—	—	—	0,61	0,62	0,94	3,13	0,16	—	5,46
As	—	—	—	1,01	0,93	0,65	0,64	0,17	—	—	3,40
Sr	—	—	—	1,46	1,03	0,91	2,18	0,79	0,29	0,02	6,68
Zr	—	—	—	2,52	1,71	1,07	1,15	0,15	0,11	—	6,71
Nb	—	—	—	1,22	0,88	0,68	0,20	0,04	—	—	3,02
Mo	—	—	—	1,93	1,41	0,90	0,66	0,16	0,05	—	5,11
Rh	—	—	—	0,82	0,68	0,45	0,17	—	—	—	2,12
Ag	—	—	0,24	1,52	1,28	0,81	0,23	0,04	—	—	4,12
Cd	0,46	0,34	0,40	—	—	0,52	0,13	0,11	0,03	0,02	2,01
In	—	—	—	0,76	0,55	0,26	—	—	—	—	1,57
Sn	—	—	—	3,64	1,89	1,24	0,65	0,25	—	0,04	7,71
Sb	—	—	—	0,78	0,64	0,45	0,28	—	—	—	2,15
Ba	—	—	—	1,89	1,08	0,69	0,10	0,01	0,01	0,01	3,79
Pr	—	—	—	0,76	0,59	0,45	—	—	—	—	1,80
Sm	0,53	0,21	0,77	1,21	0,55	0,28	0,08	0,07	—	—	3,70
Gd	—	—	—	0,64	0,30	0,15	0,06	—	—	—	1,15
Hf	—	—	—	—	0,50	0,51	0,17	0,026	—	—	1,21
Ta	—	—	—	—	0,05	0,10	0,04	—	—	—	0,19
W	—	—	—	1,28	0,77	0,58	0,33	0,03	—	—	2,99
Pt	—	—	—	1,07	0,71	0,75	0,08	0,06	—	—	2,67
Au	—	—	—	1,01	1,53	1,31	1,10	0,01	—	—	4,96
Hg	0,21	0,50	0,56	1,35	1,94	1,91	0,63	0,04	—	—	7,14
Tl	—	—	—	0,94	2,15	2,68	0,96	—	—	—	6,73
Pb	—	—	—	—	—	—	—	7,4	—	—	7,4
Bi	—	—	—	—	4,17	—	—	—	—	—	4,17
<sup>238</sup> U	—	—	—	—	1,89	0,43	—	0,27	—	—	2,59

Таблица ПЗ.5. Массовый коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения  $W$ ,  $10^{-4}$  см<sup>2</sup>/г [5]

Материал	E, МэВ											
	0,5	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0
H <sub>2</sub>	1730	1600	1400	1260	1030	876	691	579	502	446	371	321
Be	773	715	628	565	459	394	313	266	234	211	180	161
C	870	805	707	636	518	444	356	304	270	245	213	194
N <sub>2</sub>	869	805	707	636	517	445	357	306	273	249	218	200
O <sub>2</sub>	870	806	708	636	518	445	359	309	276	254	224	206
Na	833	770	676	608	496	427	348	303	274	254	229	215
Mg	860	795	699	627	512	442	360	315	286	266	242	228
Al	840	777	683	614	505	432	353	310	282	264	241	229

Продолжение табл. ПЗ.5

Материал	E, МэВ											
	0,5	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0
Si	869	802	706	635	517	447	367	323	296	277	254	243
P	846	780	685	617	502	436	358	316	290	273	252	242
S	874	806	707	635	519	448	371	328	302	284	266	255
Ar	790	730	638	573	468	407	338	301	279	266	248	241
K	852	786	689	618	505	438	365	327	305	289	274	267
Ca	876	809	708	634	518	451	376	338	316	302	285	280
Fe	828	762	664	595	485	424	361	330	313	304	295	294
Cu	820	751	654	585	476	418	357	330	316	309	303	305
Mo	851	761	648	575	467	414	365	349	344	344	349	359
Sn	886	776	647	568	459	408	367	355	355	358	368	383
J	913	792	653	571	460	409	370	360	361	365	377	394
W	1250	1010	763	640	492	437	405	402	409	418	438	465
Pt	1350	1070	800	659	501	445	414	411	418	427	448	477
Tl	1430	1120	824	675	508	452	420	416	423	433	454	484
Pb	1450	1140	836	684	512	457	421	420	426	436	459	489
U	1760	1360	952	757	548	484	445	440	446	455	479	511
Воздух	868	804	706	655	517	445	357	307	274	250	220	202
H <sub>2</sub> O	966	896	786	706	575	493	396	339	301	275	240	219
Бетон	870	804	706	635	517	445	363	317	287	268	243	229
Биологическая ткань	936	867	761	683	556	478	384	329	292	267	233	212

Таблица ПЗ.6. Массовый коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения  $W_a$ ,  $10^{-4}$  см<sup>2</sup>/г [5]

Материал	E, МэВ											
	0,5	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0
H <sub>2</sub>	591	590	575	557	509	467	401	354	318	291	252	255
Be	264	263	256	248	227	210	183	164	151	141	127	118
C	297	296	289	280	256	237	209	190	177	166	153	145
N <sub>2</sub>	297	296	289	280	256	238	211	193	180	171	158	151
O <sub>2</sub>	297	296	289	280	257	238	212	195	183	175	163	157
Na	284	284	276	268	246	229	207	194	185	179	171	168
Mg	293	292	285	276	254	237	215	203	194	188	182	180
Al	286	286	278	270	248	232	212	200	192	188	183	182
Si	290	290	282	274	252	236	217	206	198	194	190	189
P	290	287	280	271	250	234	216	206	200	197	194	195
S	300	298	288	279	258	242	224	215	209	206	206	206
Ar	272	270	260	252	233	220	206	199	195	195	194	197
K	295	291	282	272	251	237	222	217	214	212	215	219
Ca	304	300	290	279	258	244	230	225	222	223	225	231
Fe	294	287	274	261	242	231	224	224	227	231	239	250
Cu	296	286	271	260	237	229	223	227	231	237	248	261
Mo	348	315	281	263	229	233	237	250	262	274	296	316
Sn	403	346	294	268	239	233	243	259	276	291	316	339
J	433	366	303	274	241	236	247	265	283	299	327	353
W	786	599	426	353	281	271	287	311	335	335	390	426

Материал	E, МэВ											
	0,5	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0
Pt	892	666	465	375	293	280	296	320	343	365	400	438
Tl	972	718	491	393	301	288	304	326	349	354	406	446
Pb	994	738	505	402	306	293	305	330	352	373	412	450
U	1320	968	628	482	346	324	332	352	374	394	443	474
Воздух	297	296	289	280	256	238	211	194	181	172	160	153
H <sub>2</sub> O	330	329	321	311	285	264	233	213	198	188	173	165
Бетон	296	295	287	278	256	238	216	203	194	188	180	177
Биологическая ткань	320	319	311	300	276	256	220	206	192	182	168	160

#### Приложение 4. НЕКОТОРЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ И ТАБУЛИРОВАННЫЕ ФУНКЦИИ

Функции  $\exp(-x)$ ;  $E_1(x) = -\text{Ei}(-x)$ ;  $E_2(x)$ ;  $E_3(x)$ ;  $-E_1(-x) = \text{Ei}(x)$ . При расчетах ослабления излучения широко используются экспоненциальная и интегральные показательные функции

$$\exp(-x); \quad E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t^n} dt = \int_1^{\infty} \frac{\exp(-xt)}{t^n} dt,$$

где  $n$  — целое положительное число.

Некоторые свойства этих функций:

$$\frac{dE_n(x)}{dx} = -E_{n-1}(x); \quad E_n(x) = \int_x^{\infty} F_{n-1}(x') dx';$$

$$E_{n+1}(x) = \frac{1}{n} (\exp(-x) - xE_n(x));$$

$$E_n(x+a) = E_n(x) - aE_{n-1}(x) + \frac{a^2}{2!} E_{n-2}(x) - \dots$$

При малых значениях  $x$  можно пользоваться разложением

$$E_1(x) = \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m+1} \frac{x^m}{m \cdot m!} - \ln x - c.$$

Здесь  $c=0,577215\dots$  — постоянная Эйлера.

При больших значениях  $x$  ( $x \gg 10$ ) применяется асимптотическое разложение

$$E_1(x) \approx \exp(-x) \left( \frac{1}{x} + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \frac{m!}{x^{m+1}} \right).$$

Отметим, что  $E_1(x) = -\text{Ei}(-x)$ ,  $-E_1(-x) = \text{Ei}(x)$ , а  $E_2(x)$  иногда называют функцией Кинга:

$$E_2(x) = \exp(-x) - x(-\text{Ei}(-x)).$$

Частные значения:

$$E_n(0) = \frac{1}{n-1}, \quad n > 1; \quad E_0(x) = \frac{\exp(-x)}{x}.$$

В табл. П4.1 приведены значения экспоненциальной и интегральных показательных функций в широком диапазоне изменений аргумента.

Функции  $\Psi_1(x, \alpha)$ ,  $\Psi_2(x, \alpha)$ . При решении задач о распространении излучений часто встречаются функции  $\Psi_n(x, \alpha)$ , которые определяются следующим образом:

$$\Psi_n(x, \alpha) = \int_0^x \exp(\alpha t) E_n(t) dt.$$

Особый интерес представляет функция  $\Psi_1(x, \alpha)$ , которая имеет следующий вид в различных диапазонах значений  $\alpha$ :

$$\alpha = 1; \quad \Psi_1(x, 1) = \exp(x) E_1(x) + \ln x + 0,5772156;$$

$$\alpha = -1; \quad \Psi_1(x, -1) = -\exp(-x) E_1(x) + E_1(2x) + \ln 2;$$

$$\alpha = 0; \quad \Psi_1(x, 0) = 1 - E_2(x);$$

для остальных значений  $\alpha$

$$\Psi_1(x, \alpha) = \frac{1}{\alpha} \{ \exp(\alpha x) E_1(x) - E_1(x(1-\alpha)) - \ln |1-\alpha| \}.$$

Следует отметить, что при  $x \rightarrow \infty$  функция  $\Psi_1(\infty, \alpha)$  конечна только при  $\alpha < 1$ , и для этих значений  $\alpha$

$$\Psi_1(\infty, \alpha) = -\frac{1}{\psi} \ln |1-\alpha|; \quad \Psi_1(0, \alpha) = 0;$$

$$\Psi_2(x, \alpha) = \frac{1}{\alpha} [\exp(\alpha x) E_2(x) - 1 + \Psi_1(x, \alpha)].$$

Функции  $\Psi_1(x, \alpha)$  и  $\Psi_2(x, \alpha)$  вычисляются с помощью функций  $E_1(x)$ ,  $E_2(x)$  и  $\text{Ei}(x)$ , значения которых приведены в табл. П4.1.

Функции  $Ki_0(x)$ ,  $Ki_1(x)$ ,  $Ki_2(x)$ ,  $Ki_3(x)$ . По определению

$$Ki_n(x) = \int_0^\infty \frac{\exp(-x \operatorname{ch} t)}{\operatorname{ch}^n t} dt = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{x}{\sin \alpha}\right) \sin^{n-1} \alpha d\alpha.$$

Эти функции встречаются при решении задач о распространении излучения в цилиндрической геометрии.

Некоторые свойства этих функций:

$$Ki_0 = K_0(x),$$



Таблица П4.1. Экспоненциальная и интегральные показательные функции

$x$	$\exp(-x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$	$Ei(x)$
0,00	1,000	$\infty$	1,000	0,500	$-\infty$
0,01	0,990	4,038	0,950	0,490	-4,02
0,02	0,980	3,355	0,913	0,481	-3,31
0,03	0,970	2,959	0,882	0,472	-2,90
0,04	0,961	2,681	0,854	0,463	-2,60
0,05	0,951	2,468	0,828	0,455	-2,37
0,06	0,942	2,295	0,804	0,447	-2,18
0,07	0,932	2,151	0,782	0,439	-2,01
0,08	0,923	2,027	0,761	0,431	-1,87
0,09	0,914	1,919	0,741	0,424	-1,74
0,10	0,905	1,823	0,723	0,416	-1,62
0,11	0,896	1,737	0,705	0,409	-1,52
0,12	0,887	1,660	0,688	0,402	-1,42
0,13	0,878	1,589	0,672	0,395	-1,33
0,14	0,869	1,524	0,656	0,389	-1,24
0,15	0,861	1,464	0,641	0,382	-1,16
0,16	0,852	1,409	0,627	0,376	-1,09
0,17	0,844	1,358	0,613	0,370	-1,02
0,18	0,835	1,310	0,600	0,364	-0,949
0,19	0,827	1,265	0,587	0,358	-0,884
0,20	0,819	1,223	0,574	0,352	-0,822
0,21	0,811	1,183	0,562	0,346	-0,762
0,22	0,803	1,145	0,551	0,341	-0,704
0,23	0,795	1,110	0,539	0,335	-0,649
0,24	0,787	1,076	0,528	0,330	-0,595
0,25	0,779	1,044	0,518	0,325	-0,543
0,26	0,771	1,014	0,507	0,320	-0,492
0,27	0,763	0,985	0,497	0,315	-0,443
0,28	0,756	0,957	0,488	0,310	-0,395
0,29	0,748	0,931	0,478	0,305	-0,348
0,30	0,741	0,906	0,469	0,300	-0,303
0,31	0,733	0,882	0,460	0,295	-0,258
0,32	0,726	0,858	0,451	0,291	-0,215
0,33	0,719	0,836	0,443	0,286	-0,172
0,34	0,712	0,815	0,435	0,282	-0,130
0,35	0,705	0,794	0,427	0,278	$-8,94 \cdot 10^{-2}$
0,36	0,698	0,774	0,419	0,273	$-4,93 \cdot 10^{-2}$
0,37	0,691	0,755	0,411	0,269	$-9,79 \cdot 10^{-3}$
0,38	0,684	0,737	0,404	0,265	$2,90 \cdot 10^{-2}$
0,39	0,677	0,719	0,396	0,261	$6,72 \cdot 10^{-2}$
0,40	0,670	0,702	0,389	0,257	0,105
0,41	0,664	0,686	0,382	0,253	0,142
0,42	0,657	0,670	0,376	0,250	0,178
0,43	0,651	0,655	0,369	0,246	0,214
0,44	0,644	0,640	0,363	0,242	0,250
0,45	0,638	0,625	0,356	0,239	0,285
0,46	0,631	0,611	0,350	0,235	0,319
0,47	0,625	0,598	0,344	0,232	0,354
0,48	0,619	0,585	0,338	0,228	0,388
0,49	0,613	0,572	0,332	0,225	0,421
0,50	0,607	0,560	0,327	0,222	0,454
0,51	0,601	0,548	0,321	0,218	0,487
0,52	0,595	0,536	0,316	0,215	0,520
0,53	0,589	0,525	0,310	0,212	0,552

$x$	$\exp(-x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$	$E_4(x)$
0,54	0,583	0,514	0,305	0,209	0,584
0,55	0,577	0,503	0,300	0,206	0,615
0,56	0,571	0,493	0,295	0,203	0,647
0,57	0,566	0,483	0,290	0,200	0,678
0,58	0,560	0,473	0,285	0,197	0,709
0,59	0,554	0,464	0,281	0,194	0,739
0,60	0,549	0,454	0,276	0,192	0,770
0,61	0,543	0,445	0,272	0,189	0,800
0,62	0,538	0,437	0,267	0,186	0,830
0,63	0,533	0,428	0,263	0,183	0,860
0,64	0,527	0,420	0,259	0,181	0,890
0,65	0,522	0,412	0,255	0,178	0,919
0,66	0,517	0,404	0,250	0,176	0,949
0,67	0,512	0,396	0,246	0,173	0,978
0,68	0,507	0,388	0,243	0,171	1,01
0,69	0,502	0,381	0,239	0,168	1,04
0,70	0,497	0,374	0,235	0,166	1,06
0,71	0,492	0,367	0,231	0,164	1,09
0,72	0,487	0,360	0,228	0,161	1,12
0,73	0,482	0,353	0,224	0,159	1,15
0,74	0,477	0,347	0,221	0,157	1,18
0,75	0,472	0,340	0,217	0,155	1,21
0,76	0,468	0,334	0,214	0,153	1,24
0,77	0,463	0,328	0,210	0,150	1,26
0,78	0,458	0,322	0,207	0,148	1,29
0,79	0,454	0,316	0,204	0,146	1,32
0,80	0,449	0,311	0,201	0,144	1,35
0,81	0,445	0,305	0,198	0,142	1,38
0,82	0,440	0,300	0,195	0,140	1,40
0,83	0,436	0,294	0,192	0,138	1,43
0,84	0,432	0,289	0,189	0,137	1,46
0,85	0,427	0,284	0,186	0,135	1,49
0,86	0,423	0,279	0,183	0,133	1,51
0,87	0,419	0,274	0,180	0,131	1,54
0,88	0,415	0,269	0,178	0,129	1,57
0,89	0,411	0,265	0,175	0,127	1,60
0,90	0,407	0,260	0,172	0,126	1,62
0,91	0,403	0,256	0,170	0,124	1,65
0,92	0,399	0,251	0,167	0,122	1,68
0,93	0,395	0,247	0,165	0,121	1,70
0,94	0,391	0,243	0,162	0,119	1,73
0,95	0,387	0,239	0,159	0,117	1,76
0,96	0,383	0,235	0,158	0,116	1,79
0,97	0,379	0,231	0,155	0,114	1,81
0,98	0,375	0,227	0,153	0,113	1,84
0,99	0,372	0,223	0,151	0,111	1,87
1,00	0,368	0,219	0,148	0,110	1,90
1,01	0,364	0,216	0,146	0,108	1,92
1,02	0,361	0,212	0,144	0,107	1,95
1,03	0,357	0,209	0,142	0,105	1,98
1,04	0,353	0,205	0,140	0,104	2,00
1,05	0,350	0,202	0,138	0,103	2,03
1,06	0,346	0,199	0,136	0,101	2,06
1,07	0,343	0,195	0,134	0,0998	2,09

Продолжение табл. П4.1

$x$	$\exp(-x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$	$E_4(x)$
1,08	0,340	0,192	0,132	0,0985	2,11
1,09	0,336	0,189	0,130	0,0972	2,14
1,10	0,333	0,186	0,128	0,0959	2,17
1,11	0,330	0,183	0,126	0,0946	2,19
1,12	0,326	0,180	0,125	0,0934	2,22
1,13	0,323	0,177	0,123	0,0921	2,25
1,14	0,320	0,174	0,121	0,0909	2,28
1,15	0,317	0,172	0,119	0,0897	2,30
1,16	0,313	0,169	0,118	0,0885	2,33
1,17	0,310	0,166	0,116	0,0873	2,36
1,18	0,307	0,164	0,114	0,0862	2,39
1,19	0,304	0,161	0,113	0,0851	2,41
1,20	0,301	0,158	0,111	0,0839	2,44
1,21	0,298	0,156	0,110	0,0828	2,47
1,22	0,295	0,153	0,108	0,0817	2,50
1,23	0,292	0,151	0,106	0,0807	2,53
1,24	0,289	0,149	0,105	0,0796	2,56
1,25	0,287	0,146	0,103	0,0786	2,58
1,26	0,284	0,144	0,102	0,0775	2,61
1,27	0,281	0,142	0,101	0,0765	2,64
1,28	0,278	0,140	0,0992	0,0755	2,67
1,29	0,275	0,138	0,0978	0,0745	2,69
1,30	0,273	0,135	0,0964	0,0736	2,72
1,31	0,270	0,133	0,0951	0,0726	2,75
1,32	0,267	0,131	0,0938	0,0717	2,78
1,33	0,264	0,129	0,0925	0,0707	2,81
1,34	0,262	0,127	0,0912	0,0698	2,83
1,35	0,259	0,125	0,0899	0,0689	2,86
1,36	0,257	0,124	0,0887	0,0680	2,89
1,37	0,254	0,122	0,0875	0,0671	2,92
1,38	0,252	0,120	0,0862	0,0663	2,95
1,39	0,249	0,118	0,0851	0,0654	2,98
1,40	0,247	0,116	0,0839	0,0646	3,01
1,41	0,244	0,114	0,0827	0,0637	3,04
1,42	0,242	0,113	0,0816	0,0629	3,07
1,43	0,239	0,111	0,0805	0,0621	3,09
1,44	0,237	0,109	0,0794	0,0613	3,12
1,45	0,235	0,108	0,0783	0,0605	3,15
1,46	0,232	0,106	0,0772	0,0597	3,18
1,47	0,230	0,105	0,0762	0,0590	3,21
1,48	0,228	0,103	0,0751	0,0582	3,24
1,49	0,225	0,102	0,0741	0,0575	3,27
1,50	0,223	0,100	0,0731	0,0567	3,30
1,51	0,221	0,0985	0,0721	0,0560	3,33
1,52	0,219	0,0971	0,0711	0,0553	3,36
1,53	0,217	0,0957	0,0702	0,0546	3,39
1,54	0,214	0,0943	0,0692	0,0539	3,42
1,55	0,212	0,0929	0,0683	0,0532	3,45
1,56	0,210	0,0915	0,0674	0,0525	3,48
1,57	0,208	0,0902	0,0665	0,0519	3,51
1,58	0,206	0,0889	0,0656	0,0512	3,54
1,59	0,204	0,0876	0,0647	0,0505	3,57
1,60	0,202	0,0863	0,0638	0,0499	3,61
1,61	0,200	0,0851	0,0629	0,0493	3,64

$x$	$\exp(-x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$	$E_4(x)$
1,62	0,198	0,0838	0,0621	0,0486	3,67
1,63	0,196	0,0826	0,0613	0,0480	3,70
1,64	0,194	0,0814	0,0604	0,0474	3,73
1,65	0,192	0,0802	0,0596	0,0468	3,76
1,66	0,190	0,0791	0,0588	0,0462	3,79
1,67	0,188	0,0780	0,0581	0,0456	3,82
1,68	0,186	0,0768	0,0573	0,0451	3,86
1,69	0,185	0,0757	0,0565	0,0445	3,89
1,70	0,183	0,0747	0,0558	0,0439	3,92
1,71	0,181	0,0736	0,0550	0,0434	3,95
1,72	0,179	0,0725	0,0543	0,0428	3,99
1,73	0,177	0,0715	0,0536	0,0423	4,02
1,74	0,176	0,0705	0,0529	0,0418	4,05
1,75	0,174	0,0695	0,0522	0,0412	4,08
1,76	0,172	0,0685	0,0515	0,0407	4,12
1,77	0,170	0,0675	0,0508	0,0402	4,15
1,78	0,169	0,0666	0,0501	0,0397	4,18
1,79	0,167	0,0656	0,0495	0,0392	4,22
1,80	0,165	0,0647	0,0488	0,0387	4,25
1,81	0,164	0,0638	0,0482	0,0382	4,28
1,82	0,162	0,0629	0,0475	0,0378	4,32
1,83	0,160	0,0620	0,0469	0,0373	4,35
1,84	0,159	0,0612	0,0463	0,0368	4,39
1,85	0,157	0,0603	0,0457	0,0364	4,42
1,86	0,156	0,0595	0,0451	0,0359	4,45
1,87	0,154	0,0586	0,0445	0,0355	4,49
1,88	0,153	0,0578	0,0439	0,0350	4,52
1,89	0,151	0,0570	0,0433	0,0346	4,56
1,90	0,150	0,0562	0,0428	0,0341	4,59
1,91	0,148	0,0554	0,0422	0,0337	4,63
1,92	0,147	0,0547	0,0417	0,0333	4,66
1,93	0,145	0,0539	0,0411	0,0329	4,70
1,94	0,144	0,0531	0,0406	0,0325	4,74
1,95	0,142	0,0524	0,0401	0,0321	4,77
1,96	0,141	0,0517	0,0395	0,0317	4,81
1,97	0,139	0,0510	0,0390	0,0313	4,84
1,98	0,138	0,0503	0,0385	0,0309	4,88
1,99	0,137	0,0496	0,0380	0,0305	4,92
2,0	0,135	$4,89 \cdot 10^{-2}$	$3,75 \cdot 10^{-2}$	$3,01 \cdot 10^{-2}$	4,95
2,1	0,122	$4,26 \cdot 10^{-2}$	$3,30 \cdot 10^{-2}$	$2,66 \cdot 10^{-2}$	5,33
2,2	0,111	$3,72 \cdot 10^{-2}$	$2,90 \cdot 10^{-2}$	$2,35 \cdot 10^{-2}$	5,73
2,3	0,100	$3,25 \cdot 10^{-2}$	$2,55 \cdot 10^{-2}$	$2,08 \cdot 10^{-2}$	6,15
2,4	0,0907	$2,84 \cdot 10^{-2}$	$2,25 \cdot 10^{-2}$	$1,84 \cdot 10^{-2}$	6,60
2,5	$8,21 \cdot 10^{-2}$	$2,49 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-2}$	$1,63 \cdot 10^{-2}$	7,07
2,6	$7,43 \cdot 10^{-2}$	$2,19 \cdot 10^{-2}$	$1,75 \cdot 10^{-2}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	7,58
2,7	$6,72 \cdot 10^{-2}$	$1,92 \cdot 10^{-2}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	8,11
2,8	$6,08 \cdot 10^{-2}$	$1,69 \cdot 10^{-2}$	$1,36 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$	8,68
2,9	$5,50 \cdot 10^{-2}$	$1,48 \cdot 10^{-2}$	$1,20 \cdot 10^{-2}$	$1,01 \cdot 10^{-2}$	9,29
3,0	$4,98 \cdot 10^{-2}$	$1,30 \cdot 10^{-2}$	$1,06 \cdot 10^{-2}$	$0,89 \cdot 10^{-2}$	9,93
3,1	$4,50 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$	$0,94 \cdot 10^{-2}$	$0,79 \cdot 10^{-2}$	10,63
3,2	$4,08 \cdot 10^{-2}$	$1,01 \cdot 10^{-2}$	$0,83 \cdot 10^{-2}$	$0,70 \cdot 10^{-2}$	11,37
3,3	$3,69 \cdot 10^{-2}$	$8,94 \cdot 10^{-3}$	$7,38 \cdot 10^{-3}$	$6,26 \cdot 10^{-3}$	12,16
3,4	$3,34 \cdot 10^{-2}$	$7,89 \cdot 10^{-3}$	$6,54 \cdot 10^{-3}$	$5,56 \cdot 10^{-3}$	13,01
3,5	$3,02 \cdot 10^{-2}$	$6,97 \cdot 10^{-3}$	$5,80 \cdot 10^{-3}$	$4,95 \cdot 10^{-3}$	13,93

Продолжение табл. П4.1

$x$	$\exp(-x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$	$E_1(x)$
3,6	2,73·10 <sup>-2</sup>	6,16·10 <sup>-3</sup>	5,15·10 <sup>-3</sup>	4,40·10 <sup>-3</sup>	14,91
3,7	2,47·10 <sup>-3</sup>	5,45·10 <sup>-3</sup>	4,57·10 <sup>-3</sup>	3,91·10 <sup>-3</sup>	15,96
3,8	2,24·10 <sup>-2</sup>	4,82·10 <sup>-3</sup>	4,05·10 <sup>-3</sup>	3,48·10 <sup>-3</sup>	17,09
3,9	2,02·10 <sup>-2</sup>	4,27·10 <sup>-3</sup>	3,60·10 <sup>-3</sup>	3,10·10 <sup>-3</sup>	18,32
4,0	1,83·10 <sup>-2</sup>	3,78·10 <sup>-3</sup>	3,20·10 <sup>-3</sup>	2,76·10 <sup>-3</sup>	19,63
4,1	1,66·10 <sup>-2</sup>	3,35·10 <sup>-3</sup>	2,84·10 <sup>-3</sup>	2,46·10 <sup>-3</sup>	21,05
4,2	1,50·10 <sup>-2</sup>	2,97·10 <sup>-3</sup>	2,53·10 <sup>-3</sup>	2,19·10 <sup>-3</sup>	22,58
4,3	1,36·10 <sup>-2</sup>	2,63·10 <sup>-3</sup>	2,25·10 <sup>-3</sup>	1,95·10 <sup>-3</sup>	24,23
4,4	1,23·10 <sup>-2</sup>	2,34·10 <sup>-3</sup>	2,00·10 <sup>-3</sup>	1,74·10 <sup>-3</sup>	26,01
4,5	1,11·10 <sup>-2</sup>	2,07·10 <sup>-3</sup>	1,78·10 <sup>-3</sup>	1,55·10 <sup>-3</sup>	27,93
4,6	1,01·10 <sup>-2</sup>	1,84·10 <sup>-3</sup>	1,58·10 <sup>-3</sup>	1,38·10 <sup>-3</sup>	30,01
4,7	9,10·10 <sup>-3</sup>	1,64·10 <sup>-3</sup>	1,41·10 <sup>-3</sup>	1,24·10 <sup>-3</sup>	32,26
4,8	8,23·10 <sup>-3</sup>	1,45·10 <sup>-3</sup>	1,26·10 <sup>-3</sup>	1,10·10 <sup>-3</sup>	34,70
4,9	7,45·10 <sup>-3</sup>	1,29·10 <sup>-3</sup>	1,12·10 <sup>-3</sup>	0,98·10 <sup>-3</sup>	37,33
5,0	6,74·10 <sup>-3</sup>	1,15·10 <sup>-3</sup>	1,00·10 <sup>-3</sup>	0,88·10 <sup>-3</sup>	40,19
5,1	6,10·10 <sup>-3</sup>	1,02·10 <sup>-3</sup>	0,89·10 <sup>-3</sup>	0,78·10 <sup>-3</sup>	43,28
5,2	5,52·10 <sup>-3</sup>	9,09·10 <sup>-4</sup>	7,92·10 <sup>-4</sup>	7,00·10 <sup>-4</sup>	46,62
5,3	4,99·10 <sup>-3</sup>	8,09·10 <sup>-4</sup>	7,06·10 <sup>-4</sup>	6,25·10 <sup>-4</sup>	50,26
5,4	4,52·10 <sup>-3</sup>	7,20·10 <sup>-4</sup>	6,30·10 <sup>-4</sup>	5,58·10 <sup>-4</sup>	54,19
5,5	4,09·10 <sup>-3</sup>	6,41·10 <sup>-4</sup>	5,62·10 <sup>-4</sup>	4,99·10 <sup>-4</sup>	58,47
5,6	3,70·10 <sup>-3</sup>	5,71·10 <sup>-4</sup>	5,01·10 <sup>-4</sup>	4,46·10 <sup>-4</sup>	63,10
5,7	3,35·10 <sup>-3</sup>	5,09·10 <sup>-4</sup>	4,47·10 <sup>-4</sup>	3,98·10 <sup>-4</sup>	68,13
5,8	3,03·10 <sup>-3</sup>	4,53·10 <sup>-4</sup>	4,99·10 <sup>-4</sup>	3,56·10 <sup>-4</sup>	73,60
5,9	2,74·10 <sup>-3</sup>	4,04·10 <sup>-4</sup>	3,56·10 <sup>-4</sup>	3,18·10 <sup>-4</sup>	79,54
6,0	2,48·10 <sup>-3</sup>	3,60·10 <sup>-4</sup>	3,18·10 <sup>-4</sup>	2,85·10 <sup>-4</sup>	85,99
6,1	2,24·10 <sup>-3</sup>	3,21·10 <sup>-4</sup>	2,84·10 <sup>-4</sup>	2,55·10 <sup>-4</sup>	93,00
6,2	2,03·10 <sup>-3</sup>	2,86·10 <sup>-4</sup>	2,54·10 <sup>-4</sup>	2,28·10 <sup>-4</sup>	100,6
6,3	1,84·10 <sup>-3</sup>	2,55·10 <sup>-4</sup>	2,27·10 <sup>-4</sup>	2,04·10 <sup>-4</sup>	108,9
6,4	1,66·10 <sup>-3</sup>	2,28·10 <sup>-4</sup>	2,03·10 <sup>-4</sup>	1,82·10 <sup>-4</sup>	117,9
6,5	1,50·10 <sup>-3</sup>	2,03·10 <sup>-4</sup>	1,81·10 <sup>-4</sup>	1,63·10 <sup>-4</sup>	127,7
6,6	1,36·10 <sup>-3</sup>	1,82·10 <sup>-4</sup>	1,62·10 <sup>-4</sup>	1,46·10 <sup>-4</sup>	138,4
6,7	1,23·10 <sup>-3</sup>	1,62·10 <sup>-4</sup>	1,45·10 <sup>-4</sup>	1,31·10 <sup>-4</sup>	150,1
6,8	1,11·10 <sup>-3</sup>	1,45·10 <sup>-4</sup>	1,29·10 <sup>-4</sup>	1,17·10 <sup>-4</sup>	162,7
6,9	1,01·10 <sup>-3</sup>	1,29·10 <sup>-4</sup>	1,16·10 <sup>-4</sup>	1,05·10 <sup>-4</sup>	176,5
7,0	9,12·10 <sup>-4</sup>	1,15·10 <sup>-4</sup>	1,04·10 <sup>-4</sup>	0,94·10 <sup>-4</sup>	191,5
7,1	8,25·10 <sup>-4</sup>	1,03·10 <sup>-4</sup>	0,93·10 <sup>-4</sup>	0,84·10 <sup>-4</sup>	207,9
7,2	7,47·10 <sup>-4</sup>	9,22·10 <sup>-5</sup>	8,28·10 <sup>-5</sup>	7,51·10 <sup>-5</sup>	225,7
7,3	6,76·10 <sup>-4</sup>	8,24·10 <sup>-5</sup>	7,41·10 <sup>-5</sup>	6,73·10 <sup>-5</sup>	245,1
7,4	6,11·10 <sup>-4</sup>	7,36·10 <sup>-5</sup>	6,63·10 <sup>-5</sup>	6,02·10 <sup>-5</sup>	266,3
7,5	5,53·10 <sup>-4</sup>	6,58·10 <sup>-5</sup>	5,94·10 <sup>-5</sup>	5,40·10 <sup>-5</sup>	289,4
7,6	5,00·10 <sup>-4</sup>	5,89·10 <sup>-5</sup>	5,31·10 <sup>-5</sup>	4,84·10 <sup>-5</sup>	314,6
7,7	4,53·10 <sup>-4</sup>	5,26·10 <sup>-5</sup>	4,76·10 <sup>-5</sup>	4,33·10 <sup>-5</sup>	342,0
7,8	4,10·10 <sup>-4</sup>	4,71·10 <sup>-5</sup>	4,26·10 <sup>-5</sup>	3,88·10 <sup>-5</sup>	372,0
7,9	3,71·10 <sup>-4</sup>	4,21·10 <sup>-5</sup>	3,81·10 <sup>-5</sup>	3,48·10 <sup>-5</sup>	404,7
8,0	3,35·10 <sup>-4</sup>	3,77·10 <sup>-5</sup>	3,41·10 <sup>-5</sup>	3,12·10 <sup>-5</sup>	440,4
8,1	3,04·10 <sup>-4</sup>	3,37·10 <sup>-5</sup>	3,06·10 <sup>-5</sup>	2,79·10 <sup>-5</sup>	479,3
8,2	2,75·10 <sup>-4</sup>	3,02·10 <sup>-5</sup>	2,74·10 <sup>-5</sup>	2,51·10 <sup>-5</sup>	521,8
8,3	2,49·10 <sup>-4</sup>	2,70·10 <sup>-5</sup>	2,45·10 <sup>-5</sup>	2,25·10 <sup>-5</sup>	568,2
8,4	2,25·10 <sup>-4</sup>	2,42·10 <sup>-5</sup>	2,20·10 <sup>-5</sup>	2,01·10 <sup>-5</sup>	618,9
8,5	2,03·10 <sup>-4</sup>	2,16·10 <sup>-5</sup>	1,97·10 <sup>-5</sup>	1,81·10 <sup>-5</sup>	674,3
8,6	1,84·10 <sup>-4</sup>	1,94·10 <sup>-5</sup>	1,76·10 <sup>-5</sup>	1,62·10 <sup>-5</sup>	734,7
8,7	1,67·10 <sup>-4</sup>	1,73·10 <sup>-5</sup>	1,58·10 <sup>-5</sup>	1,45·10 <sup>-5</sup>	800,7
8,8	1,51·10 <sup>-4</sup>	1,55·10 <sup>-5</sup>	1,42·10 <sup>-5</sup>	1,30·10 <sup>-5</sup>	872,9
8,9	1,36·10 <sup>-4</sup>	1,39·10 <sup>-5</sup>	1,27·10 <sup>-5</sup>	1,17·10 <sup>-5</sup>	951,7

$x$	$\exp(-x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$	$Ei(x)$
9,0	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$1,24 \cdot 10^{-5}$	$1,14 \cdot 10^{-5}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	1038,0
9,1	$1,12 \cdot 10^{-4}$	$1,12 \cdot 10^{-5}$	$1,02 \cdot 10^{-5}$	$0,94 \cdot 10^{-5}$	1132
9,2	$1,01 \cdot 10^{-4}$	$9,99 \cdot 10^{-6}$	$9,15 \cdot 10^{-6}$	$8,43 \cdot 10^{-6}$	1235
9,3	$9,14 \cdot 10^{-5}$	$8,95 \cdot 10^{-6}$	$8,20 \cdot 10^{-6}$	$7,57 \cdot 10^{-6}$	1347
9,4	$8,27 \cdot 10^{-5}$	$8,02 \cdot 10^{-6}$	$7,36 \cdot 10^{-6}$	$6,79 \cdot 10^{-6}$	1471
9,5	$7,49 \cdot 10^{-5}$	$7,18 \cdot 10^{-6}$	$6,60 \cdot 10^{-6}$	$6,09 \cdot 10^{-6}$	1605
9,6	$6,77 \cdot 10^{-5}$	$6,44 \cdot 10^{-6}$	$5,92 \cdot 10^{-6}$	$5,47 \cdot 10^{-6}$	1752
9,7	$6,13 \cdot 10^{-5}$	$5,77 \cdot 10^{-6}$	$5,31 \cdot 10^{-6}$	$4,91 \cdot 10^{-6}$	1913
9,8	$5,55 \cdot 10^{-5}$	$5,17 \cdot 10^{-6}$	$4,76 \cdot 10^{-6}$	$4,40 \cdot 10^{-6}$	2089
9,9	$5,02 \cdot 10^{-5}$	$4,64 \cdot 10^{-6}$	$4,27 \cdot 10^{-6}$	$3,95 \cdot 10^{-6}$	2282
10,0	$4,54 \cdot 10^{-5}$	$4,16 \cdot 10^{-6}$	$3,83 \cdot 10^{-6}$	$3,55 \cdot 10^{-6}$	2492
10,5	$2,76 \cdot 10^{-5}$	$2,41 \cdot 10^{-6}$	$2,20 \cdot 10^{-6}$	$2,05 \cdot 10^{-6}$	$3,88 \cdot 10^2$
11,0	$1,67 \cdot 10^{-5}$	$1,40 \cdot 10^{-6}$	$1,30 \cdot 10^{-6}$	$1,21 \cdot 10^{-6}$	$6,07 \cdot 10^3$
11,5	$1,01 \cdot 10^{-5}$	$8,15 \cdot 10^{-7}$	$7,50 \cdot 10^{-7}$	$7,00 \cdot 10^{-7}$	$9,52 \cdot 10^3$
12,0	$6,13 \cdot 10^{-6}$	$4,75 \cdot 10^{-7}$	$4,40 \cdot 10^{-7}$	$4,14 \cdot 10^{-7}$	$1,50 \cdot 10^4$
12,5	$3,72 \cdot 10^{-6}$	$2,77 \cdot 10^{-7}$	$2,55 \cdot 10^{-7}$	$2,40 \cdot 10^{-7}$	$2,36 \cdot 10^4$
13,0	$2,26 \cdot 10^{-6}$	$1,62 \cdot 10^{-7}$	$1,52 \cdot 10^{-7}$	$1,43 \cdot 10^{-7}$	$3,72 \cdot 10^4$
13,5	$1,37 \cdot 10^{-6}$	$9,50 \cdot 10^{-8}$	$9,00 \cdot 10^{-8}$	$8,50 \cdot 10^{-8}$	$5,88 \cdot 10^4$
14,0	$8,30 \cdot 10^{-7}$	$5,57 \cdot 10^{-8}$	$5,30 \cdot 10^{-8}$	$4,93 \cdot 10^{-8}$	$9,32 \cdot 10^4$
14,5	$5,04 \cdot 10^{-7}$	$3,27 \cdot 10^{-8}$	$3,05 \cdot 10^{-8}$	$2,90 \cdot 10^{-8}$	$1,48 \cdot 10^5$
15,0	$3,06 \cdot 10^{-7}$	$1,92 \cdot 10^{-8}$	$1,85 \cdot 10^{-8}$	$1,70 \cdot 10^{-8}$	$2,35 \cdot 10^5$

где  $K_0(x)$  — модифицированная функция Бесселя второго рода нулевого порядка;

$$Ki_1(x) = \int_x^{\infty} K_0(t) dt;$$

$$Ki_{n-1}(x) = -\frac{d}{dx} Ki_n(x);$$

$$n Ki_{n+1}(x) = -x Ki_n(x) + (n-1) Ki_{n-1}(x) + x Ki_{n-2}(x); \quad (\text{П4.1})$$

$$Ki_{-n}(x) = (-1)^n \frac{d^n}{dx^n} K_0(x); \quad Ki_{-1}(x) = K_1(x),$$

где  $K_1(x)$  — модифицированная функция Бесселя второго рода первого порядка;

$$Ki_{2n}(0) = \frac{\Gamma(n) \Gamma(3/2)}{n(n+1/2)}, \quad n > 0;$$

$$Ki_{2n+1}(0) = \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma(n+1/2)}{\Gamma(1/2) \Gamma(n+1/2)}, \quad n > -\frac{1}{2}.$$

В табл. П4.2 приведены значения функций  $Ki_1(x)$ ,  $Ki_0(x)$ ,  $Ki_1(x)$  для области изменения аргумента от 0 до 10. Значения функций  $Ki_2(x)$  и  $Ki_3(x)$  (табл. П4.3) и более высокого порядка можно рассчитать, пользуясь рекуррентным соотношением (П4.1).

Таблица П4.2. Значения функций  $Ki_{-1}(x)$ ,  $Ki_0(x)$ ,  $Ki_1(x)$ 

$x$	$Ki_{-1}(x)$	$Ki_0(x)$	$Ki_1(x)$
0	$\infty$	$\infty$	1,57080
0,05	19,9097	3,11423	1,36517
0,1	9,8538	2,42707	1,22863
0,15	6,4775	2,03003	1,11790
0,2	4,7760	1,75270	1,02368
0,3	3,0560	1,37246	0,86883
0,4	2,1844	1,11453	0,74520
0,5	1,6564	0,92442	0,64369
0,6	1,30283	0,77752	0,55889
0,7	1,05028	0,66052	0,48720
0,8	0,86178	0,56535	0,42606
0,9	0,71653	0,48673	0,37358
1,0	0,60191	0,42102	0,32829
1,1	0,50976	0,36560	0,28903
1,2	0,43459	0,31851	0,25489
1,3	0,37255	0,27825	0,22510
1,4	0,32084	0,24336	0,19905
1,5	0,27739	0,21381	0,17621
1,6	0,24063	0,18796	0,15616
1,7	0,20936	0,16550	0,13851
1,8	0,18262	0,14593	0,12296
1,9	0,15966	0,12885	0,10924
2,0	0,13987	0,11389	0,097120
2,1	0,12275	0,10078	0,086396
2,2	0,10790	0,089269	0,076908
2,3	$9,4982 \cdot 10^{-2}$	$7,9140 \cdot 10^{-2}$	$6,8502 \cdot 10^{-2}$
2,4	$8,3725 \cdot 10^{-2}$	$7,0217 \cdot 10^{-2}$	$6,1042 \cdot 10^{-2}$
2,5	$7,3891 \cdot 10^{-2}$	$6,2348 \cdot 10^{-2}$	$5,4422 \cdot 10^{-2}$
2,6	$6,5284 \cdot 10^{-2}$	$5,5398 \cdot 10^{-2}$	$4,8543 \cdot 10^{-2}$
2,7	$5,7738 \cdot 10^{-2}$	$4,9255 \cdot 10^{-2}$	$4,3316 \cdot 10^{-2}$
2,8	$5,1113 \cdot 10^{-2}$	$4,3820 \cdot 10^{-2}$	$3,8667 \cdot 10^{-2}$
2,9	$4,5286 \cdot 10^{-2}$	$3,9006 \cdot 10^{-2}$	$3,4531 \cdot 10^{-2}$
3,0	$4,0156 \cdot 10^{-2}$	$3,4740 \cdot 10^{-2}$	$3,0848 \cdot 10^{-2}$
3,1	$3,5634 \cdot 10^{-2}$	$3,0955 \cdot 10^{-2}$	$2,7567 \cdot 10^{-2}$
3,2	$3,1643 \cdot 10^{-2}$	$2,7595 \cdot 10^{-2}$	$2,4643 \cdot 10^{-2}$
3,3	$2,8117 \cdot 10^{-2}$	$2,4611 \cdot 10^{-2}$	$2,2036 \cdot 10^{-2}$
3,4	$2,4999 \cdot 10^{-2}$	$2,1958 \cdot 10^{-2}$	$1,9710 \cdot 10^{-2}$
3,5	$2,2239 \cdot 10^{-2}$	$1,9599 \cdot 10^{-2}$	$1,7634 \cdot 10^{-2}$
3,6	$1,9795 \cdot 10^{-2}$	$1,7410 \cdot 10^{-2}$	$1,5782 \cdot 10^{-2}$
3,7	$1,7628 \cdot 10^{-2}$	$1,5631 \cdot 10^{-2}$	$1,4127 \cdot 10^{-2}$
3,8	$1,5706 \cdot 10^{-2}$	$1,3966 \cdot 10^{-2}$	$1,2649 \cdot 10^{-2}$
3,9	$1,3999 \cdot 10^{-2}$	$1,2482 \cdot 10^{-2}$	$1,1328 \cdot 10^{-2}$
3,0	$1,2484 \cdot 10^{-2}$	$1,1160 \cdot 10^{-2}$	$1,0147 \cdot 10^{-2}$
4,1	$1,1136 \cdot 10^{-2}$	$0,9980 \cdot 10^{-2}$	$0,9091 \cdot 10^{-2}$
4,2	$9,9382 \cdot 10^{-3}$	$8,9275 \cdot 10^{-3}$	$8,1465 \cdot 10^{-3}$
4,3	$8,8722 \cdot 10^{-3}$	$7,9880 \cdot 10^{-3}$	$7,3019 \cdot 10^{-3}$
4,4	$7,9233 \cdot 10^{-3}$	$7,1491 \cdot 10^{-3}$	$6,5454 \cdot 10^{-3}$
4,5	$7,0781 \cdot 10^{-3}$	$6,3999 \cdot 10^{-3}$	$5,8689 \cdot 10^{-3}$
4,6	$6,3250 \cdot 10^{-3}$	$5,7304 \cdot 10^{-3}$	$5,2630 \cdot 10^{-3}$
4,7	$5,6538 \cdot 10^{-3}$	$5,1321 \cdot 10^{-3}$	$4,7204 \cdot 10^{-3}$
4,8	$5,0552 \cdot 10^{-3}$	$4,5972 \cdot 10^{-3}$	$4,2343 \cdot 10^{-3}$
4,9	$4,5212 \cdot 10^{-3}$	$4,1189 \cdot 10^{-3}$	$3,7990 \cdot 10^{-3}$

Продолжение табл. П4.2

$x$	$KI_{-1}(x)$	$KI_0(x)$	$KI_1(x)$
5,0	4,0446·10 <sup>-3</sup>	3,6911·10 <sup>-3</sup>	3,4089·10 <sup>-3</sup>
5,1	3,6192·10 <sup>-3</sup>	3,3083·10 <sup>-3</sup>	3,0593·10 <sup>-3</sup>
5,2	3,2393·10 <sup>-3</sup>	2,9657·10 <sup>-3</sup>	2,7459·10 <sup>-3</sup>
5,3	2,8999·10 <sup>-3</sup>	2,6591·10 <sup>-3</sup>	2,4650·10 <sup>-3</sup>
5,4	2,5966·10 <sup>-3</sup>	2,3846·10 <sup>-3</sup>	2,2130·10 <sup>-3</sup>
5,5	2,3256·10 <sup>-3</sup>	2,1387·10 <sup>-3</sup>	1,9871·10 <sup>-3</sup>
5,6	2,0832·10 <sup>-3</sup>	1,9185·10 <sup>-3</sup>	1,7845·10 <sup>-3</sup>
5,7	1,8665·10 <sup>-3</sup>	1,7212·10 <sup>-3</sup>	1,6027·10 <sup>-3</sup>
5,8	1,6726·10 <sup>-3</sup>	1,5444·10 <sup>-3</sup>	1,4395·10 <sup>-3</sup>
5,9	1,4992·10 <sup>-3</sup>	1,3860·10 <sup>-3</sup>	1,2931·10 <sup>-3</sup>
6,0	1,3439·10 <sup>-3</sup>	1,2440·10 <sup>-3</sup>	1,1618·10 <sup>-3</sup>
6,1	1,2049·10 <sup>-3</sup>	1,1167·10 <sup>-3</sup>	1,0439·10 <sup>-3</sup>
6,2	1,0805·10 <sup>-3</sup>	1,0025·10 <sup>-3</sup>	0,9380·10 <sup>-3</sup>
6,3	9,6911·10 <sup>-4</sup>	9,0014·10 <sup>-4</sup>	9,0906·10 <sup>-4</sup>
6,4	8,6931·10 <sup>-4</sup>	8,0831·10 <sup>-4</sup>	7,5764·10 <sup>-4</sup>
6,5	7,7989·10 <sup>-4</sup>	7,2593·10 <sup>-4</sup>	6,8096·10 <sup>-4</sup>
6,6	6,9978·10 <sup>-4</sup>	6,5202·10 <sup>-4</sup>	6,1217·10 <sup>-4</sup>
6,7	6,2798·10 <sup>-4</sup>	5,8570·10 <sup>-4</sup>	5,5032·10 <sup>-4</sup>
6,8	5,6362·10 <sup>-4</sup>	5,2618·10 <sup>-4</sup>	4,9479·10 <sup>-4</sup>
6,9	5,0592·10 <sup>-4</sup>	4,7275·10 <sup>-4</sup>	4,4489·10 <sup>-4</sup>
7,0	4,5418·10 <sup>-4</sup>	4,2480·10 <sup>-4</sup>	4,0005·10 <sup>-4</sup>
7,1	4,0779·10 <sup>-4</sup>	3,8174·10 <sup>-4</sup>	3,5976·10 <sup>-4</sup>
7,2	3,6617·10 <sup>-4</sup>	3,4308·10 <sup>-4</sup>	3,2356·10 <sup>-4</sup>
7,3	3,2884·10 <sup>-4</sup>	3,0836·10 <sup>-4</sup>	2,9102·10 <sup>-4</sup>
7,4	2,9535·10 <sup>-4</sup>	2,7718·10 <sup>-4</sup>	2,6177·10 <sup>-4</sup>
7,5	2,6530·10 <sup>-4</sup>	2,4918·10 <sup>-4</sup>	2,3547·10 <sup>-4</sup>
7,6	2,3833·10 <sup>-4</sup>	2,2402·10 <sup>-4</sup>	2,1184·10 <sup>-4</sup>
7,7	2,1412·10 <sup>-4</sup>	2,0142·10 <sup>-4</sup>	1,9059·10 <sup>-4</sup>
7,8	1,9239·10 <sup>-4</sup>	1,8111·10 <sup>-4</sup>	1,7148·10 <sup>-4</sup>
7,9	1,7288·10 <sup>-4</sup>	1,6287·10 <sup>-4</sup>	1,5429·10 <sup>-4</sup>
8,0	1,5536·10 <sup>-4</sup>	1,4647·10 <sup>-4</sup>	1,3884·10 <sup>-4</sup>
8,1	1,3964·10 <sup>-4</sup>	1,3173·10 <sup>-4</sup>	1,2495·10 <sup>-4</sup>
8,2	1,2552·10 <sup>-4</sup>	1,1849·10 <sup>-4</sup>	1,1244·10 <sup>-4</sup>
8,3	1,1283·10 <sup>-4</sup>	1,0658·10 <sup>-4</sup>	1,0120·10 <sup>-4</sup>
8,4	1,0143·10 <sup>-4</sup>	0,95880·10 <sup>-4</sup>	0,9109·10 <sup>-4</sup>
8,5	9,1197·10 <sup>-5</sup>	8,6258·10 <sup>-5</sup>	8,1990·10 <sup>-5</sup>
8,6	8,2000·10 <sup>-5</sup>	7,7606·10 <sup>-5</sup>	7,3806·10 <sup>-5</sup>
8,7	7,3736·10 <sup>-5</sup>	6,9827·10 <sup>-5</sup>	6,6441·10 <sup>-5</sup>
8,8	6,6309·10 <sup>-5</sup>	6,2831·10 <sup>-5</sup>	5,9811·10 <sup>-5</sup>
8,9	5,9635·10 <sup>-5</sup>	5,6540·10 <sup>-5</sup>	5,3849·10 <sup>-5</sup>
9,0	5,3637·10 <sup>-5</sup>	5,0881·10 <sup>-5</sup>	4,8484·10 <sup>-5</sup>
9,1	4,8245·10 <sup>-5</sup>	4,5792·10 <sup>-5</sup>	4,3656·10 <sup>-5</sup>
9,2	4,3399·10 <sup>-5</sup>	4,1214·10 <sup>-5</sup>	3,9309·10 <sup>-5</sup>
9,3	3,9042·10 <sup>-5</sup>	3,7096·10 <sup>-5</sup>	3,5397·10 <sup>-5</sup>
9,4	3,5124·10 <sup>-5</sup>	3,3391·10 <sup>-5</sup>	3,1875·10 <sup>-5</sup>
9,5	3,1602·10 <sup>-5</sup>	3,0058·10 <sup>-5</sup>	2,8706·10 <sup>-5</sup>
9,6	2,8435·10 <sup>-5</sup>	2,7059·10 <sup>-5</sup>	2,5853·10 <sup>-5</sup>
9,7	2,5587·10 <sup>-5</sup>	2,4360·10 <sup>-5</sup>	2,3284·10 <sup>-5</sup>
9,8	2,3025·10 <sup>-5</sup>	2,1932·10 <sup>-5</sup>	2,0972·10 <sup>-5</sup>
9,9	2,0721·10 <sup>-5</sup>	1,9747·10 <sup>-5</sup>	1,9000·10 <sup>-5</sup>
10,0	1,8649·10 <sup>-5</sup>	1,7780·10 <sup>-5</sup>	1,7015·10 <sup>-5</sup>



**Т а б л и ц а П 4.3. Значения функций  $KI_2(x)$  и  $KI_3(x)$**

$x$	$KI_2(x)$	$KI_3(x)$	$x$	$KI_2(x)$	$KI_3(x)$
0,0	1,00000	0,785398	1,0	0,273621	0,237845
0,05	0,927225	0,737259	1,1	0,242801	0,212057
0,10	0,862521	0,692543	1,2	0,215644	0,189163
0,15	0,803940	0,650905	1,3	0,191678	0,168822
0,20	0,750459	0,612064	1,4	0,170499	0,150734
0,30	0,656148	0,541863	1,5	0,151761	0,134640
0,40	0,575660	0,480375	1,6	0,135164	0,120311
0,50	0,506374	0,426358	1,7	0,120449	0,107545
0,60	0,446367	0,378792	1,8	0,107392	0,096166
0,70	0,394160	0,336825	1,9	0,095796	0,086018
0,80	0,348576	0,299739	2,0	0,085491	0,076964
0,90	0,308659	0,266921	3,0	0,027925	0,025647

**Приложение 5. ПРИМЕР РАСЧЕТНОЙ ОЦЕНКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В ЗОНЕ ВОСПРОИЗВОДСТВА РЕАКТОРА-РАЗМНОЖИТЕЛЯ**

Последовательность расчетов распределения тепловыделения в зоне воспроизводства реактора-размножителя иллюстрируется примером нахождения радиального распределения тепловыделения в зоне воспроизводства разрабатываемого реактора на быстрых нейтронах с гелиевым теплоносителем БГР-300 [63, 64].

При нахождении радиального распределения тепловыделения можно ограничиться рассмотрением одномерного цилиндрического реактора. Физически это означает, что рассматривается радиальное распределение тепловыделения в центральном по высоте сечении реактора. Тепловыделение в зоне воспроизводства реактора-размножителя складывается из следующих основных составляющих:

- 1) тепловыделения за счет торможения осколков и  $\beta$ -излучения продуктов деления, от делений, происходящих в зоне воспроизводства;
- 2) тепловыделения за счет  $\gamma$ -квантов, проникающих в зону воспроизводства из активной зоны;
- 3) тепловыделения за счет  $\gamma$ -квантов, возникающих в зоне воспроизводства от различных реакций под действием нейтронов.

Для нахождения первой составляющей тепловыделения необходимо знать распределение плотности делений в зоне воспроизводства с учетом деления накопившегося вторичного ядерного топлива (плутония-239) и пороговой реакции деления урана-238. Эта составляющая находится в результате нейтронно-физического расчета, т. е. в результате решения уравнений для пространственно-энергетического распределения нейтронов в реакторе. В случае реактора БГР-300 использовалась расчетная программа GABI [13].

Распределение тепловыделения за счет торможения осколков деления и  $\beta$ -частиц при распаде продуктов деления пропорционально распределению плотности делений в зоне воспроизводства и представлено на рис. 8.15 кривой 1.

Для расчета тепловыделения за счет  $\gamma$ -квантов, проникающих в зону воспроизводства из активной зоны, надо знать пространственное распределение плотности мощности источников  $\gamma$ -квантов в активной зоне. Так как активная зона реактора БГР-300 спрофилирована в целях выравнивания распределения тепловыделения, то для оценки можно принять, что плотность делений, а сле-

довательно, и плотность мощности источников  $\gamma$ -квантов в активной зоне  $\langle ES_{\gamma} \rangle$  распределены равномерно по радиусу активной зоны.  $\gamma$ -Кванты в активной зоне возникают в основном за счет реакции деления (мгновенные и запаздывающие), кроме того, они появляются в результате радиационного поглощения и неупругого рассеяния нейтронов.

В зоне воспроизводства  $\gamma$ -кванты возникают в результате аналогичных процессов за счет делений, радиационного поглощения и неупругого рассеяния нейтронов. Пространственное распределение источников  $\gamma$ -квантов в зоне воспроизводства обусловлено пространственным распределением нейтронов, которое, как показали результаты нейтронно-физического расчета, имеет спадающую к периферии зоны воспроизводства форму.

Для радиальной зоны воспроизводства это распределение плотности источников  $\gamma$ -квантов хорошо аппроксимируется формулой вида

$$\langle ES_{\gamma} \rangle^{z.v} (x) = \langle ES_{\gamma 0} \rangle^{z.v} \exp \left( -\frac{x}{\lambda} \right),$$

где  $x$  — расстояние, отсчитываемое от границы активной зоны с зоной воспроизводства в радиальном направлении до текущей точки зоны воспроизводства;  $\langle ES_{\gamma 0} \rangle^{z.v}$  — максимальное значение плотности мощности источников  $\gamma$ -квантов в радиальной зоне воспроизводства;  $\lambda$  — подгоночный параметр, имеющий смысл эффективной длины релаксации быстрых нейтронов в зоне воспроизводства.

Для рассматриваемого примера  $\lambda = 1/0,0693$  см. Плотности мощности источников  $\gamma$ -квантов  $\langle ES_{\gamma} \rangle^{a.z}$  и  $\langle ES_{\gamma 0} \rangle^{z.v}$  пропорциональны полной мощности реактора. Поэтому величины  $\langle ES_{\gamma} \rangle^{a.z}$  и  $\langle ES_{\gamma 0} \rangle^{z.v}$  удобно нормировать на одно деление в активной зоне.

При каждом делении в активной зоне выделяется:

- 1) энергия мгновенных и запаздывающих  $\gamma$ -квантов (13,8 МэВ);
- 2) энергия  $\gamma$ -квантов за счет радиационного поглощения нейтронов (4,7 МэВ) [эта величина рассчитана исходя из данных нейтронно-физического расчета по числу реакций радиационного поглощения и с использованием данных по энергии  $\gamma$ -квантов при радиационном поглощении нейтронов (см. табл. ПЗ.2, ПЗ.3)];
- 3) энергия  $\gamma$ -квантов за счет неупругих рассеяний нейтронов ( $\sim 1,5$  МэВ) [оценивается исходя из нейтронно-физического расчета реактора, который даст возможность подсчитать число неупругих переходов и изменение энергии нейтронов при этом].

Таким образом, на одно деление в активной зоне полная энергия источников  $\gamma$ -излучения равна  $\sim 20$  МэВ, т. е. мощность источников  $\gamma$ -излучения в активной зоне составляет  $\sim 10\%$  мощности, выделяемой в реакторе.

На основании результатов нейтронно-физического расчета было получено, что число делений в радиальной зоне воспроизводства составляет  $\sim 9,6\%$  числа делений в активной зоне. Это означает, что в радиальной зоне воспроизводства при делении выделяется энергия  $\gamma$ -излучения (мгновенного и запаздывающего) на одно деление в активной зоне ( $\sim 1,32$  МэВ).

Энергия  $\gamma$ -излучения за счет радиационного поглощения нейтронов в зоне воспроизводства составляет  $\sim 2,2$  МэВ, а энергия  $\gamma$ -излучения за счет неупругого рассеяния нейтронов в зоне воспроизводства —  $\sim 0,5$  МэВ на одно деление в активной зоне.

Полная энергия  $\gamma$ -излучения, возникающего в зоне воспроизводства, состав-

ляет  $\sim 4$  МэВ на одно деление в активной зоне, т. е. полная мощность источников  $\gamma$ -излучения в радиальном экране равна  $\sim 2\%$  мощности реактора. Зная распределение плотности мощности источников и полную мощность источников  $\gamma$ -квантов в активной зоне и в зоне воспроизводства, можно определить максимальную плотность мощности источников  $\gamma$ -квантов.

Если за единицу принять значение среднего (по центральному сечению активной зоны) объемного тепловыделения, то

$$\langle ES_{\gamma 0} \rangle^{a,3} = 0,1; \quad \langle ES_{\gamma 0} \rangle^{s,3} = 0,054.$$

В связи с тем что пробег осколков и  $\beta$ -частиц в материале реактора мал, распределение тепловыделения за счет торможения осколков деления и  $\beta$ -частиц будет пропорционально распределению плотности делений. Для  $\gamma$ -квантов дело обстоит иначе.

В этом случае надо учитывать, что энергия  $\gamma$ -излучения передается среде на больших расстояниях от источника, в связи с чем распределение плотности тепловыделения не пропорционально распределению плотности мощности источников  $\gamma$ -квантов. При расчете тепловыделения за счет взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом необходимо учитывать энергетический спектр  $\gamma$ -квантов источника, поскольку коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -квантов зависит от их энергии (см. табл. П3.5, П3.6). Спектр  $\gamma$ -квантов источника сложен, так как он различен для разных процессов, приводящих к появлению  $\gamma$ -квантов (см. табл. 1.3, 1.5 и П3.3).

Однако довольно часто спектр можно учесть при расчете в малогрупповом по энергии приближении. В данном примере для иллюстрации учета спектра рассматривается двухгрупповое приближение. К первой группе отнесены  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_{\gamma}$  в интервале от 0 до 2 МэВ с эффективной энергией  $E_{\gamma}^{(1)} = 1$  МэВ, ко второй группе — от 2 до  $\sim 10$  МэВ с эффективной энергией  $E_{\gamma}^{(2)} = 3$  МэВ.

Энергетический спектр в двухгрупповом приближении был получен свертыванием спектра  $\gamma$ -излучения делений [мгновенных (см. табл. 1.3) и запаздывающих  $\gamma$ -квантов (см. табл. 1.5)] и спектра  $\gamma$ -излучения, испускаемого при радиационном поглощении нейтронов различными нуклидами (см. табл. П3.3).  $\gamma$ -Излучение неупругого рассеяния отнесено к первой энергетической группе. Спектр энергии  $\gamma$ -излучения в двухгрупповом приближении  $f_{\gamma j}$  представлен в табл. 8.3.

В многогрупповом приближении распределение плотности источников для каждой из зон можно представить в виде

$$\langle ES_{\gamma} \rangle^{a,3} = \sum_j \langle E_j S_{\gamma j} \rangle^{a,3}; \quad (П5.1)$$

$$\langle ES_{\gamma} \rangle^{s,3} = \sum_j \langle E_j S_{\gamma j} \rangle^{s,3}, \quad (П5.2)$$

где  $\langle E_j S_{\gamma j} \rangle^{a,3} = \langle ES_{\gamma} \rangle^{a,3} f_{\gamma j}$ ;  $\langle ES_{\gamma j} \rangle^{s,3} = \langle ES_{\gamma} \rangle^{s,3} f_{\gamma j}$ .

Воспользовавшись соотношениями (П5.1) и (П5.2), можно рассчитать распределение объемного тепловыделения за счет  $\gamma$ -квантов по радиусу зоны воспроизводства как суперпозицию соответствующих распределений мощности источников каждой энергетической группы  $\langle E_j S_{\gamma j} \rangle^{a,3}$  и  $\langle E_j S_{\gamma j} \rangle^{s,3}$ . Для этой цели необходимо знать линейные коэффициенты поглощения энергии  $\gamma$ -квантов для каждой энергетической группы  $j$  и в каждой зоне  $k$  реактора  $\mu_{aj}^k$ ,  $\text{см}^{-1}$ .

Расчет  $\mu_a$  прост и ведется по формуле (здесь индексы  $k$  и  $j$  для простоты записи опущены)

$$\mu_a = \sum_i \gamma_i W_{ai}, \quad (\text{П5.3})$$

где  $\gamma_i$  — парциальные плотности материалов, входящих в состав рассматриваемой зоны, г/см<sup>3</sup>;  $W_{ai}$  — массовый коэффициент поглощения энергии для  $\gamma$ -квантов рассматриваемой энергетической группы и вещества  $i$ , см<sup>2</sup>/г (см. табл. П3.6).

Значения  $\mu_{aj}^k$ , полученные вышеуказанным способом для двухгруппового приближения, представлены в табл. 8.2.

Аналогично могут быть получены значения линейного ослабления  $\gamma$ -излучения  $\mu_j^k$ . Для этого необходимо использовать данные табл. П3.5 для массового коэффициента ослабления  $\gamma$ -квантов  $W$ .

Для фактора накопления поглощенной энергии от точечного источника можно воспользоваться экспоненциальной формой простейшего вида

$$B_a(\mu r) = A \exp(-(\mu - \mu_a) r),$$

где  $A=1$ ;  $r$  — расстояние от точечного источника до точки наблюдения.

Так как для активной зоны  $\mu R > 3$  ( $R$  — радиус активной зоны), а толщина радиальной зоны воспроизводства  $\Delta \ll R$ , то для нахождения распределения поглощенной энергии в радиальной зоне воспроизводства за счет источников активной зоны цилиндрическую задачу можно заменить плоской, причем активную зону для этого случая следует рассматривать как левое полупространство, прямикающее к слою зоны воспроизводства толщиной  $\Delta$ . Тогда можно воспользоваться формулами типа (П2.3):

$$q_{V\gamma}(x) = \mu_{a1}^{3,B} \frac{\langle E_1 S_{\gamma 1}^{a,3} \rangle}{\mu_{a1}^{a,3}} E_2(\mu_{a1}^{3,B} x) + \mu_{a2}^{3,B} \frac{\langle E_2 S_{\gamma 2}^{a,3} \rangle}{\mu_{a2}^{a,3}} E_2(\mu_{a2}^{3,B} x), \quad (\text{П5.4})$$

где  $x$  — расстояние от внутренней границы слоя зоны воспроизводства вправо. Функции  $E_2$  и их значения представлены в приложении 4. Результаты расчетов по этой формуле представлены на рис. 8.15 в виде кривой 2.

При расчете распределения тепловыделения за счет источников  $\gamma$ -квантов, рождающихся в зоне воспроизводства, воспользуемся тем, что фактор накопления поглощенной энергии описывается экспоненциальной формулой типа (7.12), а плотность мощности источников распределена по экспоненциальному закону (см. приложение 2). При этом зону воспроизводства будем считать пластиной толщиной  $\Delta$ . Тогда распределение тепловыделения за счет источников  $\gamma$ -квантов зоны воспроизводства, используя формулу типа (П2.13), запишем в виде

$$q_{V\gamma}(x) = \sum_{j=1}^2 0,5 \langle E_j S_{0\gamma j} \rangle^{3,B} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \times \\ \times \left\{ \Psi_1\left(\mu_{aj}^{3,B} x, \frac{1}{\mu_{aj}^{3,B} \lambda}\right) + \Psi_1\left(\mu_{aj}^{3,B} (\Delta - x), -\frac{1}{\mu_{aj}^{3,B} \lambda}\right) \right\}. \quad (\text{П5.5})$$

Вид функций  $\Psi_1$  приведен в приложении 4.

Результаты расчета по этой формуле представлены на рис. 8.15 в виде кривой 3. Суммирование кривых 1, 2 и 3 дает распределение полного тепловыделения в радиальной зоне воспроизводства (кривая 4).

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $A$  — атомная масса нуклида
- $B(r)$  — фактор накопления для  $\gamma$ -излучения
- $C$  — концентрация кислоты
- $C_m$  — молярная теплоемкость
- $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении
- $D$  — коэффициент диффузии нейтронов
- $D^{(n)}, D^{(\gamma)}$  — поглощенная энергия нейтронного и  $\gamma$ -излучения соответственно
- $E$  — энергия частицы ( $\gamma$ -излучения)
- $\bar{E}$  — среднее значение энергии
- $E_0$  — средняя энергия нейтрона деления
- $E_{оск}$  — средняя кинетическая энергия осколков деления
- $E_f$  — энергия деления
- $E_n$  — энергия нейтронов деления
- $E_\alpha$  — кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы и ядра отдачи при реакции  $(n, \alpha)$
- $\langle ES_\gamma \rangle$  — плотность (распределение) мощности источников  $\gamma$ -излучения
- $F$  — флюенс нейтронов
- $F(r, E)$  — плотность потока энергии  $\gamma$ -излучения ( $\gamma$ -квантов)
- $f(E)$  — доля нейтронов деления, энергия которых превышает значение  $E$
- $f(E, E')$  — количество частиц или  $\gamma$ -квантов с энергией, лежащей в единичном интервале вблизи энергии  $E$ , которые образуются при взаимодействии со средой нейтрона, обладающего энергией  $E'$
- $f_{оск}(E)$  — распределение осколков деления по кинетической энергии
- $f_\gamma^{мгн}(E)$  — спектр мгновенного  $\gamma$ -излучения, возникающего при делении
- $f_\beta(E), (f_\gamma^{зап}(E))$  — спектр  $\beta$ -частиц ( $\gamma$ -излучения), выделяющихся при радиоактивном распаде продуктов деления
- $g(E), (g_e(E), g_{in}(E), g_{n,2n}(E), g_{n,\gamma}(E))$  — доля кинетической энергии нейтрона, передаваемая ядру отдачи [при реакциях упругого и неупругого рассеяния,  $(n, 2n), (n, \gamma)$ ]
- $H$  — удельная аккумулированная энергия за счет радиационных дефектов
- $H_s$  — экстраполированная (или эффективная) высота реактора
- $I(r)$  — интеграл (распределение интеграла) делений на одно ядро делящегося вещества
- $J(r, E)$  — плотность тока нейтронов или  $\gamma$ -излучения
- $k_{эф}$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов в ядерном реакторе
- $k_\infty$  — коэффициент размножения нейтронов для бесконечной среды заданного состава
- $L$  — длина диффузии тепловых нейтронов
- $M$  — длина миграции нейтронов
- $N_A$  — число Авогадро

- $Q(r)$  — плотность источников нейтронов деления, тепловыделение в рассматриваемом объеме  
 $Q_f$  — энерговыделение за счет делений во всем ядерном реакторе  
 $Q_{\gamma+\beta}$  — энергия, выделяемая за счет радиоактивного распада продуктов деления  
 $q(E), q(u)$  — плотность замедления нейтронов  
 $q_v$  — объемное тепловыделение  
 $R_0$  — радиус-вектор точек, находящихся на внешней границе реактора  
 $R_s$  — радиус-вектор точек, находящихся на экстраполированной границе реактора  
 $R_e$  — экстраполированный (или эффективный) радиус реактора  
 $r$  — радиус-вектор произвольной точки внутри реактора  
 $r$  — текущий радиус в цилиндрической системе координат  
 $S$  — площадь поверхности тела  
 $S(r, E, \Omega, t)$  — плотность (распределение) источников нейтронов  
 $S_f(r)$  — распределение (плотность) делений  
 $S_{f \text{ оск}}(r)$  — распределение (плотность) источников осколков деления  
 $S(r, E)$  — плотность (распределение) источников  
 $T$  — температура среды, нейтронного газа, время работы реактора на мощности  
 $t$  — текущее время  
 $u$  — лентаргия нейтрона ( $u = \ln \frac{E_0}{E}$ )  
 $V$  — объем тела  
 $V_{a.z}$  — объем активной зоны  
 $W$  — мощность реактора, массовый коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения  
 $W(r, E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$  — индикатриса рассеяния [плотность вероятности перехода нейтронов из пучка  $(E', \Omega')$  в пучок  $(E, \Omega)$  при упругом и неупругом рассеянии]  
 $W_a$  — массовый коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения  
 $Z$  — заряд ядра в единицах заряда электрона  
 $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи  
 $\alpha^2$  — геометрический параметр реактора без отражателя (собственное значение оператора Лапласа)  
 $\alpha_r^2 (\alpha_z^2)$  — радиальная (осевая) составляющая геометрического параметра реактора  
 $\gamma$  — эффективное граничное условие для нейтронов на поверхности поглощающего стержня, плотность вещества  
 $\Delta$  — толщина отражателя  
 $\delta_a$  — эффективная добавка за счет отражателя ( $\delta_{ar}, \delta_{at}$  — для радиального и торцевого отражателей)  
 $\theta$  — коэффициент использования тепловых нейтронов  
 $\kappa^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2}$  — материальный параметр среды  
 $\lambda$  — константа радиоактивного распада, длина свободного пробега нейтрона  
 $\lambda_{tr}$  — транспортная длина свободного пробега нейтрона в среде  
 $\mu$  — линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения ( $\gamma$ -квантов)  
 $\mu_a$  — линейный коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения ( $\gamma$ -квантов)  
 $\mu$  — коэффициент размножения на быстрых нейтронах  
 $\bar{\mu}_0 = \frac{2}{3A}$  — средний косинус угла рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат  
 $\bar{\mu}$  — средний косинус угла рассеяния в системе центра инерции  
 $\nu$  — число вторичных нейтронов на одно поглощение в делящемся веществе

- $v_f$  — число вторичных нейтронов, приходящихся на одно деление  
 $v_f^j$  — число вторичных нейтронов, приходящихся на одно деление за счет нейтронов  $j$ -й энергетической группы  
 $\xi$  — средняя логарифмическая потеря энергии при упругом рассеянии нейтрона  
 $\xi \Sigma_s$  — замедляющая способность среды  
 $\rho$  — ядерная плотность  
 $\rho_f$  — ядерная плотность делящегося материала  
 $\Sigma$  — макроскопическое сечение среды  
 $\Sigma_a, \Sigma_c, \Sigma_f$  — макроскопическое сечение поглощения, захвата, деления, упругого рассеяния, неупругого рассеяния, полное  
 $\Sigma_{st}$  — макроскопическое сечение упругого и неупругого рассеяния  
 $\Sigma_a^j, \Sigma_c^j, \Sigma_f^j$  — макроскопическое сечение поглощения, захвата, деления, упругого замедления, неупругого замедления, транспортное для  $j$ -й энергетической группы нейтронов  
 $\Sigma_{a^j}, \Sigma_{c^j}, \Sigma_{f^j}$  — макроскопическое сечение поглощения, захвата, деления, упругого замедления, неупругого замедления, транспортное для  $j$ -й энергетической группы нейтронов  
 $\Sigma_{\text{пер}}^{l \rightarrow j}$  — макроскопическое сечение переходов из энергетической группы  $l$  в группу  $j$  за счет упругого и неупругого замедления  
 $\Sigma_{\text{ув}}^j = \Sigma_a^j + \Sigma_c^j + \Sigma_{in}^j$  — макроскопическое сечение увода нейтронов из  $j$ -й энергетической группы  
 $\sigma_{xk}^j$  — микроскопическое сечение реакции  $x$  для нуклида  $k$  и энергетической группы  $j$   
 $\sigma^\gamma$  — сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом (в томсоновских единицах)  
 $\sigma_c$  — сечение комптоновского взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом  
 $\sigma_{ca}$  — сечение истинного поглощения энергии  $\gamma$ -квантов при комптон-эффекте  
 $\tau$  — время, отсчитываемое после остановки реактора, квадрат длины замедления нейтронов  
 $\Phi(r, E)$  — плотность (распределение плотности) скалярного потока нейтронов или  $\gamma$ -квантов  
 $\Phi_j(r)$  — плотность (распределение плотности) скалярного потока нейтронов  $j$ -й энергетической группы  
 $\Phi^+(r, E)$  — распределение ценности нейтронов  
 $\Phi_j^+(r)$  — ценность нейтронов  $j$ -й группы  
 $\phi$  — вероятность избежать резонансного поглощения при замедлении нейтронов  
 $\varphi(r, E, \Omega, t)$  — плотность (распределение плотности) потока нейтронов или  $\gamma$ -квантов  
 $\varphi_j(r, \Omega)$  — плотность (распределение плотности) потока нейтронов или  $\gamma$ -квантов для  $j$ -й энергетической группы  
 $\chi(E), \chi(u)$  — спектр нейтронов деления  
 $\chi^j$  — доля нейтронов деления, обладающих энергией в пределах  $j$ -й энергетической группы  
 $\Psi(r)$  — собственная функция оператора Лапласа  
 $\Omega$  — единичный вектор, характеризующий направление полета нейтрона ( $\gamma$ -кванта)  
 $\text{ЦНД}$  — ценность нейтронов деления  
 $\nabla$  — оператор Гамильтона  
 $\nabla^2$  — оператор Лапласа (лапласиан)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961. — 732 с.
2. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов: Пер. с англ. — М.: Госатомиздат, 1961. — 344 с.
3. Защита ядерных реакторов: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
4. Грибин А. Л., Пологих Б. Г. Остаточное энерговыделение продуктов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. — Атомная энергия, 1981, т. 51, с. 16—19.
5. Бергельсон Б. Р., Зариков Г. А. Справочник по защите от излучения протяженных источников. — М.: Атомиздат, 1965. — 176 с.
6. James M. F. Energy released in fission. — J. Nucl. Energy, 1969, v. 23, № 9, p. 517—521.
7. James M. F. The useful energy released in the fission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ . — Ibid., 1971, v. 25, № 10, p. 513—518.
8. Фейнберг С. М., Шихов С. Б., Троянский В. Б. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1978. — 398 с.
9. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. — М.: Госатомиздат, 1961. — 668 с.
10. Белл Д., Глессон С. Теория ядерных реакторов: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1974. — 496 с.
11. Массимо Л. Физика высокотемпературных реакторов: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1979. — 264 с.
12. Петрунин Д. М., Беляева Е. Д., Киреева И. Л. Бипр-5. Программа для расчета трехмерных полей энерговыделений и выгорания топлива в одноклассовом диффузионном приближении для реакторов типа ВВЭР. — М.: Препринт ИАЭ-2518, 1975. — 36 с.
13. Бирюк Г. И., Глушков Е. С. Комплексная программа двумерного расчета ядерного реактора методом Галеркина — GABI. — М.: Препринт ИАЭ-3118, 1979. — 16 с.
14. Глушков Е. С., Петушкова Н. А. Комплексная программа расчета одномерных ядерных реакторов с использованием машинной библиотеки многогрупповых констант на БЭСМ-6 (АРАДАР). — М.: Препринт ИАЭ-2776, 1977.
15. Комплекс программ, используемых для оптимизационных расчетов быстрых реакторов/В. В. Хромов, Е. В. Виноградова, В. И. Наумов и др. — В кн.: Машинное моделирование ядерных реакторов в составе энергетических установок и инженерные методы их расчета. Иркутск: СЭИ СО АН СССР, 1981, с. 45—49.
16. Рогов А. Д., Савоськин М. М., Тимофеев И. Г. Применение  $S_n$ -метода для расчетов реакторов на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием 26-групповых констант в подгрупповом представлении. — В кн.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов (СЭВ). Дмитровград, 1975, с. 174—180.
17. Франк-Каменецкий А. Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. — М.: Атомиздат, 1978. — 96 с.
18. Франк-Каменецкий А. Д. Геометрический модуль расчетов методом Монте-Карло. — М.: Препринт ИАЭ-2416, 1974. — 26 с.
19. Askew J. R., Fayers F. J., Kemshell P. B. A general description of the lattice code WIMS. — J. Brit. Nucl. Energy Soc. 1966, v. 5, № 4, p. 546.
20. Носов В. И., Компаниец Г. В., Петрушенко Р. П. Комплекс программ РНК для расчета гетерогенных реакторов с блоками сложного состава. — М.: Препринт ИАЭ-3189, 1979. — 32 с.
21. Фейнберг С. М. Гетерогенные методы расчета реакторов. Доклады советской делегации на международной конференции по мирному использованию атомной энергии. — В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. — М.: Изд-во АН СССР, 1955, с. 152—190.
22. Галанин А. Д. Теория гетерогенного реактора. — М.: Атомиздат, 1971.
23. Носов В. И. Аналитический метод расчета малогабаритных двухзонных гетерогенных реакторов. — Атомная энергия, 1967, т. 23, вып. 1, с. 25—28.
24. Высокотемпературный газоохлаждаемый реактор ВГР-50 энергохимической установки/В. П. Глебов, Р. Г. Богоявленский, В. П. Виноградов и др. —



В кн.: Атомно-водородная энергетика и технология. Вып. 5. М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 118—123.

25. Групповые константы для расчета ядерных реакторов/Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, И. И. Бондаренко, М. Н. Николаев. — М.: Атомиздат, 1964. — 232 с.

26. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов/Г. Г. Бартоломей, Г. А. Бать, М. С. Алхутов, В. Д. Байбаков. — М.: Энергоиздат, 1982. — 512 с.

27. Data formats and proceedings for the evaluated nuclear data file BNL—NCS, 50496 (ENDF-102), 1975. — 206 p.

28. Parker K. The Aldermaston Nuclear Data Library. — AWRE/0—70/63, 1963. — 24 p.

29. Woll D. Card image format of the Karlsruhe evaluated nuclear data file KEDAK, KFK-880, 1968. — 18 p.

30. Распределение энерговыделения в топливном сердечнике твэлов/Н. Н. Пономарев-Степной, А. М. Крутов, В. А. Лобынцев, В. И. Носов. — Атомная энергия, 1973, т. 34, вып. 3, с. 197—198.

31. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. — М.: Мир, 1971. — 368 с.

32. Тимофеев И. Г. Комплекс программ ДАМ расчета многогруппового нейтронного спектра, тепловыделения и процессов радиационного повреждения в конструкционных материалах для различных типов реакторов. — М.: Препринт ИАЭ—2935, 1978. — 16 с.

33. Крамеров А. Я., Шевелев Я. В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 736 с.

34. Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. И. Распространение гамма-квантов в веществе. — М.: Физматгиз, 1960. — 208 с.

35. Кимель Л. Р., Машкович В. П. Защита от ионизирующих излучений/Справочник. — М.: Атомиздат, 1972. — 312 с.

36. Кожевников А. Н., Хрусталева А. В. Применение метода Монте-Карло для расчета прохождения гамма-квантов в сферически симметричных средах. — В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 15. М.: Атомиздат, 1976, с. 50—53.

37. Физика промежуточных реакторов: Пер. с англ. — М.: Госатомиздат, 1961. — 628 с.

38. Амуэль, Бенуа, Горовиц. Новый метод определения коэффициента использования тепловых нейтронов в элементарной ячейке. — В кн.: Некоторые вопросы ядерной энергетике. М.: Изд-во иностр. лит., 1959, с. 237—260.

39. Reactor Physics Constants. — ANL 5800, 1963. — 850 p.

40. Lane R. K., Nordheim L. W., Sampson J. B. Resonance absorption in materials with grain structure. — Nucl. Sci. Engng., 1962, v. 14, p 390—396.

41. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами/Под ред. М. Абрамовича и И. Стигана. — М.: Наука, 1979. — 832 с.

42. Золотухин В. Г. Решение задачи переноса излучения методом Монте-Карло. — Обнинск: Препринт ФЭИ № 91, 1967. — 28 с.

43. Численные методы решения краевых задач для уравнения переноса в теории радиационной защиты реактора/Т. А. Гермогенова, В. И. Журавлев, А. П. Суворов, В. А. Уткин. — В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып. 5. М.: Атомиздат, 1972, с. 22—46.

44. Бродкин Э. Б., Кожевников А. Н., Хрусталева А. В. Возможности и опыт применения программ для расчетов на ЭВМ прохождения излучения через вещество. — В кн.: Труды ВТИ. Радиационная безопасность. Вып. 26. М.: изд. ВТИ, 1979, с. 30—38.

45. Бродкин Э. Б. Решение уравнения переноса методом случайной выборки. — М.: Препринт ИПМ АН СССР, 1973. — 198 с.

46. Кожевников А. Н., Хрусталева А. В. Подготовка констант для расчетов методом Монте-Карло прохождения  $\gamma$ -излучения. — В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучения. Вып. 15. М.: Атомиздат, 1976, с. 23—25.

47. РОЗ-6 — Система программ для решения уравнения переноса в одномерных геометриях. Версия 2/А. М. Волощенко, Е. И. Костин, Е. И. Панфилова,

В. А. Уткин. — М.: Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, 1980. — 142 с.

48. АРАМАКО-G — система обеспечения многогрупповыми константами расчетов полей гамма-излучения в реакторах и защите/А. А. Абагян, М. А. Барыба, Л. П. Басс и др. М.: Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, № 122, 1978. — 36 с.

49. Расчет двумерной защиты реактора по многогрупповой программе РАДУГА/Л. П. Басс, Т. А. Гермогенова, Н. А. Гребенникова и др. — В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1975, с. 5—10.

50. Rhoades W. A., Mynatt F. R. The DOT-III Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code. ORNL-TM-4280, 1973. — 122 p.

51. Влияние органов регулирования на физические характеристики ВТГР/Е. С. Глушков, В. Е. Демин, Г. В. Компаниец и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-водородная энергетика. Вып. 1(4). М.: ИАЭ, 1978, с. 189—191.

52. Пономарев-Степной Н. Н., Глушков Е. С. Некоторые методы нейтронно-физического расчета при физическом профилировании энергетических реакторов. — Атомная энергия, 1961, т. 11, вып. 1, с. 19—25.

53. Некоторые вопросы оптимизации характеристик энергетических реакторов с помощью неравномерного распределения материалов/Е. С. Глушков, Е. И. Инютин, В. П. Кочергин и др. — Доклад 28/P/355 (СССР), представленный на Третью международную конференцию по использованию атомной энергии в мирных целях. Женева, 1964. — 19 с.

54. Хромов В. В., Кузьмин А. М., Орлов В. В. Метод последовательной линеаризации в задачах оптимизации реакторов на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1978. — 88 с.

55. Рудик А. П. Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1979. — 280 с.

56. Профилирование гетерогенных реакторов расстановкой блоков/Н. Н. Пономарев-Степной, Е. С. Глушков, В. И. Носов, С. Н. Барков. — Атомная энергия, 1970, т. 28, вып. 1, с. 58—60.

57. Камышан А. Н., Новиков А. Н. Физические характеристики и выгорание топлива реакторов ВВЭР. — В кн.: Reactor burn-up physics. Vienna: IAEA, 1973. STI/PUB/336, p. 125—137.

58. Доллежалъ Н. А., Емельянов И. Я. Канальный ядерный энергетический реактор. — М.: Атомиздат, 1980. — 208 с.

59. Романенко В. С., Краюшкин А. В. Расчетные исследования физических характеристик РБМК в переходном периоде. — Атомная энергия, 1982, т. 53, вып. 6, с. 367—373.

60. Расчетные исследования влияния размеров состава, расположения органов регулирования на их эффективность в реакторе ВГР-50/Е. С. Глушков, А. А. Зимин, Л. К. Малкова и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология. Вып. 2(7). М.: ИАЭ, 1980, с. 93—96.

61. Кузнецов В. А. Ядерные реакторы космических энергетических установок. — М.: Атомиздат, 1977. — 240 с.

62. Оценки тепловыделения в поглощающих стержнях ВТГР/Е. С. Глушков, А. А. Зимин, В. С. Малков и др. — М.: Препринт ИАЭ-3381/4, 1981. — 24 с.

63. Исследование нейтронно-физических характеристик реактора на быстрых нейтронах с гелиевым теплоносителем БГР-300/Н. Н. Пономарев-Степной, А. Н. Проценко, Г. Е. Морозов и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. Вып. 5(18). М.: НИКИЭТ, 1981, с. 21—27.

64. Нейтронно-физические характеристики реактора БГР-300/И. Х. Ганев, Е. С. Глушков, В. Е. Демин, В. В. Наумов. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология. Вып. 2(7). М.: ИАЭ, 1980, с. 99—101.

65. Аборина И. Н. Физические исследования реакторов ВВЭР. — М.: Атомиздат, 1978. — 120 с.

66. Опыт создания эксплуатации и пути совершенствования АЭС с ВВЭР/Ф. Я. Овчинников, Ю. В. Марков, В. А. Сидоренко и др. — Атомная энергия, 1983, т. 54, вып. 4, с. 249—253.
67. Way K., Wigner E. Radiation from Fission Products. — Phys. Rev., 1946, v. 70, № 1—2, p. 115.
68. Владимиров В. И. Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1976. — 296 с.
69. Действие облучения на графит ядерных реакторов/В. В. Гончаров, Н. С. Бурдаков, Ю. С. Вергильев и др. — М.: Атомиздат, 1978 — 272 с.
70. Коляда В. М., Карасев В. С. Калориметрия излучений ядерного реактора. — М.: Атомиздат, 1974. — 184 с.
71. Брискман Б. А. Компоненты поглощенной энергии реакторного излучения. — М.: Атомиздат, 1976. — 200 с.
72. Баков А. Т., Волков В. А., Мусаев Р. А. Прецизионный метод измерения тепловыделения в критических сборках. — Атомная энергия, 1980, т. 48 вып. 1, с. 39—41.
73. Дмитриев А. Б., Малышев Е. К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. — М.: Атомиздат, 1975. — 96 с.
74. Детекторы для внутриреакторных измерений энерговыделения/М. Г. Мительман, Б. Г. Дубовский, В. Ф. Любченко, Н. Д. Розенблюм. — М.: Атомиздат, 1977. — 152 с.
75. Кузнецов В. С., Молодцов А. Д., Тихонов Л. Я. Определение радиационного тепловыделения в критической сборке. — М.: Препринт ИАЭ—3491/4, 1981. — 28 с.
76. Левин В. Е., Хамьянов Л. П. Регистрация ионизирующих излучений. — М.: Атомиздат, 1973. — 256 с.
77. Биркс Дж. Сцинтилляционные счетчики: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1955. — 150 с.
78. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1968. — 456 с.
79. Обатуров Г. М., Чумбаров Ю. К., Федотова Л. Н. Стекланный трековый детектор нейтронов. — Атомная энергия, 1968, т. 24, вып. 5, с. 479—481.
80. Besant C. B., Jorson S. S. Measurement of fission rations in zero power reactors using solid state track recorders. — J. Nucl. Energy, 1970, v. 24, № 2, p. 59—69.
81. Мительман М. Г., Розенблюм Н. Д. Зарядовые детекторы ионизирующих излучений. — М.: Энергоиздат, 1982. — 78 с.
82. Химия долгоживущих осколочных элементов/Н. М. Сеницын, Г. В. Корпусов, Л. М. Зайцев и др.; Под ред. А. В. Николаева. — М.: Атомиздат, 1970. — 328 с.
83. Научные и технические основы ядерной энергетики: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1948, т. 1. — 340 с.; 1950, т. 2. — 348 с.
84. Могильнер А. И., Швецов Д. М. Статистические методы измерения абсолютной мощности реактора — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 2, с. 117—123.
85. Orndoff J. D. Prompt neutron periods of metal critical assemblies. — Nucl. Sci. Engng., 1957, v. 2, p. 450—460.
86. Multiplicities of Fission Neutrons/B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Taschek, J. Terrell. — Phys. Rev., 1956, v. 101, N 3, p. 1012—1015.
87. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1974. — 400 с.
88. Руководство по радиационной защите для инженеров. Т. 1 и 2: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1972(1). — 424 с.; 1973(2). — 288 с.
89. Бродер Д. Л., Попков К. К. Методы расчета радиационного тепловыделения в корпусе и экранах ядерного реактора. — Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 5, с. 370—377.
90. Таблицы физических величин/Справочник. Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. — 1008 с.
91. Пономарев-Степной Н. Н., Крутов А. М., Носов В. И. Профилирование гетерогенного реактора с небольшим числом твэлов. — Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 3, с. 303—304.

## АЛФАВИТНО-ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсолютные значения плотности потоков нейтронов 22, 27
- Аналитические методы решения многогрупповых диффузионных уравнений 18
- Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом 7, 47, 48
- Выделение аккумулированной за счет радиационных дефектов энергии 87, 88, 89
- Газокинетическое уравнение Больцмана для нейтронов 12
- Гамма-сканирование твэлов 105
- Двухгрупповое приближение для реактора без отражателя 22
- Детекторы активационные 101, 102
  - прямого заряда 106, 107
  - твердотельные 98
  - трековые 99
- Диффузионное приближение 14
- Диффузионно-возрастное приближение 23
- Долгоживущие продукты деления 103, 105
- Заряд осколков деления 5, 33
- Измерение мощности реактора 89, 109, 113
- Ионизационные камеры 94
  - методы определения поглощенной энергии 96
- Итерации по источнику нейтронов деления 16
- Калориметрические методы измерения поглощенной энергии 90
- Кинетическая энергия осколков деления 4
  - ядер отдачи 37
- Комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов 7, 47
- Линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -квантов 49, 52, 133
- Массовый коэффициент ослабления  $\gamma$ -квантов 49, 133, 136
- Мгновенные нейтроны деления 6
- Метод корреляционных функций 111
  - Монте-Карло 14, 64
  - Росси- $\alpha$  111
- Многогрупповое приближение 13
- Мощность, выделяемая в реакторе за счет радиоактивного распада продуктов деления 83
- Нейтронный способ контроля мощности 113
- Нейтроны деления запаздывающие 6
  - мгновенные 6
- Образование пары электрон—позитрон 48
- Одногрупповое приближение 23
- Плотность потока нейтронов 12, 27
  - $\gamma$ -излучения 50, 121
  - тока нейтронов 42
  - $\gamma$ -излучения 50, 121
- Поглощенная энергия 90
- Пробег осколков деления 5, 33
- Программы нейтронно-физического расчета ядерных реакторов (примеры) 15
- Программы расчета на ЭВМ распределения  $\gamma$ -излучения (примеры) 64
- Распределение источников активационного  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения 32
  - захватного  $\gamma$ -излучения 32
  - осколков деления 31
  - $\alpha$ -частиц и протонов 32
  - $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения продуктов деления 32
  - $\gamma$ -излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов 33
  - $\gamma$ -квантов деления 32
  - $\gamma$ -квантов 50
- Спектр нейтронов деления 6
- Счетчики борные 97
  - нейтронные 96
  - полупроводниковые 98
  - сцинтилляционные 98
- Тепловыделение в активной зоне 65
  - замедлителя 72
  - зоне воспроизводства 79, 148
  - конструкциях реактора за отражателем 81
  - органах регулирования 75
  - отражателя 75
  - твэлах 65
  - после остановки реактора 85
- Теплотехнический способ измерения мощности 113
- Термодатчик с использованием кварцевого датчика температуры 93
- Факторы накопления для  $\gamma$ -излучения 51, 119
- Физическое профилирование реактора 68
- Химические методы определения тепловыделения 108
- Численные методы решения многогрупповых диффузионных уравнений 18
- Число вторичных нейтронов, приходящихся на одно деление 13
  - — — — — один поглощенный в делящемся материале 22
- Энергия, аккумулированная за счет радиационных дефектов 87
  - выделяющаяся при захвате нейтронов 8, 133
  - деления 11, 131
  - мгновенных  $\gamma$ -квантов 7, 131
  - нейтронов деления 6, 131
  - радиоактивного распада продуктов деления 7, 131
- Эмиттеры нейтронных ДПЗ 106
- Эффективная добавка за счет отражателя 24
- Эффективный коэффициент размножения нейтронов 16, 21
- Ядерные данные для расчета ядерного реактора 27

# СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Глава 1. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ В РЕАКТОРЕ . . . . .	4
1. Энергия деления . . . . .	4
2. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в ядерном реакторе . . . . .	11
3. Распределение источников реакторных излучений . . . . .	28
Глава 2. ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛА . . . . .	33
4. Тепловыделение за счет осколков деления . . . . .	33
5. Тепловыделение за счет замедления нейтронов . . . . .	35
6. Тепловыделение за счет реакций с испусканием заряженных частиц . . . . .	41
7. Тепловыделение за счет $\gamma$ -квантов . . . . .	46
Глава 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ . . . . .	65
8. Распределение тепловыделения по элементам ядерного реактора . . . . .	65
9. Тепловыделение в ядерном реакторе после его пуска или остановки . . . . .	83
10. Энергия, аккумулированная радиационными дефектами . . . . .	87
Глава 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫДЕ- ЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ . . . . .	89
11. Калориметрические методы . . . . .	90
12. Ионизационные методы . . . . .	94
13. Твердотельные методы . . . . .	98
14. Активационные методы . . . . .	101
15. Детекторы прямого заряда . . . . .	106
16. Химические методы . . . . .	108
Глава 5. ИЗМЕРЕНИЕ И КОНТРОЛЬ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА . . . . .	109
17. Измерение мощности реактора статистическими методами . . . . .	109
18. Способы контроля мощности и распределения тепловыделения на действующих энергетических реакторах . . . . .	112
Приложение 1. Факторы накопления для слоистых систем . . . . .	119
Приложение 2. Плотности потока и тока $\gamma$ -излучения от источников различной геометрической формы . . . . .	121
Приложение 3. Энергия деления и захватного $\gamma$ -излучения для раз- личных нуклидов . . . . .	131
Приложение 4. Некоторые математические формулы и табулирован- ные функции . . . . .	138
Приложение 5. Пример расчетной оценки распределения тепловыде- ления в зоне воспроизводства реактора-размножителя . . . . .	148
Список обозначений . . . . .	152
Список литературы . . . . .	155
Алфавитно-предметный указатель . . . . .	159

**СКАН И ОБРАБОТКУ ВЫПОЛНИЛ OLEG-1955**