

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

С.В. Беденко, В.Н. Нестеров, И.В. Шаманин

ОСНОВЫ РАДИОМЕТРИИ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

Учебное пособие

Издательство
Томского политехнического университета
2008

УДК 512(075.8)
ББК 31.46.я73
Б38

Беденко С.В.

Б38

Основы радиометрии нейтронных полей в ядерном реакторе: учебное пособие / С.В. Беденко, В.Н. Нестеров, И.В. Шаманин. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 80 с.

ISBN 5-98298-295-4

В пособии приведены основные сведения по технике управления параметрами нейтронного поля в ядерном реакторе; классификация сигналов аварийной защиты, формирующихся при контроле этих параметров, для случая канального ядерного реактора; описания лабораторных установок для радиометрии нейтронного поля: характеристики источников нейтронов, параметры работы детекторов и др. Подробно рассмотрены вопросы обработки экспериментальных данных при радиометрии нейтронных полей с использованием различных типов детекторов. Представлен порядок проведения лабораторных работ по радиометрии нейтронных полей и управлению аксиальным распределением поля нейтронов в графитовой призме.

Пособие разработано в рамках реализации Инновационной образовательной программы ТПУ по направлению «Атомная энергетика, ядерный топливный цикл, безопасное обращение с радиоактивными отходами и отработанным ядерным топливом, обеспечение безопасности и противодействие терроризму» и предназначено для студентов физико-технических факультетов высших учебных заведений.

УДК 512(075.8)
ББК 31.46.я73

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета

Рецензенты

Доктор технических наук, профессор,
главный научный сотрудник НИИ ЯФ ТПУ

Ю.Г. Юшков

Кандидат технических наук
инженер-физик Технологической лаборатории
Реакторного завода ОАО «СХК»

А.О. Павлюк

ISBN 5-98298-295-4

© Беденко С.В., Нестеров В.Н., Шаманин И.В., 2008
© Томский политехнический университет, 2008
© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1. ТРЕХМЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ	6
1.1. Влияние стержней системы управления и защиты (СУЗ) на плотность потока нейтронов при изменении уровня мощности	6
1.2. Определение эффективности стержней и запаса реактивности	10
1.2.1. Измерения эффективности стержней и их градуировочных характеристик	12
1.2.2. Метод парной интерференции для определения эффективности системы стержней	14
1.2.3. Метод «крайних оценок»	16
1.3. Возможности трехмерного управления с помощью твердых стержней системы управления и защиты (СУЗ)	17
1.4. Управление распределением нейтронного потока	21
2. ТЕХНИКА И МЕХАНИЗМЫ УПРАВЛЕНИЯ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ	23
2.1. Параметры эксплуатации реактора, влияющие на скорость изменения реактивности	23
2.2. Регулирующий стержень	24
2.3. Следящий механизм компенсирующего стержня	25
2.4. Система аварийной защиты канального ядерного реактора	28
2.5. Система управления и защиты большого канального ядерного реактора	31
2.6. Канал системы управления и защиты	34
3. РАДИОМЕТРИЯ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ	36
3.1. Экспериментальная установка на базе цилиндрического газонаполненного детектора	36
3.2. Экспериментальная установка на базе сцинтилляционного детектора	43
3.3. Экспериментальная установка на базе активационных детекторов	47
3.4. Детекторы прямой зарядки	49
4. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ РАДИОМЕТРИИ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ	54
4.1. Ошибки измерений	54
4.2. Ошибки функции измеряемых величин	55

4.3. Обработка результатов методом наименьших квадратов	56
5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКА И ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ	59
5.1. Основные теоретические сведения.....	59
5.2. Особенности обработки экспериментальных результатов для различных детекторов	68
5.3. Лабораторная работа по радиометрии нейтронных полей	72
5.4. Лабораторная работа по управлению аксиальным распределением потока нейтронов в графитовой призме	75
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	79

ВВЕДЕНИЕ

Основой практически всех методов контроля процессов, происходящих в ядерном реакторе, является радиометрия полей нейтронов в его активной зоне. Радиометрия – это определение интегральных и дифференциальных параметров поля ионизирующего излучения. Радиометрия полей нейтронов производится на основе анализа электрических сигналов, поступающих с первичных преобразователей – датчиков (счетчиков), либо на основе использования активационных детекторов. Последние дают информацию о параметрах поля нейтронов в результате реализации следующей цепочки событий (действий): облучение детектора (металлической фольги) в поле нейтронного излучения – протекание ядерной реакции под действием нейтронов на ядрах вещества детектора – образование нестабильных дочерних ядер в веществе детектора – распад нестабильных ядер – регистрация параметров излучения, сопровождающего этот распад. По этим параметрам, с использованием соотношений (законов) атомной, ядерной и нейтронной физики, определяются параметры поля нейтронов.

В учебном пособии приведены основные сведения по технике управления параметрами поля нейтронов в активной зоне ядерного реактора, по общим закономерностям изменений параметров этого поля в активной зоне при управлении реактором и по методам определения параметров поля с помощью счетчиков (детекторов) и активационных детекторов. Изложены содержание и процедура выполнения ряда лабораторных работ, которые реализованы на физико-техническом факультете с целью изучения специальных дисциплин.

Учебное пособие подготовлено в расчете на то, что оно поможет студентам проще и быстрее понять связь между целями выполняемых ими лабораторных работ и реальными процессами, происходящими в активной зоне ядерного реактора.

1. ТРЕХМЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

1.1. Влияние стержней системы управления и защиты (СУЗ) на плотность потока нейтронов при изменении уровня мощности

В критическом режиме работы реактора число образующихся нейтронов равно сумме нейтронов, покидающих активную зону (АЗ) и поглощенных в ней. Для варьирования размножением нейтронов, особенно в случае реакторов на тепловых нейтронах, используется метод поглощения. Метод поглощения заключается в изменении состава активной зоны, что приводит к более или менее интенсивному поглощению нейтронов. Это можно осуществить с помощью поглощающих стержней системы управления и защиты или введением в теплоноситель поглощающего материала (борное регулирование, применяемое на реакторах ВВЭР). Стержни СУЗ могут свободно перемещаться по высоте АЗ по отдельности или группами. Им даны различные названия в зависимости от выполняемых ими функций. Стержни СУЗ, в основном, разделяются :

- 1) на аварийные – предназначены для аварийного останова реактора;
- 2) компенсирующие – предназначены для компенсации запаса реактивности и грубой установочной регулировки уровня мощности;
- 3) регулирующие – предназначены для плавной регулировки уровня мощности.

Одним из основных параметров стержней СУЗ является их эффективность (физический вес), которая характеризует изменение реактивности в случаях наличия и отсутствия поглощающего стержня в АЗ. На значение эффективности оказывают влияния поглощающая способность стержня (макроскопическое сечение поглощения) и значение плотности потока нейтронов в месте его расположения.

Изменение плотности потока нейтронов по высоте АЗ приводит к различным значениям эффективности стержня в зависимости от его положения. Для безопасного управления реактором необходимо периодическое снятие двух градуировочных характеристик стержней:

- 1) интегральной – характеризует величину отрицательной (положительной) реактивности при перемещении стержня СУЗ в АЗ, находящегося в положении z ;
- 2) дифференциальной – характеризует величину изменения реактивности при перемещении стержня СУЗ, находящегося в положении z , на единицу длины.

На рис. 1.1 представлены градуировочные характеристики регулирующего стержня, имеющего минимальный физический вес, и распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ.

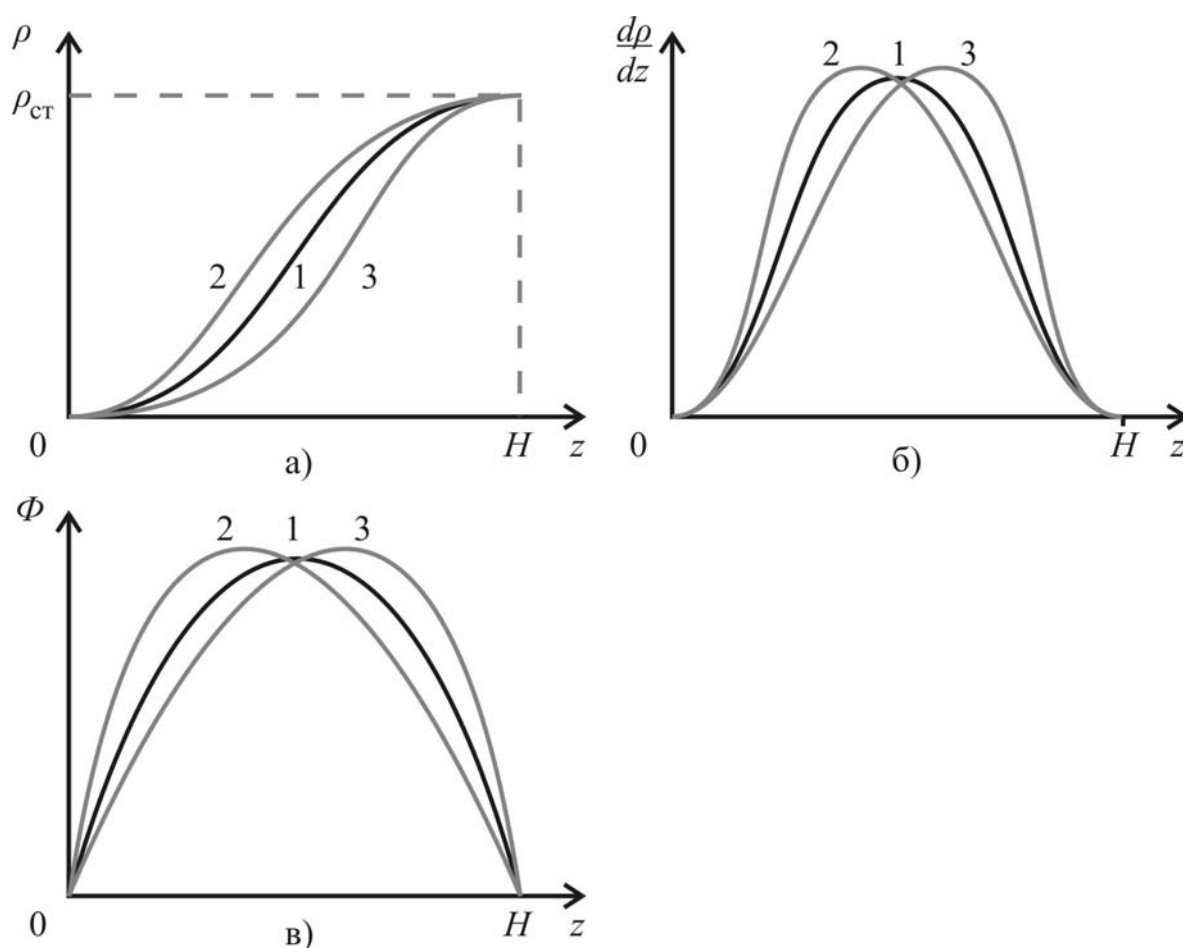


Рис. 1.1. Градуировочные характеристики регулирующего стержня: интегральная (а) и дифференциальная (б), соответствующие аксиальным распределениям (1, 2, 3) плотности потока нейтронов (в)

Для качественного анализа влияния стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ необходимо рассмотреть следующие случаи:

- 1) наличие стержня СУЗ в АЗ в критическом состоянии;
- 2) снижение уровня мощности при введении отрицательной реактивности с помощью стержня СУЗ;

3) повышение уровня мощности при введении положительной реактивности с помощью стержня СУЗ.

Их рассмотрение для простоты будет осуществляться в следующих приближениях:

- 1) отсутствует процесс отравления реактора при изменении потока нейтронов;
- 2) не учитывается скорость перемещения стержня СУЗ, т. е. считается, что изменение реактивности осуществляется мгновенно;
- 3) отсутствуют мощностной, температурный и др. эффекты реактивности.

Случай №1. В АЗ реактора, находящегося в критическом состоянии, вводится стержень СУЗ. При этом считается, что введенная им отрицательная реактивность скомпенсирована, например, для случая ВВЭР борным регулированием, т. е. наличие стержня в АЗ не сказывается на критическом состоянии реактора. В данном случае значение уровня мощности будет оставаться на прежнем уровне, а следовательно, среднее интегральное по АЗ значение плотности потока нейтронов также не изменится. Однако, в области АЗ, где присутствует стержень СУЗ, его значение должно снизиться за счет поглощения нейтронов в стержне. Для обеспечения прежнего уровня мощности в области отсутствия стержня поток нейтронов возрастет. Распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ для различных значений положения стержня СУЗ представлено на рис. 1.2.

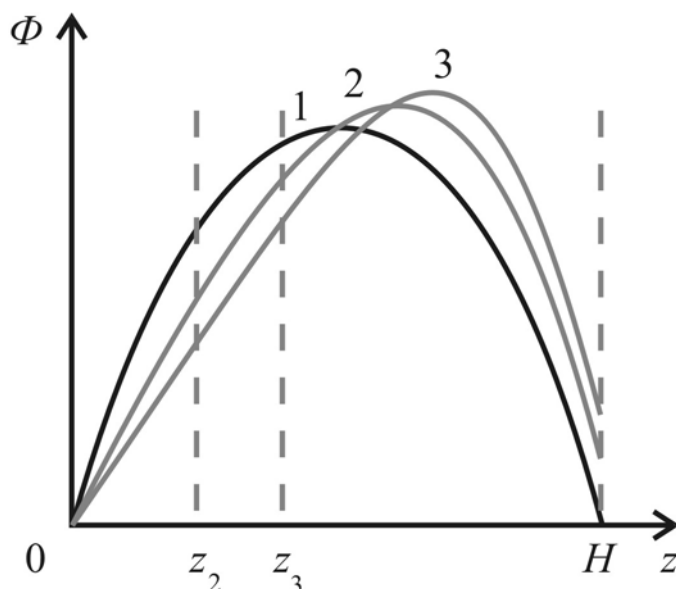


Рис. 1.2. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ: 1 – первоначальное; 2, 3 – стержень находится в положении z_2, z_3 (мощность реактора в случаях 1, 2, 3 одинакова)

Из рис. 1.2 видно, что погружение стержня СУЗ в данном случае приводит к росту утечки нейтронов из объема АЗ.

Случай №2. В АЗ реактора, находящегося в критическом состоянии, вводится стержень СУЗ. При этом им вводится отрицательная реактивность и реактор оказывается в подкритическом состоянии. Начинается снижение значения плотности потока нейтронов и, следовательно, уровня мощности реактора. При этом характер распределения плотности потока нейтронов достаточно быстро изменится, а в дальнейшем происходит снижение амплитуды распределения во времени (t). Если в определенный момент времени извлечь стержень СУЗ из АЗ, то форма распределения потока нейтронов примет первоначальный вид, уменьшится только амплитуда. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ при снижении уровня мощности реактора представлено на рис. 1.3.

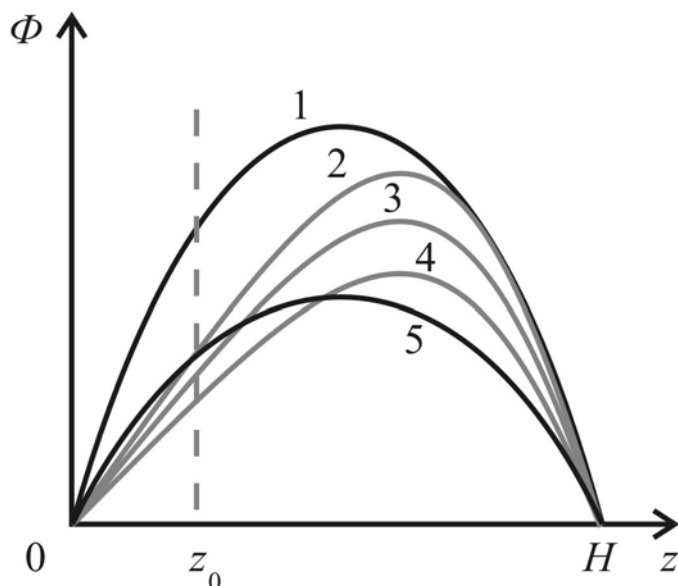


Рис. 1.3. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ при снижении уровня мощности реактора:

1 – до введения стержня; 2, 3, 4 – на моменты времени $t_2 < t_3 < t_4$;

5 – после извлечения стержня в момент времени t_4

Среднее интегральное значение потока нейтронов по объему АЗ для момента времени t_4 до и после извлечения стержня сохраняется.

Случай №3. Из АЗ реактора, находящегося в критическом состоянии, частично извлекается стержень СУЗ. При этом им вводится положительная реактивность и реактор оказывается в надкритическом состоянии. Начинается рост как плотности потока нейтронов, так и уровня мощности реактора. При этом характер распределения плотности потока нейтронов достаточно быстро изменится, а в дальнейшем происходит

рост амплитуды распределения во времени (t). Если в определенный момент времени полностью погрузить стержень СУЗ в АЗ, то форма распределения потока нейтронов примет первоначальный вид, увеличится только амплитуда. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ при повышении уровня установленной мощности реактора представлено на рисунке 1.4.

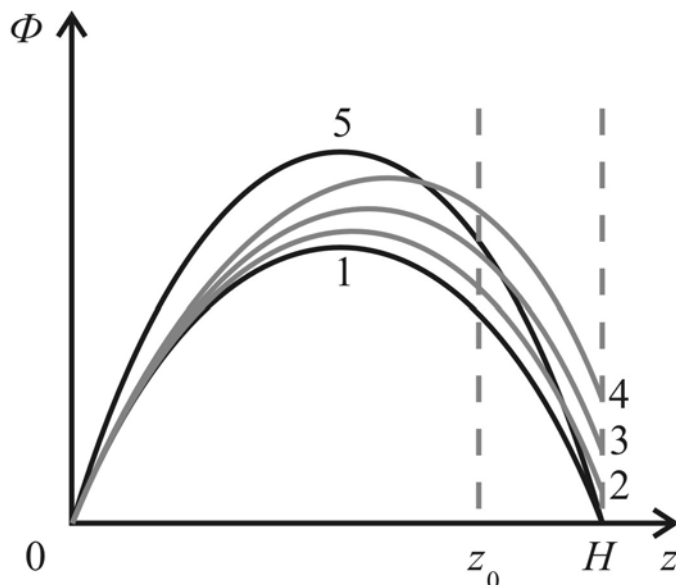


Рис. 1.4. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ при повышении уровня мощности реактора: 1 – до частичного извлечения стержня; 2, 3, 4 – на моменты времени $t_2 < t_3 < t_4$; 5 – после полного погружения стержня в момент времени t_4

Среднее интегральное значение потока нейтронов по объему АЗ для момента времени t_4 до и после погружения стержня сохраняется.

1.2. Определение эффективности стержней и запаса реактивности

При подъеме уровня мощности реактора от нулевой до номинальной происходит потеря реактивности. Это связано со следующими обстоятельствами.

На нулевом уровне мощности в энергетических реакторах температура низкая (от нормальной в водо-водяных и водо-графитовых реакторах до $170\text{ }^\circ\text{C}$ в реакторах с натриевым теплоносителем). По мере подъема мощности растет температура теплоносителя и всех конструктивных элементов реактора, что приводит к появлению так называемого температурного эффекта реактивности (как правило, отрицательному). С ростом мощности растет температура топлива, что, наряду с другими эффектами, также создает отрицательный мощностной эффект реактив-

ности. При подъеме мощности реактора до номинальной за счет температурного и мощностного эффектов появляется отрицательный эффект реактивности, составляющий

$$1,5...3,0\% \quad \Delta k / k_{эф}.$$

Кроме того, в тепловых реакторах происходит потеря реактивности, которая может достигать

$$\sim 4\% \quad \Delta k / k_{эф}$$

из-за накопления ряда осколков деления равновесной концентрации.

Во время работы реактора в результате деления ядер образуются осколки деления, изменяется нуклидный состав топлива, что, в конце концов, постепенно «отравляет» реактор и приводит к потере реактивности, которая может составлять в зависимости от типа реактора

$$2...10\% \quad \Delta k / k_{эф}.$$

Если потерю реактивности не компенсировать каким-либо образом, то в реакторе невозможно будет поддерживать критическое состояние.

Для того, чтобы поддерживать реактор в критическом состоянии на всех этапах его работы, он должен в начале кампании иметь избыточную реактивность.

Очевидно, что запас реактивности необходимо компенсировать каким-либо удобным образом так, чтобы реактор в течение всей кампании был критическим.

В идеальном случае эффективность компенсирующей системы должна быть в точности равной проектному запасу реактивности.

Строго говоря, соответствие между запасом реактивности и эффективностью компенсирующей системы может быть определено непосредственно только на самом энергетическом реакторе, после того как будет отработана по крайней мере одна кампания.

На критических сборках не представляется возможным смоделировать изменение свойств топлива реактора в процессе кампании, следовательно, нет возможности определить потерю реактивности в процессе эксплуатации и необходимый запас реактивности.

Эффективность системы также не может быть измерена непосредственно на критических сборках. Это связано с тем, что запас реактивности достаточно большой:

$$\begin{aligned} &2...7\% \quad \text{для быстрых реакторов,} \\ &15...20\% \quad \text{для тепловых реакторов.} \end{aligned}$$

1.2.1. Измерения эффективности стержней и их градуировочных характеристик

Эффективность стержня удобно определить как изменение реактивности реактора при введении в него данного стержня. Следовательно, для нахождения эффективности стержня достаточно измерить реактивность реактора до и после введения стержня в реактор.

Необходимо сделать одно важное замечание. Эффективность стержня зависит от многих характеристик реактора. В реакторах на тепловых нейтронах эффективность стержня заметно зависит от температуры реактора; от концентрации H_3BO_3 (ВВЭР); от выгорания топлива. В реакторах РБМК эффективность поглощающего стержня изменяется на 30...40 % в зависимости от температуры активной зоны (АЗ). В реакторах ВВЭР эффективность стержня в зависимости от концентрации H_3BO_3 в теплоносителе может изменяться в еще более широких пределах. Полная эффективность всех стержней СУЗ при $t = 20^\circ\text{C}$ уменьшается в 1,5 раза при росте концентрации H_3BO_3 от 0 до 8 г/кг.

В реакторах на быстрых нейтронах эффективность стержней практически не зависит от температуры, а в процессе кампании ее изменение не превышает 20 %.

Измерение эффективности стержней. В реакторе создается критическое или «слегка» надкритическое состояние, после чего в реактор вводится исследуемый стержень. Разность показаний реактиметра до и после введения стержня позволяет определить эффективность последнего.

Стержень необходимо вводить в критическую систему по возможности быстро. Чем медленнее вводится стержень, тем более высокий начальный уровень мощности необходим.

Пусть эффективность стержня $\sim 1 \beta_{эф}$.

Если стержень введен в критический реактор мгновенно, то мощность реактора за очень малое время (доли секунды) уменьшится почти в два раза, а затем будет спадать приблизительно по экспоненциальному закону с постоянной во времени $\sim 0,05 \text{ с}^{-1}$.

Пусть далее чувствительность регистрирующей аппаратуры такова, что она уверенно регистрирует поток нейтронов при мощности ω_{min} . Без источника нейтронов и при мгновенном введении стержня начальный уровень мощности можно выбрать равным примерно $7 \omega_{min}$ и более.

Если при отсутствии источника нейтронов стержень вводится медленно, скажем, за 200 с, то мощность за время движения стержня упадет, по крайней мере, в 70 раз. Следовательно, для уверенного измерения начальный уровень мощности необходимо выбрать равным около $70 \omega_{min}$ и более.

При измерениях эффективности стержней желательно иметь уровень мощности энергетического реактора не более 0,1 % номинального.

Это связано с тем, что при более высоких начальных уровнях мощности, после введения стержня в реактор, необходимо принимать во внимание эффекты реактивности, обусловленные температурным и мощностным эффектами.

Например, если начальный уровень мощности реактора на быстрых нейтронах составляет 1 % $N_{ном}$, то при сбросе мощности появляется отрицательная реактивность $\sim 5 \cdot 10^{-4} \Delta k / k_{эф}$, что составляет $\sim 7\%$ для стержня с эффективностью $7 \cdot 10^{-3} \Delta k / k_{эф}$.

Градуировочная характеристика стержня может быть измерена двумя способами.

Один из них предлагает введение исследуемого стержня шагами в АЗ с выдержкой 20...30 с для регистрации скорости счета детекторов и, следовательно, определения реактивности. Зависимость реактивности от положения стержня позволяет получить градуировочную характеристику.

Возможно измерение градуировочной характеристики и при непрерывном движении стержня. В этом случае, наряду с текущим значением реактивности, которая должна измеряться в реальном масштабе времени, необходимо регистрировать и положение стержня в реакторе. Это вариант предпочтительнее, когда имеются ограничения по верхнему уровню мощности, поскольку ввод стержня без остановок на каждом шаге осуществляется быстрее.

В реакторах и на критических сборках желательно иметь хотя бы один хорошо отградуированный стержень. Для этих целей обычно используют стержни автоматического регулирования (АР).

При измерениях ядерный реактор стабилизируется на минимальном контролируемом уровне мощности (МКУ), а затем из АЗ выводится часть стержня АР, чтобы создать надкритическое состояние, допустимое по правилам ядерной безопасности (ПЯБ), $\sim 0,2 \beta_{эф}$ и менее. После достижения асимптотического во времени поведения мощности определяются период и реактивность, обусловленная извлечением данного участка стержня.

Измерение относительной эффективности стержней. Реактор или критическая сборка выводятся в критическое состояние при одном извлеченном изучаемом стержне 1, причем желательно, чтобы этот стержень был с минимальной эффективностью. После стабилизации на выбранном уровне мощности стержень 1 вводится в реактор, а следующий стержень 2 выводится из АЗ. После того, как стержень 1 помещен в

АЗ, а стержень 2 извлечен, состояние реактора характеризуется реактивностью $\rho_{1,2}$, определяемой с помощью реактиметра. Эта величина $\rho_{1,2}$ и есть разность эффективностей 1-го и 2-го стержней. Измерив эффективность одного какого-либо стержня, можно иметь не только относительные, но и абсолютные эффективности всех стержней.

1.2.2. Метод парной интерференции для определения эффективности системы стержней

Можно измерить эффективности отдельных стержней, но их сумма не будет соответствовать искомому запасу реактивности, поскольку эффективность каждого стержня в общем случае зависит от эффективности и расположения других.

Обозначим через F функцию, которая описывает реактивность реактора в зависимости от количества присутствующих в нем стержней, причем извлечение одного i -го стержня в присутствии остальных $(N - 1)$ стержней приводит к увеличению реактивности на величину ρ_i . Тогда

$F(0, 0, 0, \dots, 0)$ – реактивность реактора со всеми стержнями в зоне (она не нулевая, а $\rho < 0$);

$F(0, 0, \dots, \rho_i, 0, 0)$ – реактивность реактора при одном извлеченном стержне.

Очевидно, что эффективность i -го стержня

$$\rho_i = F(0, 0, \dots, \rho_i, 0, \dots, 0) - F(0, 0, \dots, 0).$$

При этом, все остальные $(N - 1)$ стержней находятся в активной зоне.

Задача ставится следующим образом: требуется найти значение функции $F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_N)$, т. е. реактивности реактора при всех извлеченных стержнях, используя значения функций $F(\rho_1, 0, 0, \dots, 0)$; $F(0, \rho_2, 0, \dots, 0)$; $F(0, 0, \rho_3, \dots, 0)$ и т. д. до $F(0, 0, 0, \dots, \rho_N)$, т. е. зная эффективности всех стержней по отдельности.

Функцию $F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_N)$ можно разложить в ряд Маклорена вблизи значения $F(0, 0, 0, \dots, 0)$:

$$F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_N) = F(0, 0, 0, \dots, 0) + \sum_i \left. \frac{\partial F}{\partial \rho_i} \right|_0 \rho_i + \frac{1}{2} \sum_i \left. \frac{\partial^2 F}{\partial \rho_i^2} \right|_0 \rho_i^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left. \frac{\partial^2 F}{\partial \rho_i \partial \rho_j} \right|_0 \rho_i \rho_j + \frac{1}{6} \sum_{i,j,l} \left. \frac{\partial^3 F}{\partial \rho_i \partial \rho_j \partial \rho_l} \right|_0 \rho_i \rho_j \rho_l + \dots,$$

где

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \rho_i} \right|_0 = \frac{F(0, 0, \rho_i, \dots, 0) - F(0, 0, 0, \dots, 0)}{\rho_i} = \frac{\rho_i}{\rho_i} = 1;$$

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \rho_i^2} \right|_0 = 0, \text{ т. к. первая производная функции – константа;}$$

$$\left. \frac{\partial^{(n)} F}{\partial \rho_i^{(n)}} \right|_0 = 0, \text{ т. е. все высшие производные, начиная со второй, равны нулю;}$$

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \rho_i \partial \rho_j} \right|_0 = \frac{F(0, 0, \dots, \rho_i, \dots, \rho_j, \dots, 0) - F(0, 0, \dots, \rho_i, \dots, 0, \dots, 0) - F(0, 0, \dots, 0, \dots, \rho_j, \dots, 0) - F(0, 0, 0, \dots, 0)}{\rho_i \rho_j} = \frac{\rho_{i,j} - \rho_i - \rho_j}{\rho_i \rho_j};$$

$$\left. \frac{\partial^3 F}{\partial \rho_i \partial \rho_j \partial \rho_l} \right|_0 = \frac{\rho_{i,j,l} - \rho_{i,j} - \rho_{i,l} - \rho_{j,l} + \rho_i + \rho_j + \rho_l}{\rho_i \rho_j \rho_l}.$$

Введем обозначения:

$$\Delta_{i,j} = \frac{1}{2}(\rho_{i,j} - \rho_i - \rho_j);$$

$$\Delta_{i,j,l} = \frac{1}{6}(\rho_{i,j,l} - \rho_{i,j} - \rho_{i,l} - \rho_{j,l} + \rho_i + \rho_j + \rho_l),$$

причем $\rho_{i,j}$ – эффективность двух (i -го и j -го) стержней (два стержня извлечены из активной зоны) в присутствии всех остальных ($N-2$) стержней в активной зоне (погружены полностью). Аналогично $\rho_{i,j,l}$ – эффективность трех стержней в присутствии всех остальных ($N-3$) стержней в активной зоне.

Изменение реактивности реактора при извлечении всех стержней можно окончательно записать в виде

$$\frac{\Delta k}{k_{эф}} = F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_N) - F(0, 0, 0, \dots, 0) = \sum_{i=1}^N \rho_i + \sum_{i,j} \Delta_{i,j} + \sum_{i,j,l} \Delta_{i,j,l} + \dots \quad (1.1)$$

В соответствии с (1.1):

- в первом приближении эффективность системы стержней есть $\sum_{i=1}^N \rho_i$, т. е. сумма эффективности отдельных стержней, измеренных в присутствии всех остальных ($N-1$) стержней в активной зоне;

- во втором приближении требуется учет парных взаимодействий стержней, т. е. величин $\Delta_{i,j}$.

В основе метода парной интерференции лежит предположение, что

$$\sum_i \rho_i \gg \sum_{i,j} \Delta_{i,j} \gg \sum_{i,j,l} \Delta_{i,j,l} \gg \dots$$

В этом случае

$$\frac{\Delta k}{k} = \sum_{i=1}^N \rho_i + \sum_{j=i+1}^N \sum_{i=1}^N \Delta_{i,j}.$$

Обычно измеряют коэффициенты парной интерференции:

$$\eta_{i,j} = \rho_{i,j} / (\rho_i + \rho_j).$$

Получается, что

$$\Delta_{i,j} = (\eta_{i,j} - 1) \cdot (\rho_i + \rho_j).$$

С учетом последнего соотношения

$$\frac{\Delta k}{k} = \sum_{i=1}^N \rho_i + \sum_{j=i+1}^N \sum_{i=1}^N (\eta_{i,j} - 1) \cdot (\rho_i + \rho_j).$$

Таким образом, задача по определению эффективности системы компенсирующих стержней (КС) свелась к измерению эффективностей отдельных стержней (в присутствии всех остальных) и коэффициентов парной интерференции.

В общем случае, если компенсирующая система содержит N стержней, то необходимо измерить их отдельные эффективности (N измерений) и эффективности всех пар стержней $((N^2 - N) / 2$ измерений) для определения $\Delta k / k_{\text{эф}}$.

Задача упрощается, поскольку обычно КС расположены симметрично в АЗ реактора.

1.2.3. Метод «крайних оценок»

Метод «крайних оценок» основан на том же подходе, что и метод парной интерференции.

Эффективность системы стержней можно выразить через эффективность отдельных стержней, измеренных в отсутствие остальных – ρ'_i , и эффективности стержней, измеренных в присутствии в активной зоне всех остальных ρ''_i .

$$\frac{\Delta k}{k_{\text{эф}}} = (\sum_{i=1}^N \rho'_i + \sum_{i=1}^N \rho''_i) / 2.$$

Однако осуществить измерения ρ'_i и ρ''_i в одном и том же реакторе невозможно. Поэтому в методе «крайних оценок» эффективности ρ'_i измеряют в процессе набора критической массы, а эффективности ρ''_i – после того как активная зона реактора полностью загружена топливом. При этом вводят поправку в величины ρ'_i , которая учитывает изменение эффективности стержней при «достройке» АЗ.

1.3. Возможности трехмерного управления с помощью твердых стержней системы управления и защиты (СУЗ)

Управление радиальным распределением мощностей каналов (каскад) обеспечивается, как правило, перемещением твердых стержней СУЗ. Важное практическое значение имеет взаимное влияние стержней и нейтронного поля: изменение формы распределения нейтронного поля обуславливает изменение градуировочной характеристики стержня (рис. 1.1). Связь между значением реактивности и плотности потока нейтронов (энерговыведения) выражается соотношением

$$\rho(z) = K_\rho \int_0^z f_0^2(z) dz, \quad (1.2)$$

где K_ρ – коэффициент, зависящий от поглощающих свойств, размеров и геометрии стержня; f_0 – собственная функция волнового уравнения реактора, прямо пропорциональная плотности потока нейтронов.

Из приведенных характеристик видно, что из-за изменения формы аксиального распределения плотности потока нейтронов градуировочная характеристика может значительно меняться. Другая существенная причина ее изменения – вариации в радиальном распределении нейтронного поля, приводящие к изменению «веса» стержня ρ_0 и коэффициента K_ρ .

Реактивность, вносимая стержнем при малых перемещениях Δz , составляет:

$$\Delta\rho = \Delta z d\rho / dz = S(z)\Delta z. \quad (1.3)$$

Эффективность стержня

$$S(z) = d\rho / dz = K_\rho f_0^2(z), \quad (1.4)$$

кроме указанных выше причин, может изменяться в зависимости от вида радиального и высотного распределений плотности потока нейтронов. Необходимо отметить, что эффективность стержня напрямую связана со статистическим весом области, ограниченной единичной длиной перемещения стержня.

Таким образом, реактивность, вносимая при перемещении стержня, связана с величиной этого перемещения через непостоянный множитель S . Это обстоятельство должно учитываться при проектировании систем регулирования. Оно, как правило, усложняет анализ. Обычно на реакторах с помощью стержней СУЗ управляют радиальным распределением потока нейтронов по каналам (кассетам), добиваясь выровненного распределения с одинаковой глубиной выгорания.

Трудности управления аксиальным (высотным) распределением нейтронного поля твердыми стержнями заключаются в том, что для управления требуется совсем другое, чем для управления радиальным распределением, перемещение и местоположение конца стержня. Управлять аксиальным распределением можно при наличии большого числа стержней, погруженных в активную зону на разную глубину, укороченных стержней, вводящихся в активную зону снизу, и т. п. Эти возможности иллюстрируются на рис. 1.5. Так, на рис. 1.5, *а* и *б* концы двух групп стержней находятся в верхней и нижней половинах активной зоны, при этом они вводятся либо сверху и снизу (рис. 1.5, *а*), либо только сверху (рис. 1.5, *б*). При перемещении этих групп стержней в одну сторону (рис. 1.5, *в*) обеспечивается управление первой аксиальной гармоникой $f_1(z)$ практически без воздействия на радиальное распределение нейтронного поля. При перемещении верхних и нижних концов стержней в противоположные стороны воздействуют на радиальное распределение (рис. 1.5, *г*), не внося «перекоса» в распределение по высоте. Традиционное перемещение лишь одной группы стержней (рис. 1.5, *д*), оказывая воздействие на радиальное распределение мощности $f_0(z, r)$, вносит также «перекос» распределения по высоте в основном в виде первой аксиальной гармоники $f_1(z)$.

Для управления аксиальным распределением возможно использование стержней с непоглощающей центральной частью (вытеснитель), т. е. совмещение верхнего и нижнего поглотителя (рис. 1.5, *а*) в одном стержне, а также укороченных стержней, размещаемых в центральной части активной зоны (рис. 1.5, *е, ж*).

При наличии групп стержней, концы которых расположены на трех уровнях (рис. 1.5, *з*), возможно и более сложное воздействие на нейтронное поле, например раздельное влияние на нулевую или вторую аксиальные гармоники, практически без воздействия на другие гармоники в зависимости от характера перемещения стержней. Для такого расположения стержней, разумеется, возможно также управление распределением, представленное на рис. 1.5, *в, г, д*.

Описанные методы управления широко используются на реакторе РБМК. При этом наибольшее распространение здесь получил способ, представленный на рис. 1.5, а.

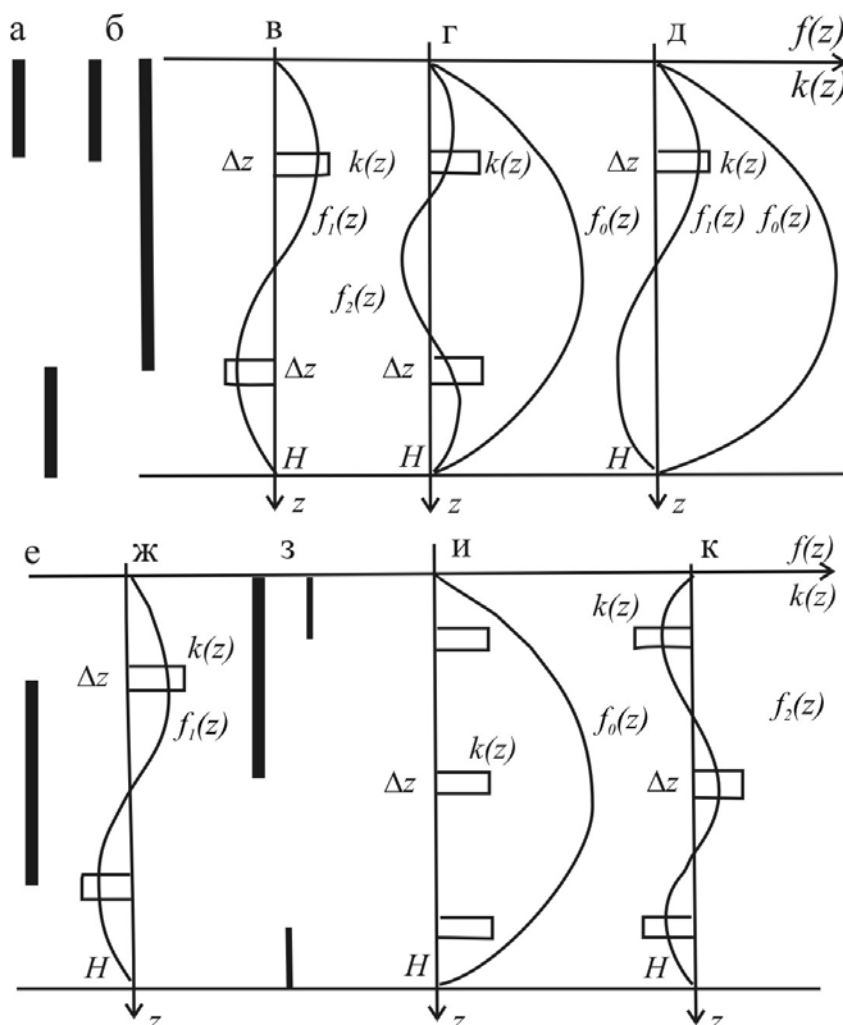


Рис. 1.5. Стержневое управление нейтронным полем:

а, б – двухъярусное расположение стержней; в, г, д – реакция плотности потока нейтронов (энерговыведения) на двухъярусное управление; е, ж – управление укороченным стержнем; з – трехъярусное расположение стержней; и, к – реакции плотности потока нейтронов на трехъярусное управление

Для вычисления реакции нейтронного поля на перемещение стержней (рис. 1.5) можно разложить в ряд по собственным функциям возмущения $k(z)$, обусловленные этими перемещениями, представляя их в виде δ -функций, и далее воспользоваться передаточными функциями гармоник.

Трудности и ограничения управления нейтронным полем стержнями СУЗ заключаются в следующем:

1. Оперативный запас реактивности в номинальном режиме обычно не настолько велик, чтобы разместить большое количество стержней в

активной зоне на разных уровнях, необходимое для эффективного управления. Особенно мал запас реактивности после кратковременных остановок, когда особенно необходимо эффективное управление нейтронным полем. Размещение стержней на существенно разных уровнях вредно сказывается на радиальном распределении плотности потока нейтронов.

2. Большинство вариантов размещения стержней СУЗ, представленных на рис. 1.5, противоположно оптимальному размещению, т. к. поглотители размещаются на периферии, а не в оптимальном центральном положении, что ухудшает аксиальное распределение нейтронного поля. Наилучшим в этом смысле является управление с помощью укороченных стержней (рис. 1.5, *e*), однако этот вариант требует большого оперативного запаса реактивности.

3. Стержни весьма неэффективны в использовании оперативного запаса реактивности для управления; из всей погруженной в активную зону части в управлении полем участвует фактически лишь конец стержня, оказывая локальное воздействие на коэффициент размножения. Более предпочтительным является распределенное воздействие по всей длине поглотителя.

Важнейшим преимуществом твердых стержней управления перед жидкими и газообразными поглотителями, особенно на начальном этапе развития ядерной энергетики, является их высокая надежность как средства управления и аварийной защиты.

Для обеспечения пространственного воздействия на нейтронное поле система управления должна иметь достаточную степень свободы в размещении поглотителя в активной зоне. Задача оптимального управления нейтронным полем может быть решена при использовании жидкого и газообразного поглотителей нейтронов. Нетвердый поглотитель может транспортироваться через периферийные области активной зоны по каналам с малым проходным сечением и концентрироваться в центральной части активной зоны в необходимых количествах в каналах, оптимальных по размерам и форме.

1.4. Управление распределением нейтронного потока

Мощность на выходе реактора в основном лимитируется теми же самыми причинами, что и в любой другой энергетической установке, т. е. ограничению подвержена максимальная температура местного нагрева. Распределение нейтронного потока в реакторе, а следовательно, распределение температуры сильно зависит от положения управляющих стержней. Реактор можно довести до критичности при различных комбинациях положений управляющих стержней. Однако существуют определенные положения стержней, которые приводят к так называемому плоскому распределению потока. При таком распределении потока мощность реактора может достигать наибольших значений, так как в

этом случае отношение максимального значения потока к среднему значению сведено к минимуму.

На рис. 1.6 показаны некоторые распределения, которые можно получить в воображаемом плоском реакторе с тремя стержнями. На рис. 1.6, а все три стержня введены в реактор на всю длину, при таком положении стержней распределение потока является достаточно плоским.

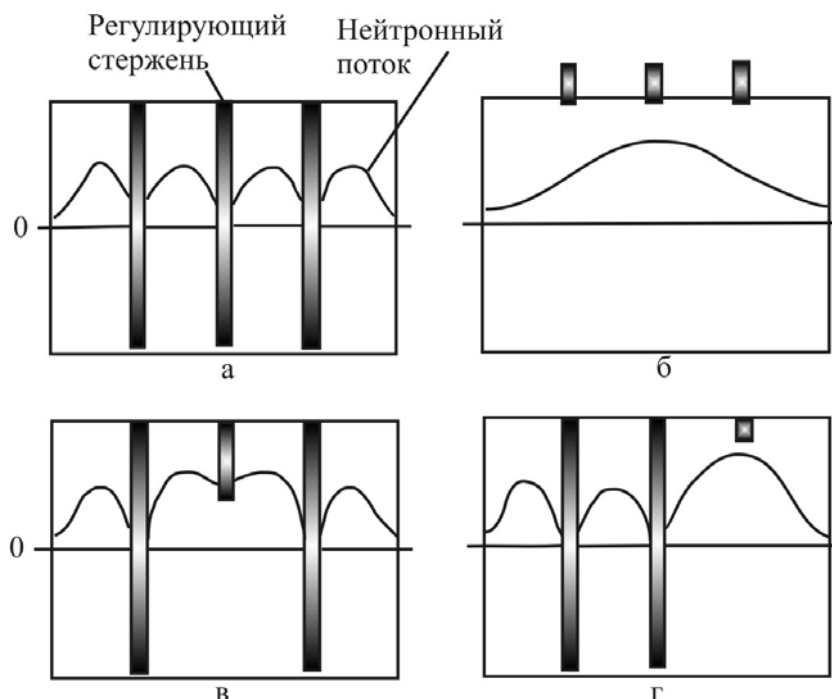


Рис. 1.6. Распределение нейтронного потока в трехстержневом плоском реакторе

На рис. 1.6, б показано распределение потока, когда все стержни извлечены. Следует отметить, что это распределение подчиняется приблизительно закону $\cos^2 x$. На рис. 1.6, в показан случай, при котором два крайних стержня полностью введены в реактор, а средний – частично выведен. Распределение, соответствующее этому случаю, имеет два максимума в средней части реактора. Наконец, на рис. 1.6, г показано несимметричное распределение потока, связанное с несимметричным расположением стержней. Такое распределение потока в рабочем режиме нежелательно, и если оно возникает, то для выравнивания потока обычно перемещают управляющие стержни. Реактор, конечно, может работать с несимметричным распределением потока, однако при этом приходится работать на меньших уровнях выходной мощности из-за перегрева тепловыделяющих элементов в максимумах потока. Очевидно, при компенсации распределения потока скорости перемещения управляющих стержней могут быть сколь угодно малыми. Для поддержания оптимального распределения потока в реакторе дежурный оператор изредка должен менять положение компенсирующего стержня.

2. ТЕХНИКА И МЕХАНИЗМЫ УПРАВЛЕНИЯ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

2.1. Параметры эксплуатации реактора, влияющие на скорость изменения реактивности

Существует шесть причин, по которым может потребоваться изменение реактивности системы реактора на рабочем уровне мощности:

- 1) программирование – необходимое изменение уровня мощности реактора, при этом эксплуатационная программа может потребовать изменение температуры и давления;
- 2) изменение температуры;
- 3) изменение давления;
- 4) выгорание;
- 5) отравление;
- 6) управление распределением нейтронного потока.

Все перечисленные факторы могут действовать каждый в отдельности или совместно и могут компенсироваться вручную или автоматически. Каждый фактор важен как с эксплуатационной, так и с расчетной точки зрения, так как любое из этих условий в отдельности накладывает свое требование на максимальную скорость изменения реактивности в системе регулирования.

При работе реактора на рабочих уровнях мощности требуемые скорости изменения реактивности зависят от всех шести перечисленных выше причин. Очевидно, что все эти причины могут существовать одновременно и может показаться, что в этом случае потребуется очень большая суммарная скорость изменения реактивности. Однако в действительности масштабы времени для парциальных изменений реактивности совершенно различны. В то время как масштаб времени для программирования и изменения температур и давлений измеряется в минутах, в случае отравления ксеноном, вызывающего наибольшие изменения реактивности, масштаб времени измеряется в часах. В любом случае при расчете системы управления надо иметь в виду, что одновременное действие указанных выше причин требует максимальной скорости изменения реактивности. Если во время выгорания ксенона реактивность не будет изменяться достаточно быстро, то реактор, вероятно, выйдет из-под контроля.

Скорости изменения реактивности, соответствующие данным скоростям перемещения стержня, определяют коэффициент усиления контура сервосистемы. Если этот коэффициент усиления слишком велик, система может стать колебательной. Поэтому проектировщик сталкивается, во-первых, с задачей суммирования всех скоростей изменения реактивности, требуемых при изменениях уровня мощности, и нахождения соответствующей максимальной скорости перемещения стержня. Затем он рассчитывает систему регулирования с учетом внутренней устойчивости реактора и требуемой программы и находит максимально допустимую скорость перемещения стержня с точки зрения устойчивости. Необходимо, чтобы эти два условия перекрывали друг друга в том смысле, что максимально допустимая с точки зрения устойчивости скорость изменения реактивности должна быть больше, чем скорость, требуемая условиями эксплуатации и обеспечения безопасности. Если перекрытие достаточно широкое (с учетом всех возможных изменений, включая эффективность стержня), то задача проектировщика на этом заканчивается. Если достаточное перекрытие не обеспечивается, то возможно несколько решений. Во-первых, проектировщик может пересчитать систему автоматического регулирования или обеспечить ее надлежащей компенсацией для того, чтобы она могла работать при большем коэффициенте усиления. Во-вторых, он может потребовать ограничений в режиме эксплуатации реактора. Например, в эксплуатационных правилах может быть оговорено, что либо ядерная энергетическая установка не может быть пущена при максимальном отравлении ксеноном, либо недопустимо выжигание ксенона на номинальном уровне мощности, а для этой цели реактор должен работать на уровне мощности, меньшем номинального. Если эти эксплуатационные ограничения недостаточны, возможен третий альтернативный выход: может быть допущено увеличение отрицательной реактивности вручную. В данном случае, если этого требует совокупность обстоятельств, может быть допущена скорость перемещения стержня вручную более быстрая, чем номинальная.

2.2. Регулирующий стержень

Для осуществления автоматического изменения реактивности один из управляющих стержней может быть использован как регулирующий. Этот стержень включается в контур системы автоматического регулирования. Регулирующий стержень отличается особыми характеристиками. Прежде всего, изменения реактивности этим стержнем ограничены. Ни в коем случае не следует допускать, чтобы компенсирующая способность стержня в единицах реактивности была больше реактивности, отвечающей мгновенной критичности. Эта предосторожность предпринимается из тех соображений, чтобы в случае аварий механизма регулирующего

стержня реактор не мог стать мгновенно критическим. Реальная величина компенсирующей способности регулирующего стержня может быть выбрана порядка $dk = 0,006$, т. е. максимальные изменения реактивности в обе стороны от среднего положения должны быть $dk = \pm 0,003$.

Важной характеристикой регулирующего стержня является его эффективность, определяющая коэффициент усиления контура системы автоматического регулирования. На рис. 2.1, а показано расположение стержней, при котором обеспечивается хорошая кривая эффективности регулирующего стержня. Здесь пределы перемещения регулирующего стержня ограничены, а его эффективность слабо изменяется в рабочем диапазоне. Расположение стержней, приведенное на рис. 2.1, б, дает худшую кривую эффективности регулирующего стержня. В данном случае регулирующий стержень при своем движении частично выходит за пределы положения компенсирующих стержней. Здесь может иметь место экранирование одного стержня другим, вследствие чего изменения эффективности регулирующего стержня оказываются большими. Последнее обстоятельство в свою очередь приводит к большим изменениям коэффициента усиления контура системы автоматического регулирования.

2.3. Следящий механизм компенсирующего стержня

Компенсирующей способности регулирующего стержня обычно достаточно для сравнительно непродолжительных операций. В том случае, когда необходимы более высокие изменения реактивности, для расширения диапазона работы регулирующего стержня можно использовать один или несколько компенсирующих стержней. На рис. 2.2 показан принцип действия подобной системы. По достижении регулирующим стержнем одного из крайних положений замыкается контакт, что приводит к перемещению компенсирующих стержней в том же направлении. В результате регулирующий стержень, в конце концов, возвращается в среднее положение, а компенсирующий – несколько сдвигается по отношению к своему прежнему положению. При такой работе осуществляется наибольшая скорость изменения реактивности регулирующим стержнем. Исходя из требований устойчивости, обычно необходимо, чтобы изменение реактивности компенсирующим стержнем производилось со скоростью в 10...100 раз меньшей чем регулирующим стержнем, и лишь в особых случаях, если в этом имеется необходимость, может быть допущена скорость только в 3...4 раза меньшая.

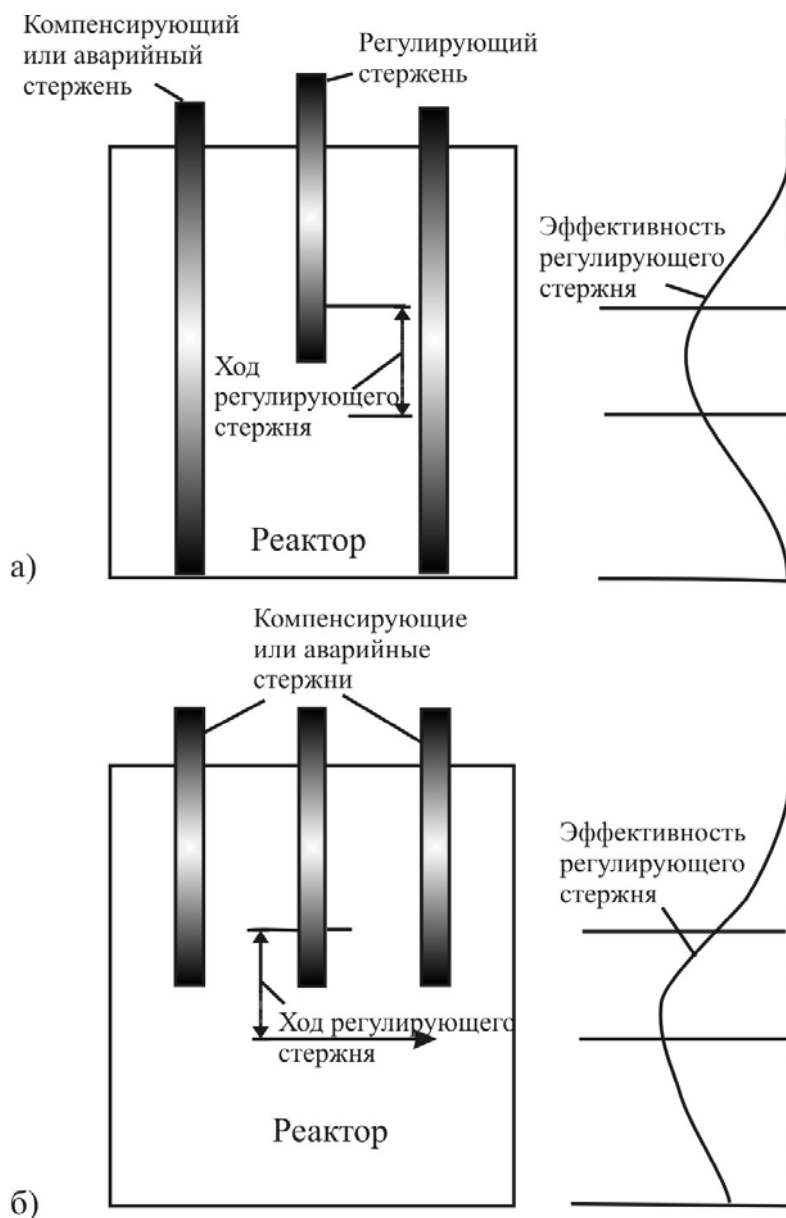


Рис. 2.1. Расположения стержней СУЗ и соответствующие им эффективности регулирующего стержня:

а – при полностью погруженных компенсирующих стержнях;

б – при частично погруженных

Автоматическое управление реактором может производиться компенсирующими стержнями каждым в отдельности или группами, вместе с регулирующим стержнем или без него. Можно также любому стержню группы временно придать функции регулирующего стержня. Если в процессе работы этот стержень окажется полностью введенным или выведенным, то его функции могут быть переданы другому стержню, который теперь будет являться регулирующим.

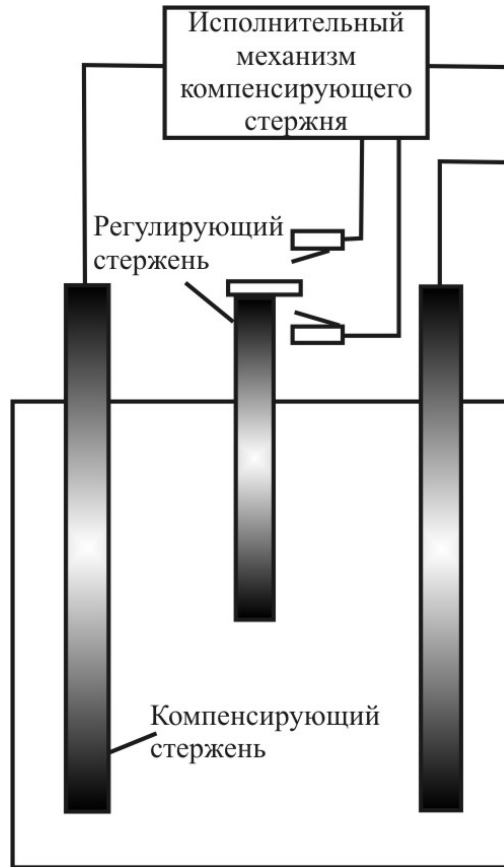


Рис. 2.2. Система, в которой компенсирующий стержень повторяет движение регулирующего стержня

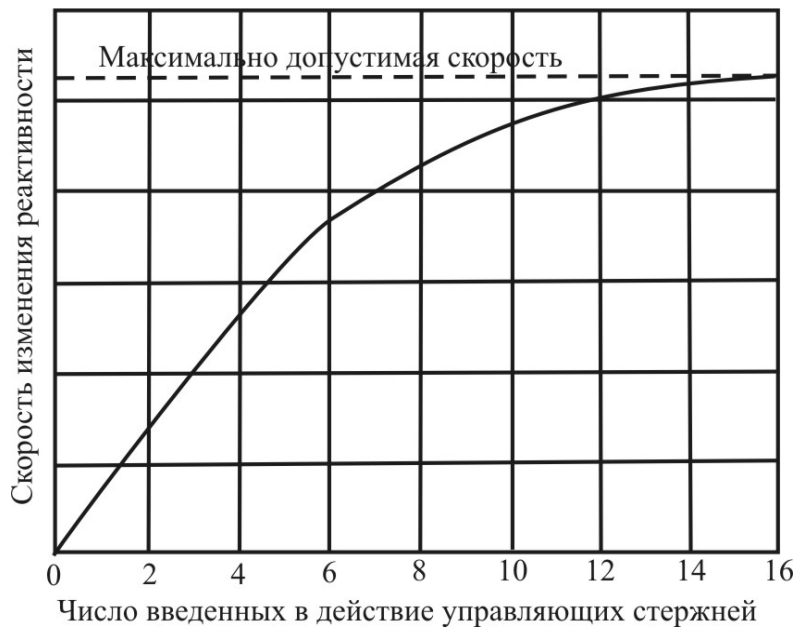


Рис. 2.3. Скорость изменения реактивности в функции числа перемещаемых стержней

Основная опасность одновременного управления многими стержнями заключается в возможности получения больших скоростей изменения реактивности группой стержней. Для преодоления этой трудности в реакторах с несколькими стержнями были предложены различные типы систем, но ни одна из них не оказалась вполне удовлетворительной. Одна из таких систем иллюстрируется рис. 2.3. Здесь в реакторе с пятнадцатью стержнями один или все стержни могут вводиться в действие одновременно. Однако приводные двигатели подключены к обычному источнику питания, напряжение которого зависит от нагрузки. Поэтому, по мере того как все большее число стержней вводится в действие, двигатель начинает работать все медленнее и скорость изменения реактивности снижается, причем максимальная скорость изменения реактивности, получаемая таким путем, обеспечивает безопасность работы.

2.4. Система аварийной защиты канального ядерного реактора

Система аварийной защиты реакторной установки по технологическим параметрам (АЗРТ), формирующая сигналы защиты, является функциональным звеном системы управления и защиты (СУЗ) реакторной установки и классифицируется как управляющая система безопасности.

Основными функциями АЗРТ являются:

- измерение с заданной точностью и с необходимой надежностью технологических параметров реакторной установки, однозначно характеризующих возникновение аварийных ситуаций;
- формирование дискретных сигналов, соответствующих достижению измеряемым параметром величины уставки;
- первичная логическая обработка дискретных сигналов и передача в логическую часть СУЗ обобщенных сигналов на срабатывание аварийной защиты.

Реакторы РБМК оснащены следующими типами аварийных защит:

- БАЗ – снижение мощности реактора с максимальной скоростью до полного заглушения;
- аварийная защита АЗ-5 – снижение мощности реактора всеми стержнями СУЗ до полного заглушения;
- аварийная защита АЗ-2 – автоматическое снижение мощности реактора до 50 % $N_{ном}$ ($N_{ном}$ – номинальная мощность);
- аварийная защита АЗ-1 – автоматическое снижение мощности реактора до 60 % $N_{ном}$.

БАЗ формируется по следующим причинам:

- превышение заданной скорости изменения мощности;
- превышение уровня заданной мощности;

- повышение избыточного давления смеси газов в полости реакторного пространства по двум из трех приборов по любой из трех точек контроля (верхние и нижние трубы парогазовых сбросов, средняя точка фистульного канала);
- повышение давления в помещениях ВК, ПВК, опускных трубопроводов по двум из трех приборов;
- воздействие оператора на ключ БАЗ.

Аварийная защита АЗ-5 формируется по следующим причинам:

- все причины срабатывания БАЗ;
- наличие сигналов, требующих срабатывания АЗ-1, 2 и неисполнение алгоритмов их срабатывания из-за неисправности СУЗ;
- отключенное состояние одного из двух, двух из трех или трех из четырех работающих главных циркулирующих насосов (ГЦН) в любой насосной;
- снижение расхода воды в контуре многократной принудительной циркуляции (МПЦ) по факту снижения расхода через три из четырех, через два из трех или через один из двух работающих ГЦН в любой насосной по двум из трех приборов, контролирующих расход через каждый ГЦН;
- исчезновение напряжения на всех секциях рабочего электропитания собственных нужд станции 6 кВ;
- снижения уровня в барабан-сепараторе (БС) по любому из двух приборов каждого БС на одной половине контура МПЦ при подтверждении снижения по любому прибору другого БС этой же половины;
- повышение уровня в БС по двум из четырех приборов разных БС одной половины контура МПЦ;
- снижение уровня в аварийном баке СУЗ по двум из трех приборов;
- снижение давления в раздающем коллекторе СУЗ по двум из трех приборов;
- снижение расхода в раздающий коллектор СУЗ по двум из трех приборов;
- повышение давления в БС по любому из двух приборов одной половины контура МПЦ с подтверждением превышения уставки по давлению по любому из двух приборов другой половины;
- отключение двух турбогенераторов (ТГ) или единственного работающего ТГ по факту закрытия двух из четырех стопорных клапанов или главных паровых задвижек и их байпасов обеих турбин;
- снижение расхода питательной воды по двум каналам из четырех одной половины контура МПЦ;
- разгрузка двух турбогенераторов по факту снижения давления пара за стопорно-регулирующими клапанами двух турбогенераторов по двум из трех приборов на каждой турбине;

- снижение уровня воды в гидроблоках САОР по двум из четырех приборов;
- воздействие оператора на ключ АЗ-5.

Аварийная защита АЗ-2 формируется по следующим причинам:

- отключение одной из двух работающих турбин по факту закрытия двух из четырех стопорных клапанов турбины при мощности реактора более 50 % $N_{ном}$;
- разгрузка одной из двух работающих турбин по факту снижения давления пара за стопорно-регулирующими клапанами по двум из трех приборов при мощности реактора более 50 % $N_{ном}$.

Аварийная защита АЗ-1 формируется по следующим причинам:

- снижение уровня в БС по любому из двух приборов каждого БС на одной половине контура МПЦ при подтверждении снижения от любого прибора другого БС этой же половины при мощности реактора более 60 % $N_{ном}$;
- повышение уровня в БС по двум из четырех приборов разных БС одной половины контура МПЦ при мощности реактора более 60 % $N_{ном}$;
- отключенное состояние двух из четырех или одного из трех работающих ГЦН в любой насосной при мощности реактора более 60 % $N_{ном}$;
- снижение расхода питательной воды по двум каналам из четырех одной половины контура МПЦ при мощности реактора более 60 % $N_{ном}$;
- снижение расхода воды в контуре МПЦ по факту снижения расхода через два из четырех или через один из трех работающих ГЦН в любой насосной по двум из трех приборов, контролирующих расход через каждый ГЦН, при мощности реактора более 60 % $N_{ном}$;
- при формировании команды на включение автоматического закрытия дроссельно-регулирующих клапанов ГЦН на любой половине контура МПЦ.

Кроме обобщенных сигналов в СУЗ, АЗРТ формирует сигналы на приведение в действие систем безопасности (система аварийного охлаждения реактора, дизель-генераторы и др.) и технологических систем нормальной эксплуатации важных для безопасности (оборудование контура охлаждения СУЗ, газового контура и др.).

Регламентом по эксплуатации определен порядок ввода и вывода всех аварийных защит, который обеспечивается техническими и организационными мерами.

При операциях по вводу-выводу защит формируется светозвуковые сигналы на специальном табло блочного щита управления, которые фиксируются в системе контроля СКАЛА. Несанкционированный доступ к устройствам ввода-вывода защит и блокировок исключен техническими средствами.

2.5. Система управления и защиты большого канального ядерного реактора

Система управления и защиты (СУЗ) предназначена для осуществления пуска реактора, регулирования уровня нейтронной мощности реактора, компенсации выгорания, отравления и температурных эффектов, стабилизации полей энерговыделения в реакторе контроля уровня мощности и скорости ее изменения, положения органов регулирования реактивности в активной зоне, а также неисправностей в системе для выработки информации о функционировании СУЗ в системе сигнализации и регистрации аварийной защиты в аварийных ситуациях от автоматического снижения мощности до безопасных уровней, до полного заглушения реактора и поддержания остановленного и расхоложенного реактора в подкритическом состоянии. Органами регулирования реактивности являются стержни-поглотители нейтронов. В таблице представлены типы и количества стержней-поглотителей по их функциональным признакам для каждого из четырех энергоблоков Ленинградской АЭС (ЛАЭС). СУЗ обеспечивает контроль и регистрацию нейтронного потока в диапазоне от 10^{-12} до $1,25 N_{ном}$, контроль периода изменения нейтронного потока в пределах от 120 до 9 с.

С помощью СУЗ реализуется несколько видов автоматических защит:

1. БАЗ – быстрая аварийная защита, осуществляющая быстрое заглушение реактора:

- введением стержней БАЗ в активную зону с верхних концевиков на полный ход за время не более 2,5 с;
- введением стержней УСП в зону снизу до верхних концевиков со скоростью 0,4 м/с;
- введением всех остальных стержней в зону до нижних концевиков из любого промежуточного положения за время, не более $12 + 2$ с.

Таблица 2.1

Регулирующие стержни на ЛАЭС

Тип	Функция регулирующего стержня	Блок 1	Блок 2	Блок 3	Блок 4
БАЗ	Быстродействующая аварийная защита	21	21	24	24
ЛАЗ	Локальная аварийная защита	14	14	24	24
ЛАР	Локальное автоматическое регулирование	7	7	12	12
АРМ	Автоматическое регулирование	4	4	4	4
РР	Ручное регулирование	124	124	115	115
УСП	Укороченные стержни - поглотители (ручные)	21	21	32	32
Итого:		191	191	211	211

2. АЗ-5 – аварийная защита, обеспечивающая заглушение реактора введением стержней БАЗ с верхних концевиков на полный ход за время не более 7 с; все остальные стержни вводятся в зону так же, как в режиме БАЗ.

3. АЗ-2 – аварийная защита, осуществляемая снижением общей мощности реактора с аварийной скоростью $2\% N_{ном}/с$ до уровня $50\% N_{ном}$ включенным автоматическим регулятором совместно со стержнями перекompенсации, при этом уменьшение уставки от 100 до $50\% N_{ном}$ обеспечивается за $(25 + 2,5)$ с.

4. АЗ-1 – аварийная защита, аналогичная АЗ-2, но со снижением мощности до уровня $60\% N_{ном}$, при этом уменьшение уставки от 100 до $60\% N_{ном}$ обеспечивается за $(20 + 2,0)$ с.

5. ЛАЗ – аварийная защита, осуществляемая снижением общей мощности реактора включенным автоматическим регулятором с рабочей скоростью $1 N_{ном}/с$ и введением поочередно двух стержней ЛАЗ с рабочей скоростью 0,4 м/с в район, где зафиксировано локальное превышение мощности по внутриреакторным датчикам до исчезновения сигнала ЛАЗ.

Кроме автоматических аварийных защит, в СУЗ предусмотрен режим регулируемого снижения мощности реактора с аварийной скоростью при нажатии кнопки быстрого снижения мощности на пульте оператора, при отжатой кнопке снижение мощности прекращается.

В СУЗ предусмотрена возможность заглушения реактора, минуя цепи щита логики СУЗ с помощью специального ключа «КОМ», расположенного на основном и резервном пультах управления. В результате этого воздействия все стержни БАЗ, ЛАЗ, ЛАР, АРМ и РР вводятся в активную зону под действием силы тяжести. СУЗ обеспечивает контроль и регистрацию нейтронного потока в диапазоне от 10^{-12} до $1,25 N_{ном}$ и контроль периода изменения нейтронного потока в пределах от 120 до 9 с.

СУЗ обеспечивает автоматическое изменение уровня мощности реактора в диапазоне от $0,25 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2} N_{ном}$ с рабочей скоростью $\pm 1,5 \cdot 10^{-2} \% N_{ном}/с$ и в диапазоне от $5 \cdot 10^{-2}$ до $1,0 N_{ном}$ с рабочей скоростью $0,25 \% N_{ном}/с$.

СУЗ обеспечивает поддержание заданной мощности реактора с относительной точностью $\pm 5\%$ заданного уровня в диапазоне от $\pm 0,25$ до $6\% N_{ном}$ и $\pm 1\%$ заданного уровня в диапазоне от 5 до $100\% N_{ном}$. СУЗ обеспечивает автоматическое регулирование мощности реактора:

- в диапазоне от 0,25 до $6\% N_{ном}$ с помощью регулятора АРМ, четыре стержня которого синхронно перемещаются по суммарному сигналу четырех камер в каналах боковых ионизационных камер (БИК);
- в диапазоне от 20 до $100\% N_{ном}$ с помощью регулятора ЛАР, при этом каждый из стержней ЛАР перемещается по усредненному сигналу от своих двух внутризонных датчиков;

- в диапазоне от 5 до 100 % $N_{ном}$ с помощью регулятора ЛАР-БИК, при этом каждый из стержней регулятора – из числа периферийных стержней ЛАР – перемещается по сигналу от своей камеры в канале БИК.

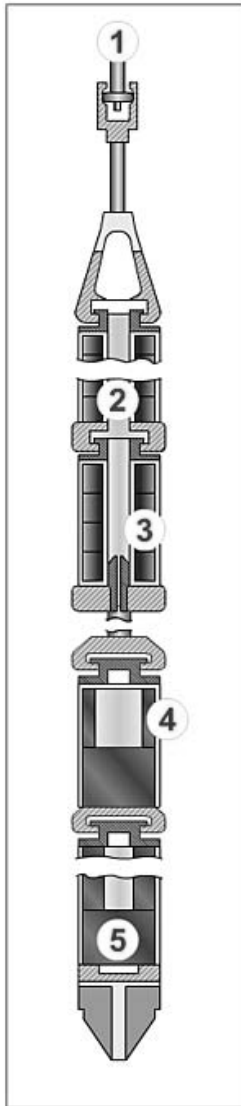


Рис. 2.4. Стержень-поглотитель:

- 1 – лента;
- 2 – внутренняя полость стержня;
- 3 – поглотитель;
- 4 – алюминиевая оболочка;
- 5 – вытеснитель

Стержни УСП состоят из поглотителя длиной 4088 мм, телескопического соединения и вытеснителя длиной 6700 мм, ход стержней – 3500 мм. Такие стержни, в отличие от всех других типов, вводятся в активную зону снизу.

Основным регулятором в диапазоне мощностей от 20 % до 100 % $N_{ном}$ является ЛАР, регулятор ЛАР-БИК находится в «горячем» резерве. При работе ЛАР или ЛАР-БИК обеспечивается автоматическая стабилизация заданного распределения энерговыделения в активной зоне.

СУЗ обеспечивает оператору возможность ручного управления всеми стержнями, при этом скорость ввода всех стержней в зону $0,4 \pm 0,1$ м/с, скорость вывода стержней из зоны $0,4 \pm 0,1$ м/с (для стержней ЛАР скорость вывода стержней из зоны $0,2 \pm 0,055$ м/с).

СУЗ сохраняет работоспособность при отклонениях питающего напряжения от номинального уровня на +10 % и –15 %, при отклонении частоты питающего напряжения на +2 %.

При полном обесточивании СУЗ гарантируется полное заглушение реактора путем ввода всех стержней СУЗ (кроме УСП) в активную зону из любого промежуточного положения до упора в вытеснитель (для БАЗ – до посадки на демпфер). При этом время ввода стержней БАЗ составит не более 2,5 с, всех остальных стержней – не более $12 + 2$ с.

По конструкции стержни РР, ЛАР, ЛАЗ и АРМ не отличаются и представляют собой верхнюю поглощающую часть и нижнюю часть для вытеснения воды, соединенные между собой телескопической тягой (рис. 2.4). Поглощающая часть состоит из 6 звеньев поглотителя, соединенных между собой при помощи шарниров и имеющих общую длину 6772 мм. В качестве вещества поглотителя нейтронов применен карбид бора в оболочке из алюминиевого сплава. Вытеснитель состоит из 4 звеньев и имеет общую длину 4560 мм. В качестве вытеснителя применен графит в оболочке из алюминиевого сплава. Ход стержней – 6550 мм.

Стержень БАЗ выполнен из 7-ми шарнирно соединенных звеньев с общей длиной поглощающей части 7,2 м. Вытеснитель отсутствует. В нижней части стержня установлен пленкообразователь для создания режима пленочного течения воды в канале. Это позволило сократить время введения стержней БАЗ в активную зону до 2,5 с.

2.6. Канал системы управления и защиты

Каналы системы управления и защиты (рис. 2.5) предназначены для размещения в них регулирующих стержней системы управления, датчиков контроля энерговыделения по высоте активной зоны и ионизационных камер, а также для обеспечения циркуляции воды, охлаждающей исполнительные органы системы управления.

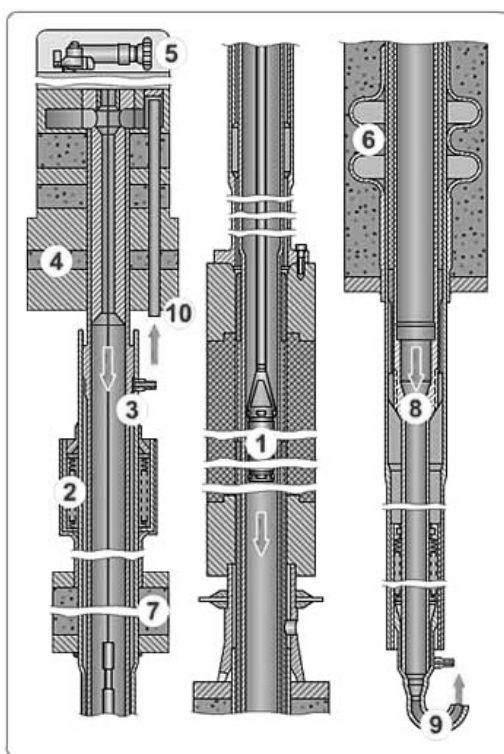


Рис. 2.5. Канал системы управления и защиты: 1 – стержень-поглотитель; 2 – сильфонный компенсатор; 3 – тракт верхнего канала СУЗ; 4 – верхняя пробка; 5 – сервопривод; 6 – нижняя биологическая защита; 7 – верхняя биологическая защита; 8 – дроссельное устройство; 9 – трубопровод отвода воды из канала; 10 – трубопровод подвода воды в канал

Канал системы управления и защиты представляет собой сварную трубную конструкцию из циркониевого сплава и коррозионно-стойкой стали. На канал надеты графитовые втулки, обеспечивающие необходимый температурный режим графитовой колонны. На верхней части канала устанавливаются головки для крепления исполнительных механизмов и подвода к каналу охлаждающей воды. В нижней части канала установлен дроссель, обеспечивающий заполнение всей полости канала водой.

3. РАДИОМЕТРИЯ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ

3.1. Экспериментальная установка на базе цилиндрического газонаполненного детектора

Экспериментальная установка представляет собой полиэтиленовую призму размером $1200 \times 1200 \times 1200$ мм³ с вертикальным измерительным каналом (рис. 3.1); (Pu-Be)-источник быстрых нейтронов устанавливается на вертикальной оси в центре призмы.

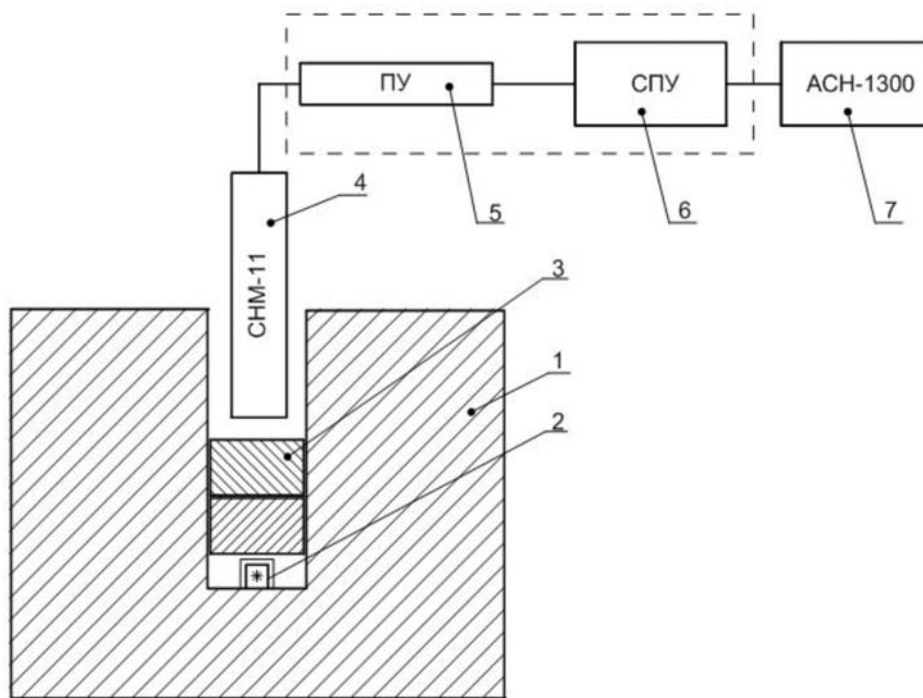
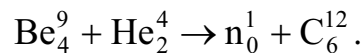


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки: 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009; 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – детектор нейтронов типа СММ; 5 – блок предварительного усиления сигнала; 6 – счетно-пусковая установка СПУ-1-1М; 7 – универсальный частотомер АСН-1300

Источники подобного типа (ИБН-26 № 009) представляют собой однородную спрессованную смесь α -активного вещества (в данном случае это Pu-239) с порошком металлического бериллия (Be-9). Нейтроны в таком источнике образуются в результате реакции (α , n):



Средняя энергия быстрых нейтронов, образующихся в ходе данной реакции, около 4,5 МэВ. Средний поток быстрых нейтронов от источника ИБН-26 в угол 4π соответствует значению $1,99 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, причем активность от источника не превышает $5,0 \cdot 10^{11}$ Бк.

Кроме плутония, чаще других источников α -излучателями служат полоний и радий. Преимуществом полониевых и плутониевых источников является то, что они имеют менее интенсивное γ -излучение (около 1-го γ -кванта/нейтр), чем радиевые источники (около 10^4 γ -квант/нейтр). Период полураспада полониевых источников мал (138,4 дня) по сравнению с периодом полураспада радиевых (1620 лет) и плутониевых (24 360 лет) источников, поэтому применение полониевых источников в ядерной технике не получило широкого распространения. Основные характеристики наиболее употребляемых (α , n)-источников приведены ниже в табл. 3.1, энергетические спектры – на рис. 3.2.

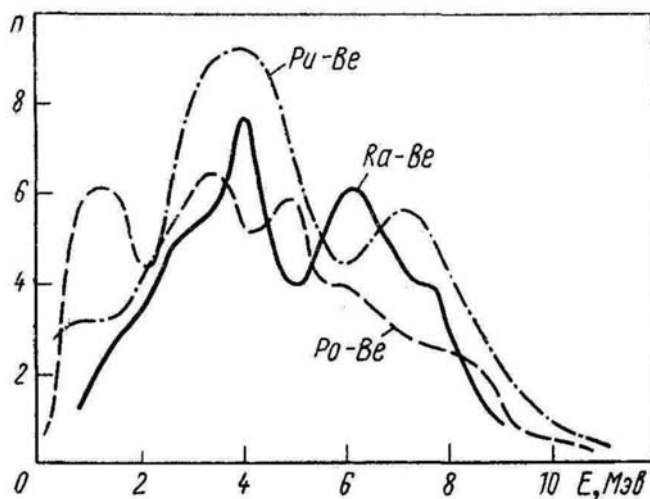


Рис. 3.2. Энергетические спектры (α , n)-источников нейтронов

Таблица 3.1

Основные характеристики некоторых (α , n)-источников

Источники	Период полураспада	Число γ -квантов на 1 нейтрон	Средняя энергия нейтронов, МэВ	Максимальная энергия нейтронов, МэВ
Ra- α -Be	1620 лет	10^4	3,63	13,20
Po- α -Be	138,4 дня	1...2	4,30	10,89
Pu- α -Be	24 360 лет	1...2	4,50	10,74

Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М (рис. 3.1) является индикаторно-сигнализирующей установкой и предназначена для оценки отно-

сительного изменения плотности потока нейтронов, звуковой индикации средней частоты импульсов с детекторов нейтронов и сигнализации о превышении установленной частоты импульсов, поступающих с детекторов в физических исследованиях.

В состав установки СПУ-1-1М входят:

- блок предварительного усиления ПУ-2-1;
- блок высоковольтного напряжения БВ-9-1;
- громкоговоритель ГР-1;
- датчик НГД-2 с коронным счетчиком СНМ-11;
- датчик НГД-3 с коронным счетчиком СНМ-10;
- датчик НГД-4 с камерой деления КНТ-31.

Регистрация относительной плотности нейтронного потока осуществляется одним из датчиков (НГД-2, НГД-3, НГД-4). Импульсы со счетчика (в датчиках НГД-2 и НГД-3) или с камеры деления (в датчике НГД-4) усиливаются по амплитуде и дискриминируются. Выходные сигналы, снимаемые с блока ПУ-2-1, нормализованы по амплитуде и длительности, а их частота пропорциональна плотности потоков нейтронов.

Каждый из датчиков включает в себя детектор нейтронов, нагрузочный резистор R_1 и переходный конденсатор C_1 . Питание детекторов высоким напряжением осуществляется блоком высоковольтного напряжения БВ-9-1. R_1 и C_1 по конструктивным соображениям размещены в блоке предварительного усиления ПУ-2-1.

Установка укомплектована датчиком НГД-2. Датчик НГД-2 состоит из цилиндрической гильзы, в которой размещается коронный счетчик медленных нейтронов СНМ-11. Счетчик с одной стороны упирается в контактную и компенсирующую пружину, а с другой – в контактный колпачок, установленный на изолирующем основании хвостовика (корпуса). С колпачком соединен пятиметровый кабель. Ввод кабеля в гильзу герметизируется при помощи уплотнения, подключенного к блоку предварительного усиления ПУ-2-1. Рекомендуемая схема включения счетчика медленных нейтронов типа СНМ-11 изображена на рис. 3.3.

Счетчики типа СНМ относятся к классу газоразрядных счетчиков и являются удобными в эксплуатации детекторами излучений. Они получили широкое распространение благодаря ряду достоинств: высокой чувствительности, обусловленной использованием усиления ионизации; простоте преобразования ионизации в электрические сигналы большой мощности; относительно простой конструкции (рис. 3.4) и технологией изготовления; небольшой стоимости; возможности работы от источников питания с относительно невысоким коэффициентом стабилизации напряжения; работе в большом диапазоне температур.

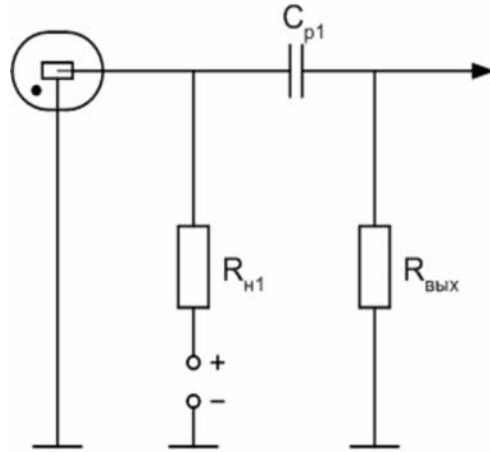


Рис. 3.3. Схема включения счетчика медленных нейтронов типа СММ-11:
 $R_{н1}=47 \text{ МОМ}$; $R_{вых}=16 \text{ МОМ}$; $C_{p1}=390 \text{ нФ}$

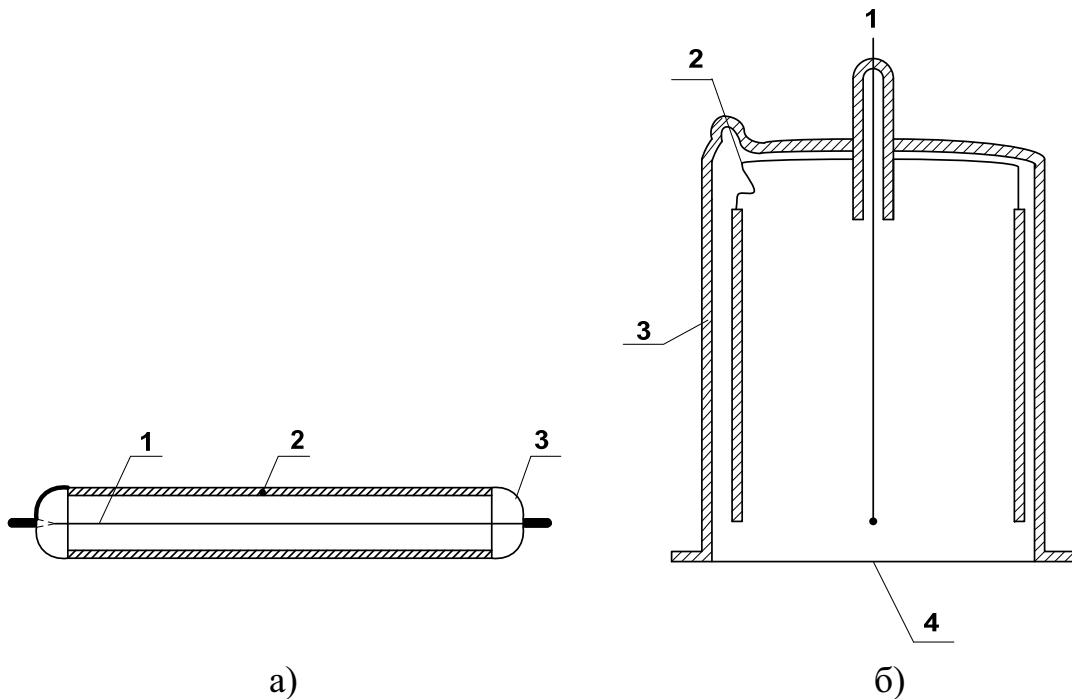


Рис. 3.4. Структурная схема цилиндрического (а) и торцевого (б) счетчиков:
 1 – нить (анод); 2 – катод; 3 – баллон; 4 – окно

Режим работы газоразрядных счетчиков определяется напряжением на его электродах. Существуют три основных режима работы счетчиков:

- 1) режим пропорционального газового усиления;
- 2) режим ограниченной пропорциональности;
- 3) режим гейгеровского разряда.

Счетчики, работающие в первом и втором режимах, называются пропорциональными, а в третьем – гейгеровскими, или счетчиками с самостоятельным разрядом. Наибольшее распространение получили две конструкции счетчиков: цилиндрические (рис. 3.4, а) и торцевые (рис. 3.4, б).

Сами нейтроны не способны ионизировать газ. Поэтому в нейтронных счетчиках нейтронное излучение преобразуют в ионизирующее излучение с помощью ядерной реакции нейтронов с бором B^{10} . Бор вводится в счетчик либо в газовом (BF_3 – трехфтористый бор), либо в твердом (аморфный бор) агрегатных состояниях. В последнем случае стенки счетчика (чаще всего катод) покрываются равномерным слоем бора, толщина которого в оптимальном случае должна быть равна пробегу α -частицы. При такой толщине бора эффективность регистрации нейтронов оказывается наибольшей. Содержание в боре изотопов с массовым числом 10 составляет при естественной смеси изотопов 18,8 % и обогащенной смеси (80...85) %. Счетчик нейтронов СНМ-11 представляет собой полую трубку длиной 33,6 см. Внутренняя поверхность этой трубки (катод) покрыта слоем бора естественной концентрации. Датчик такого типа способен регистрировать медленные нейтроны (тепловые и резонансные) при сильном γ -фоне.

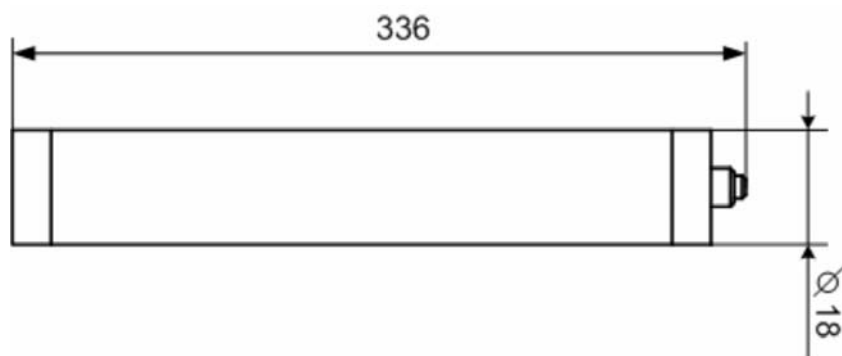


Рис. 3.5. Внешний вид счетчика медленных нейтронов типа СНМ-11

В случае, если счетчик заполнен трехфтористым бором BF_3 , то регистрация тепловых и резонансных нейтронов происходит аналогичным образом, а именно по продуктам реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$, которые имеют суммарный выход 2,3 МэВ и на α -частицу приходится 1,5 МэВ.

Сечение этой реакции обратно пропорционально скорости нейтронов в области энергий ниже 5 кэВ, а при энергии равной 0,025 эВ сечение захвата нейтронов на B^{10} равно 4010 барн. Типичные характеристики борного счетчика:

- давление BF_3 около 120 мм рт. ст.;
- рабочее напряжение примерно 1500 В;
- диаметр анода 0,05, диаметр катода 22 мм.

Эффективность борного счетчика (при обогащении B^{10} до 96 %) длиной 150 мм для тепловых нейтронов, падающих на торец, около 20 %.

Большое распространение получили гелиевые счетчики. Например, датчик НГД-3 укомплектован коронным счетчиком СНМ-10, способным регистрировать тепловые нейтроны при γ -фоне. Конструктивно он выполнен аналогично СНМ-11, отличие заключается в том, что он заполнен смесью гелия He^3 и аргона. В этих счетчиках для регистрации нейтронного излучения используется реакция $He^3(n, p)H^3$, при этом выделяется энергия 0,8 МэВ. Эффективность гелиевых и борных счетчиков практически одинакова. Сечение реакции обратно пропорционально скорости нейтронов и при энергии 0,025 эВ равно 5500 барн.

Ионизационные камеры, на один из электродов которых нанесен слой делящегося материала, называют камерами деления. Обычно в качестве делящегося материала используется U^{235} . Камера деления работает за счет ионизации, производимой осколками деления. Большая энергия осколков деления позволяет уверенно дискриминировать акты делений от других реакций, в которых образуются заряженные частицы. Камеры деления нашли широкое применение для относительных и абсолютных измерений нейтронных потоков, для измерений сечений делений ядер, для изучения свойств осколков деления и т. д. Толщину слоя делящегося материала выбирают равной или меньшей значения величины пробега осколков деления в делящемся материале. Подобной ионизационной камерой укомплектован датчик НГД-4 с камерой деления КНТ-31.

Регистрация и индикация данных, поступающих с блока ПУ-2-1, осуществляется с помощью универсального частотомера АСН-1300. Прибор предназначен для проведения работ в процессах наладки, ремонта и лабораторных исследований. В режиме суммирования (канал А) прибор позволяет регистрировать импульсы тока, поступающие с блока ПУ-2-1 (рис. 3.1). Чтобы универсальный частотомер работал в режиме суммирования, необходимо выполнить следующие действия:

Суммирование по каналу А:

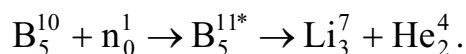
- 1) установите переключатель POWER на ON;
- 2) подключите измеряемый сигнал к входу канала А;
- 3) установите переключатели [AC/DC], [LPF] и [ATTN] в нужное положение;
- 4) нажмите [Total A], клавиша подсветится;
- 5) при нажатии [Reset], счетчик обнуляется;
- 6) нажмите [Shift] [Hold], дисплей удерживает накопленное значение, но внутренний счет продолжается, затем нажмите [Reset], для возобновления индикации.

Таблица 3.2

Общие характеристики АСН-1300

Время прогрева	30 мин (при 25 °С)
Зависимость от напряжения питания	$\pm 10^{-4}$ % на 10 % изменения напряжения
Индикатор	Светодиодный 14 мм, 9 разрядов
Температура окружающей среды	Работа: от 0 °С до +50 °С Хранение: от -20 °С до +60 °С
Напряжение питания	100...132 В/200...264 В; 50/60 Гц; предохранители: 250 мА/250В, 125 мА/250 В.
Масса	1,9 кг
Габаритные размеры	275×100×297 мм

С помощью полиэтиленовых дисков детектор нейтронов может размещаться на различных фиксированных расстояниях от источника нейтронов. Регистрация нейтронного излучения осуществляется датчиком с коронным счетчиком медленных нейтронов типа СНМ-11. Регистрация нейтронного излучения осуществляется следующим образом: излучение от источника нейтронов попадает в объем детектора, далее происходит взаимодействие нейтронов с B^{10} , входящим в состав естественного бора. С помощью таких детекторов, содержащих в своем составе B^{10} , регистрируются медленные нейтроны по реакции (n, α):



Образовавшиеся заряженные частицы (α -частицы и ядра Li) ионизируют газ в рабочем объеме детектора, и на его выходе иницируется заряд. Как правило, величина тока, возникшего в результате движения под действием электрического поля образованных излучением свободных зарядов, мала, поэтому на детектор необходимо подавать высокое напряжение. Питание детектора высоковольтным напряжением осуществляется от СПУ-1-1М, рабочее напряжение счетчика 1500 В. Сигнал, снимаемый со счетчика, подается на блок предварительного усиления ПУ-2-1, где происходит усиление и дискриминация сигнала по высоте и длительности импульса. В результате этого сигнал преобразуется в форму, необходимую для правильной работы универсального частотомера АСН-1300. Причем величина сигнала прямо пропорциональна плотности потока нейтронов, а эффективность измерительного тракта – 30 %. Преобразованный сигнал поступает на АСН-1300, где происходит его регистрация и индикация. Индикация набранной информации представлена в цифровом виде арабскими цифрами, в десятичном коде.

3.2. Экспериментальная установка на базе сцинтилляционного детектора

В состав экспериментальной установки (рис. 3.6) входят: полиэтиленовая призма, дистанционирующие полиэтиленовые диски и Pu-Be -источник, описание которых приведено в разд. 3.1; сцинтилляционный детектор нейтронов; блок высоковольтного напряжения БВ-2-2; источник питания АТН-2031; прибор счетный одноканальный ПСО2-4.

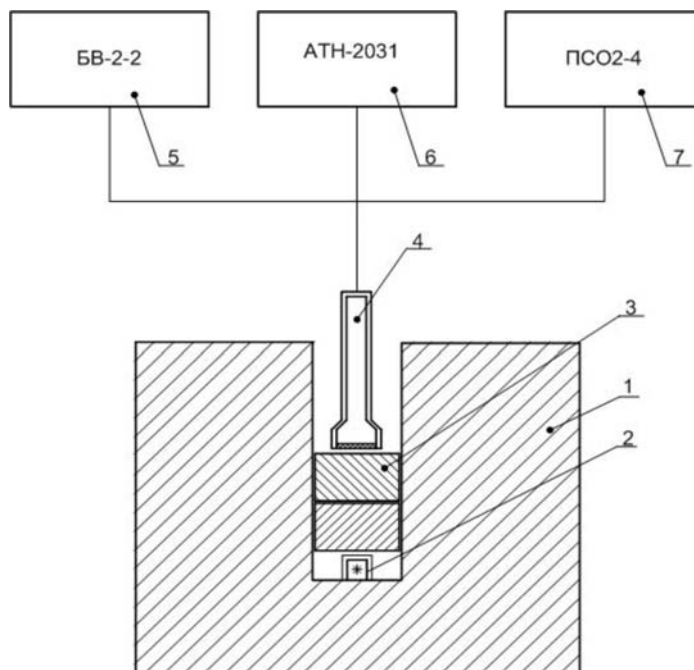


Рис. 3.6. Схема экспериментальной установки: 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009; 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – сцинтилляционный детектор нейтронов; 5 – блок высоковольтного напряжения БВ-2-2; 6 – источник питания АТН-2031; 7 – прибор счетный одноканальный ПСО2-4

Установка укомплектована сцинтилляционным счетчиком (рис. 3.7). Принцип работы счетчика основан на использовании люминесценции, возникающей в некоторых твердых телах, жидкостях и газах при воздействии на них ионизирующего излучения. При этом часть энергии излучения преобразуется в фотоны света, выбивающие из фотокатода ФЭУ электроны. Поле умножения фотоэлектронов системой ФЭУ импульсы тока с его выхода поступают на вход измерительной схемы.

Сцинтилляторы делятся на два основных класса: неорганические (галогениды щелочных металлов) и органические (органические сцинтилляторы, сцинтиллирующие растворы). В данном счетчике используется неорганический щелочно-галогеноидный сцинтиллятор, который служит для регистрации и спектрального анализа α -, β -, γ - и нейтронного излучений.

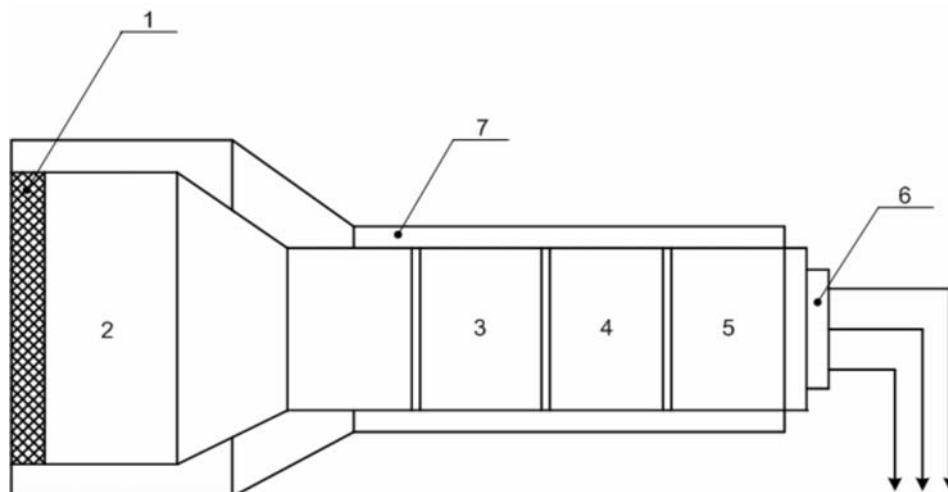


Рис. 3.7. Структурная схема сцинтилляционного счетчика:

- 1 – детектор-сцинтиллятор; 2 – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ);
 3 – узел включения ФЭУ; 4 – схема включения с делителем напряжения, блоком выходного каскада с усилителем и эмиттерным повторителем;
 5 – высоковольтный преобразователь напряжения для питания ФЭУ;
 6 – узел подключения сцинтилляционного счетчика к измерительной схеме;
 7 – кожух*

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) сцинтилляционных счетчиков преобразуют световую энергию сцинтилляций в электрические сигналы. Конструктивно ФЭУ обычно представляет цилиндрический стеклянный баллон (рис. 3.8) с высоким вакуумом. Первым электродом является фотокатод К – тонкий полупрозрачный слой вещества, нанесенный на внутреннюю поверхность баллона (с его торца), который легко испускает фотоэлектроны под действием света. За фотокатодом расположен фокусирующий электрод D_f , имеющий вид пластинки с отверстием. Далее следуют диноды (эмиттеры) D_1, D_2, D_3 и т. д. Вся система заканчивается собирающим электродом – анодом А, который через сопротивление нагрузки R_H подключен к положительному электроду источника питания. Электрический потенциал на электродах ФЭУ, возрастает в последовательности их расположения. Минимальный потенциал имеет катод, а максимальный – анод. Независимо от конструкции и числа электродов принцип работы ФЭУ заключается в следующем: под действием света, падающего на фотокатод, последний испускает фотоэлектроны; электрическим полем фотоэлектроны направляются через фокусирующий электрод к первому диноду D_1 и выбивают из него вторичные электроны, которые попадают на динод D_2 и выбивают из него снова вторичные электроны, попадающие на D_3 и т. д. Число вторичных электронов, выбиваемых из динодов N_2 в несколько раз превышает число первичных электронов N_1 , падающих на динод. Отношение этих чисел называют коэффициентом вторичной электронной эмиссии N_2/N_1 .

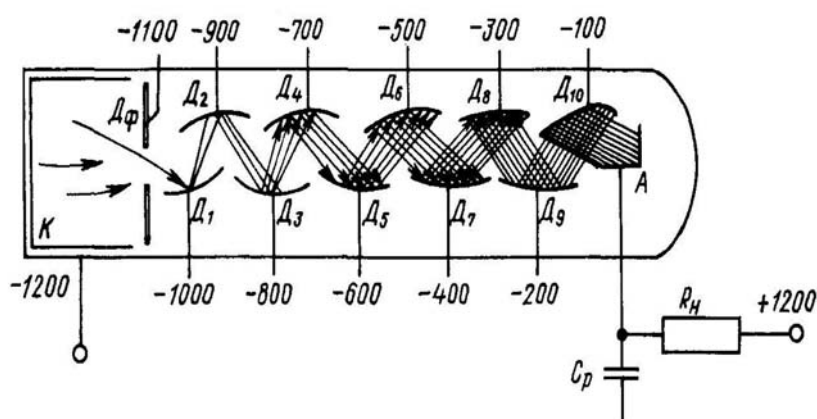


Рис. 3.8. Схема работы фотоэлектронного умножителя

Процесс этот продолжается до тех пор, пока умноженный всеми динодами поток электронов не достигнет последнего электрода – анода. Напряжение на электродах ФЭУ возрастает в последовательности их расположения. По назначению ФЭУ, используемые в сцинтилляционных счетчиках, делят:

- на счетные (применяемые в радиометрах и дозиметрах);
- спектрометрические (для измерений энергии излучения);
- временные (для регистрации актов взаимодействия частиц во времени).

Блоком высоковольтного напряжения БВ-2-2 осуществляется питание фотоэлектронного умножителя. Напряжение, необходимое для правильной работы ФЭУ, составляет 1200 В.

Источником питания АТН-2031 осуществляется питание усилителя, который предназначен для усиления и преобразования сигнала в необходимую форму поступающего с ФЭУ. Конструктивно усилитель расположен за ФЭУ. Для его правильной работы необходимо напряжение около 12 В.

Прибор счетный одноканальный ПСО2-4 предназначен для измерения:

- числа статистических или равномерно распределенных импульсов в течении заданного интервала времени;
- времени набора заданного числа статистических или равномерно распределенных импульсов;
- частоты следования периодических импульсных или синусоидальных сигналов.

Прибор имеет три режима работы:

- режим [N] – счет числа импульсов или периодов синусоидального сигнала за определенный интервал времени;
- режим [T] – измерение времени набора задаваемого числа импульсов или периодов синусоидального сигнала;

- режим [ПРОВЕРКА] – проверка работоспособности прибора от внутреннего генератора. Для того чтобы осуществить регистрацию непрерывно поступающих импульсов с детектора за определенный промежуток времени, необходимо перевести прибор в режим [N].

Чтобы прибор работал в режиме [N], необходимо выполнить следующие действия:

- 1) установить переключатель [СЕТЬ] в положение ВКЛ;
- 2) установить переключатели [N-T] в положение [N];
- 3) переключатели [ВВОД], [~], [ГЕНЕРАТОР], [УПРАВЛЕНИЕ] в нужное положение.

Если переключатель [УПРАВЛЕНИЕ] выставлен в положение [АВТОМАТИЧЕСКОЕ], то прибор работает в режиме автоматического управления. В этом случае время индикации результата измерения регулируется потенциометром [ВРЕМЯ ИНДИКАЦИИ], выведенным на лицевую панель. Если переключатель [УПРАВЛЕНИЕ] выставлен в положение [ВНЕШНЕЕ], то прибор работает в режиме внешнего управления. При внешнем управлении пуск, остановка и сброс показаний прибора осуществляется от соответствующих кнопок [ПУСК], [СТОП] и [СБРОС].

С помощью полиэтиленовых дисков сцинтилляционный детектор нейтронов может размещаться на различных фиксированных расстояниях от источника нейтронов. Под действием нейтронного излучения в сцинтилляторе (монокристаллы йодистого натрия, активированного таллием NaI(Tl)) возникает люминесцентное излучение. Образовавшиеся фотоны света выбивают из фотокатода ФЭУ электроны. После умножения фотоэлектронов системой ФЭУ, импульсы тока с его выхода поступают на вход измерительной аппаратуры, где происходит усиление и преобразование сигнала в стандартный по амплитуде и длительности. Далее, преобразованный в необходимую форму сигнал поступает на пересчетное устройство ПСО2-4, где происходит его регистрация и индикация. Индикация набранной информации визуальная, однострочная в арабских цифрах, в десятичном коде.

3.3. Экспериментальная установка на базе активационных детекторов

Экспериментальная установка представляет собой полиэтиленовую призму $1200 \times 1200 \times 1200$ мм. (Pu-Be)-источник нейтронов помещается в вертикальный экспериментальный канал. Над источником нейтронов на различных расстояниях располагаются комплекты калиброванных индиевых фольг в кадмиевом чехле и без него.

Регистрация параметров активности образцов осуществляется с помощью измерительного комплекса, изображенного на рис. 3.9.

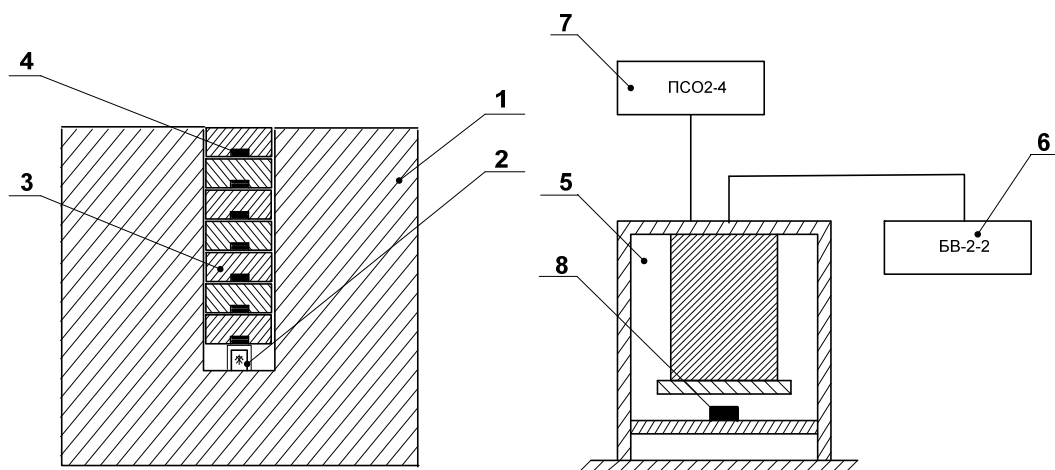


Рис. 3.9. Схема экспериментальной установки:

- 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009;
 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – активационный детектор;
 5 – счетчик β -частиц СБТ-13; 6 – блок высоковольтного напряжения БВ-2-2;
 7 – прибор счетный одноканальный ПСО2-4; 8 – активационный детектор

Для регистрации β -частиц применяют тонкостенные цилиндрические и торцевые β -счетчики. Тонкостенными цилиндрическими счетчиками регистрируются β -частицы с энергией не менее 500...700 кэВ, так как алюминиевые и стальные катоды этих счетчиков не могут быть изготовлены толщиной менее 30...50 мг/см². Торцевыми счетчиками регистрируются β -частицы с энергией 100...200 кэВ со слюдяными окнами, имеющими толщину 1...5 мг/см². В данной установке используется счетчик β -частиц СБТ-13, конструкция и внешний вид которого изображен на рис. 3.10.

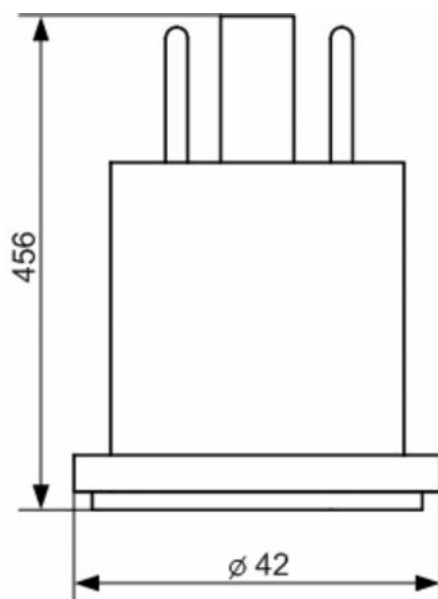


Рис. 3.10. Внешний вид торцевого счетчика β -частиц СБТ-13

Питание счетчика СБТ-13 осуществляется блоком высоковольтного напряжения БВ-2-2. Для правильной работы β -счетчика необходимо напряжение около 380 В. Рекомендуемая схема включения β -счетчика изображена на рис.3.11.

Бетта-счетчик ионизирующих частиц СБТ-13 преобразует возникающую в его объеме ионизацию от прохождения заряженной частицы в электрические сигналы. Сигнал с выхода счетчика подается на формирователь, преобразующий его в стандартный по амплитуде и длительности импульс. Далее, преобразованный в необходимую форму, импульс поступает на пересчетное устройство ПСО2-4, где происходит его регистрация и индикация. Индикация набранной информации визуальная, однострочная в арабских цифрах, в десятичном коде.

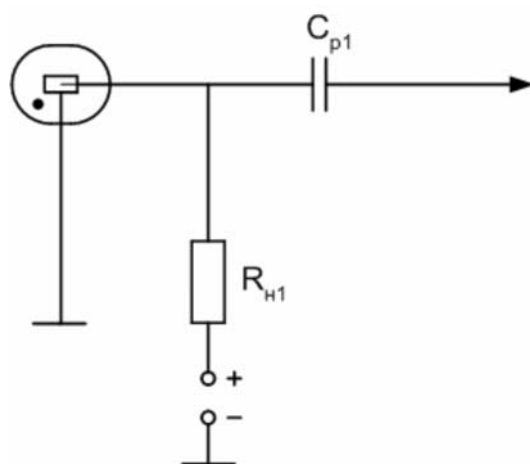


Рис. 3.11. Рекомендуемая схема включения счетчика β -частиц типа СБТ-13:
 $R_{н1}=5\text{МОм}$; $C_{p1}=110\text{нФ}$

3.4. Детекторы прямой зарядки

Для измерения распределения плотности потока нейтронов по объему активной зоны в системе внутриреакторного контроля используются детекторы прямой зарядки (ДПЗ) с эмиттером из родия. По сравнению с другими типами нейтронно-чувствительных детекторов ДПЗ обладают следующими преимуществами:

- малые габариты позволяют разместить в реакторе большое количество детекторов, необходимое для получения детальной картины распределения нейтронного поля по объему активной зоны;
- ДПЗ не требуют внешнего источника питания, имеют достаточно высокую надежность, срок службы не менее одной кампании реактора, их чувствительность мало изменяется в процессе эксплуатации, и эти изменения можно скорректировать расчетным путем;

- ДПЗ просты по конструкции, технологичны при изготовлении, имеют хорошую воспроизводимость параметров (разброс чувствительности не более $\pm 1\%$) и невысокую стоимость.

Наряду с этим ДПЗ присущи и некоторые недостатки:

- небольшой выходной сигнал – в реакторах ВВЭР на номинальной мощности их выходной ток составляет единицы микроампер;
- сравнительно большая постоянная времени (порядка 1 мин);
- зависимость чувствительности ДПЗ от различных параметров, характеризующих состояние активной зоны (выгорание топлива, обогащение ближайших твэлов, концентрация борной кислоты, температуры теплоносителя и т. д.), и от выгорания эмиттера ДПЗ.

Конструкция ДПЗ состоит из эмиттера и коллектора, между которыми находится изолятор. При облучении нейтронами эмиттер излучает электроны, которые через изолятор попадают на коллектор и образуют во внешней цепи электрический ток. По кабелю выходной сигнал ДПЗ выводится за пределы корпуса реактора.

В применяемых на реакторах ВВЭР детекторах типа ДПЗ-1М эмиттер представляет собой родиевую проволочку диаметром 0,5 и длиной 200 мм. Изолятор изготовлен из кварцевой трубки, коллектор – из нержавеющей трубки диаметром 1,3 мм. В качестве линии связи используется двухжильный кабель типа КТМС с изоляцией из окиси магния.

Схема радиоактивных превращений ядра родия при захвате нейтрона приведена на рис. 3.12.

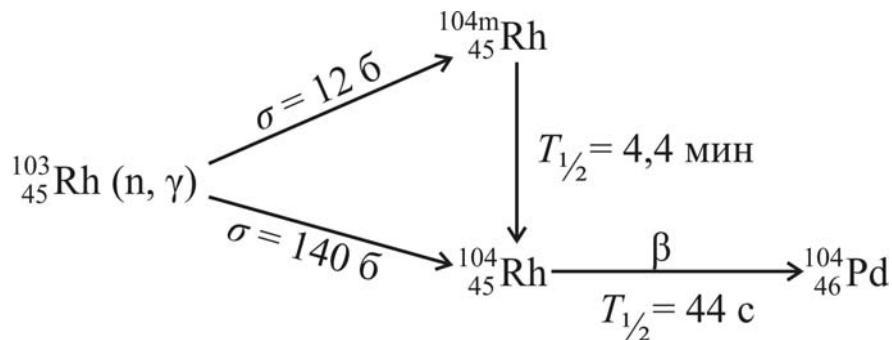


Рис. 3.12. Радиоактивные превращения ядра родия

Радионуклид ${}^{104m}_{45}\text{Rh}$ переходит в ${}^{104}_{45}\text{Rh}$ путем внутренней конверсии с периодом полураспада 4,4 мин. Нуклид ${}^{104}_{45}\text{Rh}$ в результате β -распада с периодом полураспада 44 с переходит в стабильный ${}^{104}_{46}\text{Pd}$.

Этот активационный компонент составляет основную часть (до 90 %) выходного сигнала ДПЗ. Он имеет две основные составляющие, соответствующие периодам полураспада, приведенным на схеме.

Кроме того, часть выходного сигнала ДПЗ обусловлена электронами, образующимися на эмиттере под воздействием γ -излучения в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. В образовании этого компонента участвуют как внешнее γ -излучение, так и γ -излучение, образующееся при активации ядра родия нейтронами. Мгновенный компонент, вызванный (n, γ) -реакцией на эмиттере, составляет обычно 7...8 % активационной составляющей. Существенно, что этот компонент практически безинерционен.

Третья составляющая сигнала ДПЗ обусловлена током, образующимся в линии связи при воздействии на нее внутрореакторных излучений. Этот так называемый фоновый компонент пропорционален длине линии связи, находящейся в активной зоне. Для ДПЗ-1М ее доля может достигать до 10 % общего выходного сигнала. Чтобы скомпенсировать ее влияние, в кабеле связи ДПЗ-1М предусмотрена вторая (фоновая) жила, вырабатывающая фоновый ток, который в измерительной аппаратуре должен быть вычтен из тока основной жилы.

Выходной сигнал ДПЗ пропорционален плотности нейтронного потока в месте его расположения, который в свою очередь связан с энерговыделением в ближайших твэлах.

Восстановление нейтронного поля по сигналам ДПЗ осуществляется на основе коэффициентов пропорциональности, зависящих от многих факторов, в том числе от обогащения топлива и его выгорания, концентрации борной кислоты, температуры теплоносителя и т. д. Значения этих коэффициентов находят расчетным путем. При нахождении коэффициентов учитывают также и выгорание материала эмиттера ДПЗ. Для ДПЗ-1М падение чувствительности на единицу длины за счет этого фактора составляет примерно 0,082 %·м/(А·с).

Результирующая погрешность определения плотности потока нейтронов с помощью родиевого ДПЗ складывается из следующих основных составляющих:

- погрешности определения коэффициента перехода a от сигнала эмиттера к плотности потока нейтронов (~ 4 %);
- неидентичности чувствительности ДПЗ (± 1 %);
- погрешности учета фонового тока линии связи (до 2 %);
- погрешности учета термотоков (1 %);
- погрешности измерения сигналов ДПЗ (1 %).

Среднеквадратичная погрешность составляет примерно 5 %. Аппаратурных средств для проведения периодической проверки метрологических характеристик ДПЗ в процессе их эксплуатации на серийных ВВЭР не предусмотрено. Гарантия обеспечения необходимой точности

достигается благодаря соблюдению технологии при их изготовлении и достаточно высокой точности определения коэффициента α , обоснованной комплексом расчетно-экспериментальных работ. Есть также расчетный метод проверки погрешности ДПЗ, использующий наличие определенной избыточности по датчикам в активной зоне.

Поскольку вырабатываемый электрический сигнал ДПЗ – источник тока, входное сопротивление измерительного прибора желательно выбирать на сколько возможно меньшим по следующим соображениям: поскольку выходное сопротивление ДПЗ зависит от напряжения на нем, желательно, чтобы это напряжение было минимально, так как экспериментально установлено, что в процессе эксплуатации ДПЗ-1М его сопротивление изоляции падает; погрешность измерения будет тем меньше, чем меньше сопротивление нагрузки ДПЗ.

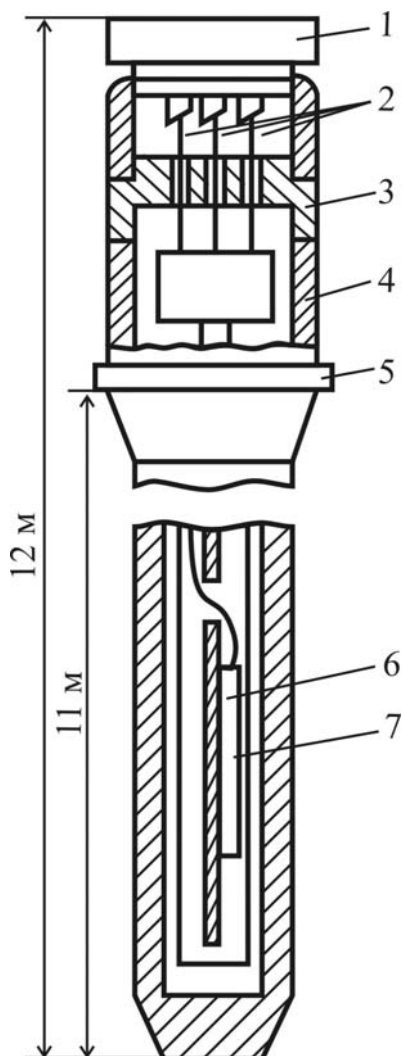


Рис. 3.13. Конструкция нейтронно-измерительного канала

При эксплуатации ДПЗ необходимо следить за тем, чтобы его цепь была либо подсоединена к измерительному прибору, либо замкнута накоротко. В противном случае ток ДПЗ может зарядить линию связи до большого напряжения, в результате чего может наступить пробой в ДПЗ или линии связи.

В активной зоне ДПЗ, расположенные на одной вертикали, конструктивно объединяются в нейтронно-измерительный канал (КНИ). КНИ серийных реакторов ВВЭР-1000 (рис. 3.13) состоит из защитной арматуры (4), детекторной части (5) и миниатюрного разъема (1) типа РС-19.

Арматура предназначена для защиты ДПЗ от механических воздействий и контакта с теплоносителем первого контура, а также обеспечивает герметизацию первого контура.

В состав детекторной части входят семь детекторов ДПЗ-1М (7), равномерно размещенных по высоте активной зоны с шагом 437,5 мм, защитный экран (6), узел уплотнения (3) и семь линий связи (2), для которых использован кабель КТМС. Каждая линия связи, кроме сигнального проводника, содержит фоновый проводник. Защитный экран предназначен для уменьшения фонового тока, возникающего в линии связи под воздей-

ствием β -излучения эмиттеров ДПЗ. С этой целью все семь детекторов располагают по одну сторону экрана, а их линии связи – по другую.

Узел уплотнения расположен в верхней части КНИ и предназначен для обеспечения герметичности первого контура при появлении течи в защитной арматуре. Разъем типа РС-19 обеспечивает подсоединение КНИ к линиям связи с целью передачи сигналов ДПЗ к аппаратуре СВРК.

Ниже приведены основные конструктивные отличия детекторной части КНИ для модификаций реакторов ВВЭР по сравнению с КНИ серийных реакторов ВВЭР-1000.

ВВЭР-440:

- семь ДПЗ размещены равномерно с шагом 305 ± 1 мм;
- используется ДПЗ-1М с эмиттером из родия длиной 200 мм и диаметром 0,5 мм;
- фоновый детектор аналогичен линии связи нижнего ДПЗ;
- в комплекте КНИ предусмотрено 16 разных длин погружаемой в корпус реактора части КНИ (предусматривается уменьшение до шести вариантов).

ВВЭР-1000:

- семь ДПЗ размещены равномерно с шагом $437,5 \pm 1$ мм;
- используется ДПЗ-1М с эмиттером из родия длиной 250 и диаметром 0,5 мм;
- фоновый детектор аналогичен линии связи нижнего ДПЗ;
- в комплекте КНИ предусмотрено 18 разных длин погружаемой части КНИ.

4. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ РАДИОМЕТРИИ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

4.1. Ошибки измерений

На результаты экспериментов, помимо статистических флуктуации, связанных с вероятностной природой явления, оказывают влияние случайные воздействия, возникающие в процессе эксперимента и обработки. Совокупность внешних возмущений увеличивает разброс результатов и вызывает смещение среднего значения. Последнее усугубляется действием целого ряда систематических причин («сдвинутая» шкала приборов, плохая геометрия опыта и т. д.). Каждая из случайных причин обычно подчиняется собственному распределению. Таким образом, результаты измерений будут описываться распределением, возникающим как наложение многих частных распределений. В итоге, однако, форма его будет приближаться к гауссовой, если только нет каких-либо преобладающих причин. Это обстоятельство является следствием так называемой *центральной предельной теоремы* теории вероятности, утверждающей, что действие большого числа причин с интенсивностями воздействия примерно одного порядка приводит к нормальному распределению величин, возникающих под влиянием этих воздействий.

В опыте отклонение результатов от среднего значения интерпретируется как ошибка измерений. При этом различают случайные и систематические ошибки, обусловленные соответственно случайными и систематическими причинами. Однако понятием «ошибка измерений» следует пользоваться с известной осторожностью.

Если разброс значений, возникающий в процессе самого эксперимента, и может трактоваться как ошибка измерений, то неопределенность результатов, связанная с природой исследуемого процесса, позволяет лишь судить о *статистических закономерностях* рассматриваемого явления и не может называться собственной ошибкой.

Таким образом, следуя одностороннему определению ошибки, ее можно «обнаружить» даже в условиях идеального эксперимента, в то время как расхождение экспериментальных данных будет отражать объективную реальность явления. Хотя, конечно, можно упомянуть класс экспериментов по измерению абсолютных констант (заряд, масса, спин элементарных частиц и т. д.), в которых разброс значений, при определении этих величин, по видимому, нужно отнести к «чистым» ошибкам измерения.

К сожалению, на практике погрешности методики измерения не всегда поддаются оценке. Поэтому в настоящее время вместо ошибки принято указывать *доверительный* интервал, в пределах которого с определенной вероятностью (доверительной вероятностью) можно ожидать значения исследуемых величин в условиях предлагаемой методики измерения.

Для случайной величины x доверительный интервал $[\bar{x} - \Delta\xi; \bar{x} + \Delta\xi]$ соответствует доверительной вероятности $(1 - \alpha)$, если

$$P(|x - \bar{x}| \leq \Delta\xi) = 1 - \alpha. \quad (4.1)$$

Вероятность $(1 - \alpha)$ называют также коэффициентом надежности, а величину α – уровнем значимости.

Надежным критерием для оценки доверительного интервала при заданном уровне значимости+ является среднеквадратичное отклонение σ , квадрат которого есть дисперсия, характеризующая рассеивание значений случайной величины в окрестности ее среднего значения (если, конечно, существует \bar{x} и σ^2).

Допустим, что при измерениях получены результаты $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$. Тогда в качестве оценки среднего значения \bar{x} и дисперсии σ^2 принимают соотношения

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \xi_i, \quad \sigma_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{x})^2. \quad (4.2)$$

Усредненный результат серии измерения меньше отклоняется от точного значения, чем отдельные измерения; дисперсия среднего значения в n раз меньше дисперсии отдельных измерений, т. е.

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n \cdot (n-1)} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{x})^2.$$

Соотношения (4.2) тем точнее, чем больше n .

4.2. Ошибки функции измеряемых величин

Параметры распределения функции $\Phi = \Phi(x_1, x_2, \dots, x_n)$ случайных переменных x_1, x_2, \dots, x_n , независимых между собой, находятся следующим образом:

Если ошибки определения каждой из переменных x_i достаточно малы, то функцию $\Phi(x_i)$ можно разложить в ряд Тейлора около средних значений \bar{x}_i и пренебречь членами разложения выше первого порядка малости, т. е.

$$\Phi(x_1, x_2, \dots, x_n) \cong \Phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) + \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_i) \frac{\partial \Phi}{\partial \bar{x}_i}.$$

Это соотношение становится точным для линейных функций $\Phi = \Phi(x_i)$. Усредняя его по x_i , имеем

$$\bar{\Phi} \cong \Phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n), \quad (4.3)$$

а дисперсия σ_Φ^2 равна

$$\sigma_\Phi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \bar{x}_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2. \quad (4.4)$$

Так, для суммы или разности двух величин абсолютная ошибка определяется по формуле:

$$\sigma_{x_1 \pm x_2} = \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2},$$

а относительная ошибка будет

$$\delta_{x_1 \pm x_2} = \frac{\sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2}}{\bar{x}_1 \pm \bar{x}_2}.$$

Пусть за время t зарегистрировано N частиц, тогда предполагаемая интенсивность частиц равна $\nu = N/t$. Дисперсия величины ν определяется выражением

$$\sigma_\nu^2 = \frac{\sigma_N^2}{t^2} = \frac{\nu t}{t^2} = \frac{\nu}{t},$$

среднеквадратичная ошибка

$$\sigma_\nu = \sqrt{\nu/t},$$

а относительная ошибка

$$\delta_\nu = \frac{\sqrt{\nu/t}}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{\nu t}} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Здесь учитывается тот факт, что при однократном измерении дисперсия величины N есть сама N .

4.3. Обработка результатов методом наименьших квадратов

Очень часто в практике встречаются задачи, когда известны численные значения аргументов с их экспериментальными ошибками, и необходимо определить функцию, которая связывает эти величины.

Итак, пусть исследуется зависимость некоторой физической величины y от другой физической величины x :

$$y = f(x),$$

которая неизвестна и которую нужно найти.

На рис. 4.1 представлена совокупность экспериментальных точек (x_i, y_i) , где $i = 1, 2, 3, \dots, n$. При этом y_i – случайные величины, каждая из

которых отклоняется от истинного значения на некоторую случайную величину $\varepsilon_i = y_i - f(x_i)$.

Проведение и уравнивание кривой $y = f(x)$ по экспериментальным точкам относится к так называемому *регрессионному анализу*, который обычно базируется на методе наименьших квадратов. При этом наилучшей кривой $y = f(x)$ считают ту, для которой минимальна сумма квадратов отклонения ε_i/σ_i , где ε_i – указанное выше отклонение эмпирических точек y_i от предполагаемых, а σ_i – среднеквадратичная ошибка измерений, т. е.

$$S = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\varepsilon_i}{\sigma_i} \right)^2 = \min .$$

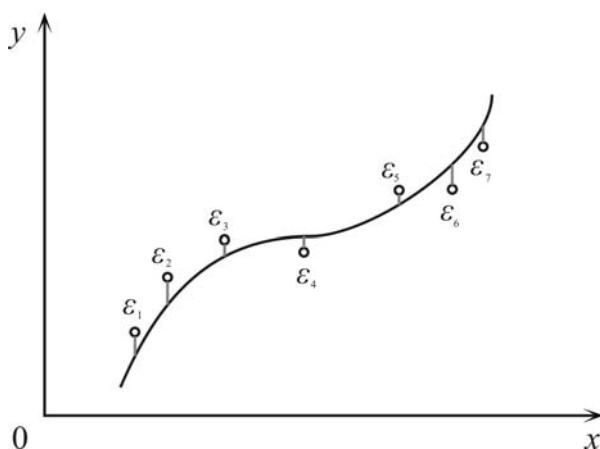


Рис. 4.1. Кривая, построенная по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов

Обычно искомую функцию аппроксимируют каким-либо полиномом конечной степени $m - 1$, например,

$$y = f(x) = \sum_{k=0}^{m-1} B_k x^k ,$$

и достигают минимума указанной квадратичной формы, варьируя сумму по коэффициентам B_k , т. е.

$$\frac{\partial S}{\partial B_k} = 0 , (k = 0, 1, \dots, m - 1).$$

Тогда коэффициенты регрессии B_k определяются линейной системой уравнений

$$\sum_{i=1}^n (y - \sum_{k=0}^{m-1} B_k x_i^k) x_i^{k'} / \sigma_i^2 = 0 , k' = 0, 1, \dots, m - 1 ,$$

и вычисляются согласно общим методам решения линейных уравнений. Очевидно, что для нахождения m коэффициентов кривой регрессии требуется число экспериментальных точек $n \geq m$.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКА И ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ

5.1. Основные теоретические сведения

Замедляющей средой или замедлителем является материал, предназначенный для снижения энергии нейтронов без заметного их поглощения. Необходимость применения таких материалов в ядерной технике связано с тем, что процесс деления в основном вызывается нейтронами с энергией меньше 1 эВ. Одним из основных требований, предъявляемых к материалам замедлителя, является низкое значение сечения поглощения нейтронов, однако полностью исключить процесс поглощения ядрами замедлителя нельзя. Связано это с тем, что при малых значениях микроскопического сечения поглощения замедлителя его концентрация и занимаемый объем в активной зоне реактора большой.

В ядерной технике замедляющие среды используются в качестве материала отражателя. Распределение плотности потока быстрых и тепловых нейтронов в активной зоне и отражателе представлено на рис. 5.1.

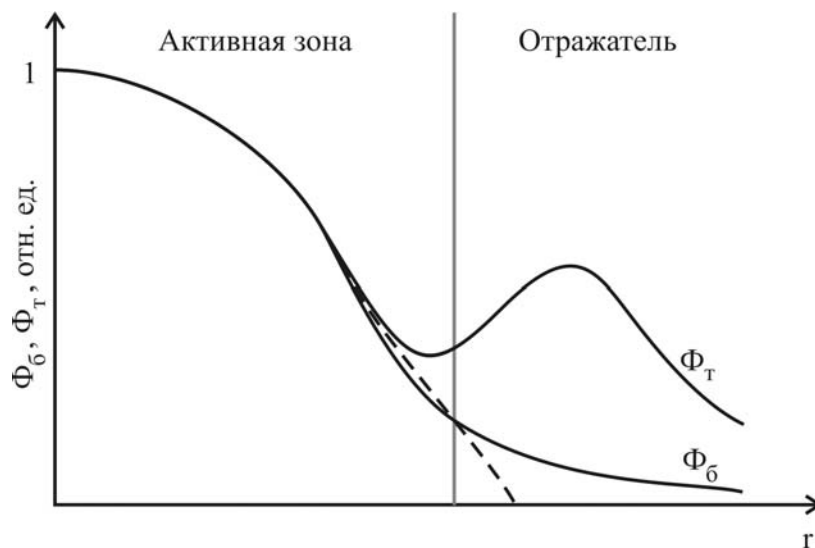


Рис. 5.1. Распределение плотности потока быстрых и тепловых нейтронов в активной зоне и отражателе

Материал отражателя имеет низкое значение сечения поглощения тепловых нейтронов и высокую замедляющую способность, что приводит к резкому снижению плотности потока быстрых нейтронов (за счет

процесса замедления) и в отражателе наблюдается всплеск потока тепловых нейтронов. Дальнейшее снижение потока тепловых нейтронов обусловлено процессами поглощения и утечкой нейтронов через внешнюю поверхность отражателя. Утечка нейтронов из объема тела будет небольшой, если выполняются следующие условия:

$$a^2 / \tau \gg 1 \text{ – для замедляющихся нейтронов;}$$

$$a^2 / L^2 \gg 1 \text{ – для тепловых нейтронов;}$$

$$a^2 / M^2 \gg 1 \text{ – для всех нейтронов,}$$

где τ – возраст нейтронов; L – длина диффузии тепловых нейтронов; $M^2 = \tau + L^2$ – длина миграции; a – характерный размер тела.

Максимальное значение потока тепловых нейтронов в отражателе расположено от границы активной зоны примерно на расстоянии длины замедления в отражателе ($\sqrt{\tau}$). Возраст нейтронов определяет миграцию нейтронов в процессе замедления и есть 1/6 среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон при замедлении от энергии источника (соответствующего нулевому возрасту) до данной энергии, отвечающей возрасту τ . Из самого физического смысла возраста нейтронов можно сделать вывод, что экспериментальное определение возраста нейтронов для одного и того же материала при использовании различных источников нейтронов даст различный результат, т. к. спектр потока нейтронов для каждого источника свой.

Квадрат длины диффузии определяет миграцию нейтронов в процессе диффузии и есть 1/6 среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон от точки, где он стал тепловым, до места его поглощения. Длина диффузии определяется основными характеристиками среды: коэффициентом диффузии (D) и макроскопическим сечением поглощения (Σ_a) по соотношению

$$L = \sqrt{D / \Sigma_a}. \quad (5.1)$$

Коэффициент диффузии определяется соотношением:

$$D = 1 / (3\Sigma_{tr}); \Sigma_{tr} = \Sigma_a + \Sigma_{str} = \Sigma_a + \Sigma_s (1 - \overline{\cos \theta}), \quad (5.2)$$

где Σ_{tr} – транспортное макроскопическое сечение; Σ_{str} – транспортное макроскопическое сечение рассеяния; Σ_s – макроскопическое сечение рассеяния.

Другой характеристикой процесса диффузии является время диффузии ($t_{диф}$) или время жизни теплового нейтрона, которое определяется соотношением:

$$t_{диф} = 1 / (v \cdot \Sigma_a), \quad (5.3)$$

где v – скорость нейтрона.

Квадрат длины миграции нейтронов определяет миграцию нейтронов в процессе замедления и диффузии, и есть 1/6 среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон от точки рождения до места его поглощения.

Геометрический фактор ослабления плотностей тока и потока нейтронов. Рассмотрим случай №1, когда в вакууме находится точечный источник тепловых нейтронов, и определим характер зависимости плотности потока нейтронов (Φ , см⁻²·с⁻¹) с расстоянием. Точечным считается источник тогда, когда его характерный размер много меньше расстояния от источника излучения до детектора. В данном случае отсутствуют процессы поглощения и замедления нейтронов, поэтому баланс нейтронов будет выглядеть следующим образом:

$$S = 4\pi r^2 \Phi(r), \quad (5.4)$$

то есть выход нейтронного источника (S , с⁻¹) равен числу нейтронов, пересекающих поверхность сферы ($4\pi R^2$) любого радиуса (r , см) в единицу времени (рис. 5.2).

Из соотношения (5.4) видно, что плотность потока нейтронов спадает пропорционально квадрату расстояния от источника излучения до детектора:

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi r^2}. \quad (5.5)$$

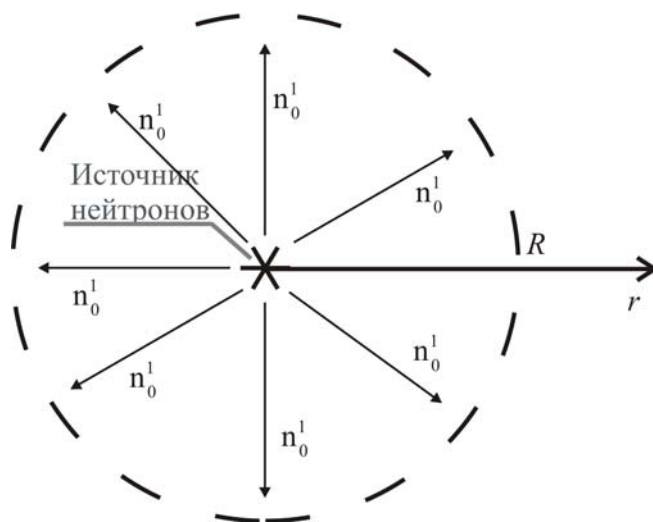


Рис. 5.2. Баланс нейтронов для точечного источника тепловых нейтронов в отсутствие поглощения в среде

Необходимо отметить, что при $r < 1$ расчетный результат не имеет физического смысла. Это вызвано «точечным приближением», в котором рассматривается источник. В действительности источник имеет опреде-

ленные размеры. Поэтому, либо расстояние от источника излучения до детектора должно изменяться в пределах $r_{уст} \leq r < \infty$, либо значение плотности потока нейтронов при $r < 1$ принимается равным выходу нейтронного источника в единицах измерения плотности потока нейтронов, т. е.

$$\Phi(r \leq 1) = S. \quad (5.6)$$

Определим значение плотности тока тепловых нейтронов, вектор которого направлен в сторону меньшей плотности нейтронов и равен алгебраической сумме числа нейтронов, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную выбранному направлению.

В случае изотропного источника вероятность P для нейтрона, рожденного в точке $r = 0$, полететь в направлении произвольно выбранной площадки dF на расстоянии r равна той доле телесного угла, под которым видна площадка dF из точки рождения (рис. 5.3), т. е.

$$P = \frac{dF \cos \varphi}{4\pi r^2}. \quad (5.7)$$

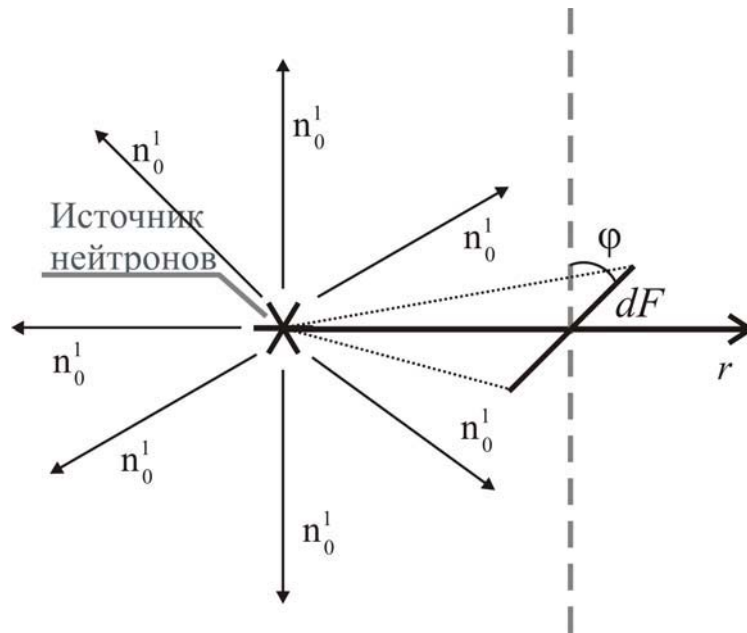


Рис. 5.3. Расположение произвольно выбранной площадки для определения плотности тока нейтронов

Таким образом, число нейтронов, рожденных источником в единицу времени и достигших площадки dF в положительном направлении, равно:

$$J_+ = S \cdot P = \frac{S \cdot dF \cos \varphi}{4\pi r^2}. \quad (5.8)$$

В отрицательном направлении $J_- = 0$, т. к. отсутствуют другие источники нейтронов и процесс рассеяния. Величина J_+ или J_- называется односторонним током нейтронов. Плотности этих токов в случае перпендикулярного расположения площадки ($\cos \varphi = 1$) относительно направления движения нейтронов равны:

$$i_+ = \frac{J_+}{dF} = \frac{S}{4\pi r^2}; i_- = 0. \quad (5.9)$$

Плотность результирующего тока через площадку dF в направлении r есть

$$I(r) = i_+ - i_- = S / (4\pi r^2). \quad (5.10)$$

Из соотношений (5.5) и (5.10) видно равенство плотностей тока и потока нейтронов в данном случае.

Материальный фактор ослабления плотностей тока и потока нейтронов. Рассмотрим случай № 2, когда на сильно поглощающую среду ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) падает плоско параллельный поток тепловых нейтронов (рис. 5.4). В данном случае отсутствует только процесс замедления, а снижение значения плотности потока нейтронов происходит за счет поглощения нейтронов. В дифференциальной форме закон ослабления плотности потока нейтронов запишется в виде:

$$\frac{d\Phi}{dr} = -\sigma_a N \Phi(r) = -\Sigma_a \Phi(r), \quad (5.11)$$

где σ_a , Σ_a – микро- (см^2) и макроскопическое (см^{-1}) сечение поглощения среды; N – концентрация ядер среды, см^{-3} .

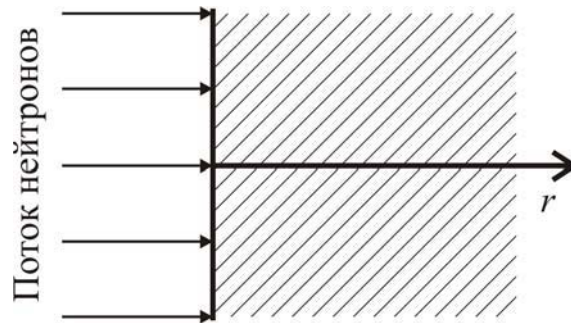


Рис. 5.4. Геометрия падения плоско параллельного потока нейтронов на вещество

Решением дифференциального уравнения (5.11) будет:

$$\Phi(r) = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r) = \Phi_0 \exp(-r / \lambda_a), \quad (5.12)$$

где Φ_0 – значение плотности потока нейтронов в точке $r = 0$; λ_a – средняя длина свободного пробега нейтрона до поглощения.

Аналогично случаю №1 определим значение плотности результирующего тока нейтронов. В случае плоско параллельного потока нейтронов вероятность P_1 для нейтрона, попавшего в среду в точке $r = 0$, полететь в направлении произвольно выбранной площадки dF на расстоянии r равна той доле телесного угла, под которым видна площадка dF из точки рождения (рис. 5.5), т. е.

$$P_1 = dF \cos \varphi. \quad (5.13)$$

Вероятность P_2 того, что нейтроны, летящие в направлении площадки dF , достигнут ее, есть

$$P_2 = \exp(-\Sigma_a r). \quad (5.14)$$

Скорость попадания в среду нейтронов $S = \Phi_0 \cdot 1 \text{ см}^2$.

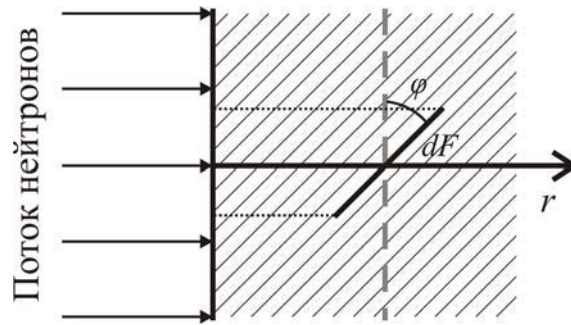


Рис. 5.5. Расположение произвольно выбранной площадки для определения плотности тока нейтронов

Таким образом, число нейтронов, попавших в среду в единицу времени и достигших площадки dF в положительном направлении, равно:

$$J_+ = S \cdot P_1 \cdot P_2 = S \cdot dF \cos \varphi \cdot \exp(-\Sigma_a r). \quad (5.15)$$

В отрицательном направлении $J_- = 0$, т. к. отсутствуют другие источники нейтронов и процесс рассеяния. Плотности этих токов в случае перпендикулярного расположения площадки ($\cos \varphi = 1$) относительно направления движения нейтронов равны:

$$i_+ = \frac{J_+}{dF} = S \exp(-\Sigma_a r) = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r); \quad i_- = 0. \quad (5.16)$$

Плотность результирующего тока через площадку dF в направлении r есть

$$I(r) = i_+ - i_- = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r). \quad (5.17)$$

Из соотношений (5.12) и (5.17) видно равенство плотностей тока и потока нейтронов в данном случае.

Учет геометрического и материального факторов приводит к обобщенному закону ослабления плотности потока и соответственно тока нейтронов:

$$\Phi(r) = I(r) = \frac{S \exp(-\Sigma_a r)}{4\pi r^2}. \quad (5.18)$$

Соотношение (5.18) позволяет по экспериментально измеренному распределению потока нейтронов определить значение макроскопического сечения или среднюю длину свободного пробега нейтрона до поглощения. Необходимо отметить, что оба представленных случая рассматривают:

- поток нейтронов, который перпендикулярно пересекает произвольно выбранную поверхность и не учитывает то, что в блоке замедлителя преимущественно протекает процесс рассеяния и, следовательно, наблюдается диффузионный поток нейтронов;
- бесконечную среду и не учитывают утечку нейтронов через поверхность блока замедлителя;
- источник тепловых нейтронов и не учитывают процесс замедления нейтронов до энергии теплового равновесия со средой.

Диффузионный поток нейтронов учитывается при решении уравнения диффузии в средах с точечным источником. Это уравнение справедливо, если выполнены два условия:

- 1) поток нейтронов на длине свободного пробега меняется слабо;
- 2) рассеяние нейтронов изотропно.

Второе ограничение легко снимается введением транспортной длины. Первое условие чрезвычайно существенно и значительно ограничивает область применимости уравнения диффузии, которое достаточно точно описывает поведение нейтронов в слабопоглощающих средах, вдали от источников и границ раздела сред с различными свойствами или с резкой зависимостью сечений от координат. Другими словами, уравнение диффузии справедливо в том случае, если $\Sigma_s \gg \Sigma_a$ и угловое распределение потока нейтронов близко к изотропному.

Бесконечная однородная среда. Найдем поле моноэнергетических нейтронов, генерируемых в бесконечной однородной среде точечным изотропным источником с постоянной во времени скоростью генерации (S), расположенным в начале координат. Уравнение диффузии во всем объеме среды, кроме точки $r = 0$, есть

$$D\Delta\Phi(r) - \Sigma_a\Phi(r) = 0. \quad (5.19)$$

Ввиду сферической симметрии задачи и однородности среды уравнение (5.19) удобно записать в следующей форме:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) - \chi^2 \Phi = 0, \quad (5.20)$$

где $\chi^2 = \Sigma_a / D$ – материальный параметр, определяющий свойства среды.

Условие задачи сформулируем следующим образом:

- 1) поток нейтронов ограничен;

- 2) полное число нейтронов, поглощаемых в единицу времени, равно скорости их генерации (условие баланса для стационарной задачи), т. е.

$$\int_0^{\infty} \Sigma_a \Phi(r) dV = S. \quad (5.21)$$

Для упрощения формы уравнения (5.20) сделаем подстановку $\Phi = u/r$ и приведем его к виду:

$$d^2 u / dr^2 - \chi^2 u = 0. \quad (5.22)$$

Общее решение уравнения (5.22) есть

$$u(r) = C_1 \exp(-\chi r) + C_2 \exp(+\chi r).$$

Соответственно

$$\Phi(r) = C_1(1/r) \exp(-\chi r) + C_2(1/r) \exp(+\chi r). \quad (5.23)$$

Из условия 1 следует, что $C_2 = 0$. Тогда

$$\Phi(r) = C_1(1/r) \exp(-\chi r). \quad (5.24)$$

Для определения константы C_1 воспользуемся вторым условием (5.21). Подставляя в него выражение для потока (5.23), имеем:

$$C_1 \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\chi r)}{r} \Sigma_a dV = S.$$

Вычисляя интеграл, получаем: $C_1 = S/(4\pi D)$ и

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi D r} \exp(-\chi r). \quad (5.25)$$

В природе не существует точечных источников конечного размера. Поэтому полученное решение при $r \rightarrow 0$ не имеет физического смысла. По соотношению (5.25) можно рассчитать распределение потока нейтронов во всем пространстве, кроме точки $r = 0$, в которой размещен источник. Однако вблизи источника диффузионное приближение не дает правильного результата, так как не выполняется условие малого изменения потока нейтронов на расстоянии порядка длины свободного пробега нейтронов в среде. Сравнение с точечным решением (например, с решением уравнения Пайерлса) показывает, что хотя поток нейтронов и стремится к бесконечности при $r \rightarrow 0$, все же диффузионное приближение значительно занижает его значение в окрестности источника.

В диффузионном приближении значение плотности тока нейтронов (I) связано с плотностью потока нейтронов соотношением и в данном случае

$$I(r) = -D \nabla \Phi(r) = \frac{S}{4\pi r^2} \exp(-\chi r) + \frac{S \chi}{4\pi r} \exp(-\chi r) = I_1(r) + I_2(r). \quad (5.26)$$

В соотношении (5.26) выделяются две плотности тока нейтронов:

- 1) I_1 , который характеризует изменение потока нейтронов испущенных источником, что можно заключить из сравнения с соотношением (5.18);
- 2) I_2 , который характеризует изменение потока нейтронов, попавших в точку r в результате рассеяния в среде.

В соотношении (5.18) значения тока и потока нейтронов равны, т. к. выражение получено из предположения, что в среде $\Sigma_a \gg \Sigma_s$ и, следовательно, диффузионное приближение не выполняется.

Конечная однородная среда. В качестве примера рассмотрим случай, когда точечный источник со скоростью генерации S расположен в центре сферы радиусом R . Совместим начало координат с центром сферы и найдем распределение потока нейтронов, воспользовавшись полученным ранее общим решением (5.23).

Для определения одной из постоянных имеем условие обращения потока нейтронов в нуль на экстраполированном радиусе сферы R_0 :

$$C_1(1/R_0) \exp(-\chi R_0) + C_2(1/R_0) \exp(+\chi R_0) = 0.$$

Отсюда

$$C_2 = -C_1 \exp(-2\chi R_0) \text{ и } \Phi(r) = C_1 \frac{\exp(-\chi r)}{r} \cdot \{1 - \exp[-2\chi(R_0 - r)]\}. \quad (5.27)$$

Чтобы найти C_1 , воспользуемся условием:

$$\lim_{r \rightarrow 0} 4\pi r^2 I = S.$$

Смысл этого условия состоит в том, что ток нейтронов (I) через сферу, как угодно близко охватывающую источник, равен скорости генерации этого источника. Поскольку $I = -D\nabla\Phi$, то, дифференцируя выражение (5.27) по r и устремляя $r \rightarrow 0$, находим:

$$C_1 = \frac{S}{4\pi D[1 - \exp(-2\chi R_0)]}. \quad (5.28)$$

Окончательно

$$\Phi(r) = \frac{S \exp(-\chi r)}{4\pi D r} \cdot \frac{1 - \exp[-2\chi(R_0 - r)]}{1 - \exp(-2\chi R_0)}. \quad (5.29)$$

Отличие от полученного ранее выражения для потока нейтронов в бесконечном пространстве (5.25) учитывается вторым множителем. Этот множитель способствует ускорению спада потока нейтронов в конечном объеме по сравнению с бесконечным.

Необходимо отметить, что параметр (χ), характеризующий свойства среды для тепловых нейтронов, обратнопропорционален длине диффузии, которая играет роль длины релаксации, т. е. длины, на которой поток нейтронов уменьшается в e раз.

5.2. Особенности обработки экспериментальных результатов для различных детекторов

Газонаполненный детектор. В качестве детектора используется газоразрядный счетчик нейтронов СНМ-12, предназначенный для регистрации медленных нейтронов в диапазоне энергий 0,03...100 эВ в коронном режиме. Помещенный в среду детектор в присутствии источника будет регистрировать число импульсов, которое пропорционально среднему значению плотности потока нейтронов с энергией 0,03...100 эВ в объеме (рис. 5.6):

$$V = \frac{4}{3} \pi [(r + h)^3 - r^3], \quad (5.30)$$

где h – длина детектора (для СНМ-12 составляет 28,5 см). Для определения потока тепловых нейтронов необходимо повторить эксперимент на данном расстоянии, но детектор поместить в кадмиевый фильтр. Использование кадмиевого фильтра позволяет получить число импульсов, пропорциональное среднему значению плотности потока надтепловых нейтронов. Разность показаний счетчика без кадмиевого фильтра и с ним будет пропорционально среднему значению плотности потока тепловых нейтронов. Для уменьшения величины h можно воспользоваться укороченным кадмиевым фильтром, что позволит уменьшить объем и повысить точность эксперимента.

Среднее значение плотности потока нейтронов и число импульсов, регистрируемых счетчиком, связаны соотношением:

$$\Phi(r) = \frac{N(r)}{S_{\text{дет}} t \omega} = \frac{N(r)}{2\pi r_{\text{дет}} h t \omega}, \quad (5.31)$$

где $S_{\text{дет}}$ – регистрирующая поверхность детектора; $r_{\text{дет}}$ – радиус детектора; t – время измерения, с; ω – вероятность регистрации частицы.

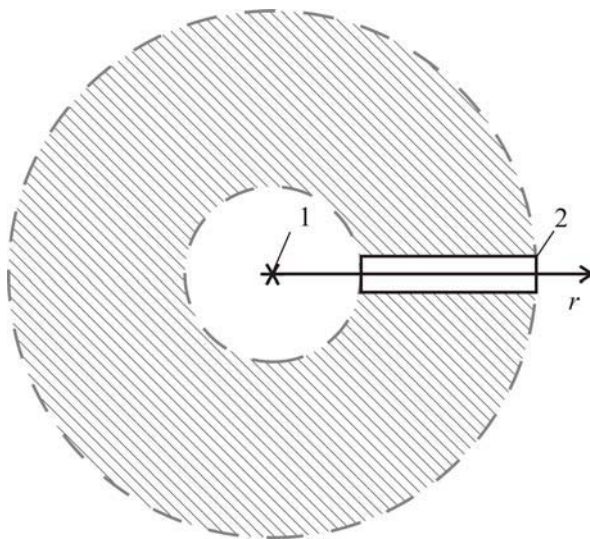


Рис. 5.6. Схема эксперимента с газонаполненным детектором:
1 – источник нейтронов; 2 – детектор

Торцевой детектор. Помещенный в среду торцевой детектор в присутствии источника будет регистрировать число импульсов, которое пропорционально значению плотности потока тепловых нейтронов, пересекающих поверхность сферы радиусом r (рис. 5.7):

$$S_{сфера} = 4\pi r^2. \quad (5.32)$$

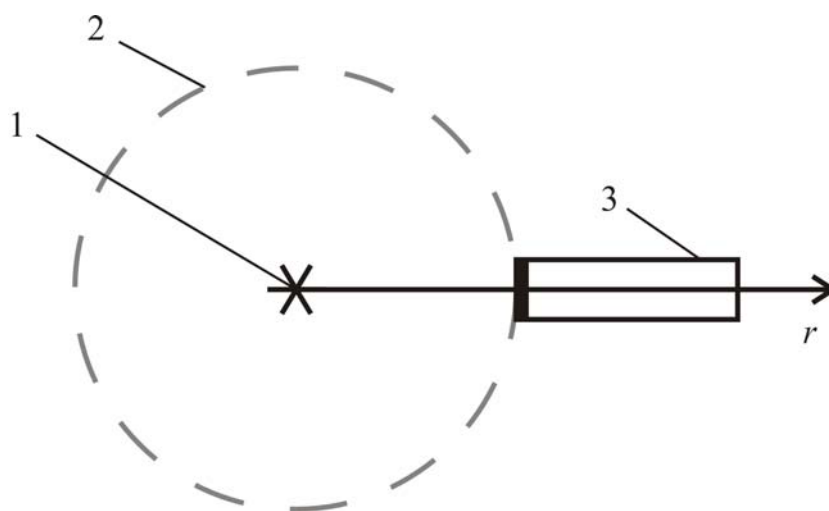


Рис. 5.7. Схема эксперимента с торцевым детектором:

1 – источник нейтронов; 2 – поверхность сферы (плотность потока тепловых нейтронов пропорциональна скорости счета детектора); 3 – торцевой детектор

В данном случае, среднее значение плотности потока нейтронов и число импульсов, регистрируемых счетчиком, связаны соотношением:

$$\Phi(r) = \frac{N(r)}{S_{дет}t\omega} = \frac{N(r)}{\pi r_{дет}^2 t \omega}, \quad (5.33)$$

где $S_{дет}$ – регистрирующая поверхность детектора; $r_{дет}$ – радиус детектора; t – время измерения, с; ω – вероятность регистрации частицы.

Активационный детектор. В качестве активационного детектора используется индиевая пластинка. В табл. 5.1 дан изотопный состав природного индия и продуктов (n, γ) -реакции, возникающих при облучении природных изотопов тепловыми нейтронами.

В результате (n, γ) -реакции образуются β -активные изотопы индия. В большинстве распадов радиоактивных ядер возникают ядра в возбужденном состоянии. При переходе ядра из возбужденного состояния в основное испускаются один или несколько γ -квантов. Поэтому возможно определение активности индия как β -счетчиками, так и γ -счетчиками.

Таблица 5.1

Ядерные характеристики индиевых активационных детекторов

Изотопный состав природного индия	Содержание изотопа, %	Сечение активации, барн	Радиоактивный продукт	Период полураспада радиоактивного продукта
$^{113}_{49}\text{In}$	4,23	58 ± 12	$^{114m}_{49}\text{In}$	49 сут
			$^{114}_{49}\text{In}$	72 с
$^{115}_{49}\text{In}$	95,77	197 ± 15	$^{116m}_{49}\text{In}$	54 мин
			$^{116}_{49}\text{In}$	13 с

Примечание. Сечения активации приведены для нейтронов со скоростями 2000 м/с.

Необходимо отметить, что пробег электрона (позитрона) в металле очень мал, следовательно, часть испускаемых β -частиц останутся в индиевом образце. γ -излучение является одним из самых опасных в основном по причине высокой проникающей способности. Поэтому применение γ -счетчиков является более эффективным (вероятность регистрации частицы (ω) будет выше: $\omega_\gamma > \omega_\beta$).

Активность, накопленная в образце, будет пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов в точке r (рис. 5.8).

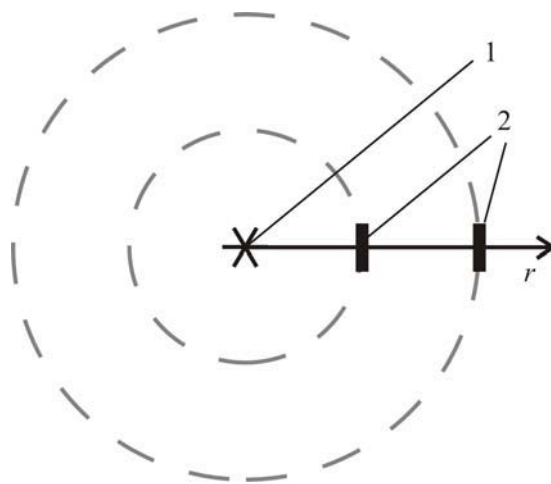


Рис. 5.8. Схема эксперимента с активационным детектором:

1 – источник нейтронов; 2 – активационный детектор

В данном случае среднее значение плотности потока нейтронов, активность образца и число импульсов, регистрируемых счетчиком, связаны соотношением:

$$\Phi = \frac{A}{\Sigma_{n,\gamma} V} = \frac{N}{\Sigma_{n,\gamma} V t \omega}, \quad (5.34)$$

где $\Sigma_{n,\gamma}$ – макроскопическое сечение радиационного захвата тепловых нейтронов; V – объем иррированного образца. Данное соотношение справедливо, если процесс накопления активности вышел на стационар. В противном случае необходимо учитывать время облучения образцов, а соотношение (5.34) будет иметь вид:

$$\Phi = \frac{A}{\Sigma_{n,\gamma} V [1 - \exp(-\lambda t_{обл})]} = \frac{N}{\Sigma_{n,\gamma} V t \omega [1 - \exp(-\lambda t_{обл})]}, \quad (5.35)$$

где $t_{обл}$ – время облучения образца; λ – постоянная распада материала образца.

Введение ω во всех экспериментах обусловлено следующими причинами: во-первых, если активный образец располагается вне чувствительного объема счетчика, последний регистрирует лишь часть частиц тем меньшую, чем меньше телесный угол, под которым счетчик виден из источника излучения; во-вторых, из числа частиц, полетевших в направлении счетчика, часть может быть поглощена в самом источнике, в воздухе на пути к счетчику, либо в стенках счетчика. Наконец, наличие мертвого времени (его называют также временем нечувствительности, разрешающим временем) у регистрирующей аппаратуры приводит к тому, что часть частиц, прошедших через счетчик, не регистрируется. В различных экспериментах перечисленные факторы могут по-разному влиять на измеряемую величину.

5.3. Лабораторная работа по радиометрии нейтронных полей

Порядок выполнения работы. Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя. Время измерения во всех экспериментах должно составлять не менее 60 с.

Газонаполненный детектор

1. Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме.
2. Измерить 2 раза фон счетной установки.
3. Поместить нейтронный источник в канал (шахту) замедлителя, предварительно убедившись в отсутствии в нем дисков и вынимающихся блоков.
4. В первом измерении детектор располагается в непосредственной близости к источнику. Измерение количества импульсов в каждой точке с кадмиевым фильтром и без него производится дважды.
5. Последующие измерения скорости счета производятся последовательно при перемещении детектора через 2 см. Полученные результаты заносятся в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Пример таблицы результатов эксперимента

r , см	$N_{фон}$, с ⁻¹	$N_1(r)$, с ⁻¹	$N_2(r)$, с ⁻¹	$N(r)$, с ⁻¹
0				
2				
и т. д.				

Примечание. $N_{фон}$ фон счетной установки для всех расстояний одинаковый; $N_1(r)$ – число импульсов в случае, когда детектор не закрыт кадмиевым фильтром; $N_2(r)$ – число импульсов в случае, когда детектор закрыт кадмиевым фильтром; $N(r) = N_1(r) - N_2(r) - N_{фон}$ – число импульсов, обусловленное только тепловыми нейтронами.

Торцевой детектор

1. Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме.
2. Измерить 2 раза фон счетной установки.
3. Поместить нейтронный источник в канал (шахту) замедлителя, предварительно убедившись в отсутствии в нем дисков и вынимающихся блоков.
4. В первом измерении детектор располагается в непосредственной близости к источнику. Измерение количества импульсов в каждой точке производится дважды. Торцевой детектор регистрирует непосредственно тепловые нейтроны, поэтому в данном случае кадмиевый фильтр не используется, а $N(r) = N_1(r) - N_{фон}$.
5. Последующие измерения скорости счета производятся последовательно при перемещении детектора через 2 см. Полученные результаты заносятся в табл. 5.2.

Активационный детектор

1. Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме.
2. Измерить 3 раза фон счетной установки.
3. Извлечь индиевый образец из канала (шахты) замедлителя и определить его активность. Активность образца измеряется 3 раза. В случае, если образец находится в кадмиевом фильтре, то для определения его активности фильтр необходимо снять.
4. Индиевые образцы извлекаются по мере приближения к источнику нейтронов. Полученные результаты заносятся в табл. 5.2.

Обработка результатов измерений

1. Определить среднее значение скорости счета в каждой точке ($N(r)$), обусловленное потоком тепловых нейтронов, и абсолютную погрешность его измерения (σ_N).
2. Определить среднее значение плотности потока тепловых нейтронов ($\Phi(r)$) и его погрешность (σ_Φ) (см. раздел 5.2).
3. Построить график зависимости плотности потока тепловых нейтронов от расстояния до источника нейтронов: $\Phi = f(r)$.
4. Определить среднее значение функции ($r\Phi(r)$) на радиусе r и его погрешность ($\sigma_{r\Phi}$).
5. Построить график функции $r\Phi = f(r)$.
6. По графику $r\Phi = f(r)$ определить расстояние (r_0), с которого начинается экспоненциальный спад (область выполнения диффузионного приближения).
7. Для расстояний r_0 и более определить значения функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]}$ и его погрешность (σ_{\ln}). Все результаты расчета заносятся в табл. 5.3.
8. Построить график функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$.

Таблица 5.3

Пример таблицы результатов расчета

r , см	$\overline{N(r)} \pm \sigma_N$, с ⁻¹	$\overline{\Phi(r)} \pm \sigma_\Phi$, с ⁻¹	$\overline{r\Phi(r)} \pm \sigma_{r\Phi}$, см ² с ⁻¹	$\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} \pm \sigma_{\ln}$
0				
2				
и т. д.				

Примечание. r_0 – расстояние, с которого начинается экспоненциальный спад функции $r^2\Phi(r)$.

9. Методом наименьших квадратов аппроксимировать зависимость $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$ прямой линией (полиномом первой степени). По тангенсу угла наклона определяют значение материального параметра среды и, следовательно, длину диффузии тепловых нейтронов.
10. Для расстояний $0 \dots r_0$ определить значения функции $r^2\Phi = f(r)$ и построить график, по которому оценить значение возраста замедляющихся нейтронов.
11. Оценить значение длины миграции нейтронов.
12. Записать закон распределения плотностей тока и потока тепловых нейтронов в диффузионном приближении и построить их графики.
13. Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:
 - самостоятельно сформулированную цель работы;

- необходимые теоретические сведения;
- результаты измерений и расчеты необходимых величин;
- расчеты погрешностей прямых и косвенных измерений;
- вывод по работе.

Контрольные вопросы

1. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда точечный источник тепловых нейтронов находится в вакууме.

2. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда на сильно поглощающую среду ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) падает плоско параллельный поток тепловых нейтронов.

3. Записать выражение для плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда в сильно поглощающей среде ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) находится точечный источник тепловых нейтронов.

4. Запишите (поясните) условия (область) применимости уравнения диффузии.

5. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов, генерируемых в бесконечной однородной среде точечным изотропным источником с постоянной во времени скоростью генерации, расположенным в начале координат.

6. Как влияют конечные размеры блока замедлителя на значение плотности потока нейтронов в нем?

7. В чем состоит физический смысл возраста, длин диффузии и миграции нейтронов в среде?

8. Запишите соотношение, связывающее скорость счета и плотности потока нейтронов для различных детекторов нейтронов.

9. В чем состоит физический смысл плотностей тока и потока нейтронов, и как они связаны?

10. Чем обусловлено введение в расчет вероятности регистрации частиц?

5.4. Лабораторная работа по управлению аксиальным распределением потока нейтронов в графитовой призме

Теоретические сведения изложены в разделе 1.

Порядок выполнения работы. Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя. Время измерения во всех экспериментах должно составлять не менее 60 с.

1. Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме.
2. Измерить 2 раза фон счетной установки.

3. Поместить нейтронный источник в канал (шахту) замедлителя на глубину в один графитовый блок (рис. 5.9), предварительно убедившись в отсутствии в нем дисков и вынимающихся блоков.
4. В первом измерении детектор помещается в графитовый канал на два графитовых блока (рис. 5.9). Измерение количества импульсов в каждой точке с кадмиевым фильтром, укороченным кадмиевым фильтром и без фильтра производится дважды.

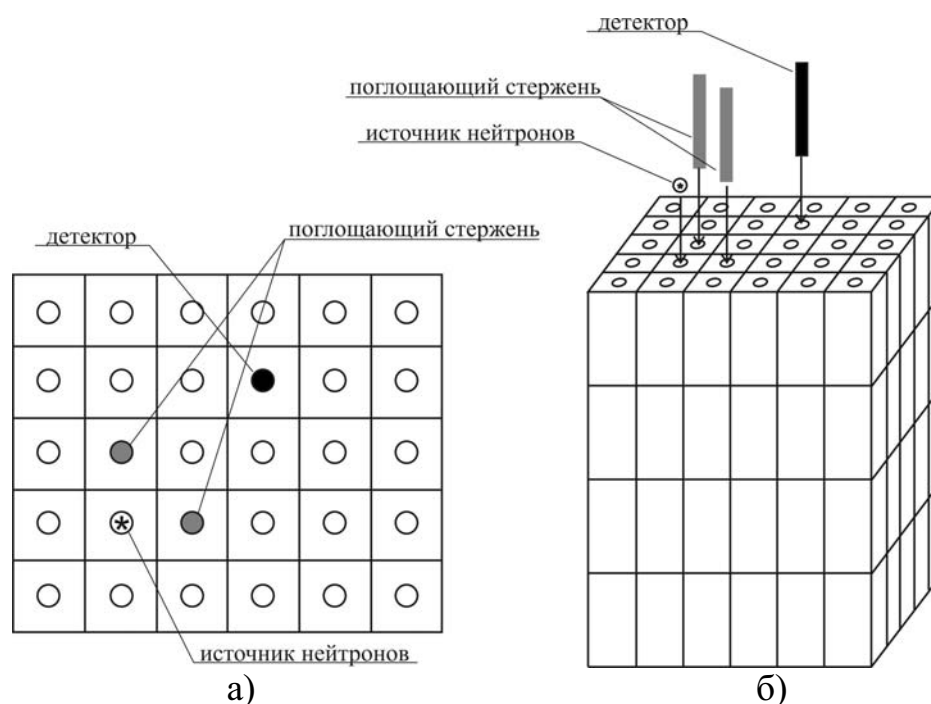


Рис. 5.9. Схема размещения оборудования по каналам графитовой призмы: а – вид сверху; б – вид в аксонометрии

5. Последующие измерения скорости счета производятся последовательно при перемещении детектора через 20 см. Полученные результаты заносятся в табл. 5.4.

Таблица 5.4

Пример таблицы результатов эксперимента

$r, \text{см}$	$N_1(r), \text{с}^{-1}$	$N_2(r), \text{с}^{-1}$	$N_3(r), \text{с}^{-1}$	$N(r), \text{с}^{-1}$	$N'(r), \text{с}^{-1}$
0					
20					
и т. д.					

Примечание. $N_1(r)$ – число импульсов в случае, когда детектор не закрыт кадмиевым фильтром; $N_2(r)$ – когда детектор закрыт кадмиевым фильтром; $N_3(r)$ – когда детектор закрыт укороченным кадмиевым фильтром; $N(r) = N_3(r) - N_2(r) - N_{\text{фон}}$ – число импульсов, обусловленное только тепловыми нейтронами, попавшими в часть детектора не закрытую укороченным фильтром; $N'(r) = N_1(r) - N_2(r) - N_{\text{фон}}$ – число импульсов, обусловленное только тепловыми нейтронами, попавшими в часть детектора закрытую укороченным фильтром.

6. Погружается поглощающий стержень № 1 в графитовую призму и выполняются пункты 4, 5.
7. Извлекается стержень № 1 и погружается стержень № 2. Выполняются пункты 4, 5.
8. Оба поглощающих стержня погружены в графитовую призму. Выполняются пункты 4, 5.

Обработка результатов измерений

1. Определить значение плотностей потоков тепловых нейтронов $\Phi(r)$ и $\Phi'(r)$ для всех вариантов размещения поглощающих стержней по соотношению (5.31). При этом в соотношении необходимо заменить длину детектора h (для СНМ-12 составляет 28,5 см) на длину соответствующего участка.
2. Построить зависимости $\Phi(r)$ и $\Phi'(r)$ для всех вариантов размещения поглощающих стержней.
3. По зависимостям $\Phi(r)$ и $\Phi'(r)$ графически определить интегральные потоки тепловых нейтронов $F = \int \Phi(r) dr$ и $F' = \int \Phi'(r) dr$.
4. Определить долю потока тепловых нейтронов, поглощенную материалом стержней:

а) $\delta_{1,2} = \frac{F - F_{1,2}}{F}$, $\delta'_{1,2} = \frac{F' - F'_{1,2}}{F'}$ – погружены оба стержня;

б) $\delta_1 = \frac{F - F_1}{F}$, $\delta'_1 = \frac{F' - F'_1}{F'}$ – погружен стержень № 1;

в) $\delta_2 = \frac{F - F_2}{F}$, $\delta'_2 = \frac{F' - F'_2}{F'}$ – погружен стержень № 2;

г) $\delta_{1 \rightarrow 2} = \frac{F_2 - F_{1,2}}{F_2}$, $\delta'_{1 \rightarrow 2} = \frac{F'_2 - F'_{1,2}}{F'_2}$ – погружение стержня № 1 при

находящемся в графитовой кладке стержне № 2;

д) $\delta_{2 \rightarrow 1} = \frac{F_1 - F_{1,2}}{F_1}$, $\delta'_{2 \rightarrow 1} = \frac{F'_1 - F'_{1,2}}{F'_1}$ – погружение стержня № 2 при

находящемся в графитовой кладке стержне № 1.

В соотношениях приняты следующие обозначения интегральных потоков тепловых нейтронов: F, F' – без стержней; F_1, F'_1 – со стержнем № 1; F_2, F'_2 – со стержнем № 2; $F_{1,2}, F'_{1,2}$ – с обоими стержнями.

5. Сравнить полученные значения в следующем порядке: δ_1 с δ_2 ; $\delta_{1,2}$ с $\delta'_{1,2}$; $\delta_{1 \rightarrow 2}$ с $\delta_{2 \rightarrow 1}$; $\delta_{1,2}$ с $(\delta_1 + \delta_2)$. Провести анализ сравниваемых величин, основные результаты которого отразить в выводе.

6. Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:
- самостоятельно сформулированную цель работы;
 - необходимые теоретические сведения;
 - результаты измерений и расчеты необходимых величин;
 - расчеты погрешностей прямых и косвенных измерений;
 - вывод по работе.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит физический смысл эффективности стержня СУЗ, и какие параметры эксплуатации реактора влияют на скорость изменения реактивности?
2. Привести характерные примеры градуировочных характеристик стержня (интегральные, дифференциальные) и пояснить их.
3. Привести классификацию стержней СУЗ по назначению выполняемых функций.
4. Каким образом влияет изменение уровня мощности на распределение плотности потока нейтронов?
5. В чем состоят трудности, и чем обусловлены ограничения управления нейтронным полем стержнями СУЗ?
6. Для каких целей, и каким образом используется следящий механизм компенсирующего стержня?
7. Каким образом влияют положения компенсирующих стержней на эффективность регулирующего стержня?
8. Каким образом реализуется методика определения максимальной скорости изменения реактивности?
9. Для каких целей используются укороченные стержни-поглотители в активной зоне реактора?
10. Каким образом реализуется методика измерения эффективности стержня СУЗ?
11. Каким образом реализуется метод парной интерференции для определения эффективности системы стержней СУЗ?
12. В чем состоят особенности метода «крайних оценок» для определения эффективности системы стержней СУЗ?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: учеб. пособие для вузов / Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алтухов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
2. Управление нейтронным полем ядерного реактора / Е.В. Филипчук, П.Т. Потапенко, В.В. Постников. – М.: Энергоиздат, 1981. – 280 с.
3. Шульц М.А. Регулирование энергетических ядерных реакторов: пер. с англ. / М.А. Шульц. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1957. – 460 с.
4. Канальный ядерный энергетический реактор РБМК / М.И. Абрамов, В.И. Авдеев, Е.О. Адамов и др; под ред. Ю.М. Черкашова. – М.: ГУП НИКИЭТ, 2006. – 632 с.
5. Практикум по ядерной физике / И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др. – 4-е изд. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. – 199 с.
6. Сидоренко В.В., Кузнецов Ю.А., Оводенко А. А. Детекторы ионизирующих излучений на судах: справочник. – Л.: Судостроение, 1984. – 240 с.
7. Защита от ионизирующих излучений: справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 494 с.
8. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. еМ1.287.007 ТО. Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М. 1984. – 49 с.
9. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. ЕМ21.801.022 ПС. Прибор счетный одноканальный ПСО2-4. 1980. – 53 с.
10. Техническое описание и руководство по эксплуатации. Универсальный частотомер АСН-1300. 2000. – 22 с.
11. Паспорт на источник быстрых нейтронов плутоний-бериллиевый, предназначенный для аттестации в качестве образцового. 1991. – 10 с.

Учебное издание

БЕДЕНКО Сергей Владимирович
НЕСТЕРОВ Владимир Николаевич
ШАМАНИН Игорь Владимирович

ОСНОВЫ РАДИОМЕТРИИ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

Учебное пособие


Редактор	<i>Д.В. Заремба</i>
Верстка	<i>Д.В. Сотникова</i>
Дизайн обложки	<i>О.Ю. Аршинова О.А. Дмитриев</i>

Подписано к печати 25.12.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Классика».
Печать RISO. Усл.печ.л. 4,65. Уч.-изд.л. 4,21.
Заказ 810. Тираж 200 экз.



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.