

СОДЕРЖАНИЕ

<u>ВВЕДЕНИЕ</u>	<u>5</u>
<u>1. НЕЙТРОН И ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР</u>	<u>7</u>
<u>1.1 Представление об атомном ядре ко времени открытия нейтрона</u>	<u>7</u>
<u>1.2 Открытие нейтрона</u>	<u>11</u>
<u>1.3 Свойства нейтрона и состав атомных ядер</u>	<u>15</u>
<u>1.4 Источники нейтронов</u>	<u>25</u>
<u>1.5 Взаимодействие нейтронов с веществом</u>	<u>30</u>
<u>1.6 Деление тяжелых ядер под действием нейтронов</u>	<u>41</u>
<u>1.7. Пространственное распределение нейтронов в активной зоне ядерного реактора</u>	<u>48</u>
<u>2. ТРЕХМЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ</u>	<u>52</u>
<u>2.1. Подвижные органы регулирования – поглощающие (компенсирующие) стержни</u>	<u>52</u>
<u>2.2. Проблемы конструирования регулирующих стержней</u>	<u>52</u>
<u>2.3. Каналы стержней регулирования</u>	<u>55</u>
<u>2.4. Эффекты теплоносителя и покрытия</u>	<u>56</u>
<u>2.5. Эффект неоднородностей</u>	<u>57</u>
<u>2.6. Спектр нейтронов и сечения</u>	<u>58</u>
<u>2.7. Конструкция стержней регулирования в тепловых, промежуточных и быстрых реакторах</u>	<u>70</u>
<u>2.8. Влияние стержней системы управления и защиты (СУЗ) на плотность потока нейтронов при изменении уровня мощности</u>	<u>78</u>
<u>2.9. Определение эффективности стержней и запаса реактивности</u>	<u>84</u>
<u>2.9.1. Измерения эффективности стержней и их градуировочных характеристик</u>	<u>86</u>
<u>2.9.2. Метод парной интерференции для определения эффективности системы стержней</u>	<u>88</u>
<u>2.9.3. Метод «крайних оценок»</u>	<u>91</u>
<u>2.10. Возможности трехмерного управления с помощью твердых стержней системы управления и защиты (СУЗ)</u>	<u>91</u>
<u>2.11. Управление распределением нейтронного потока</u>	<u>95</u>
<u>2.12. Колебания пространственного распределения нейтронов в активной зоне, вызванные перемещением стержней (КСЕНОНОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ)</u>	<u>97</u>
<u>2.12.1. Аналитическая модель пространственно-временных ксеноновых колебаний</u>	<u>98</u>
<u>2.12.2. Пространственные ксеноновые колебания</u>	<u>99</u>

2.12.3. Оценка параметров пространственных ксеноновых колебаний	106
<u>3. ТЕХНИКА И МЕХАНИЗМЫ УПРАВЛЕНИЯ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ</u>	114
3.1. Параметры эксплуатации реактора, влияющие на скорость изменения реактивности	114
3.2. Автоматический регулятор мощности (АРМ)	115
3.3. Следящий механизм компенсирующего стержня	118
3.4. Система аварийной защиты канального ядерного реактора	120
3.5. Система управления и защиты канального ядерного реактора большой мощности	123
3.6. Канал системы управления и защиты	127
<u>4. РАДИОМЕТРИЯ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ</u>	128
4.1. Экспериментальная установка на базе цилиндрического газонаполненного детектора	128
4.1.1. Способ «исключения» γ -фона из показаний детектора	135
4.2. Экспериментальная установка на базе сцинтилляционного детектора	136
4.3. Экспериментальная установка на базе активационных детекторов	140
4.4. Детекторы прямой зарядки	142
<u>5. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ РАДИОМЕТРИИ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ</u>	148
5.1. Ошибки измерений	148
5.2. Ошибки функции измеряемых величин	149
5.3. Обработка результатов методом наименьших квадратов	151
<u>6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКА И ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ</u>	153
6.1. Основные теоретические сведения	153
6.2. Особенности обработки экспериментальных результатов для различных детекторов	162
6.3. Лабораторная работа по радиометрии нейтронных полей	167
6.4. Лабораторная работа по управлению аксиальным распределением потока нейтронов в графитовой призме	170
<u>БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК</u>	174

ВВЕДЕНИЕ

Единственным средством оперативного управления значением и пространственным распределением плотности потока нейтронов (нейтронным полем) в активной зоне ядерного реактора является размещение и перемещение так называемых подвижных компенсаторов реактивности – поглощающих стержней. Положение стержней в активной зоне вместе со значением концентрации борной кислоты (при наличии системы борного регулирования) определяют состояние реактора: подкритическое (заглушенный реактор), критическое (постоянный уровень мощности), либо надкритическое (мощность растет). Таким образом, поглощающие стержни являются одним из основных элементов, обеспечивающих безопасность контролируемого процесса превращения внутриядерной энергии в тепловую.

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 – детекторов. По параметрам этих сигналов с использованием соотношений (законов) атомной, ядерной и нейтронной физики, определяются параметры поля нейтронов и, следовательно, состояние ядерного реактора – подкритическое, строго критическое, либо надкритическое.

Система управления и защиты (СУЗ) ядерного реактора “начинается” с детекторов, например, камер деления, и “заканчивается” исполнительными органами – стержнями. Она “анализирует” параметры сигналов с детекторов и формирует сигналы, управляющие положениями стержней. Знание базовых принципов функционирования детекторов и физики воздействия стержней на поток нейтронов, таким образом, является важным элементом квалификационной характеристики специалиста в области ядерных энергетических технологий.

В учебном пособии приведены основные сведения о нейтроне, по технике управления параметрами нейтронного поля в активной зоне ядерного реактора, по общим закономерностям изменений параметров этого поля в активной зоне при управлении реактором путем перемещения поглощающих стержней, по методам определе-

ния параметров поля с помощью различных детекторов. Изложены содержание и процедура выполнения ряда лабораторных работ.

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. НЕЙТРОН И ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

1.1. Представление об атомном ядре ко времени открытия нейтрона

Открытие атомного ядра – одна из самых ярких страниц истории современной физики. На смену представлению об атоме как о неделимой частице пришла теория, согласно которой атом является сложной системой, где положительно заряженное ядро окружено электронами, образующими своеобразную оболочку. Такое представление вначале привело к созданию планетарной модели атома, т. е. к гипотезе о том, что атом построен по образцу солнечной системы. Предполагалось, что электроны вращаются по разным орбитам вокруг положительно заряженного ядра так же, как планеты вокруг Солнца. Но при этом действуют кулоновские (электрические) силы, а не силы тяготения. Гипотеза о том, что атом построен по образцу солнечной системы, не могла долго существовать из-за двух основных противоречий.

Законы механики допускают вращение планет вокруг Солнца по любым орбитам на любых расстояниях от него, определяемых скоростью движения планет (например, траектории искусственных спутников Земли). Если бы электроны двигались по произвольным орбитам, атомы одного и того же элемента не могли бы обладать одинаковыми свойствами. Следовательно, структура атома определяется более жесткими законами, чем законы, по которым движутся планеты. В этом заключается первое противоречие.

Второе противоречие сводится к тому, что движение, электрона вокруг ядра должно было бы сопровождаться непрерывным излучением энергии, происходящим при изменении величины или направления скорости движения электрического заряда. Такое электромагнитное излучение со временем должно привести к истощению энергии атома, что несовместимо с неизменностью свойств атомов на протяжении веков и тысячелетий.

Эти противоречия в середине 20-х годов XX в. были разрешены введением волновых представлений в описание движения частиц. В соответствии с волновой природой явления атом состоит из положительно заряженного ядра, вокруг которого располагается электронное облако, причем каждый электрон участвует в создании этого облака.

Во всех атомах электроны тождественны друг другу. Масса электрона в 1836,5 раза меньше массы ядра атома обычного водорода – протона. Электрические заряды электрона и протона равны по величине и противоположны по знаку. Величина этого элементарного заряда равна $4,8 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц в системе CGSE.

Эти две частицы обладают замечательным свойством – они имеют собственные моменты количества движения. Если частица вращается вокруг какой-нибудь оси, то, как известно, ее момент количества движения равен $m \cdot v \cdot r$, где m – масса частицы, v – ее скорость, r – радиус круговой орбиты. Наличие собственного момента количества движения, который обычно называется «спином» от английского слова «веретено», можно наглядно представить как результат вращения частицы вокруг собственной оси. Частица в этом случае подобна вращающемуся волчку. Однако этим и ограничивается сходство с волчком, так как волчок принципиально не может иметь постоянную угловую скорость вращения. Если отсутствует приток энергии со стороны, то всякий волчок в результате взаимодействия с окружающей средой будет непрерывно уменьшать свою угловую скорость, тормозиться. Угловая скорость вращения ядерной частицы вокруг собственной оси не меняется со временем. Это можно объяснить действием законов квантовой механики, допускающих существование постоянной угловой скорости вращения частицы вокруг собственной оси без дополнительного притока энергии. Подобно обычному моменту количества движения, спин является вектором, т. е. характеризуется величиной и направлением.

Он направлен вдоль оси вращения частицы в ту сторону, откуда наблюдатель «видит» это вращение против часовой стрелки.

Единицей измерения момента количества движения в ядерной физике является величина $\hbar = h/(2\pi)$, где h – постоянная Планка, равная $6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с (эта единица читается как «аш перечеркнутое»). Спины электрона и протона совпадают по величине и равны $(1/2)\hbar$.

Наличие спина у электрона и протона обуславливает существование у них магнитных моментов. Это может быть объяснено на основании обычных электромагнитных представлений. Так как каждая из этих частиц заряжена и вращается вокруг собственной оси,

то должен существовать своеобразный круговой ток. Хорошо известно, что ток, текущий по замкнутой металлической рамке, создаст вокруг нее такое магнитное поле, при котором рамка ведет себя как обычный магнит. Если напряженность внешнего магнитного поля равна единице, то на рамку с током действует пара сил с моментом, зависящим лишь от площади рамки и от величины протекающего по ней тока. Данная рамка с током характеризуется магнитным моментом, который численно равен моменту сил.

Итак, мы выяснили, что нет ничего удивительного в наличии магнитного момента у заряженной частицы, обладающей спином. Магнитный момент электрона равен

$$\mu_e = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e \cdot c} = 0,9273 \cdot 10^{-20} \text{ (эрг/гс)},$$

где e и m_e – заряд и масса электрона, а c – скорость света. Эта величина в атомной физике принята за единицу и носит название «магнетон Бора». Единицей измерения магнитного момента в ядерной физике является ядерный магнетон $\mu_{\text{я}} = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/гс. Эту величину можно получить из выражения для магнетона Бора, если массу электрона заменить массой протона. Таким образом, ядерный магнетон в 1836,5 раза меньше магнетона Бора.

Так как магнитный момент электрона численно равен одному магнетону Бора, то возникает вопрос: равен ли магнитный момент протона одному ядерному магнетону? Оказывается, нет. Не равен! Магнитный момент протона составляет 2,7928 ядерного магнетона. Достаточно удовлетворительного объяснения этому пока нет.

Подобно электрону и протону подавляющее большинство атомных ядер также обладает спинами и магнитными моментами, отличными от нуля. При переходе от ядра к ядру какой-либо простой закономерности в изменении этих величин не обнаруживается.

Ко времени открытия нейтрона считали, что ядра состоят из протонов и электронов. Согласно данной протонно-электронной гипотезе о строении атомных ядер, предполагалось, что если ядро имеет массовое число A и заряд Z , то в его состав входят A протонов и $A - Z$ электронов, частично компенсирующих суммарный заряд протонов.

Убедительным фактом, подтверждающим эту гипотезу, считали радиоактивный распад некоторых неустойчивых ядер с испусканием электрона (β -распад).

Как только экспериментальные методы позволили достаточно точно определить спины и магнитные моменты атомных ядер, стройность протонно-электронной гипотезы о составе ядер была нарушена. Наиболее ярко это проявилось при попытке объяснить экспериментально полученные величины спинов ядер.

От чего зависит величина спина ядра?

Имеется несколько факторов, определяющих спин ядра. Величина его зависит от того, какие частицы и в каком количестве входят в состав исследуемого ядра. При этом следует иметь в виду, что спины отдельных частиц могут ориентироваться параллельно или антипараллельно друг другу. Кроме того, спин ядра зависит от орбитальных моментов отдельных частиц, составляющих ядро. Помимо собственного момента количества движения – спина, – частица может иметь еще орбитальный момент, связанный с вращением ее вокруг некоторой оси. Величина этого момента дискретна и целочисленна в единицах \hbar . Результирующий спин данного ядра, очевидно, равен векторной сумме спинов и орбитальных моментов отдельных частиц, составляющих ядро. Но будет ли спин ядра целым или полуцелым в единицах \hbar , зависит в конечном счете от количества входящих в ядро частиц, так как орбитальные моменты могут изменить его на величину, только кратную \hbar .

Если ядро с массой A и зарядом Z состоит из A протонов и $A - Z$ электронов, то общее число частиц, входящих в ядро, будет равно $2A - Z$. Следовательно, при четном Z число частиц в ядре будет четное, а при нечетном – нечетное. Протоны и электроны имеют спин $(1/2)\hbar$, поэтому с точки зрения протонно-электронной гипотезы ядра с четным Z должны иметь целый или нулевой спин, а ядра с нечетным Z должны иметь полуцелый спин. Этот вывод явился камнем преткновения для данной гипотезы.

Каковы же экспериментальные данные по определению спинов ядер? Классическим примером в этом отношении стало ядро азота N_7^{14} . Было установлено, что это ядро имеет спин, равный 1. По протонно-электронной гипотезе, ядро азота N_7^{14} должно иметь полуцелый спин, так как в нем содержится 14 протонов и 7 электронов, т. е. 21 частица. Данное затруднение было настолько принципиальным и существенным, что оно получило название «азотной катастрофы». Впоследствии был обнаружен ряд ядер, спины которых отличаются от предсказываемых данной гипотезой. Так, экспериментально до-

казано, что спины ядер H_1^2 и Li_3^6 равны \hbar , а спин ядра Cd_{48}^{111} равен $(1/2)\hbar$, что несовместимо с рассматриваемой гипотезой.

В результате эксперимента было найдено, что целочисленность или полуцелочисленность спина ядра определяется его массовым числом. Ядра с четным массовым числом имеют спин, величина которого выражается в целых единицах \hbar или равна нулю. Наоборот, ядра с нечетным массовым числом имеют полуцелую величину спина. Заряд ядра не играет той основной роли в определении спина, какую ему приписывает данная гипотеза.

Другое серьезное затруднение заключается в объяснении величины магнитного момента ядер с точки зрения критикуемой гипотезы. Опыты показывают, что магнитный момент ядер обычно составляет несколько ядерных магнетонов. Если бы электроны входили в состав ядра, то магнитный момент ядра на несколько порядков превышал бы наблюдаемый.

Присутствие электронов в ядре исключается и по энергетическим соображениям. Если бы электроны находились внутри ядра, размеры которого намного меньше размеров атома, то они должны были бы, как показывает квантовая механика, обладать очень большой энергией, значительно превышающей энергию, заключенную в атомных ядрах.

Все эти затруднения поставили под сомнение справедливость протонно-электронной гипотезы строения атомных ядер и, в конце концов, заставили отказаться от нее. «Гибели» этой гипотезы способствовало открытие в 1932 г. новой частицы – нейтрона, которая ознаменовала бурное развитие ядерной физики в последующие годы.

1.2. Открытие нейтрона

После того, как было установлено, что наиболее тяжелые ядра являются радиоактивными, началось систематическое исследование взаимодействия испускаемых ими α -, β - и γ -излучений с различными элементами. С точки зрения изучения ядерных превращений наиболее плодотворными оказались опыты по взаимодействию α -частиц с легкими ядрами. Было установлено появление сравнительно быстрых протонов при облучении α -частицами ряда элементов начала периодической системы Д.И. Менделеева. В 1930 г. В. Боте и Г. Беккер обнаружили наряду с протонами неизвестное ранее излу-

чение, обладающее аномально большой проникающей способностью. Было замечено, что наибольшая вероятность возникновения этого излучения имеет место при бомбардировке бериллия, поэтому излучение стали называть «бериллиевым». В то время было известно, что только γ -лучи способны пройти сравнительно толстые слои вещества. В связи с этим было предположено, что неизвестным проникающим излучением является поток γ -квантов большой энергии. По мере изучения этого явления были получены экспериментальные данные, противоречащие такому предположению.

В чем же заключались эти опыты?

И. Кюри и Ф. Жолио-Кюри обнаружили, что само «бериллиевое» излучение способно выбивать протоны из парафина. Предположив, что эти протоны возникают в результате столкновения γ -квантов с ядрами водорода, они вычислили энергию, требуемую для образования таких протонов отдачи. Она оказалась приблизительно равной 50 МэВ. Этот результат не согласовывался с энергетическим балансом реакции захвата α -частицы ядром бериллия и последующим испусканием γ -кванта. Кроме того, число протонов отдач, зарегистрированных в единицу времени, в несколько тысяч раз превышало ожидаемое на основании известной вероятности взаимодействия γ -квантов с веществом.

Для более детального изучения данного явления Дж. Чадвик поставил опыт, схематически изображенный на [рис. 1.1](#). Полониевый α -излучатель располагали так, чтобы α -частицы облучали бериллиевую мишень. Часть создаваемого проникающего излучения попадала в импульсную ионизационную камеру (счетчик). Последовательно вводя в эту камеру мишени из различных элементов, Дж. Чадвик показал, что «бериллиевое» излучение может создать не только протоны отдачи, но и другие ядра отдачи – ядра лития, бериллия, бора, углерода, азота и т.п. Энергию ядер отдачи определяли по величине ионизации, создаваемой ядрами в ионизационной камере, а также по величине трека, наблюдаемого в камере Вильсона.

В результате измерений Дж. Чадвик нашел, что энергия γ -квантов, создавших ядро отдачи азота, должна быть не менее 70 МэВ. Таким образом, имеется явное противоречие: одним и тем же γ -квантам приписывается разная энергия в зависимости от того, регистрируются они по протонам отдачи или по ядрам отдачи азота.

Что же это за излучение?

На основании анализа большого экспериментального материала Дж. Чадвик сделал вывод, что проникающее излучение, возникаю-

щее при бомбардировке бериллия α -частицами, не является потоком γ -квантов, а представляет собой поток незаряженных частиц. Массу этих частиц можно сравнительно просто вычислить, пользуясь законами сохранения энергии и количества движения.

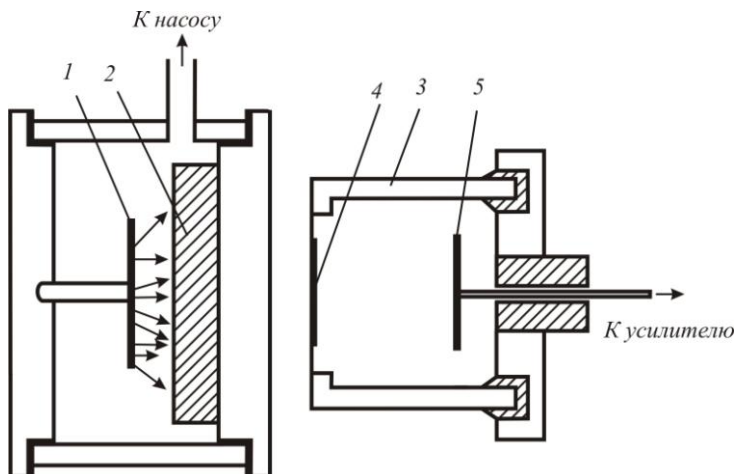


Рис. 1.1. Принципиальная схема установки, при помощи которой Дж. Чадвик доказал существование нейтрона:

1 - полониевый источник α - частиц; 2 - бериллий; 3 - корпус ионизационной камеры; 4 - мишень из облучаемого вещества; 5 - собирающий электрод.

При лобовых упругих столкновениях частиц с ядром (рис. 1.2), когда, как известно, происходит передача наибольшей доли энергии налетающей частицы ядру, законы сохранения энергии и количества движения записываются в следующем виде:

$$\frac{M_n \cdot v_n^2}{2} = \frac{M_n \cdot v_n'^2}{2} + \frac{M_y \cdot v_y^2}{2},$$

$$M_n \cdot v_n = -M_n \cdot v_n' + M_y \cdot v_y,$$

где M_n – масса нейтральной частицы, v_n и v_n' – ее скорость до и после столкновения с ядром, M_y и v_y – масса и скорость ядра отдачи.

Из приведенных уравнений можно исключить скорость нейтральной частицы после столкновения v_n' , тогда скорость ядра отдачи получается равной

$$v_{я} = \frac{2 \cdot M_n}{M_n + M_{я}} \cdot v_n.$$

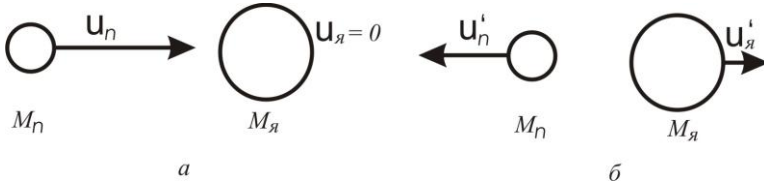


Рис. 1.2. Схема лобового столкновения нейтрона с ядром:
а - до столкновения; б - после столкновения.

Чтобы исключить скорость v_n требуется измерить максимальную энергию отдачи двух различных ядер известной массы. Для этого были использованы результаты опытов с ядрами отдачи водорода (протоны) и азота.

Обозначив массы ядер водорода и азота через M_H и M_N , их максимальные скорости соответственно через v_H и v_N , получим следующее выражение для отношения скоростей:

$$\frac{v_N}{v_H} = \frac{M_n + M_H}{M_n + M_N}.$$

Отсюда легко найти формулу для вычисления массы нейтральной частицы, а именно:

$$M_n = M_H \cdot \frac{\frac{M_N}{M_H} \cdot \frac{v_N}{v_H} - 1}{1 - \frac{v_N}{v_H}}.$$

Из полученных на опыте максимальных энергий протонов отдачи и ядер отдачи азота было вычислено, что $v_N = 4,7 \cdot 10^8$ см/с, а $v_H = 3,3 \cdot 10^9$ см/с. Подставив величины скоростей в выведенную формулу и учтя, что отношение масс ядер (или атомов) азота и водорода, грубо говоря, равно 14, получим массу нейтральной частицы:

$$M_n = 1,15 \cdot M_H.$$

Из опыта Дж. Чадвика еще нельзя было судить о том, насколько масса нейтральной частицы превышает массу атома водорода, но уже можно было сказать, что ее масса близка к массе протона.

Эта частица получила название нейтрон. Вывод о существовании нейтрона позволил объяснить все особенности исследуемого «бериллиевого» излучения. Теперь уже стало ясно, что такие частицы способны создавать ядра отдачи при столкновении с ядрами любой массы. Энергия ядра отдачи, очевидно, будет тем больше, чем оно легче, а по абсолютной величине она будет пропорциональна энергии налетающего нейтрона. Ниже будет показано, что открытие нейтрона устранило большинство существовавших в то время противоречий в ядерной физике и особенно в объяснении структуры атомных ядер. Так, в 1932 г. были открыты нейтроны – частицы с массой, близкой к массе протона, с зарядом, близким к нулю.

1.3. Свойства нейтрона и состав атомных ядер

Основными свойствами частицы принято считать заряд, массу, стабильность во времени, спин и магнитный момент.

Каков электрический заряд нейтрона?

Величина заряда нейтрона обычно принимается равной нулю. Такое предположение о величине заряда подтверждается всеми исследованиями по взаимодействию нейтронов с различными ядрами. Кроме того, до сих пор не был обнаружен электрический заряд, по величине меньший элементарного, т.е. меньший, чем заряд протона или электрона. Однако не исключена возможность существования некоторого чрезвычайно малого заряда у нейтрона. Он, например, может быть равен разности между зарядами протона и электрона, лежащей за пределами точности определений величины элементарного заряда.

Были поставлены прямые и косвенные опыты по определению заряда нейтрона, вернее, по нахождению верхнего предела величины возможного заряда. К прямым опытам следует отнести работу П. Ди по исследованию ионизации, вызванной быстрыми нейтронами в газе. Им было найдено, что взаимодействие нейтрона с атомными электронами очень слабое; так, на пути в 3 м в воздухе нейтрон создает не более одной пары ионов. Следовательно, если нейтрон и имеет электрический заряд, то, по этим данным, величина его по крайней мере в 700 раз меньше заряда протона. Результаты косвенных опытов, связанных с рассеянием нейтронов на некоторых ато-

мах, позволили установить, что верхний предел возможного заряда не превышает 10^{-18} заряда протона. Таким образом, не вдаваясь в подробности о структуре нейтрона, можно отметить, что одной из характерных особенностей нейтрона является практическое отсутствие электрического заряда, поэтому взаимодействие нейтрона с веществом определяется главным образом чисто ядерными эффектами.

Рассмотрим вопрос о том, как повлияло открытие нейтрона на гипотезу о строении атомного ядра.

В 1932 г. советский физик Д. Д. Иваненко и немецкий физик В. Гайзенберг выдвинули гипотезу, что все атомные ядра состоят из протонов и нейтронов. Согласно такому предположению, ядро с массовым числом A имеет в своем составе Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов.

Однако сразу же возник вопрос о том, какие силы действуют между частицами, входящими в состав ядра.

Что же удерживает частицы в ядре?

Если бы между частицами действовали только электростатические силы, то ядра не могли бы оставаться в устойчивом состоянии, потому что протоны как одноименно заряженные частицы отталкиваются друг от друга, а нейтроны не имеют заряда. Силы тяготения слишком малы, чтобы их влиянием объяснить существование атомных ядер.

В ядрах действуют так называемые ядерные силы. По сравнению с электрическими силами они очень быстро убывают с увеличением расстояния между частицами, так что на расстоянии в $3 \cdot 10^{-13}$ см они практически равны нулю. Природа ядерных сил до сих пор является загадкой, хотя уже много сделано на пути овладения этой тайной. Например, установлено, что ядерные силы, существующие между двумя протонами, двумя нейтронами, а также протоном и нейтроном, имеют один и тот же характер, поэтому нейтрон и протон можно рассматривать как одну частицу – нуклон, находящуюся в разных зарядовых состояниях. В первом случае нуклон не имеет заряда и тогда он – нейтрон, во втором – имеет заряд и является протоном.

В настоящее время известно более 1400 различных ядер, причем почти три четверти из них радиоактивны. Большинство из этих ядер получено искусственным путем.

Интересно отметить, что уже заполнены долго пустовавшие клетки в периодической системе элементов Д.И. Менделеева: обна-

ружены технеций ($Z = 43$), прометий ($Z = 61$), астатин ($Z = 85$) и франций ($Z = 87$). Кроме того, значительно пополнилась эта таблица тяжелыми, заурановыми элементами. Так, получены нептуний ($Z = 93$), плутоний ($Z = 94$), америций ($Z = 95$), кюрий ($Z = 96$), берклий ($Z = 97$), калифорний ($Z = 98$), эйнштейний ($Z = 99$), фермий ($Z = 100$), менделевий ($Z = 101$) и др.

Советскими и американскими учеными открыт 102-й элемент nobelий ($Z = 102$).

Таким образом, 1400 различных ядер приходятся на 102 элемента, т.е. в среднем каждый элемент имеет 14 ядер с различным атомным весом. Такие ядра называются изотопами (по-гречески «изос» – равный, «топос» – место). У них одинаковое число протонов и различное число нейтронов; они, естественно, различаются также спинами и магнитными моментами.

Среди различных ядер могут встретиться такие, у которых при одинаковом числе нуклонов различные заряды, это – изобары. В качестве примера можно привести ядра Be_4^7 , Li_3^7 и др.

Ядра, имеющие одно и то же число нейтронов, называются изотонами, например Be_4^9 , C_6^{11} и др.

Наконец, существуют ядра, для которых характерно то, что число протонов в одном из них равно числу нейтронов в другом, а число нейтронов в первом равно числу протонов во втором.

Это так называемые зеркальные ядра. Примером таких ядер являются следующие пары: H_1^3 и He_2^3 , O_8^{17} и F_9^{17} и т. д.

Интересно отметить, что в природе не встречаются ядра, состоящие только из протонов или только из нейтронов. Исключением является ядро обычного водорода, которое представляет собой протон.

Отметим, что формально возможно существование особой системы – бинейтрона, – состоящей из двух нейтронов. Однако в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные, убедительно свидетельствующие о том, существует бинейтрон или нет.

Каков спин нейтрона?

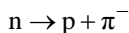
Нейтрон, подобно электрону и протону, имеет спин, равный $(1/2)\hbar$. О существовании спина у нейтрона свидетельствует тот факт, что спины атомных ядер целочисленны, когда число нуклонов четное, и полуцелые при нечетном числе нуклонов. Так как спин

протона равен $(1/2)\hbar$, то величины спинов атомных ядер могут быть объяснены только в том случае, если спин нейтрона отличен от нуля и кратен полуцелому значению, т.е. $1/2, 3/2$ и т. д. Как показывают измерения, спин дейтона равен единице. Поскольку дейтон (изотоп водорода, состоящий из протона и нейтрона) не обладает орбитальным моментом, его спин является суммой или разностью спинов нейтрона и протона. При анализе этих данных следует, что спин нейтрона должен быть равен $1/2$ или $3/2$. Ряд опытов, например эксперименты по рассеянию нейтронов водородом, доказывает, что спин нейтрона равен $1/2$.

После того, как была определена величина спина нейтрона, все трудности протонно-электронной гипотезы были устранены в рамках протонно-нейтронной теории строения атомных ядер. «Азотная катастрофа» теперь уже означала лишь катастрофу старой гипотезы и триумф новой теории.

Так как ядро азота состоит из 7 протонов и 7 нейтронов, то спин ядра N_7^{14} должен быть целочисленным, потому что число нуклонов в данном ядре четное. Экспериментально было найдено, что величина спина данного ядра равна единице; это подтверждает данную теорию. Теперь становится понятным, почему спин ядер с нечетным массовым числом имеет полуцелую величину, а с четным – целую.

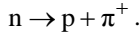
Нейтрон имеет еще одно свойство: он обладает магнитным моментом, величина которого $\mu_n = -1,913148 \pm 0,000066$ ядерного магнетона. Наличие магнитного момента у нейтрона – незаряженной частицы – является удивительным фактом. Величина магнитного момента нейтрона, так же как и протона, не имеет удовлетворительного теоретического объяснения. Правда, качественную картину дает мезонная теория. Согласно этой теории, нейтрон в течение большего времени своего существования является «идеальным» нейтроном, т.е. имеет магнитный момент, равный 0. Но он может находиться как бы в расщепленном состоянии (рис. 1.3), в виде протона и особой частицы – π^- -мезона (пи-минус-мезона):



Масса π^- -мезона меньше массы протона и составляет 276 электронных масс. При вращении мезона вокруг протона создается магнитный момент, который больше магнитного момента протона и

антипараллелен ему. Таким образом, с точки зрения магнитного момента нейтрон оказывается «отрицательной» частицей.

Подобным образом мезонная теория объясняет и величину магнитного момента протона. «Идеальный» протон обладает магнитным моментом, равным единице (одному ядерному магнетону). Однако в течение определенного времени (см. рис. 1.3) он как бы расщепляется на нейтрон и π^+ -мезон (положительно заряженный π -мезон):



Поэтому магнитный момент протона в среднем больше единицы и составляет 2,79 ядерного магнетона.

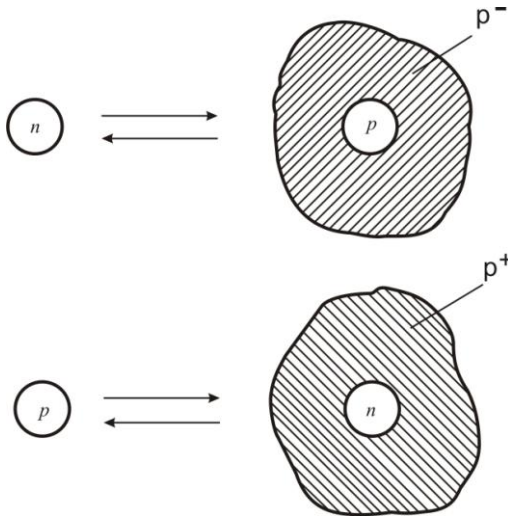


Рис. 1.3. Расщепленные состояния нейтрона и протона (мезонное облако заштриховано)

Физиками было разработано несколько интересных методов определения магнитного момента нейтрона. Описание их выходит за рамки настоящей работы.

Протонно-нейтронная теория легко объясняет величины магнитных моментов ядер. Теперь ясно, что магнитный момент ядра должен быть по порядку величины близким к магнитным моментам частиц, составляющих ядро.

Для дальнейшего развития ядерной физики очень важно было знание точной величины массы нейтрона и того, насколько она отличается от массы протона. К настоящему времени разработан ряд методов определения массы нейтрона, основанных главным образом на изучении энергетического баланса некоторых ядерных реакций. Одним из наиболее точных является метод измерения разности масс нейтрона и атома водорода.

Разберем более подробно этот метод.

Поскольку ядро состоит из протонов и нейтронов, то на первый взгляд казалось бы, что масса ядра является простой суммой масс нуклонов, составляющих данное ядро. Однако на самом деле, как свидетельствуют точные измерения, масса ядра всегда меньше суммы масс нуклонов.

В чем причина «потери» массы?

Согласно теории относительности, энергия в 931,15 МэВ соответствует одной массовой единице (1 м. ед.). Чтобы ядро разложить на протоны и нейтроны, необходимо затратить огромную энергию для преодоления сил, связывающих нуклоны в ядре. Поэтому сумма масс всех нуклонов, составляющих ядро, оказывается больше массы ядра.

Сумма масс нейтрона и атома водорода равна, очевидно, массе дейтона плюс энергия связи протона и нейтрона в дейтоне. Это может быть записано в виде следующего выражения:

$$M_n + M_H = M_D + \varepsilon,$$

где M_n , M_H и M_D – массы нейтрона, атома водорода и атома дейтона соответственно, а ε – энергия связи дейтона (в массовых единицах), равная энергии, которую необходимо затратить для разделения дейтона на протон и нейтрон.

Можно написать еще одно равенство: сумма масс двух атомов водорода равна массе молекулы водорода, т. е.

$$M_H + M_H = M_{H_2}$$

(энергия химической связи молекулы водорода относительно ничтожна).

Чтобы определить разность масс нейтрона и атома водорода, достаточно из первого выражения вычесть второе:

$$M_n - M_H = \varepsilon - (M_{H_2} - M_D),$$

т.е. масса нейтрона настолько больше массы атома водорода, насколько энергия связи дейтона превышает разность масс молекулы водорода и атома дейтона. Во всех предшествующих рассуждениях

вместо масс ядер фактически используются массы молекул и атомов, которые включают массы орбитальных электронов. Это не приводит к ошибке, так как здесь соблюдается сохранение числа электронов.

Разность масс молекулы водорода и атома дейтона определяется с большой степенью точности методом дублетов на масс-спектрометре. Поэтому результирующая точность, по существу, зависит от ошибки в измерении энергии связи дейтона. Таким образом, задача нахождения массы нейтрона сводится к определению энергии связи дейтона, так как остальные величины определяются с достаточной степенью точности из других независимых опытов.

Анализ опытов по определению энергии связи показывает, что наиболее достоверная величина равна 2,230 МэВ при ошибке в 0,007 МэВ. Если использовать результат масс-спектрометрических измерений разности масс молекулы водорода и атома дейтона (1,442 МэВ), то в итоге получим:

$$M_n - M_H = 0,783 \text{ МэВ}$$

или

$$M_n - M_H = 0,000841 \text{ м. ед.}$$

Разность получилась положительной. Следовательно, масса нейтрона больше суммы масс протона и электрона. Если учесть, что масса атома водорода равна 1,0081374 м. ед., то масса нейтрона

$$M_n = 1,008978 \text{ м. ед.}$$

Более точный результат, хорошо согласующийся с вышеприведенным, был сравнительно недавно получен на основании анализа реакций образования нейтронов в результате облучения различных элементов протонами (реакция типа p, n).

В настоящее время принята следующая величина массы нейтрона

$$M_n = 1,008982 \pm 0,000003 \text{ м. ед.}$$

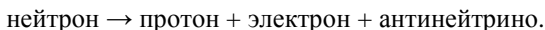
Так как энергия, соответствующая массе электрона, равна 0,51 МэВ, то из выражения разности масс нейтрона и атома водорода следует, что масса нейтрона превышает массу протона примерно на 1,3 МэВ или более чем на 2,5 электронные массы.

Такой избыток массы нейтрона по сравнению с массой протона неизбежно приводит к нестабильности нейтрона. Нейтрон должен претерпевать β -распад и превращаться в протон.

Известно, что при β -распаде ядер, кроме β -частицы, испускается еще одна частица, носящая название нейтрино (нейтрино в переводе

с итальянского языка означает «нейтрончик»). Это – нейтральная частица с массой покоя, близкой к нулю. Обозначается она буквой ν . О существовании нейтрино впервые сделал предположение В. Паули, исходя из сохранения энергии при β -распаде. В настоящее время существование нейтрино доказано экспериментально. Кроме того, доказано, что при β -распаде (испускание электрона) образуется не нейтрино, а антинейтрино.

Таким образом, β -распад нейтрона происходит по следующей схеме:



Теоретически было показано, что такой процесс распада нейтрона возможен и что период полураспада составляет примерно 20 мин.

Если нейтрон не стабилен во времени, то каков же в действительности его период полураспада?

Решить эту задачу экспериментально оказалось довольно трудно. В чем сложность поставленной задачи? Ведь ориентировочная оценка периода полураспада нейтрона давала вполне приемлемое для экспериментаторов время. Дело в том, что для нейтронов нет сосуда, где бы можно было их хранить и регистрировать происходящий β -распад. В связи с этим был поставлен следующий оригинальный опыт, решивший вопрос о нестабильности нейтрона. Замкнутый стеклянный сосуд, в котором предварительно было создано максимально возможное разрежение, помещали в пространство с большой плотностью нейтронов, т.е. в ядерный реактор. Нейтроны, относительно свободно проникающие через стеклянные стенки внутрь сосуда, могли претерпеть распад за время пребывания в нем. Стенки сосуда являются в данном случае полупроницаемыми перегородками, прозрачными для нейтронов и не прозрачными для протонов. Поэтому в сосуде накапливается водород. Однако для получения измеримого количества водорода требуются большие нейтронные потоки и длительное время облучения.

Действительно, скорости реакторных нейтронов сравнительно велики, они по порядку величины близки к скоростям молекул, движущихся при обычных температурах (около 10^5 см/с). Размеры сосуда не превышали 10 см, поэтому нейтроны находились в нем не более 0,0001 с. Вероятность распада нейтрона за такое время очень мала. Она не превышает 10^{-7} , так как период полураспада нейтрона, по предположению, примерно равен 10^3 с. Другими словами, из 10 млн. нейтронов, прошедших через сосуд, распадается лишь один. В результате многодневного облучения сосуда нейтронным потоком

большой мощности удалось накопить такое количество водорода, что он создал в сосуде давление 10^{-4} мм рт. ст. Точность метода, при помощи которого определяют период полураспада нейтрона, невысока. Это связано с серьезными трудностями в определении полного нейтронного потока, прошедшего через сосуд. Кроме того, при помощи нейтронных потоков становится заметным выделение водорода из стенок сосуда в результате реакции типа (n, p) . Результаты опыта подтвердили, что нейтрон нестабилен и что период его полураспада близок к теоретически найденной величине.

Исследования по определению периода полураспада нейтрона начались в 1950 г. почти одновременно учеными нашей страны, Канады и США. Первые результаты были опубликованы канадским ученым Дж. Робсоном, который определил, что период полураспада нейтрона равен $12,8 \pm 2,5$ мин.

В последующие годы эту величину уточняли. Основы методики измерений при этом оставались по существу теми же. Пучок нейтронов пропускали через определенный рабочий объем. За время прохождения через него часть нейтронов успевают распасться. Распад обычно регистрируют путем счета образовавшихся протонов. Зная число прошедших нейтронов и число возникших протонов, можно найти период полураспада нейтрона.

Наиболее достоверная величина периода полураспада была получена в 1958 г. сотрудниками Академии наук СССР П. Е. Спиваком и др.

На **рис. 1.4** показан продольный разрез установки, при помощи которой они произвели необходимые измерения. Мощный коллимированный пучок нейтронов из ядерного реактора пропускали через камеру 1, откачанную до высокого вакуума. Число нейтронов, пронизывающих рабочий объем, находили по активности, которую они вызывали в пластинке золота. За время прохождения объема, расположенного против диафрагмы 2, небольшая часть нейтронов претерпевала распад. Некоторые из протонов распада попадали в свободное от электрического поля пространство между диафрагмой 2 и сеткой 3. Пройдя сетку 3, протоны фокусировались на пропорциональный счетчик 5 под воздействием электрического поля, приложенного к сеткам 3 и 4. Используемая установка позволяла довольно точно рассчитать число протонов распада, возникающих в объеме, расположенном против диафрагмы 2, по числу протонов, зарегистрированных пропорциональным счетчиком.

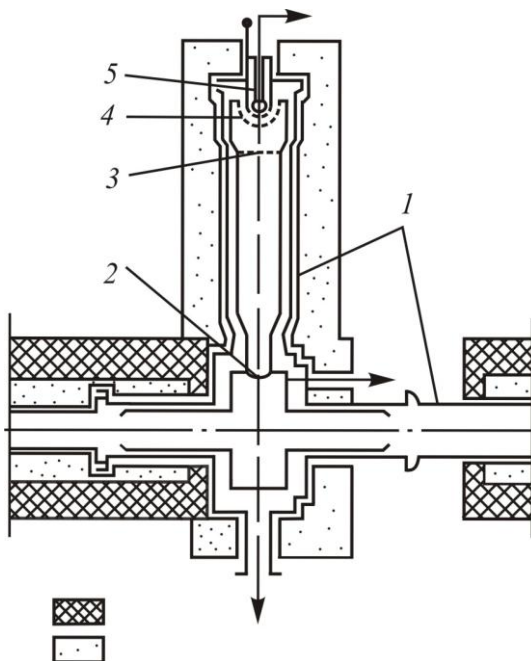


Рис. 1.4. Установка П.Е. Спивака и др. для определения периода полураспада нейтронов: 1 - камера; 2 - диафрагма; 3, 4 - сетка; 5 - пропорциональный счетчик; 6 - свинец; 7 - парафин

В этом опыте определили, что период полураспада нейтрона $T = 11,7$ мин. Точность измерений составляет 3 %.

В настоящее время радиоактивность нейтрона исследована достаточно полно.

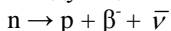
Нестабильность нейтрона позволяет сделать интересный вывод о том, что в первичной компоненте космических лучей не могут присутствовать свободные нейтроны, так как все они наверняка распадутся за время, необходимое для пролета межзвездного пространства.

С другой стороны, следует отметить, что нейтрон, существующий в свободном состоянии примерно в течение 12 мин, находится в стабильных ядрах бесконечно долго. Для этих ядер β -распад запрещен законом сохранения энергии, так как в данном случае этот закон должен выполняться не для отдельного нейтрона, а для ядра в целом.

Как с точки зрения протонно-нейтронной теории объяснить нестабильность ядер, их α - и β -распад?

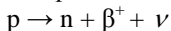
Можно предположить, что в результате сложных столкновений и взаимодействий нуклонов в ядре образуются и распадаются α -частицы внутри ядерного вещества. Если масса исходного ядра превышает сумму масс α -частицы и дочернего ядра на величину, превышающую энергию связи, то энергетически становится возможным α -распад.

При β -распаде электроны возникают в процессе β -превращения ядра. Появление электрона связано с переходом одного из нейтронов ядра в протон согласно следующей схеме:



Эта схема показывает, что переход нейтрона в протон сопровождается испусканием электрона β^- и антинейтрино $\bar{\nu}$.

Следует отметить, что встречаются ядра, испускающие положительно заряженные электроны – позитроны. В результате такого распада заряд ядра уменьшается на единицу, а массовое число остается неизменным. Позитронный распад можно объяснить переходом одного из протонов ядра в нейтрон:



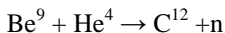
где β^+ – позитрон, ν – нейтрино. В то время как свободный протон не распадается в силу закона сохранения энергии, с протоном, находящимся в ядре, может произойти такое превращение, потому что закон сохранения энергии должен выполняться для ядра в целом.

В заключение следует отметить, что в настоящее время природа ядерных сил недостаточно ясна, поэтому кажется удивительным не столько факт радиоактивного распада ряда атомных ядер, сколько существование устойчивых ядер.

1.4 Источники нейтронов

В качестве источников нейтронов может быть использована любая ядерная реакция, в процессе которой происходит испускание нейтрона. Однако чаще всего используют реакции испускания нейтронов, происходящие с относительно большой вероятностью, если не предъявляются какие-либо дополнительные требования к получающемуся нейтронному потоку.

Нейтрон был впервые получен, как мы знаем, в результате реакции



которая происходит при облучении бериллия α -частицами. Эта классическая реакция широко используется и в настоящее время для получения нейтронов в относительно небольших количествах. В качестве α -излучателей обычно берут радий, полоний или радон. В последние годы стали использовать для этой цели плутоний и реже актиний. Приготовление источников из радия и бериллия осуществляется путем тщательного перемешивания какой-либо соли радия с очень мелким порошком металлического бериллия; после этого смесь запаивают в стеклянную или металлическую ампулу. Иногда перед запаиванием эту смесь прессуют.

Технология изготовления полоний-бериллиевого источника также проста. При использовании радона (благородного газа) нейтронный источник получают после введения газа в ампулу, наполненную порошком бериллия. Источник, в котором используются α -частицы плутония, готовят обычно в виде интерметаллического соединения плутония с бериллием (например, $\text{Pu}_7\text{Be}_{13}$).

Следует отметить, что для получения нейтронов, кроме бериллия, иногда используют другие легкие элементы: бор, фтор, алюминий и т. д. Однако такие источники при одинаковом содержании радия или другого α -активного элемента испускают значительно меньше нейтронов, чем источники с бериллием. В зависимости от того, какой элемент используется в качестве α -излучателя и какой элемент подвергается облучению, нейтронный источник носит соответствующее название (радий-бериллиевый, радон-алюминиевый и т. п.).

Каковы преимущества и недостатки источников типа (α , n)?

Если требуется стабильный во времени нейтронный источник, то используют радий или плутоний в смеси с легким элементом. Период полураспада радия 1590 лет, а плутония – 24000 лет. Недостатком источников, где активным веществом служит радий, является большая интенсивность γ -лучей, испускаемых продуктами распада радия. На каждый нейтрон, вылетающий из такого источника, приходится около 7000 квантов различных энергий. Плутоний практически не испускает γ -лучей, так как образующийся после α -распада уран имеет очень большой период полураспада.

Когда необходим источник, практически не испускающий γ -квантов, часто используют полоний-бериллиевый источник. Однако полоний имеет сравнительно малый период полураспада (138 дней), поэтому с таким источником нельзя производить длительных измерений без введения поправки на распад.

В качестве образцового нейтронного источника, испускающего практически постоянное число нейтронов в единицу времени, можно использовать радий-бериллиевый источник: 1 г радия, взятого, например, в виде бромистой соли, смешанной с 5...6 г порошкообразного металлического бериллия, дает около 10^7 нейтронов в секунду.

Энергетический спектр нейтронов, получаемых при облучении легких элементов α -частицами, имеет сложный характер. Сложность спектра нейтронов обусловлена тем, что α -частицы естественных излучателей не обладают одинаковой энергией (например, радий и продукты его распада, находящиеся в равновесии с ним, дают пять различных энергетических групп α -частиц). Кроме того, α -частицы, прежде чем проваимодействовать с легким ядром, испытывают торможение в веществе источника. Существующая зависимость энергии нейтрона от угла вылета относительно направления движения налетающей α -частицы также приводит к усложнению спектра нейтронов. Наконец, ядро, образующееся в результате реакции (α, n) , может оказаться в возбужденном состоянии. Все эти факторы вызывают размытие энергетического спектра нейтронов.

Здесь уместно отметить, что при бомбардировке бериллия α -частицами не исключена возможность появления трех α -частиц и нейтрона вместо ядра C^{12} . Опыт показывает, что при некоторых энергиях α -частиц с относительно большой вероятностью происходит реакция $Ve^9(\alpha, n)3Ne^4$. Эта реакция может привести к появлению нейтронов с малой кинетической энергией. Таким образом, радий-бериллиевый источник испускает нейтроны практически непрерывного энергетического спектра, простирающегося от энергий около 1 эВ до 13 МэВ.

На **рис. 1.5** приводятся нейтронные энергетические спектры радий-бериллиевого и полоний-бериллиевого источников. Оба спектра измерены недостаточно точно, особенно в области малых энергий. Это объясняется тем, что нейтроны регистрировались методом ядер отдачи, который не позволяет измерять энергии меньше 0,2 МэВ. Из **рис. 1.5** видно, что спектры, по существу, сплошные.

Отметим, что источники типа (α, n) находят большое применение в лабораторной практике, так как они компактны, воспроизводимы и действуют непрерывно.

Нейтроны можно получать при помощи не только α -частиц, но и γ -квантов. Если энергия γ -кванта превышает энергию связи нейтрона в ядре, то происходит испускание нейтрона. Обычно энергия свя-

зи нейтрона в ядрах составляет 6...8 МэВ, но у бериллия и дейтона энергия связи нейтрона соответственно равна 1,65 и 2,23 МэВ. Среди естественных радиоактивных элементов встречаются такие, которые испускают γ -лучи больших энергий, чем приведенные величины энергии связи. Например, ThC^{11} дает γ -кванты с энергией 2,62 МэВ. Если этими γ -квантами облучить бериллий или дейтерий, то произойдет так называемый фотонейтронный эффект.

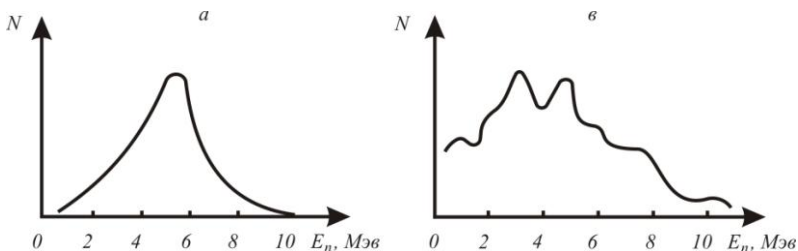
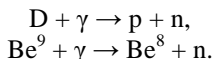


Рис. 1.5. Энергетические спектры нейтронов:

а - радий-бериллиевый источник; б - полоний-бериллиевый источник

Эти фотонейтронные реакции могут быть записаны следующим образом:

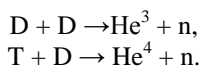


В результате первой реакции происходит разрыв дейтона γ -квантом на протон и нейтрон. Кинетическая энергия разлетающихся частиц, очевидно, равна разности энергии γ -кванта и энергии связи дейтона. Эта разность составляет для энергии γ -кванта, равной 2,62 МэВ, примерно 0,4 МэВ. Так как массы нейтрона и протона примерно равны, энергия нейтрона в этой реакции близка к 200 кэВ. При подсчете кинетической энергии частиц, образующихся по второй реакции, следует учесть, что нейтрон приобретает 8/9 полной кинетической энергии, так как 1/9 часть передается ядру Be^8 . Поэтому кинетическая энергия нейтронов в этой реакции составляет приблизительно 850 кэВ. Образующееся в результате реакции ядро Be^8 нестабильно; оно распадается на две α -частицы. Однако данный процесс происходит уже после вылета нейтрона.

При изготовлении фотонейтронных-источников обычно ампулу с γ -активным веществом окружают довольно толстым слоем металлического бериллия или тяжелой воды.

Фотонейтронные источники имеют сравнительно малый разброс нейтронов по энергиям, если γ -кванты монохроматичны. Поэтому источники типа (γ, n) часто оказываются более удобными по сравнению с источниками типа (α, n) , хотя они имеют гораздо меньшую интенсивность, приходящуюся на одно и то же количество радиоактивного вещества. Фотонейтроны можно получить облучением других элементов, но для этого требуются γ -кванты с энергией более 6 МэВ. Такие γ -кванты не испускаются естественными излучателями. Их можно, например, получить при помощи электронного ускорителя с последующим торможением электронов в том или ином веществе.

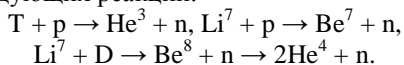
Для создания мощных потоков моноэнергетических нейтронов используют ядерные реакции, происходящие при облучении ядер искусственно ускоренными протонами, дейтонами и α -частицами. Остановимся лишь на двух реакциях, нашедших наиболее широкое применение, а именно:



В первой реакции дейтоны бомбардируют дейтериевую мишень, во второй – тритиевую (тритий Т – ядро сверхтяжелого водорода, состоящее из протона и двух нейтронов). Эти реакции происходят при сравнительно небольшой энергии дейтонов. Интенсивный выход нейтронов наблюдается при энергии дейтонов в 100...200 кэВ. Во второй реакции при энергии, близкой к 140 кэВ, имеет место максимальная вероятность испускания нейтронов. Если энергия дейтонов 200 кэВ, то при первой реакции получают нейтроны с энергией около 2,5 МэВ, от второй – около 14 МэВ. При больших энергиях бомбардирующих дейтонов обнаруживается связь между энергией образующихся нейтронов и углами их вылета относительно направления потока ускоренных дейтонов.

Установки, на которых получают быстрые нейтроны, носят название нейтронных генераторов. В зависимости от того, какой изотоп облучается дейтонами, эти генераторы называются генераторами D – D или D – T. На этих установках получают потоки монохроматических нейтронов в тысячи раз более мощные, чем от обычных радий-бериллиевых источников.

Быстрые монохроматические нейтроны можно получить также и в результате следующих реакций:



Здесь протоны p и дейтоны D должны обладать сравнительно высокой энергией, что достигается ускорением их при помощи соответствующих ускорителей (циклотронов, генераторов Ван-де-Граафа).

В заключение следует сказать, что мы здесь не касались ядерных реакторов, которые являются мощными источниками нейтронов. Прежде чем описать их, следует остановиться на взаимодействии нейтронов с различными ядрами.

1.5. Взаимодействие нейтронов с веществом

Наиболее общими видами взаимодействия нейтронов с ядрами вещества являются рассеяние и захват. Рассеяние нейтронов на ядрах бывает упругим и неупругим и сводится в конечном счете к передаче части кинетической энергии нейтрона ядру. В результате захвата нейтронов различными ядрами происходят те или иные ядерные превращения.

Интересно выяснить в самых общих чертах, от чего зависит вероятность ядерной реакции (рис. 1.6). Предположим, что ядра мишени, облучаемой нейтронами, распределены равномерно, а сама мишень представляет собой достаточно тонкую пластинку, которая почти не ослабляет нейтронный поток. Если пластинка содержит N ядер одного сорта и имеет площадь S , то из n_0 нормально падающих на нее нейтронов лишь n вызовут исследуемую реакцию. Очевидно, величина n будет пропорциональна n_0 и числу ядер мишени N_0 , приходящихся на 1 см^2 $N_0 = N / S$, т. е.

$$n = \sigma \cdot n_0 \cdot N_0,$$

где σ – коэффициент пропорциональности, определяющий число n .

Данный коэффициент, как видно из приведенного выражения, имеет размерность площади (см^2) и представляет собой эффективную площадь сечения для исследуемого ядерного процесса. Это сечение, разумеется, не зависит от числа падающих нейтронов и от числа ядер мишени. Другими словами, σ – вероятность того, что нейтрон, пронизывающий мишень, попадет в данное ядро и вызовет в нем ожидаемую реакцию. Вероятность возникновения определенной реакции характеризуется так называемым парциальным эффективным сечением. Полное эффективное сечение взаимодействия нейтрона с ядром равно сумме парциальных сечений всех возможных при данных энергиях нейтронов реакций, включая и рассеяние.

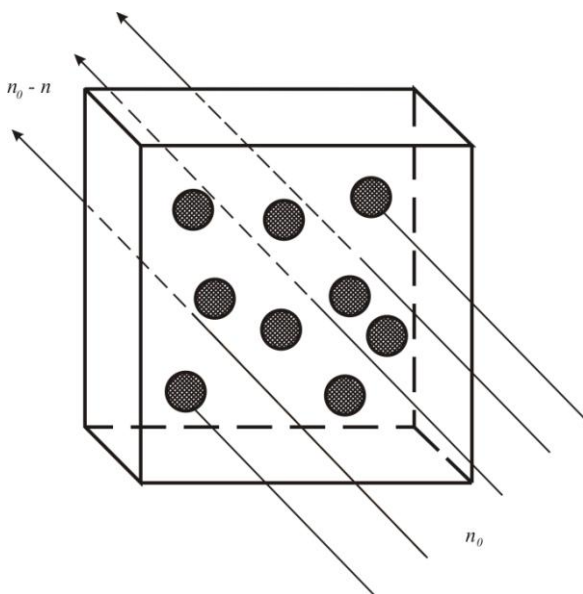


Рис. 1.6. Иллюстрация к определению эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами (n_0 – число нейтронов, падающих на мишень в единицу времени; $n_0 - n$ – число прошедших нейтронов)

Если сечение σ рассчитано на одно ядро, то оно называется эффективным сечением реакции. Макроскопическое эффективное сечение ядерной реакции получается умножением σ на число ядер, содержащихся в 1 см^2 мишени.

Так как радиусы ядер среднего атомного веса порядка 10^{-12} см , неудивительно, что величина эффективного сечения σ выражается в единицах 10^{-24} см^2 близких к геометрическим сечениям ядер. Эта единица носит название «барн» (довольно часто используется тысячная доля барна – миллибарн).

В общем случае величина σ часто значительно отличается от геометрического сечения облучаемого ядра в ту или другую сторону и является почти всегда функцией энергии нейтрона. При неизменной энергии нейтрона эффективное сечение меняется от элемента к элементу, от одного изотопа к другому.

Результаты экспериментальных исследований зависимости эффективных сечений взаимодействия нейтронов различных энергий с

разными ядрами представляют большой научный и практический интерес. Они сведены в соответствующие таблицы и атласы, которые периодически обновляются по мере появления новых опытных данных.

На **рис. 1.7** показано полное эффективное сечение взаимодействия нейтронов различных энергий с ядрами золота. Так как зависимость эффективного сечения от энергии нейтрона приводится для большого диапазона энергий, а величина самого сечения изменяется на несколько порядков, то график представлен в логарифмическом масштабе. Из **рис. 1.7** видно, что в интервале энергий от 0,01 до 1,00 эВ сечение изменяется по линейному закону, уменьшаясь с ростом энергии. Тангенс угла наклона данной прямой к оси абсцисс равен $-1/2$. Это означает, что уменьшение эффективного сечения обратно пропорционально корню квадратному из величины энергии или обратно пропорционально скорости нейтрона. Такой характер изменения сечения в нейтронной физике принято называть изменением по закону $1/v$. Данную закономерность легко представить себе, предположив, что вероятность взаимодействия нейтрона с ядром пропорциональна времени пролета нейтрона вблизи ядра. На **рис. 1.7** также показано, что после того, как энергия нейтрона превысила 1,0 эВ, сечение начинает быстро расти вплоть до энергии 4,94 эВ, далее наступает быстрый его спад. В максимуме этого огромного пика сечение достигает 30000 барн. Эта величина эффективного сечения почти в десять тысяч раз превышает геометрическое сечение ядра золота. В дальнейшем с ростом энергии величина сечения имеет ряд максимумов. Каждый максимум в изменении сечения называется резонансным пиком или резонансом, а энергия нейтрона, при которой сечение достигает максимума, – резонансной энергией.

Надо отметить, что приведенные на **рис. 1.7** соотношения амплитуд пиков не отражают реальной картины. Это связано с несовершенством прибора (спектрометра), при помощи которого выделялись нейтроны тех или иных энергий. С ростом энергии нейтронов увеличивается выделяемый спектрометром энергетический интервал, ширина которого оказывается сравнимой с шириной некоторых измеряемых пиков, что и приводит к заметному искажению результатов.

σ , барн

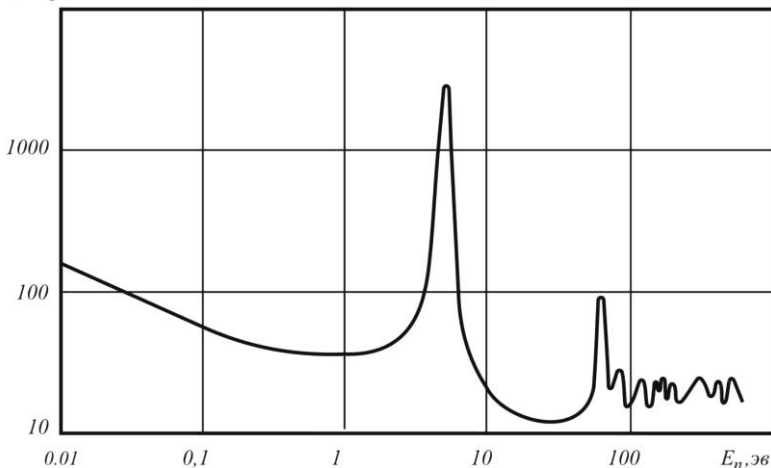


Рис. 1.7. Зависимость полного эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами золота от энергии нейтронов

Резонансный ход изменения эффективного сечения связан с волновой природой нейтронного взаимодействия и с существующими энергетическими уровнями в ядрах.

Для большинства ядер существует аналогичная зависимость сечения от энергии нейтрона. Но имеются, например, такие ядра, как Li^7 , B^{10} и т.п., у которых при любой величине энергии эффективное сечение изменяется только по закону $1/v$.

Таким образом, мерой вероятности определенной ядерной реакции, ее количественной характеристикой является эффективное сечение исследуемого взаимодействия σ .

Остановимся более подробно на различных видах взаимодействия нейтронов с ядрами.

При столкновении нейтронов с любым ядром может произойти рассеяние, т.е. часть кинетической энергии нейтрона передается ядру. Рассеяние будет упругим, если сохранится кинетическая энергия системы нейтрон – ядро. Такое рассеяние аналогично результату столкновения бильярдных шаров. С подобным видом взаимодействия мы уже встречались ранее, когда говорили о ядрах отдачи. Данный вид рассеяния происходит в поле ядерных сил и называется потенциальным. Упругое взаимодействие может произойти и в том

случае, если нейтрон попадет внутрь ядра, а затем вылетит оттуда, потеряв часть своей кинетической энергии только на отдачу ядра.

Этот процесс характерен тем, что промежуточное ядро (начальное ядро и нейтрон) существует достаточно долго по сравнению с временем, необходимым для пролета нейтрона через ядро.

Такое рассеяние может произойти при условии, если энергия налетающего нейтрона такова, что образующееся возбужденное составное ядро находится в одном из своих квантовых состояний либо в непосредственной близости от него. Данный вид рассеяния в отличие от потенциального носит название упругого резонансного рассеяния. Этим подчеркивается, что в сечении рассеяния нейтронов имеются резонансы, соответствующие энергетическим уровням составного ядра.

При каждом упругом столкновении нейтрона с ядром часть кинетической энергии передается ядру, а нейтрон, теряя энергию, замедляется.

Средняя потеря энергии нейтроном при одном столкновении будет тем больше, чем легче ядро, на котором рассеивается нейтрон. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что при упругом столкновении нейтрона, имеющего энергию E_0 , с ядром, имеющим массу M , средняя арифметическая потеря энергии $\overline{\Delta E}$ равна

$$\overline{\Delta E} = E_0 \cdot \frac{2 \cdot M \cdot m}{(M + m)^2},$$

где m – масса нейтрона.

Масса нейтрона сравнима с массами легких ядер, поэтому легкому ядру нейтрон может передать значительную часть своей первоначальной энергии. При рассеянии на ядрах водорода нейтрон в некоторых случаях может полностью потерять энергию, а средняя арифметическая потеря энергии, как это следует из приведенного выражения, составляет половину начальной энергии.

Сталкиваясь с дейтоном, нейтрон в среднем теряет 44 % начальной энергии. Эту величину можно найти после подстановки в приведенное выражение значений $M = 2$ и $m = 1$. Подобным образом можно определить, что при столкновениях нейтронов с ядрами гелия средняя потеря энергии будет 32 %, с ураном – 0,8 % и т.п.

Существует классификация нейтронов по энергетическим группам; обычно выделяют пять групп нейтронов, каждая из которых охватывает следующие диапазоны энергий E :

медленные нейтроны:

тепловые	$0 < E < 0,44$ эВ
резонансные	$0,44 < E < 1000$ эВ
нейтроны промежуточных энергий	$1 < E < 500$ кэВ
быстрые нейтроны	$0,5 < E < 10$ МэВ
нейтроны очень больших энергий	$10 < E < 50$ МэВ
сверхбыстрые нейтроны	$E > 50$ МэВ

Следует помнить, что указанные энергетические группы нейтронов не имеют резких границ и могут частично перекрываться в зависимости от конкретных условий эксперимента.

Как уже было сказано, в результате многократного рассеивания быстрого нейтрона на ядрах энергия его уменьшается – происходит процесс замедления нейтрона. Эффективное сечение рассеяния для большинства ядер растет с уменьшением энергии нейтрона. Это означает, что при замедлении происходит уменьшение средней длины свободного пробега нейтрона (рис. 1.8).

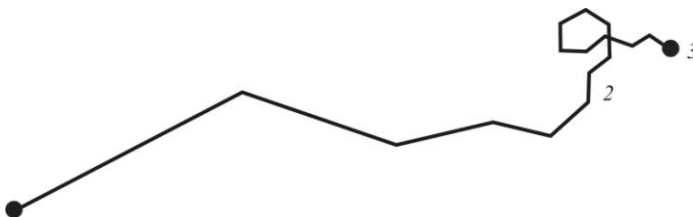


Рис. 1.8. Схема процесса замедления и диффузии нейтрона в среде:
1-место появления быстрого нейтрона в замедлителе, от 1 до 2 - замедление, от 2 до 3 - диффузия, 3 – место захвата нейтрона

Каков энергетический спектр замедляющихся нейтронов?

Пусть в среде находится стационарный источник монохроматических нейтронов, энергия которых равна E_0 . Очевидно, в данной среде будут присутствовать нейтроны самых различных энергий от E_0 до тепловых. Число нейтронов в выбранном энергетическом интервале определяется временем их пребывания в нем. Это время обратно пропорционально средней потере энергии на одно столкновение и числу столкновений, происходящих в единицу времени. При отсутствии захвата замедляющихся нейтронов ядрами среды и при слабой зависимости сечения рассеяния от их энергии спектр замедляющихся нейтронов имеет следующий вид:

$$n(E)\Delta E \approx \frac{\Delta E}{E^{2/3}},$$

где $n(E)\Delta E$ – число нейтронов, энергия которых заключена в интервале от E до $E + \Delta E$.

Что касается потока нейтронов $n \cdot v$ (v – скорость нейтрона), то он, как следует из данной формулы, обратно пропорционален энергии:

$$n \cdot v \approx 1/E.$$

Энергетическое распределение замедляющихся нейтронов в захватывающей среде усложняется. Число нейтронов в интервале ΔE увеличивается с уменьшением энергии медленнее, чем в среде без захвата.

До тех пор, пока энергия замедляющихся нейтронов значительно превышает энергию связи атомов в молекулах или в кристаллической решетке вещества, можно считать, что процесс замедления происходит на свободных ядрах. Как только энергия нейтрона становится близкой к данной энергии связи (около 1 эВ), замедление существенно усложняется. Такой нейтрон при рассеянии на ядрах атомов, связанных в молекулу, может возбудить молекулу, перевесть ее в одно из возможных энергетических состояний, или разрушить ее, потеряв при этом большую часть своей кинетической энергии. Это рассеяние можно рассматривать как неупругое. Замедление и диффузия нейтронов при энергиях, близких к энергии теплового движения атомов вещества, называется термализацией. Закономерности термализации нейтронов определяются структурой и характеристиками химической связи атомов.

Замедлившись, нейтрон некоторое время находится в тепловом равновесии с молекулами замедлителя, участвуя в общем хаотическом движении молекул вещества. Такой нейтрон называется тепловым. Энергетический спектр тепловых нейтронов хорошо совпадает с распределением молекул по энергиям.

В среде, которая слабо поглощает тепловые нейтроны, имеет место максвелловское распределение нейтронов по скоростям. Наиболее вероятная скорость нейтронов близка к 2200 м/с, а энергия тепловых нейтронов составляет 0,025 эВ, что соответствует температуре 18°C. Поведение тепловых нейтронов сравнительно хорошо подчиняется обычным диффузионным закономерностям. Диффузия нейтрона в замедлителе происходит до тех пор, пока он не будет захвачен каким-либо ядром замедлителя.

Средняя продолжительность жизни нейтрона в обычной воде около $2 \cdot 10^{-4}$ с. В тяжелой воде нейтрон живет в течение нескольких десятков долей секунды. Время, необходимое на процесс замедления, в среднем менее 1 % от времени жизни нейтрона в замедлителе, обладающим малым сечением захвата.

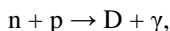
Качество замедлителя определяется не только средней потерей энергии нейтронов при столкновении, но также величиной сечения рассеяния и захвата и концентрацией ядер в замедлителе. Лучшими замедлителями, как показывает опыт, являются тяжелая вода и графит. Обычная вода довольно сильно поглощает нейтроны, так как при столкновении нейтрона с протоном с большой вероятностью образуется дейтон.

Если нейтрон обладает достаточно большой энергией, он может испытать не только упругое, но и неупругое рассеяние на ядре. При этом процессе часть энергии нейтрона тратится как на сообщение кинетической энергии ядру, так и на возбуждение самого ядерного вещества. Ядро, неупруго рассеявшее нейтрон, оказывается при этом в возбужденном состоянии. Как правило, возбуждение снимается путем испускания γ -кванта. Бывают и более сложные случаи неупругого рассеяния, на которых мы не будем останавливаться.

Известно, что медленные и особенно тепловые нейтроны широко используют в науке и технике. Однако существующие источники нейтронов производят, за редким исключением, быстрые нейтроны с энергией более 1 МэВ. Поэтому для получения медленных нейтронов используют процесс замедления быстрых нейтронов путем рассеяния их ядрами замедлителя.

При взаимодействии нейтрона с ядром может произойти не только рассеяние, но и захват, сопровождающийся тем или иным ядерным превращением. Простейшим видом подобной реакции является захват нейтрона с последующим образованием нового изотопа облучаемого элемента.

Избыточная энергия ядра-продукта испускается в виде γ -кванта. Например, при взаимодействии нейтрона с протоном происходит реакция:



т. е. рождается дейтон. Такой процесс носит название реакции (n, γ) .

Обычно реакция (n, γ) идет тем интенсивнее, чем меньше энергия нейтронов. Получающийся при этом новый изотоп имеет избыточное число нейтронов по сравнению с исходным, поэтому часто ядра-продукты оказываются β -активными. Например, при облуче-

нии золота (Au^{197}) получается β -активный изотоп Au^{198} , имеющий период полураспада 2,7 дня. При некоторых энергиях нейтронов реакция (n, γ) происходит наиболее интенсивно, т. е. наблюдается резонанс. Золото, как мы видели, «охотно» захватывает нейтроны с энергией близкой к 4,9 эВ, серебро (Ag^{107}) – нейтроны с энергией 5,1 эВ и т.д. Резонансы, как правило, наблюдаются в надтепловой области энергий нейтронов. Поэтому область энергий от 0,44 до 1000 эВ называется резонансной. Очень интересной особенностью обладает кадмий: он интенсивно захватывает нейтроны с энергией меньше 0,44 эВ и «прозрачен» для нейтронов больших энергий. Кадмий часто используют как поглотитель тепловых нейтронов: кадмиевый лист толщиной 0,75 мм практически полностью «отфильтровывает» тепловые нейтроны, падающие на него. Ниже мы увидим, что это свойство кадмия широко используется в экспериментальных работах.

Захват нейтрона ядром может вызвать расщепление ядра с вылетом заряженной частицы. Реакции (n, p) и (n, α) могут быть как эндотермическими, так и экзотермическими, т. е. протекать как с поглощением, так и с выделением энергии. Эндотермическая реакция происходит только в том случае, если энергия нейтрона превышает определенный порог, экзотермическая возможна при любой энергии. В большинстве случаев эти реакции оказываются маловероятными, так как протон или α -частица должны при своем вылете из промежуточного ядра преодолеть кулоновский барьер ядра-продукта. Медленные нейтроны могут вызвать эти реакции лишь на некоторых легких ядрах. Энергетически данные реакции возможны на любых ядрах, если нейтроны достаточно быстрые, но при этом часто происходят конкурирующие реакции, например вылет двух и более нейтронов, что заметно уменьшает вероятность вылета заряженной частицы.

Нейтроны с энергией 20...30 МэВ настолько сильно возбуждают ядро, что иногда происходит испускание двух, трех и более нейтронов. Очень быстрые нейтроны с энергией в сотни мегаэлектронвольт взаимодействуют с ядрами по-другому. Дело в том, что для таких нейтронов ядро является до некоторой степени «прозрачным». Происходит взаимодействие быстрого нейтрона с отдельными нуклонами ядра. В этом случае возможно образование большого числа отдельных частиц и возникновение различного рода обменных эффектов (например, возможно образование π -мезонов). Обменный процесс взаимодействия заключается, например, в том, что

нейтрон, пролетая через ядро вблизи одного из протонов, обменивается с ним зарядом. В результате происходит «трансформация» нейтрона в протон и из ядра примерно в том же направлении и с той же энергией вылетает протон.

Процесс взаимодействия нейтронов и протонов очень больших энергий чрезвычайно интересен с точки зрения разгадки природы ядерных сил.

При облучении нейтронами некоторых тяжелых ядер происходит деление ядра, т. е. образование из «бомбардируемого» ядра двух осколков – новых ядер, массы которых оказываются сравнимыми друг с другом.

В связи с тем, что деление ядер занимает исключительное положение в ядерной физике, об этом процессе будет говориться в следующем разделе.

Нейтроны при взаимодействии с веществом в определенных экспериментальных условиях обнаруживают волновую природу. Как показывается в квантовой механике, длина волны частицы с энергией E (в данном случае нейтрона) определяется выражением:

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v} = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot E}},$$

где λ – длина волны нейтрона, v – его скорость, m – масса, h – постоянная Планка.

Если длину волны λ выражать в сантиметрах, а энергию E в электронвольтах, то для нейтрона это выражение может быть написано следующим образом:

$$\lambda = \frac{2,86 \cdot 10^{-9}}{E} \text{ см.}$$

Приводимое выражение справедливо, когда скорость нейтрона много меньше скорости света, т. е. для так называемой нерелятивистской области энергии.

При энергии, превышающей 100 МэВ, масса нейтрона уже заметно увеличивается в зависимости от скорости, что приводит, как показывает вышеприведенное выражение, к более медленному изменению длины волны от энергии.

Итак, длина волны нейтронов тем больше, чем меньше их скорость. Тепловые нейтроны имеют длину волны около 10^{-8} см, т.е. близкую по величине к расстояниям между атомами твердого тела. Поэтому можно наблюдать отражение, преломление, дифракцию и интерференцию нейтронного пучка в кристалле, т.е. чисто оптичес-

ские явления. Однако особенность этого волнового взаимодействия нейтронов с веществом по сравнению с электромагнитным излучением состоит в том, что рассеяние нейтронов происходит на ядрах, тогда как электромагнитное излучение, например рентгеновское, взаимодействует с электронами атомов.

Волновые свойства быстрых нейтронов, у которых длина волны меньше радиуса ядра, проявляются в виде дифракционного рассеяния на ядрах. Оно аналогично дифракции плоской волны на сфере. Поэтому угловое распределение рассеянных нейтронов зависит только от длины волны нейтрона и радиуса рассеивающего ядра, т. е. от массового числа рассеивателя.

Длины волн сверхбыстрых нейтронов с энергией в сотни миллионов и миллиардов электронвольт близки к расстояниям между нуклонами в ядре, поэтому можно ожидать соответствующей интерференционной картины при рассеянии таких нейтронов на ядрах. По мере освоения методики работы с установками, дающими сверхбыстрые нейтроны с энергией, близкой к $10^8 \dots 10^{10}$ эВ, эти вопросы будут находить свое разрешение.

Взаимодействует ли нейтрон с электроном?

Как отмечено выше, нейтрон можно считать сложной частицей. В некоторый период его существования происходит своеобразная диссоциация на положительный и отрицательный заряды. Поэтому взаимодействие нейтрона с электроном должно быть аналогично взаимодействию электрического диполя с электрическим зарядом.

Экспериментально данное взаимодействие можно изучать либо при рассеянии нейтронов на атомах, содержащих большое число электронов и имеющих нулевой магнитный момент, либо при рассеянии пучка быстрых электронов на ядрах.

В результате большого количества опытов удалось обнаружить взаимодействие нейтрона с электроном. Его можно охарактеризовать некоторым потенциалом взаимодействия, величина которого оказывается близкой к 4 кэВ. Эта величина значительно меньше потенциала взаимодействия нейтрона с ядрами атомов, так как ядерное взаимодействие гораздо сильнее, чем электромагнитное.

Поскольку нейтрон имеет магнитный момент, он должен испытывать магнитное взаимодействие с электронами. Оно обнаруживается при рассеянии нейтронов в ферромагнетике. В магнитном поле, приложенном к ферромагнитному веществу, происходит ориентация отдельных областей (доменов), состоящих из ориентированных атомов. Поэтому магнитное поле в ферромагнетике оказывается

очень большим по напряженности и достаточно однородным. Рассеяние нейтронов в этом случае является суммарным в поле ядерных сил и в магнитном поле, создаваемом одинаково ориентированными электронами. Если магнитный момент нейтрона антипараллелен направлению напряженности магнитного поля, то такой нейтрон рассеивается сильнее, чем нейтрон с магнитным моментом, совпадающим с этим направлением.

Пусть на намагниченный образец падает пучок нейтронов, имеющих равновероятную ориентацию магнитных моментов или, что то же самое, равновероятную ориентацию, спинов. Тогда в пучке, прошедшем образец, окажется избыток нейтронов одной ориентации, т.е. произойдет частичная поляризация пучка. Интенсивность прошедшего пучка будет меньше, чем у падающего из-за рассеяния нейтронов в магнитном поле и на ядрах. Поляризованные пучки медленных нейтронов можно получить также при отражении их от намагниченных зеркал из кобальта и железа. Таково, в общих чертах взаимодействие нейтронов с электронами.

Отметим, что при столкновении нейтрона с ядром магнитное взаимодействие ничтожно мало, что связано с очень малыми магнитными моментами ядер. Поэтому магнитное взаимодействие является ничтожной добавкой к ядерному.

Эффективные сечения рассмотренного ряда основных процессов взаимодействия нейтронов с веществом всегда зависят от структуры того или иного исследуемого ядра и от энергии нейтронов. Однако для отдельных групп ядер существуют некоторые общие закономерности. В связи с этим различают ядра легкие (при $A < 25$), средние (при $25 < A < 80$) и тяжелые (при $A > 80$).

1.6. Деление тяжелых ядер под действием нейтронов

Деление тяжелых ядер – это процесс образования из исходного ядра двух сравнимых по массам ядер. Данное явление было открыто О. Ганом и Ф. Штрассманом в 1939 г. Деление может быть вызвано нейтронами, γ -квантами, заряженными частицами, искусственно ускоренными до больших энергий, или мезонами. Кроме того, многие тяжелые ядра испытывают самопроизвольное (спонтанное) деление. Оно было открыто в 1940 г. советскими физиками К. А. Петряком и Г. Н. Флеровым.

Рассмотрим сущность процесса деления.

Как указывалось выше, ядерные силы, удерживающие нуклоны в ядре, являются короткодействующими. Это означает, что каждая ядерная частица взаимодействует только с ближайшими нуклонами, отстоящими от нее на расстоянии радиуса действия ядерных сил.

Точно так же в жидкости каждая молекула взаимодействует лишь с молекулами, расположенными вокруг нее внутри сферы действия молекулярных сил. В связи с этим ядро можно представить в виде капли, состоящей из связанных нуклонов. Под энергией связи ядра понимается разность между энергиями нуклонов, связанных в ядре, и совокупности тех же нуклонов, но удаленных друг от друга на достаточно большие расстояния. Энергия связи ядра пропорциональна количеству заключенных в нем нуклонов, т. е. массовому числу A .

Однако на нуклоны, расположенные на поверхности ядра, действуют меньшие силы, чем на нуклоны, лежащие глубоко, так как у первых имеются «соседи» только со стороны внутренней полусферы. Для таких нуклонов энергия связи должна быть уменьшена на величину поверхностной энергии (сравни с поверхностным натяжением жидкости).

Кроме того, энергия связи уменьшается под действием кулоновского отталкивания протонов.

Тяжелые ядра по сравнению с легкими имеют большую поверхность и большее число протонов. Вполне понятно, что энергия связи, приходящаяся на один нуклон, в тяжелом ядре будет меньше, чем в ядре среднего веса. Иначе говоря, ядра среднего веса упакованы плотнее тяжелых. Оказывается, что разность энергий связи, приходящихся на один нуклон, в средних и тяжелых ядрах составляет около 1 МэВ. Когда тяжелое ядро делится на два ядра среднего веса, очевидно, должна выделиться энергия. Таким образом, при делении урана с массовым числом 238 должна выделиться энергия, близкая к величине $1 \text{ МэВ} \times 238$, т. е. близкая к 200 МэВ.

При делении ядра общее число частиц (нуклонов) остается неизменным. Поэтому энергетический баланс процесса зависит от соотношения между изменением поверхностной энергии и энергией кулоновского отталкивания. Расчеты показывают, что степень неустойчивости ядра определяется величиной Z^2/A . При $Z^2/A \geq 45$ ядра настолько неустойчивы по отношению к делению, что не могут существовать. Однако деление энергетически выгодно даже для ядер с $A \sim 100$.

Почему же тяжелые ядра существуют, если энергетически выгодно деление?

Чтобы произошло деление ядра, необходимо внести в него энергию, которая бы вызвала сильную деформацию ядра, сделав его неустойчивым (рис. 1.9).

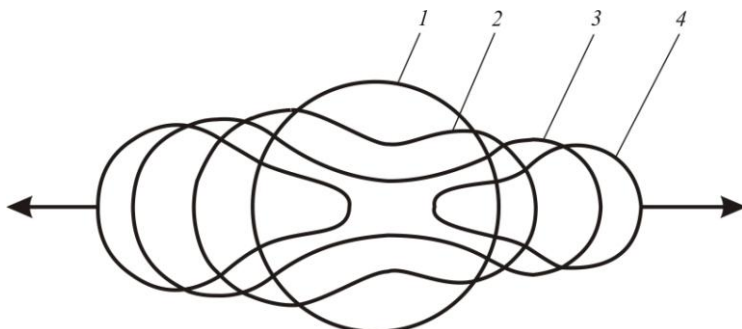


Рис. 1.9. Схема деления ядра:
1, 2, 3, 4 - последовательные стадии процесса деления

Энергия, вызывающая деление (энергия активации), различна для разных ядер. Так, для U^{235} такую энергию активации может сообщить даже тепловой нейтрон. Образующееся в результате захвата нейтрона промежуточное ядро U^{236} обладает энергией, равной энергии связи нейтрона, которая несколько больше энергии активации. Поэтому изотоп U^{235} делится нейтронами любых энергий. Для деления ядра U^{238} необходимы нейтроны с энергией более 1 МэВ, так как энергия активации получающегося ядра U^{239} больше энергии связи нейтрона в нем примерно на 1 МэВ. При спонтанном делении (когда никакого возбуждения извне нет) деформация ядра происходит, по-видимому, в результате случайных перераспределений энергий внутри ядра, вызванных сложными колебаниями нуклонов.

В каком виде выделяется энергия при делении?

Около 85 % энергии реализуется в виде кулоновского отталкивания образовавшихся осколков, в результате чего они приобретают огромную кинетическую энергию.

Процесс деления всегда сопровождается испусканием нейтронов и γ -квантов. Осколки в момент образования находятся обычно в возбужденном состоянии, причем энергия возбуждения оказывается достаточной для «испарения» одного или нескольких нейтронов и испускания γ -квантов. Это так называемые нейтроны деления, или

мгновенные нейтроны, и мгновенные γ -кванты. Таким путем выделяется примерно 6 % всей энергии.

В тяжелых ядрах отношение числа содержащихся в них нейтронов к протонам больше, чем в ядрах среднего веса. Поэтому осколки, как правило, даже после «испарения» нескольких нейтронов содержат большое число нейтронов по сравнению со стабильными ядрами. Избыток нейтронов компенсируется последовательными β -распадами, каждый из которых приводит к преобразованию в ядре нейтрона в протон. Получающийся при этом ряд радиоактивных превращений носит название «цепочки». Такие цепочки содержат 4...6 «звеньев». Цепочка продолжается до тех пор, пока не образуется стабильное ядро. После β -распада ядро остается в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит в результате испускания одного или нескольких γ -квантов. У некоторых ядер возбуждение настолько велико, что они испускают нейтрон (такие нейтроны называются запаздывающими).

Энергия, выделяющаяся в перечисленных процессах, составляет около 5% от полной энергии деления. Остальная часть энергии уносится нейтрино, которые образуются при β -распадах.

Вся энергия деления, за исключением нейтринной части, в конечном счете превращается в тепловую.

Деление ядер может происходить различными способами, т. е. при делении образуются не какие-либо два определенных осколка, а возникает большое количество разнообразных пар. Среди продуктов деления обнаружено около 200 радиоактивных изотопов различных элементов.

Образование большого количества продуктов деления связано не только с возникновением разных осколков, но и с их β -распадами.

Экспериментально найдено, что вероятность появления тех или иных пар осколков неодинакова. Образуются преимущественно легкие и тяжелые осколки с отношением масс, примерно равным 2 : 3. График зависимости выхода осколков от их массового числа имеет «двугорбый» характер, причем минимум приходится на симметричный способ деления. Исключением является деление ядра под действием очень быстрых частиц (энергия в сотни мегаэлектронвольт), когда преобладает деление на равные массы.

Асимметрия деления связана с проявлением так называемых оболочек. Известно, что ядра, содержащие вполне определенное («магическое») число нейтронов или протонов, являются наиболее устойчивыми по сравнению с соседними ядрами. Магическими чис-

лами считаются 2, 8, 20, 50, 82, 126, 152. Предполагается, что при делении тяжелого ядра сердцевина его, имеющая магическое число нейтронов или протонов (20, 50, 82), остается без изменения. Одна часть оставшихся нуклонов переходит к сердцевине, а другая образует второй осколок. В результате с большей вероятностью возникают осколки с неравными массами.

До сих пор речь шла о делении тяжелых ядер на два осколка, однако иногда происходит деление на три и даже на четыре осколка. При тройном делении одним из осколков обычно бывает α -частица сравнительно большой энергии. Это так называемые длиннопробежные α -частицы, средние энергии которых близки к 15 МэВ. Вероятность тройного деления примерно в 300...400 раз меньше вероятности деления на два осколка. Деление на четыре осколка еще менее вероятно: на 3000 двойных делений приходится лишь одно деление на четыре осколка. Подобные случаи деления в настоящее время еще мало изучены.

После того, как мы выяснили вопрос о сущности процесса деления тяжелых ядер, следует остановиться более подробно на нейтронах деления. Было сказано, что деление ядер сопровождается испусканием так называемых мгновенных нейтронов. Их энергетический спектр практически непрерывен и простирается от тепловых энергий до энергий около 10 МэВ. Большинство быстрых мгновенных нейтронов обладает энергией 1...2 МэВ.

При различных актах деления вылетает разное число нейтронов, поэтому можно говорить о некотором среднем числе нейтронов, приходящихся на один акт деления. Это среднее число принято обозначать греческой буквой ν . Оно зависит от типа делящихся ядер и от энергии нейтронов, вызвавших деление. Так, для U^{235} $\nu = 2,46$, если деление вызвано тепловыми нейтронами. При этих же условиях для U^{233} $\nu = 2,61$, а для Pu^{239} $\nu = 2,9$. С ростом энергии бомбардирующих нейтронов ν в общем случае растет и достигает, например, 5...6 нейтронов для энергий примерно 14 МэВ.

Итак, один нейтрон в процессе деления «порождает» несколько нейтронов. В связи с этим представим себе такой идеальный случай, когда каждый образовавшийся нейтрон снова вызывает деление тяжелого ядра, в результате чего появится опять ν -нейтронов. Так создадутся ν^2 нейтронов, которые в свою очередь произведут ν^3 нейтронов и т.д. Число нейтронов в такой системе будет быстро возрастать. Вместе с этим будет расти количество делящихся ядер, а, сле-

довательно, и количество выделяемой энергии. Такой лавинообразный процесс деления называется цепной ядерной реакцией.

Для развития цепной реакции необходимо, чтобы число нейтронов, вызывающих последующее деление, было бы больше числа нейтронов, вызвавших предыдущее деление, а для поддержания цепной реакции достаточно того, чтобы эти числа были равны между собой. Другими словами, коэффициент размножения нейтронов k должен быть больше 1. При $k < 1$ цепная реакция невозможна.

При делении природного урана цепной реакции не происходит. Природный уран состоит из трех изотопов: U^{238} , U^{235} и U^{234} (99,28; 0,714 и 0,00548 % соответственно). Тяжелый изотоп урана делится нейтронами, энергия которых превышает 1 МэВ; U^{235} делится с большой вероятностью под действием нейтронов любых энергий, причем вероятность его деления увеличивается с уменьшением энергии нейтронов; изотоп U^{234} не обладает большой вероятностью деления под действием нейтронов, и, так как он содержится в природном уране в малом количестве, его ролью можно пренебречь.

Кроме деления, всякое делящееся ядро обладает значительной способностью радиационного захвата нейтрона. Эта реакция (n, γ) уменьшает число нейтронов, которые могут принимать участие в цепной реакции. Если же энергия нейтрона деления в результате нескольких актов рассеяния станет меньше 1 МэВ, то ядра наиболее распространенного изотопа U^{238} смогут только захватывать или рассеивать их. Таким образом, в результате захватов происходит заметное уменьшение числа нейтронов деления, поэтому цепная реакция в куске естественного урана невозможна.

Что касается чистого U^{235} , то принципиально в нем может возникнуть цепная реакция, но для этого необходимо взять его в довольно большом количестве. В малом количестве урана относительно большая часть нейтронов будет выходить из его объема и бесполезно теряться, так как число возникающих нейтронов пропорционально объему уранового блока, а утечка пропорциональна его поверхности. Увеличение количества урана неизбежно уменьшает относительную роль утечки нейтронов, потому что объем растет быстрее, чем поверхность. Из всех геометрических фигур сфера имеет наибольшее отношение объема к поверхности. Отсюда следует, что с точки зрения развития цепной реакции при минимальном количестве урана выгодна сферическая форма уранового блока. Минимальное количество урана, обеспечивающее развитие цепной реак-

ции при данной геометрической форме, называется критическим количеством или критической массой.

В атомной бомбе такая развивающаяся реакция приводит к взрыву.

Можно ли управлять ядерной реакцией? Можно ли получать энергию не в результате взрыва, а постепенно?

Устройство, позволяющее регулировать цепную ядерную реакцию, называется ядерным реактором, или котлом. Рассмотрим вопрос о роли нейтронов в основных физических процессах, происходящих в реакторе.

Наиболее распространенным типом реактора является реактор на тепловых нейтронах. Основную роль в нем играет тот изотоп, который делится под действием тепловых нейтронов, а именно U^{235} . В результате деления ядра возникают нейтроны, обладающие преимущественно энергией 1...2 МэВ.

Чтобы создать благоприятные условия для возникновения цепной реакции в естественном уране, необходимо эти нейтроны замедлить. Замедление достигается смешиванием урана с веществом, хорошо замедляющим, но слабо поглощающим нейтроны. Такими веществами являются тяжелая вода и графит.

В реакторе на тепловых нейтронах можно обнаружить нейтроны самых разнообразных энергий – от энергий нейтронов деления до тепловых. Тепловых нейтронов при этом будет гораздо больше, чем нейтронов других энергий, так как продолжительность жизни теплового нейтрона больше, чем время замедления.

В процессе замедления нейтроны будут иметь и резонансные энергии, при которых с большей вероятностью происходит реакция (n, γ) на U^{238} . Наиболее существенная доля резонансного поглощения связана с первым максимумом в сечении захвата, который соответствует энергии нейтронов, близкой к 6,68 эВ. Это происходит потому, что сечение захвата нейтрона с данной энергией сравнительно велико, и число нейтронов в этой области энергий больше, чем в других областях, соответствующих другим максимумам сечения (см. выше о спектре замедляющихся нейтронов). Можно подобрать такое соотношение урана и замедлителя, что реакция резонансного поглощения нейтронов изотопом U^{238} станет несущественной.

Для поддержания цепной реакции необходимо определенное количество однородной смеси урана и замедлителя. Реактор, работающий на однородной смеси называется гомогенным. Анализ показывает, что такой реактор на природном уране может работать

только в том случае, если замедлителем будет тяжелая вода, а не графит, так как углерод поглощает нейтроны сильнее, чем дейтерий и кислород.

Цепная ядерная реакция будет происходить также и при графитовом замедлителе, если им окружить естественный уран, взятый в виде урановых блоков. Можно так подобрать соотношение размеров урановых блоков и замедлителя, что практически почти весь процесс замедления будет происходить в замедлителе. При этом резонансный захват нейтронов ураном U^{238} будет мал, что облегчит возникновение цепной реакции. Такой реактор называется гетерогенным.

В реакторах всех типов происходит утечка нейтронов через его поверхность. Утечку нейтронов в окружающее пространство можно значительно уменьшить, если окружить реактор оболочкой из вещества, хорошо рассеивающего, но слабо поглощающего нейтроны. Попав в такой отражатель и испытав несколько столкновений с его ядрами, нейтроны могут снова вернуться в замедлитель и принять участие в цепной реакции.

1.7. Пространственное распределение нейтронов в активной зоне ядерного реактора

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

$$\frac{\Phi(r, z)}{\Phi(0, 0)} = J_0 \left(\frac{2,405}{R_9} r \right) \cos \frac{\pi}{H_9} z. \quad (1.1)$$

Необходимо отметить, что в (1.1) не учитывается характерный всплеск плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне вблизи отражателей, связанный с возвращением отражателем в активную зону замедленных нейтронов. Этот всплеск зависит от толщин отражателей и от отличия времени жизни нейтронов в активной зоне и отражателе.

Время жизни нейтронов в активной зоне, как правило, меньше времени жизни нейтронов в отражателе. Если отражатель достаточно тонкий ($\Delta \ll M'$), то указанного всплеска может и не быть. Если отражатель толстый, то всплеск может быть заметным. Этот всплеск

распространяется от отражателя в глубь активной зоны на расстояние, сравнимое с длиной диффузии возвращаемых отражателем нейтронов.

На **рис. 1.10** представлено характерное распределение плотности потока нейтронов по радиусу и высоте активной зоны реактора на тепловых нейтронах с толстым отражателем, штриховой линией показано приближенное распределение без учета всплеска за счет возвращения в активную зону замедленных отражателем нейтронов. Необходимо отметить, что для реакторов достаточно больших размеров, когда объем области, в которой наблюдается этот всплеск, невелик, и для реакторов с относительно тонкими отражателями всплеском можно пренебречь и пользоваться упрощенными выражениями для распределения плотности потока нейтронов. Особенно это касается вариантов расчетов. Поверочные расчеты реактора необходимо проводить с использованием уточненных распределений плотности потока, которые в настоящее время могут быть легко получены исходя из многомерных нейтронно-физических расчетов реактора на ЭВМ.

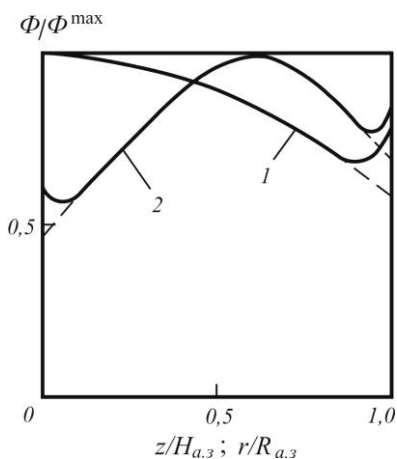


Рис. 1.10. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу (1) и высоте (2) активной зоны реактора на тепловых нейтронах

Заметим, что если при работе реактора в его активной зоне находятся регуляторы, например поглощающие стержни, то необходимо учитывать их влияние на распределение плотности потока нейтро-

нов, которое может оказаться существенным. Распределение также изменяется при неравномерном распределении материалов (топливо, замедлитель) в реакторе, в том числе при неравномерном выгорании топлива.

На **рис. 1.11** приведена зависимость распределения плотности потока нейтронов по высоте активной зоны реактора от глубины погружения поглощающих стержней в активную зону. Видно заметное влияние глубины погружения стержней на распределение, а именно по мере погружения стержней распределение плотности потока искажается с увеличением плотности потока нейтронов в той части активной зоны, из которой стержни извлечены. При полном погружении стержней в активную зону распределение становится примерно таким же, как для реактора с полностью извлеченными стержнями. Заметим, что для реактора, в нижний торцевой отражатель которого добавлен поглотитель нейтронов, влияние погружения стержней на распределение плотности потока нейтронов меньше (сравнить **рис. 1.11, а и б**).

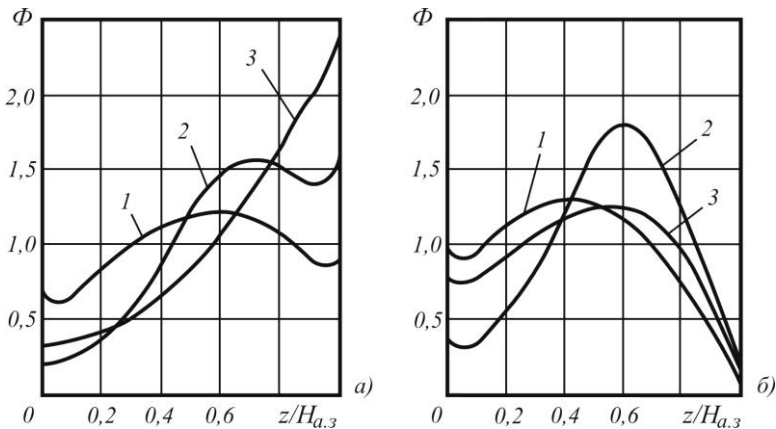


Рис. 1.11. Зависимость распределения плотности потока нейтронов по высоте активной зоне от глубины погружения поглощающих стержней для случая нижнего торцевого отражателя без поглотителя (а) и с поглотителем (б): 1 – стержни извлечены; 2, 3 – стержни погружены на 0,4; 0,8 высоты активной зоны, соответственно

Радиальное распределение плотности потока нейтронов при наличии поглощающих стержней в активной зоне также заметным образом искажается. Конечно, степень искажения распределения по высоте активной зоне при погружении органов регулирования зави-

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

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

2. ТРЕХМЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

2.1. Подвижные органы регулирования – поглощающие (компенсирующие) стержни

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 на:

- 1) 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.

2.2. Проблемы конструирования регулирующих стержней

Поскольку регулирование реакторов в настоящее время производится в основном перемещающимися стержнями управления, то при создании активной зоны необходимо предусмотреть пространство для размещения стержней, их приводов и приборов контроля.

При проектировании самих стержней также возникают вопросы, связанные с выбором материалов, имеющих необходимые ядерные характеристики, физические и металлургические свойства, а также вопросы размещения механизмов.

Конфигурация активной зоны в большой степени зависит от тех требований, которые на нее налагаются. Один из первых вопросов, связанных с созданием активной зоны реакторов корпусного типа, состоит в том, как разместить ее внутри корпуса высокого давления. Например, как должна быть размещена активная зона, каким должно быть распределение потока теплоносителя и т.д. Кроме того, необходимо отвести значительную часть высоты реактора, иногда достигающую половины, для размещения приводов стержней в верхней или нижней части реактора. Если система регулирующих стержней размещена в верхней части, то она, вероятно, будет накладываться на механизм перегрузки горючего. Размещение же стержней и механизмов в нижней части корпуса требует дополнительного избыточного пространства под активной зоной.

Система регулирующих стержней должна быть сконструирована таким образом, чтобы оказывать минимальное искажающее влияние на распределение мощности реактора. В реакторе, имеющем несколько эффективных регуляторов, перемещение которых происходит группами, средняя удельная мощность в области размещения регулирующих стержней может быть очень малой; в этом случае тепловыделение почти полностью происходит вне стержней, и полная мощность реактора сокращается. Для снижения этого эффекта система регулирования должна быть спроектирована так, чтобы объем активной зоны использовался максимально эффективно с точки зрения теплофизических характеристик. Искажение энерговыделения по оси реактора можно уменьшить, используя так называемые двухпозиционные стержни, которые либо находятся целиком в активной зоне, либо полностью выведены из нее. Профилирование же энерговыделения по радиусу реактора можно осуществить соответствующим расположением. И подбором эффективности стержней.

Оптимальное проектирование системы регулирования потребовало бы полного изучения реактора в течение всей кампании и, вероятно, привело бы к необходимости проведения трехмерных расчетов активной зоны со стержнями регулирования. На практике же выбор стержней обычно основан на более простых анализах, в кото-

рых часто учитываются только свойства реактора в начальный момент кампании.

После выбора конфигурации активной зоны и места расположения стержней регулирования можно оценить их эффективность. Когда влияние регулирующих стержней на работу реактора будет определено, то может оказаться, что активная зона должна быть несколько видоизменена, а размещение стержней и их эффективность должны быть другими.

Вообще большое количество стержней регулирования, размещенных в активной зоне по некоторому специфическому закону, обеспечило бы выравнивание поля энерговыделения (и поля температур) по реактору. Такое размещение, однако, не было бы удовлетворительным, если иметь в виду экономию нейтронов и стоимость установки. Кроме того, оно увеличило бы количество тепловых и механических проблем и сократило бы удельную мощность. При проектировании систем регулирования необходимо искать компромиссное решение. Могло бы показаться, что инженер-конструктор должен стремиться получить наибольшую эффективность стержней при наименьшем их количестве. Однако при этом наряду с улучшением экономических показателей из-за упрощения сложного приводного механизма возникает проблема неоднородности потока, и появляются местные перегревы, связанные с неравномерностью энерговыделения.

Вокруг каждого регулирующего стержня имеется область ослабленного потока нейтронов. За ней следует небольшой всплеск, переходящий затем в распределение потока, которое было бы в отсутствие регулятора. Это «выедание» потока и его всплеск оказывают большое влияние на размещение других стержней регулирования. Если стержень помещается в такое место, где имеется выедание потока нейтронов из-за наличия другого стержня, то некоторый дополнительный вклад в компенсацию реактивности этот стержень будет вносить, однако он никогда не сможет обладать такой эффективностью, которую имел бы в этом же месте при отсутствии первого стержня. Говорят, что один стержень «экранирует» другой, и этот эффект приводит к отрицательной интерференции. Если же стержень помещается в такое место, где поток нейтронов достигает максимума, связанного с наличием другого стержня, то он будет обладать большей возможностью поглощать нейтроны, чем в случае, когда второго стержня нет. Это характеризуется положительной интерференцией стержней, которая означает, что совместная эффек-

тивность обеих стержней больше суммы эффективностей каждого стержня в отдельности.

На практике размещение регулирующих стержней должно определяться в основном инженерно-конструкторскими требованиями, а не возможностью достичь максимальной эффективности системы регулирования. Разумеется, при проведении расчетов гомогенизированной ячейки описанный выше эффект учитывается с целью повышения эффективности стержней. Если имеется группа стержней, то при проведении расчетов стержни могут быть заменены некоторым количеством поглотителя, однородно распределенного по реактору. Это распределение таково, что эффект перемещения небольшой порции поглотителя из одного места в другое очень невелик. Расчет эффективности в данном случае включает в себя следующую процедуру: часть поглотителя помещают в центр реактора и определяют коэффициент размножения, затем эту часть удаляют из реактора и вновь определяют коэффициент размножения. Это так называемое «идеализированное» приближение. С его помощью можно оценить размеры стержней регулирования, их размещение и число, однако для надежного определения эффективности необходимо использовать более сложные расчеты на вычислительных машинах и особенно результаты измерений на экспериментальных сборках.

Если для размещения регулирующего стержня в активной зоне требуется направляющее устройство или втулка, то при использовании даже самых слабопоглощающих материалов для конструкции этих втулок в них будет происходить паразитное поглощение нейтронов, для компенсации которого требуется дополнительное количество горючего. Идеальный реактор не должен содержать ничего, кроме горючего и замедлителя, однако при его проектировании возникает необходимость введения в активную зону различных конструкционных материалов, влияние которых на такие важнейшие характеристики реактора, как загрузка горючего, коэффициент размножения, требует самого тщательного изучения.

2.3. Каналы стержней регулирования

Всплеск потока тепловых нейтронов в водяных каналах, остающихся после извлечения регуляторов, является самым неприятным эффектом, которым сопровождается использование поглощающих стержней в реакторах с водяным замедлителем. Этот всплеск значительно увеличивает удельную мощность в твэлах, расположенных

вблизи стержня, по сравнению с более удаленными твэлами. Так как некоторые стержни регулирования почти всегда помещаются в тех областях активной зоны, в которых удельная мощность максимальна, то дополнительный всплеск мощности вблизи этих каналов стержней приводит к возрастанию отношения максимальной мощности к средней по активной зоне. Направляющие стержней регулирования, выполненные из материалов с низким сечением поглощения нейтронов, могут уменьшить этот эффект, препятствуя проникновению воды в область, занимаемую стержнем. Однако направляющие могут лишь частично сократить эффект всплеска мощности из-за наличия необходимых механических зазоров, заполняемых водой.

Если в направляющую стержня регулирования поместить твэл, то всплеск потока нейтронов в водяном канале можно значительно уменьшить. Стержни, располагающиеся в таких направляющих, обычно имеют форму, которая приближается к форме стандартных твэлов, используемых в активной зоне.

Если поглощающий стержень имеет вид полого цилиндра, внутренняя часть которого заполнена водой, то быстрые нейтроны, достигающие внутренней области, могут замедлиться в ней и с большей вероятностью поглотиться в стержне. Эффективность такого стержня, следовательно, может быть очень высокой.

2.4. Эффекты теплоносителя и покрытия

Необходимость охлаждения, а в некоторых случаях и покрытия оболочкой стержней регулирования вносит дополнительные сложности и неопределенности при расчете эффективности стержней. Теплоноситель и оболочка могут отражать нейтроны из стержня; теплоноситель, особенно вода, кроме того, замедляет большинство нейтронов в окрестности стержня. Эти эффекты отмечаются в очень тонких областях, и поэтому их трудно учесть при расчете, однако влияние их очень велико.

Правда, иногда не требуется предусматривать специального охлаждения для стержней регулирования потому, что для этой щели используется общее охлаждение реактора. В данном случае расчет и проектирование системы регулирования значительно облегчается.

При проведении расчетов, в которых для определения эффективности стержня используется концепция эффективного (или эквивалентного) стержня, вносится ошибка, связанная с тем, что эквива-

лентный стержень не будет замещать такое же количество горючего и замедлителя, какое вытесняется действительным стержнем. Оценка величины этой ошибки имеет важное значение при определении эффективности системы регулирования.

2.5. Эффект неоднородностей

Этот эффект может возникнуть в реакторе, в котором имеются пустоты, металлические каналы или каналы из материалов с низкой плотностью и небольшим сечением поглощения нейтронов. Примерами таких неоднородностей в реакторе могут служить каналы для регулирующих стержней и проходы для теплоносителя. Нейтроны, движущиеся в радиальных направлениях к внешней границе реактора, могут попасть в полые аксиальные каналы, и поскольку длина пробега нейтронов вдоль каналов очень велика, то они станут двигаться в них в направлении, параллельном оси реактора, и будут иметь большую вероятность утечки из системы. Такие каналы могут специально конструироваться в исследовательских реакторах для получения интенсивного пучка нейтронов. Этот эффект утечки нейтронов через пустоты нарушает баланс между количеством образующихся, поглощаемых и утекающих нейтронов, его расчет представляет известную трудность. Площадь миграции M^2 возрастает при точном учете эффекта утечки нейтронов через пустоты значительно сильнее, чем в случае, когда данный эффект интерпретируется просто как общее уменьшение плотности замедлителя. Кроме того, величина M^2 в осевом направлении больше, чем в радиальном. Для цилиндрических пустот их влияние на квадрат длины диффузии вдвое больше в осевом направлении a , чем в радиальном t . Таким образом,

$$L^2 = 2L_a^2 + L_t^2 \quad (2.1)$$

Наличие большого числа пустых каналов вызывает эффект сокращения средней плотности материалов по активной зоне. В критической системе равномерное уменьшение плотности всех компонентов активной зоны должно быть скомпенсировано увеличением линейных размеров, если система должна остаться критической; другими словами, чем больше имеется в реакторе пустот, тем большие размеры будут у реактора, в котором должна быть достигнута самоподдерживающаяся цепная реакция.

В одnogрупповом приближении для гомогенной системы, в которой равномерно размещены горючее-замедлитель и пустоты данных размеров и формы, средняя квадратичная длина свободного пробега возрастает из-за наличия пустот в следующем отношении:

$$\frac{L^2}{L_0^2} \approx 1 + 2\varphi + \left[\frac{r\varphi}{\lambda} \right] \left[\operatorname{cth} \left(\frac{r}{\lambda\varphi} \right) + (Q - 1) \right] \quad (2.2)$$

где φ – отношение объема пустот к объему твердого материала (приближенно это объемная доля пустот); r – гидравлический радиус каждой из пустот, равный $2V/S$ (V – объем пустоты, S – площадь поперечного сечения); λ – средняя длина свободного пробега нейтрона в твердом материале; Q – геометрический фактор, т.е. некоторая функция геометрических размеров и формы пустот, равная отношению среднего квадрата длины прямого пробега нейтронов через пустоту к квадрату средней длины такого пробега. Средняя длина пробега через пустоту любой формы равна удвоенному гидравлическому радиусу. Величина Q всегда больше единицы. Типичные значения этой функции приведены в табл. 2.1.

Отношение L^2/L_0^2 в уравнении (2.2) связывает квадраты длин диффузии при наличии и в отсутствие пустот. Когда r/λ очень мало, уравнение (2.2) приводится к следующему виду:

$$\frac{L^2}{L_0^2} \approx (1 + \varphi)^2, \quad (2.3)$$

которое описывает простой плотностной эффект. Когда r/λ значительно больше φ , то $\operatorname{cth}(r/\lambda\varphi)$ близок к единице, и уравнение приобретает вид:

$$\frac{L^2}{L_0^2} \approx 1 + 2\varphi + \frac{Qr\varphi}{\lambda}. \quad (2.4)$$

2.6. Спектр нейтронов и сечения

Поглощение. Первое и основное требование, которому должны удовлетворять материалы регулирующих стержней, состоит в том, что они должны иметь большие сечения поглощения, так как регулятор должен быть «черным» для тепловых нейтронов, оставаясь в то же время достаточно легким и компактным. В качестве критерия того, может ли данный материал применяться в стержнях регулиро-

вания, служит величина $\Sigma_a t$, где Σ_a – макроскопическое сечение поглощения, усредненное по спектру Максвелла, а t – толщина стержня.

Таблица 2.1.

Значение фактора геометрии Q для пустот различных геометрий

Сфера (полностью замкнутая полость)	1,125
Правильный шестиугольник (полностью замкнутая полость)	1,583
Бесконечный цилиндр:	
кругового сечения	1,333
квадратного сечения	1,487
сечения в виде равностороннего треугольника	1,648
правильного гексагонального сечения	1,397
прямоугольного сечения (a/b — отношение сторон):	
a/b	
1,00	1,487
0,75	1,495
0,5	1,531
0,25	1,633
0,1	1,730
для малых a/b	$\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \lg \frac{2b}{a}$
сечения в виде сектора кругового цилиндра α , град	
0	1,487
15	1,481
30	1,484
45	1,488
90	1,496
120	1,500
180	1,488

Если нельзя получить большое значение Σ_a либо из-за того, что теоретическая плотность материала невелика, либо из-за того, что концентрация его в матрице ограничена металлургическими требованиями, то добиться достаточного поглощения нейтронов можно, либо используя стержень больших размеров, либо увеличивая его поглощающую поверхность.

Требуемое увеличение поверхности стержня, когда величина Σ_a недостаточно велика, зависит от отношения L/λ_t во внешней относительно стержня среде, где L – длина диффузии, а λ_t – транспортная длина свободного пробега.

Таблица 2.2.

Некоторые поглотители нейтронов и их свойства

Элемент или нуклид	Среднее тепловое сечение, барн	Содержание изотопа в естественной смеси, %	Поверхностная плотность при заданной черноте г/см ²	Плотность, г/ см ³	Толщина, см	Количество при заданной черноте, кг	Количество, необходимое для выгорания 20 моль, кг	Полное количество, кг	Полная толщина, см	Используется как изолирующий материал	Используется как дисперсия	Весовое отношение в 0,5-см пластине из нержавеющей стали, %
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Li	62		0,362	0,53	0,68	13,7	1,6	15,3	0,750			
Li ⁶	818	7,52	0,024	0,53	0,045	0,9	0,12	1,02	0,05		×	0,67
B	651		0,054	2,3	0,023	2,05	1,06	3,11	0,035		×	1,39
B ¹⁰	3470	18,8	0,0093	2,3	0,004	0,35	0,20	0,55	0,0062		×	0,23
Rh	130		2,56	12,5	0,20	97,1	2,0	99,1	0,2		×	52
Ag	54		6,47	10,5	0,62	245	2,2	247	0,6			
Ag ¹⁰⁷	26	51,4										
Ag ¹⁰⁹	71	48,6										
Cd	2210		0,165	8,6	0,0192	6,24	18,4	24,6	0,075		×	4,4
Cd ¹¹³	18000	12,3										
In	165		2,26	7,3	0,310	85,1	2,3	87,4	0,32	×		
Sm	4760		0,100	7,2	0,0139	3,85	21,5	25,3	0,09		×	3,0
Sm ¹⁴⁸	57200	13,8										

Элемент или нуклид	Среднее тепловое сечение, барн	Содержание изотопа в естественной смеси, %	Поверхностная плотность при заданной черноте г/см ²	Плотность, г/см ³	Толщина, см	Количество при заданной черноте, кг	Количество, необходимое для выгорания 20 моль, кг	Полное количество, кг	Полная толщина, см	Используется как изолирующий материал	Используется как дисперсия	Весовое отношение в 0,5-см пластине из нержавеющей стали, %
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Eu	3980		0,128	7,3	0,0175	4,66	6,36	11,0	0,0425		×	3,4
Eu ¹⁵¹	7800	47,8										
Gd	39800		0,0128	7,6	0,0017	0,48	10,2	10,7	0,0376		×	0,35
Gd ¹⁵⁵	60600	14,7										
Gd ¹⁵⁷	139000	15,7										
Dy	950		0,55	8,1	0,068	20,8	11,6	32,4	0,102		×	14,8
Dy ¹⁶⁴	2340	28,2										
Er	144		3,78	8,6	0,44	143						
Lu	96		6,05		~0,67	229	135	364	0,430			
Lu ¹⁷⁶	3120	2,6										
Hf	91		6,38	13,4	0,471	241	19,4	252	0,197	×		
Hf ¹⁷⁷	320	18,4										

Элемент или нуклид	Среднее тепловое сечение, барн	Содержание изотопа в естественной смеси, %	Поверхностная плотность при заданной черноте г/см ²	Плотность, г/ см ³	Толщина, см	Количество при заданной черноте, кг	Количество, необходимое для выгорания 20 моль, кг	Полное количество, кг	Полная толщина, см	Используется как изолирующий материал	Используется как дисперсия	Весовое отношение в 0,5-см пластине из нержавеющей стали, %
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Re	73		8,28	20	0,414	314	3	317	0,167	×		
Ir	372		1,68	22,4	0,075	63,4	10	73,4	0,035		×	34
Ir ¹⁹¹	820	38,5										
Ir ¹⁹³	104	61,5										
Au	85		7,52	19,3	0,392	284	4	288	0,159	×		
Hg	330		1,97	14,2	0,138	74,5	23,8	98,3	0,073		×	44
Hg ¹⁹⁹	2160	16,8										

В качестве критерия черноты стержня иногда выбирают такое количество поглощающего материала, для которого величина $\Sigma_a t = 2$.

В табл. 2.2 приведены сведения о свойствах материалов, которые могут использоваться в стержнях регулирования. Из таблицы следует, например, что стержни из гафния имели бы сравнительно большую толщину, чтобы обладать необходимой чернотой. Стержни из бора, обладающие такой же чернотой, имели бы значительно меньшую толщину. В графе 7 таблицы приводится количество материала, необходимое для получения данной черноты. Графа 8 отражает еще один важный момент, который необходимо учитывать при выборе материалов регулирующих стержней. Он связан с выгоранием атомов, поглотителя при поглощении им нейтронов. Чем больше сечение поглощения нейтронов у материала регулирующих стержней, тем меньше его требуется для достижения необходимой черноты.

Однако это означает, что материал и выгорает значительно быстрее. Чтобы стержень мог эффективно работать в течение длительного времени, можно использовать избыточное количество поглотителя в нем. При работе реактора стержни регулирования могут быть лишь частично введены в активную зону, так что будет происходить неравномерное выгорание поглотителя в стержне. Необходимо рассматривать проблему неравномерного выгорания в зависимости от неравномерного потока нейтронов и от избыточной загрузки поглотителя в стержне. Например, для гафния количество материала, необходимого для достижения заданной черноты (графа 7), превосходит то количество, которое требуется для компенсации среднего выгорания (графа 8). Для бора характер этого соотношения значительно отличается от гафния. В некоторых случаях захват нейтронов ядрами поглотителя приводит к образованию дочерних изотопов, которые сами имеют высокие сечения поглощения.

Примером может служить европий. В природной смеси европия содержатся изотопы Eu^{151} и Eu^{152} , а после поглощения нейтронов образуются изотопы Eu^{152} , Eu^{154} и, возможно, Eu^{155} . Все они имеют высокие сечения поглощения.

Методы определения сечения поглощения все еще не являются окончательно установившимися и удовлетворительными. Особенно это относится к естественным смесям, состоящим из большого количества изотопов. Сечения отдельных изотопов изменяются в зависимости от энергетического спектра нейтронов и эффектов самозранирования. Там, где поглощение не подчиняется закону $1/v$ в эпи-

тепловой, эпикадмиевой и промежуточной области энергии, процесс резонансного захвата значительно усложняет определение сечения поглощения.

На **рис. 2.1** показано в качестве примера сечение поглощения для гафния в зависимости от энергии. Пунктирная кривая представляет собой приближенное усредненное сечение в резонансной области энергий. Кадмий – один из наиболее сильных поглотителей тепловых нейтронов. Однако выше некоторой энергии нейтронов (эпикадмиевая область) кадмий становится относительно неэффективным как поглотитель. При различных экспериментах кадмий часто используется для экранирования тепловых нейтронов.

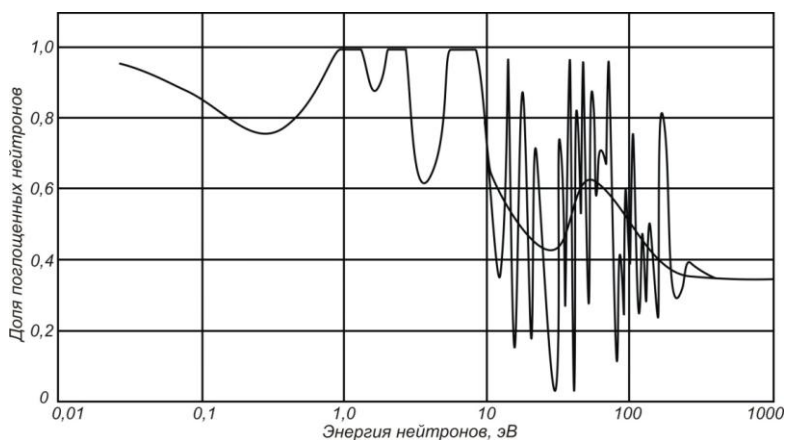


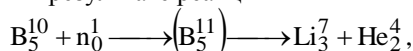
Рис. 2.1. Поглощение нейтронов в 0,5-см слое гафния как функция энергии нейтронов

За исключением гафния, все материалы для стержней регулирования не могут использоваться без оболочки или без размещения их в некоторых конструкционных материалах. Гафний может быть выбран в качестве стандартного материала, с которым сравниваются другие материалы для регулирующих стержней. Это связано с тем, что гафний обладает многими свойствами и характеристиками, наиболее приемлемыми для стержней. Хотя гафний и не такой сильный поглотитель тепловых нейтронов, как бор и кадмий, однако в эпитепловой области его эффективность значительно выше, чем у этих элементов. К тому же гафний имеет цепочку дочерних изотопов, обладающих большим сечением поглощения нейтронов.

Два элемента, цирконий и гафний, существуют в природе совместно в отношении 50 : 1 и имеют противоположные ядерные характеристики, но очень похожие химические свойства. Цирконий с его низким сечением поглощения обладает физическими и механическими свойствами которые делают его очень хорошим конструкционным материалом и позволяют использовать в качестве покрытия для твэлов и стержней регулирования. Гафний же с его высоким сечением поглощения – исключительно эффективный материал для регулирующих стержней. При использовании циркония в качестве конструкционного материала в реакторе его необходимо отделить от гафния. Разделение этих двух элементов может быть экономически оправданным.

Наиболее распространенным материалом, обладающим высоким сечением поглощения нейтронов, является бор, в естественной смеси которого содержится 18,8% наиболее важного изотопа В¹⁰. Бор чаще других элементов использовался в качестве материала для стержней регулирования. Для повышения эффективности регулирования бор может быть обогащен изотопом В¹⁰.

Трудность использования бора возникает из-за образования газообразного гелия в результате реакции



Эта проблема решается обычно либо путем создания вентиляции, либо сплавлением бора с другим металлом, в результате которого жесткость конструкции не нарушится. Другие проблемы, такие, как коррозия, решаются за счет использования покрытия или сплавления бора с нержавеющей сталью, титаном или цирконием (рис. 2.2).

Кадмий, являясь хорошим поглотителем тепловых нейтронов, имеет приемлемые физические и ядерные свойства и очень удобен при использовании в реакторах с низкой температурой. Сплав кадмия с серебром, обладая хорошими физическими и механическими свойствами, используется в качестве поглотителя и в эпикадмиевой области энергий. Однако серебро не коррозионноустойчивый элемент, поэтому сплав Ag-Cd нуждается в защите оболочкой.

Добавление к сплаву Ag-Cd индия увеличивает поглощение нейтронов в эпитепловой области (рис. 2.3). При этом физические и механические свойства сплава вполне удовлетворительны, что позволяет использовать его в стержнях регулирования.

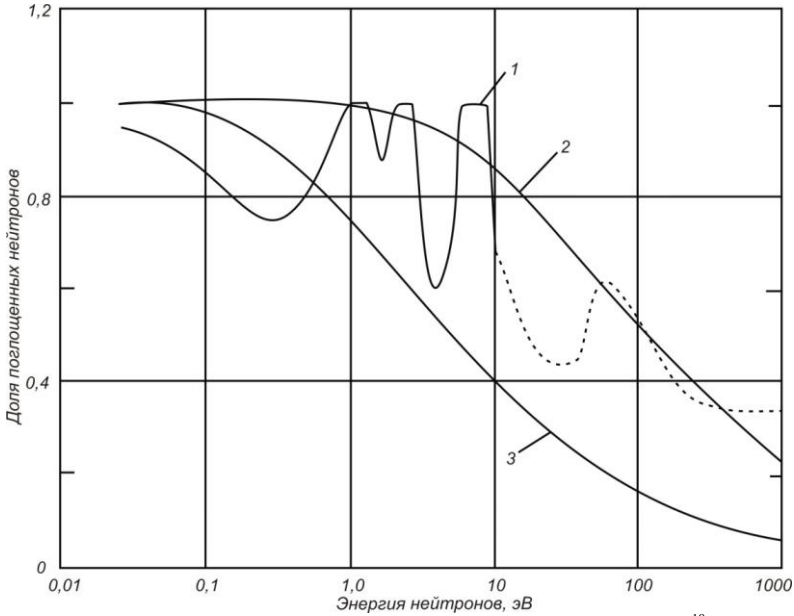


Рис. 2.2. Поглощение нейтронов в 0,5 см слое гафния и сплаве с V^{10} : 1 – гафний (1,00); 2 – дисперсия V^{10} (3 вес.%) в нержавеющей стали (1,12), 3 – сплав V^{10} (1 вес.%) с титаном (0,95). (Пунктирная линия дает усредненное значение в области большого числа резонансов. Числа в скобках – экспериментальные значения эффективности относительно гафния)

Рассеяние. То, что материал для стержней регулирования должен прежде всего обладать большим сечением поглощения, не исключает возможности рассеяния нейтронов при их взаимодействии с ядрами этого материала. Например, сечение рассеяния серебра составляет приблизительно 10 % сечения поглощения. Любой разбавитель в материале стержня регулирования, вводимый в него из конструктивных, прочностных или других соображений и материал оболочки также могут иметь сравнительно большие сечения рассеяния. Там, где вместо поглощения происходит рассеяние нейтронов, уменьшается эффективность или чернота. Стальная оболочка толщиной 0,25 см отразила бы от стержня около 17% нейтронов, а толщиной 0,1 см – около 8%.

В качестве примера того, как влияет рассеяние нейтронов в материале стержня на его эффективность, рассмотрим V^{10} , для которого $\Sigma_a t = 2$.

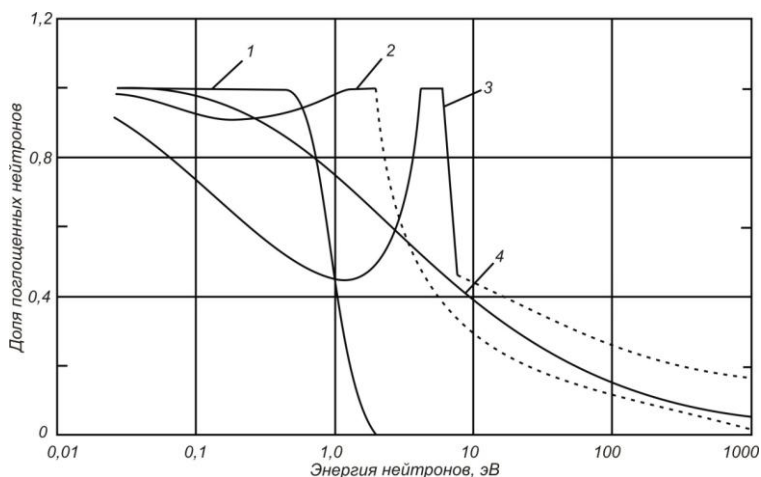


Рис. 2.3. Поглощение нейтронов в 0,5-см слоях кадмия, индия, серебра и в сплаве с бором: 1 – кадмий (0,80); 2 – индий(0,93), 3 – серебро(0,88); 4 – сплав В¹⁰(1 вес.% с титаном(0,95). (Пунктирная линия дает усредненное значение в области большого числа резонансов. Числа в скобках - экспериментальные значения эффективности относительно гафния)

Если бы не было рассеяния, то около 6% тепловых нейтронов прошли бы через стержень, не поглотившись в нем. При разбавлении бора материалом, сечение рассеяния которого составляет 20% сечения поглощения, появилось бы дополнительное снижение эффективности стержня. Эти дополнительные потери, обязанные своим происхождением рассеянию, соответствуют разбавлению В¹⁰ сталью в виде пластины толщиной 0,5 см. На **рис. 2.4** приведены потери эффективности стержня при различных материалах покрытия. Потери эффективности из-за рассеяния могут быть частично компенсированы, если среда, непосредственно примыкающая к регулируемому стержню, отражает нейтроны обратно в стержень. Очевидно, что расчет этого эффекта весьма сложен.

Самозранивание. Когда значительная доля нейтронов поглощается на поверхности регулирующего стержня и только сравнительно небольшая часть их проходит внутрь стержня, то говорят что внешний слой поглотителя экранирует внутренние области. Это явление известно как эффект самозранивания. Самозранивание может осуществляться в горючем, замедлителе или поглотителях. Сечение поглощения любого материала, умноженное на коэф-

коэффициент пространственного самоэкранирования, дает так называемое эффективное или самоэкранированное сечение поглощения. Эффект пространственного самоэкранирования особенно важен в смеси поглотителей.

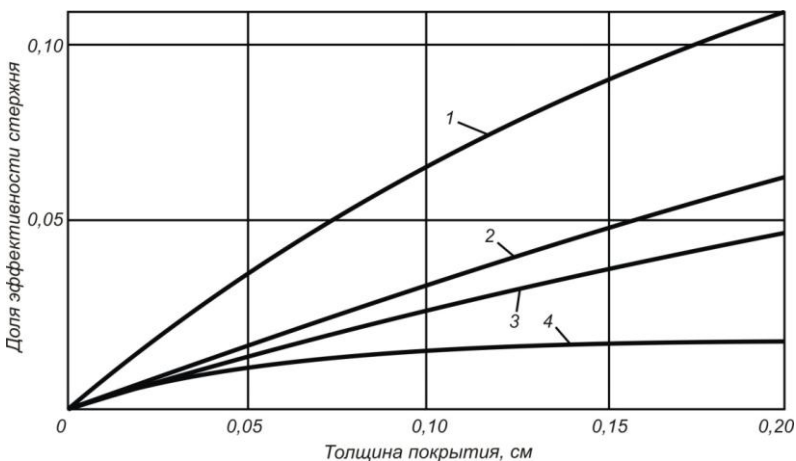


Рис. 2.4 Потеря эффективности стержня при различных материалах покрытия: 1 – нержавеющая сталь; 2 – цирконий; 3 – титан; 4 – гафний

Самоэкранирование можно проиллюстрировать примером, в котором стержень из V^{10} достигает среднего по объему выгорания 25%, в то время как в поверхностном слое выгорало 100% V^{10} , а на глубине всего около 0,6 мм выгорание фактически не происходит. Компенсация этого эффекта за счет изменения концентрации V^{10} по толщине стержня была бы слишком дорога, если вообще осуществима.

Имеется и другой эффект – энергетическое самоэкранирование. Обычно, при рассмотрении взаимодействия нейтронов с ядрами мы говорим о движении нейтрона в предположении, что ядра остаются неподвижными. Однако в действительности ядра-мишени также находятся в движении внутри своей собственной молекулярной системы. По аналогии с известным эффектом Доплера в акустике, когда источник звука движется относительно приемника звуковых волн, в этом случае говорят о ядерном эффекте Доплера, когда ядро-мишень движется относительно падающего на него нейтрона.

Энергетический спектр нейтронов условно может быть разделен на три области: тепловую, где поглощение нейтронов следует закону $1/v$, резонансную и быструю. В интервале энергий нейтронов от 1 до 1000 эВ сечение отдельных элементов, а именно тех, которые имеют большое массовое число, быстро изменяется с энергией, принимая для отдельных элементов вид сильных, резко выделенных пиков. Это так называемое резонансное сечение, которое означает, что при некоторых энергиях нейтронов резко возрастает вероятность взаимодействия (рассеяния, поглощения, деления и т.п.) нейтронов с данным веществом. Одни элементы имеют единственный резонансный пик, другие – несколько таких пиков. Наличие большого числа резонансов в смеси изотопов приводит к взаимному экранированию поглощения нейтронов на различных резонансах. Эффективность стержня регулирования зависит от поглощающих свойств в широком энергетическом интервале. Если стержень состоит из двух или более материалов с различной энергетической зависимостью сечений, то может быть достигнута большая эффективность регулирования в широком энергетическом интервале.

Эпитепловое сечение поглощения. Большинство элементов, которые рассматриваются в качестве материалов для стержней регулирования, имеет большое эпитепловое резонансное сечение поглощения. Сравнение стержней одинаковой толщины (0,25 см) из гафния и кадмия, размещенных в критической сборке с полиэтиленовым замедлителем, показывает, что стержни из гафния имеют эффективность примерно на 25 % выше. Поскольку кадмий такой толщины черный относительно тепловых нейтронов, в то время как гафний сравнительно прозрачный, то различие в их эффективностях возникает из-за большого эпитеплого резонанса в гафнии.

К сожалению, при расчете эпитеплого поглощения сталкиваются с большими трудностями. Эти трудности связаны с различными факторами, в частности с недостаточным разрешением резонансных уровней, с неопределенностью вклада в эффективное сечение каждого резонанса, с эффектами пространственного и энергетического самоэкранирования.

Так как эпитепловый захват велик в большинстве представляющих интерес случаев, то стержень регулирования, несомненно, возмущает энергетический спектр нейтронов в окрестности регулятора. Расчеты обычно проводятся без учета введения потока эпитепловых нейтронов и в предположении, что спектр нейтронов активной зоны в эпитепловой области подчиняется закону $1/E$.

Плотность потока тепловых нейтронов в стержне. Отношение плотностей потоков тепловых нейтронов в стержне СУЗ и во всей ячейке определяется, как:

$$\theta = \frac{\int_{V_{СУЗ}} \Sigma_a^{СУЗ} \Phi_m^{СУЗ} dV_{СУЗ}}{\int_{V_{СУЗ}} \Sigma_a^{СУЗ} \Phi_m^{СУЗ} dV_{СУЗ} + \int_{V_0} \Sigma_a^0 \Phi_m^0 dV_0}, \quad (2.5)$$

где $\Sigma_a^{СУЗ}$, $\Phi_m^{СУЗ}$ и $V_{СУЗ}$ – средние по стержню СУЗ значения макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов, плотности потока тепловых нейтронов и объем стержня СУЗ, соответственно; Σ_a^0 , Φ_m^0 и V_0 – средние по ячейке, за вычетом стержня СУЗ, значения макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов, плотности потока тепловых нейтронов и объем ячейки без стержня СУЗ. Из выражения (2.5) следует соотношение для определения среднего значения плотности потока тепловых нейтронов в стержне СУЗ:

$$\Phi_m^{СУЗ} = \frac{\Sigma_a^0 (R_{Э}^2 - R_{СУЗ}^2)}{\theta \Sigma_a^{СУЗ} R_{СУЗ}^2} \Phi_m^0, \quad (2.6)$$

где $R_{СУЗ}$ – радиус стержня СУЗ.

Значение коэффициента θ определяется соотношением [4]:

$$\theta = \frac{2}{\chi^2 R_{Э}^2} \left[0,116 - \ln(\chi R_{СУЗ}^{эф}) \right]^{-1}, \quad (2.7)$$

где $\chi = \pi / H_{эф}$ – геометрический параметр, где $H_{эф}$ – эффективная высота АЗ; $R_{СУЗ}^{эф}$ – эффективный радиус стержня СУЗ.

2.7. Конструкция стержней регулирования в тепловых, промежуточных и быстрых реакторах

Материалы, геометрия и эффективность. Если иметь в виду прочность конструкции и экономичность системы, то чем меньше вводов для регулирующих стержней в корпусе высокого давления и чем меньше отверстия, необходимые для размещения стержней, тем лучше конструкция реактора. Так как пространство активной зоны очень важно, то чем меньше количество регуляторов находится в ней и чем меньше их размеры, тем экономичнее и производительнее

работа реактора. Толщина стержней должна определяться не только из ядерных свойств, но и с учетом механической устойчивости при нагревании и облучении.

В предыдущих параграфах были сделаны некоторые замечания относительно необходимого числа стержней регулирования и влияния их размещения в реакторе. Размеры стержней определяются поглощающей способностью материала, пространством активной зоны, отведенной под стержни регулирования, и окружающей средой реактора. При выборе поглощающего материала учитывается геометрическая форма стержней и конструкция матрицы, содержащей этот материал. Например, металлический гафний и сплавы нержавеющей стали с бором могут использоваться в самых различных формах: в виде цилиндрического стержня, пластины, креста, и т. п. Карбид бора B_4C может использоваться в виде спеченного порошка, или как наполнитель в контейнерах различной формы, или, наконец, может быть диспергирован в алюминиевой или стальной матрице произвольной формы.

В табл. 2.3 приводятся материалы, которые могут использоваться в стержнях регулирования для различных реакторов и типов теплоносителей. Для регулирования энергетических реакторов пригодны материалы, обладающие соответствующими свойствами (ядерными, простотой производства, коррозионным сопротивлением и т.д.). Оказалось, что сплав $Cd-In-Ag$ и сплав бора с нержавеющей сталью дают наименьшую стоимость стержней пластинчатого типа. Кроме того, стержни из гафния и сплава $Cd-In-Ag$ более всего пригодны для регулирования реакторов с водяным охлаждением, причем более редкий и дорогой гафний предпочтительнее использовать для регулирования реакторов с высоким уровнем мощности и продолжительной кампанией. Бористая сталь хороша для аварийных стержней, но менее приемлема для компенсации реактивности при длительной кампании и глубоком выгорании. Для регулирования высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов могут использоваться керметы, например Eu_2O_3 , диспергированная в нержавеющей стали. Они обладают хорошими прочностными свойствами при высоких нейтронных потоках и, если используется покрытие из подходящих сплавов, могут выдерживать высокие интегральные потоки нейтронов. При тех же самых условиях может применяться и окись гадолиния, однако, только для аварийных стержней.

С физической точки зрения тонкие пластины имеют преимущества перед цилиндрическими стержнями, так как обладают большим отношением поглощающей поверхности к массе при более высокой вероятности захвата нейтронов. Однако, хотя использование пластин вместо цилиндрических стержней и способно сократить число приводов, необходимость в более сложных приводных механизмах для установления пластинчатых регуляторов может «вести на' нет это преимущество.

Наряду с чистыми элементами (с покрытием или без него), сплавами, смесями и другими отмеченными выше видами поглощающих материалов возможно использование дискретных слоев поглотителей разных типов, например; стержень может иметь центральную часть из бора, а внешний слой – из кадмия.

Другая возможность заключается в создании составного стержня, в котором есть секция, содержащая материал с высоким сечением поглощения, используемый для аварийных остановок реактора, и секция, содержащая материал с меньшим сечением поглощения, который может применяться для компенсации реактивности в процессе работы реактора.

Еще одна проблема, возникающая при расчете эффективности регулирующих стержней, связана с размерами частиц поглощающего материала в дисперсиях, их формой и распределением в матрице.

Наконец, нельзя не отметить возможности использования для регулирования реакторов жидких поглотителей. В реакторах с водой в качестве поглотителя можно с успехом применять борную кислоту, вводимую в замедлитель. Жидкие поглотители не используются одни, вместе с ними применяются и обычные стержни, которые компенсируют часть избыточной реактивности. Однако когда бывает достаточным простое регулирование количества поглощающего вещества в замедлителе, то используют именно жидкие поглотители. Такой метод регулирования улучшает распределение мощности по активной зоне, но ухудшает “экономии” нейтронов.

а) Быстрый реактор. Методы регулирования быстрого реактора несколько отличаются от методов, применяемых для регулирования теплового реактора. Это отличие состоит в том, что максимум спектра нейтронов в быстром реакторе приходится на очень высокую энергию — порядка 100 кэВ, а для отдельных случаев он лежит в интервале от 150 до 600 кэВ.

Таблица 2.3.

Материалы регулирующих стержней, рекомендуемые для различных типов реакторов

Теплоноситель	Тип реактора	1-й тип материала	2-й тип материала	3-й тип материала	4-й тип материала	5-й тип материала
Вода	Реактор с водой под давлением с двухзональным контуром охлаждения	Гафний	Кермет- нержавеющая сталь	Гафний для внутренних и внешних стержней	В ¹⁰ - нержавеющая сталь	Составной стержень
Вода	Кипящий реактор с высоким потоком и продолжительной кампанией топлива	Eu ₂ O ₃ – нержавеющая сталь	Гафний	В ¹⁰ - нержавеющая сталь или В ¹⁰ - титан		
Вода	Кипящий реактор со свободным размещением стержней	Cd-In-Ag	В ¹⁰ - нержавеющая сталь	Кермет- нержавеющая сталь	В ¹⁰ - диспергированный в стали AISI 304	
Дифенил	То же длительная кампания Короткая кампания	Eu ₂ O ₃ – нержавеющая сталь В ¹⁰ - нержавеющая сталь				

Теплоноситель	Тип реактора	1-й тип материала	2-й тип материала	3-й тип материала	4-й тип материала	5-й тип материала
Натрий	Промежуточный или быстрый реактор	V ₄ C с покрытием				
Натрий	Тепловой реактор с графитовым замедлителем, подвижные стержни	V ¹⁰ – нержавеющая сталь				
Натрий	То же, неподвижные стержни	Кермет- нержавеющая сталь с покрытием				
CO ₂ , воздух, азот	Высокотемпературный реактор с высоким потоком, неподвижные стержни	Eu ₂ O ₃ – нержавеющая сталь с покрытием				
C ₂ O, азот	Реактор со средними температурами, стержни подвижные	V ¹⁰ – нержавеющая сталь	V ¹⁰ – диспергированный в стали	V ₄ C с покрытием		

Для быстрых реакторов не существует материалов, которые были бы такими же эффективными поглотителями нейтронов, как в тепловых реакторах. Избыточную реактивность в быстрых реакторах необходимо предусматривать только для компенсации выгорания горючего. Регулирование с помощью поглотителей привело бы к ухудшению экономии нейтронов и, следовательно, к снижению воспроизводства делящегося материала, для которого обычно и предназначены быстрые реакторы.

Регулируют быстрые реакторы с помощью удаления горючего, ограниченного регулирования отравителями и отражателем.

Эксперименты показали, что быстрая система, охлаждаемая натрием, имеет коэффициенты реактивности, отличающиеся от значений в соответствующих тепловых системах. Например, в тепловом реакторе с натриевым охлаждением уменьшение плотности натрия, связанное с возрастанием температуры теплоносителя, приводит к положительной реактивности. Это значит, что количество ядер поглотителя тепловых нейтронов уменьшается. В быстром же реакторе это уменьшение плотности натрия приводит к отрицательной реактивности, так как возрастание температуры теплоносителя сопровождается уменьшением замедления, увеличением средней энергии нейтронов и, следовательно, более низкими значениями сечения деления.

Следует отметить, что, говоря о возникновении отрицательной реактивности при возрастании температуры замедлителя, необходимо указывать период, связанный с этим эффектом. Можно иметь положительный эффект с небольшим значением постоянной времени в комбинации с сильным отрицательным эффектом и большим значением постоянной времени. Таким образом, быстрое изменение действительно приводило к аварийной или положительной обратной связи, в то время как при стационарных экспериментах в системе обнаруживался отмеченный выше отрицательный эффект реактивности.

Стремление получить более продолжительное среднее эффективное время жизни и сохранить некоторые преимущества быстрых систем привело к созданию связанных систем на тепловых и быстрых нейтронах. Эти реакторы имеют центральную быструю активную зону, окруженную тепловой системой. Так как большое количество тепловых нейтронов входит в центральную зону через поверхность, то среднее время жизни нейтронов во всей системе становится более продолжительным.

б) *Промежуточный реактор.* Энергии нейтронов, вызывающих деление в промежуточном реакторе, лежат в интервалах от 1 до 1000 эВ. В таких реакторах должно происходить некоторое замедление нейтронов, однако использование воды в качестве замедлителя и теплоносителя не приемлемо, так как требования, налагаемые на замедлитель и на теплоноситель, зачастую противоречивы и не могут быть удовлетворены одновременно. Поглотители нейтронов, используемые в тепловых реакторах, не будут обладать, такими эффективностями в интервале промежуточных энергий. С другой стороны, отравление продуктами деления в промежуточных реакторах меньше, чем в тепловых. Гидрид циркония, бериллий и его окислы, графит могут служить в качестве замедлителей для промежуточных реакторов. В качестве теплоносителей в таких реакторах широко используются жидкие металлы. Расплавленные металлы (натрий, калий и т.п.) представляют собой хороший выбор с точки зрения совместимости ядерных характеристик и теплопередающих свойств. Натрий дает очень небольшой замедляющий эффект и имеет низкую плотность, что облегчает проблему циркуляции его через активную зону, однако он слишком подвержен действию излучения с образованием радиоактивного изотопа Na^{24} .

Для изучения физики, теории и прикладных вопросов промежуточных реакторов использовались критические сборки. Нейтронные сечения определялись с учетом спектра промежуточных нейтронов. На критических сборках исследовались такие вопросы, как температурные эффекты реактивности, мощностные коэффициенты и ксенонное отравление. Было установлено, как уже отмечалось ранее, что отравление ксеноном в промежуточных реакторах менее слабое, чем в тепловых. Однако отравление другими продуктами деления оказывается более сильным, чем в тепловых реакторах, и должно учитываться при определении продолжительности кампании. Так как обычно промежуточные реакторы имеют меньшие размеры, чем тепловые, то важное значение в балансе нейтронов приобретает утечка нейтронов из активной зоны.

Небольшой промежуточный реактор можно относительно легко регулировать с помощью лишь одного подвижного отражателя. Преимущество такого метода регулирования состоит в упрощении конструкции активной зоны. Регулирование отражателем достигалось перемещением отдельных частей бериллиевого отражателя параллельно оси реактора.

Другой метод регулирования состоит в использовании вращающихся цилиндров, расположенных в отражателе и состоящих частично из материала отражателя и поглотителя. Часть поверхности такого цилиндра покрывается бором, а остальная часть представляет собой бериллий. Таким образом, при вращении цилиндра около собственной оси на его поверхности, обращенной к активной зоне реактора, будет располагаться либо поглощающий слой, либо слой отражателя. Регулирование достигается за счет совместного действия двух эффектов: изменения утечки нейтронов и их поглощения.

Кроме того, в промежуточных реакторах используются и стержни регулирования, конструкция которых должна учитывать промежуточный спектр нейтронов в реакторе. Для сравнения свойств промежуточных и тепловых реакторов в табл. 2.4 приводятся типичные загрузки горючего, компенсирующие различные эффекты, возникающие в реакторах.

Таблица 2.4.

Загрузки горючего (кг) при работе реактора в течение 2000 ч на мощности 50 МВт

	Промежуточный реактор	Эквивалентный тепловой реактор с водой под давлением
Критическая масса	26	10
Максимальное отравление ксеноном	4	7
Отравление самарием	2	1
Отравление стабильными продуктами деления	12	4
Выгорание горючего	6	6
Итого	50	25

Эффективность стержней регулирования. Эффективность (или компенсирующая способность) стержня регулирования зависит от среды, окружающей его в реакторе. Лучший метод определения эффективности некоторого материала состоит во введении его в реактор сходных параметров, для которого регулирующие стержни уже были откалиброваны. Тогда сравнение с эффективностью регулирующих стержней определяет эффективность неизвестного материала. Обычно по этому методу получают результаты, достаточно точные для практического применения.

Эффективность стержня является функцией длины диффузии в окружающей среде. Температурные изменения будут оказывать влияние на длину диффузии в этой среде и, следовательно, на компенсирующую способность стержня регулирования. Выгорание горючего вместе с накоплением плутония и продуктов деления также оказывает важное влияние на длину диффузии и затем на компенсирующую способность стержня. Возраст нейтронов τ также изменяется с температурой и выгоранием горючего.

Сборки для измерения реактивности. Имеются различные критические сборки и реакторы, которые используются для определения ядерных свойств реакторных материалов.

Сборка должна обеспечить следующее: а) создание заполненного водой канала оптимальных размеров для разделения эффектов быстрых и тепловых нейтронов; б) механическую устойчивость для максимального уменьшения изменения реактивности, вызываемого вибрациями и переделками системы; в) достижение нулевого статического температурного коэффициента с целью уменьшения температурных требований к системе регулирования; г) наладку стабильной работы приборов с низким уровнем шумов и, наконец, д) размещение стержней регулирования таким образом, чтобы они не препятствовали проведению экспериментов. Для еще более удобного размещения образцов стержни регулирования располагают вне активной зоны.

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

Изменение плотности потока нейтронов по высоте активной зоны (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, находящемуся в положении z ;

2) дифференциальной – характеризует величину изменения реактивности при перемещении стержня СУЗ, находящегося в положении z , на единицу длины.

Дифференциальная характеристика поглощающего (компенсирующего) стержня. Дифференциальная характеристика компен-

сирующего стержня (КС) – это зависимость эффективности единицы перемещения (например, 1 мм) стержня от его положения в активной зоне:

$$\frac{d\rho_{КС}}{dH} = f(H),$$

то есть изменение реактивности реактора ρ при перемещении стержня на единицу длины в различных по высоте положениях. Если физический вес стержня небольшой, то при его погружении в активную зону (АЗ) нейтронное поле по высоте практически не меняется (не деформируется) и дифференциальная характеристика имеет вид симметричной кривой (Рис. 2.5. Кривая 1).

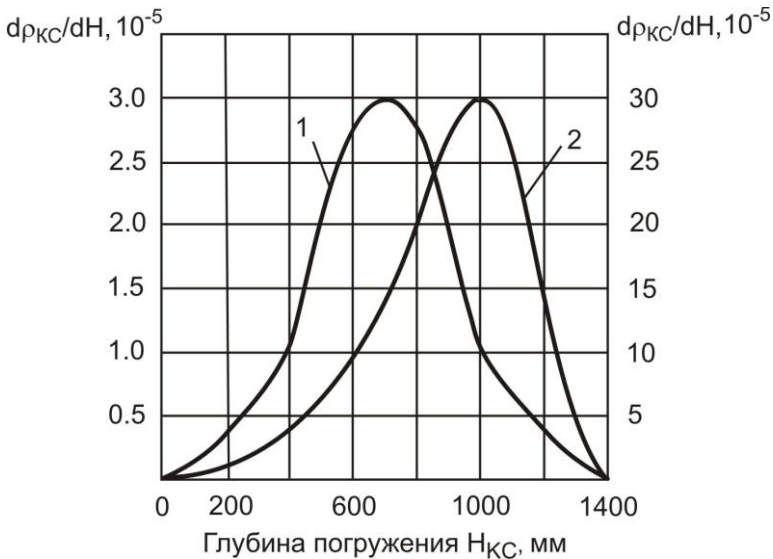


Рис. 2.5 Дифференциальная характеристика

При погружении в АЗ сильного поглотителя или нескольких КС нейтронное поле искажается, его максимум смещается вниз. Максимум дифференциальной характеристики также смещается в нижнюю часть АЗ (кривая 2). Дифференциальная характеристика КС измеряется экспериментально. Она необходима для:

- 1) определения допустимого шага $h_{ли}$ подъема КС, исходя из допустимого значения высвобождения реактивности

($\rho_{\text{дон.}} = 0,1..0,2\%$) за один шаг перемещения и максимальной эффективности КС ($\frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH}$)_{max} по высоте:

$$h_{\text{ш}} = \frac{\rho_{\text{дон.}}}{\left(\frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH}\right)_{\text{max}}}, \text{ мм.}$$

Обычно полагают $\left(\frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH}\right)_{\text{max}} \approx 2\left(\frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH}\right)$

- 2) для нахождения допустимой скорости подъема КС, исходя из допустимой скорости высвобождения реактивности реактора $\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{допуст.}}$, с^{-1} и максимальной дифференциальной эффективности стержня $\left(\frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH}\right)_{\text{max}}$:

$$\left(\frac{dH_{\text{КС}}}{dt}\right)_{\text{допуст.}} = \frac{\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{допуст.}}}{\left(\frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH}\right)_{\text{max}}}, \frac{\text{мм}}{\text{с}}.$$

При этом $\frac{d\rho}{dt} < 0,08\beta_{\text{эфф}}$, с^{-1} , где $\beta_{\text{эфф}}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов в реакторе.

- 3) для определения изменения реактивности реактора при небольшом перемещении КС на $\Delta H_{\text{КС}}$:

$$\Delta\rho = \Delta H_{\text{КС}} \left(\frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH}\right),$$

- 4) построения интегральной характеристики.

Интегральная характеристика. Интегральная характеристика КС – это зависимость суммарной реактивности реактора, которую компенсирует КС (эффективности погруженной части КС), от глубины погружения H стержня в АЗ:

$$\rho_{\text{КС}}(H) = \int_0^H \frac{d\rho_{\text{КС}}}{dH} dH.$$

Интегральная характеристика используется для:

- 1) расчета критического положения КС перед пуском реактора,
- 2) определения запаса реактивности реактора в любой момент кампании при проведении оценок оставшегося энергозапаса,
- 3) оценки высвобождаемой или компенсируемой реактивности при перемещении КС на значительное расстояние,
- 4) определения подкритичности реактора после его останова,
- 5) анализа поведения реактора при возникновении неисправностей с отдельными КС.

На **рисунке 2.6** представлены градуировочные характеристики регулирующего стержня, имеющего минимальный физический вес, и распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ.

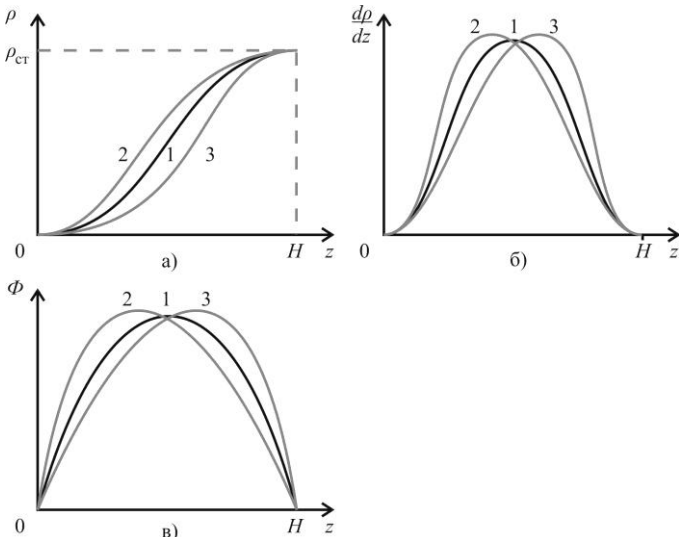


Рис. 2.6. Градуировочные характеристики регулирующего стержня: интегральная (а) и дифференциальная (б), соответствующие аксиальным распределениям (1, 2, 3) плотности потока нейтронов (в)

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 рисунке 2.7.

Из рисунка 2.7 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 рисунке 2.8.

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

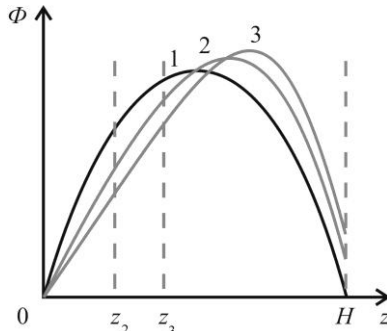


Рис. 2.7. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ: 1 – первоначальное; 2, 3 – стержень находится в положении z_2, z_3 , соответственно. Мощность реактора в случаях 1, 2, 3 одинакова

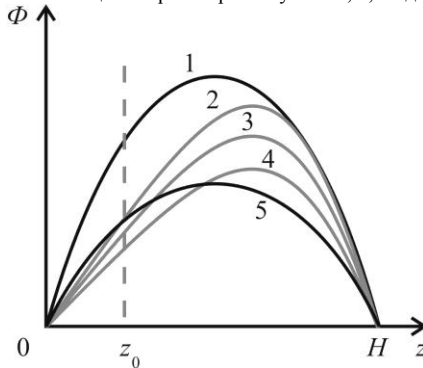


Рис. 2.8. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ при снижении уровня мощности реактора: 1 – до введения стержня; 2, 3, 4 – на моменты времени $t_2 < t_3 < t_4$, соответственно; 5 – после извлечения стержня в момент времени t_4

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 2.9**.

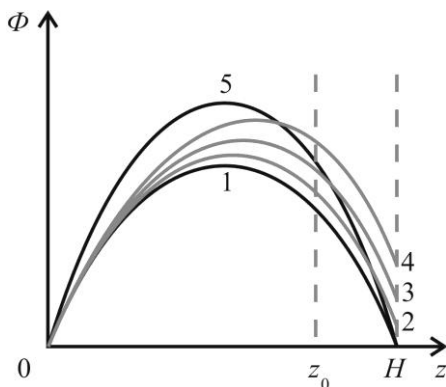


Рис. 2.9. Влияние стержня СУЗ на распределение плотности потока нейтронов по высоте АЗ при повышении уровня мощности реактора: 1 – до частичного извлечения стержня; 2, 3, 4 – на моменты времени $t_2 < t_3 < t_4$, соответственно; 5 – после полного погружения стержня в момент времени t_4

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

2.9. 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°C в реакторах с натриевым теплоносителем). По мере подъема мощности растет температура теплоносителя и всех конструктивных элементов реактора, и это приводит к появлению так называемого температурного эффекта реактивности (как правило, отрицательному). С ростом мощности растет температура топ-

лива, что наряду с другими эффектами также создает отрицательный мощностной эффект реактивности. При подъеме мощности реактора до номинальной за счет температурного, и мощностного эффектов появляется отрицательный эффект реактивности, составлющий

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

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 в начале кампании должен 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

2...7% для быстрых реакторов,
15...20% для тепловых реакторов.

2.9.1. 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_3VO_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_3VO_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_3VO_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 $\sim 0,05 \text{ c}^{-1}$.

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 со-

стояние, 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 ρ_{12} , определяемой с помощью реактиметра. Эта величина ρ_{12} 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.

2.9.2. 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

ных $(N-2)$ 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

$$\begin{aligned} \frac{\Delta k}{k_{эф}} &= F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_N) - F(0, 0, 0, \dots, 0) = \\ &= \sum_{i=1}^N \rho_i + \sum_{i,j} \Delta_{i,j} + \sum_{i,j,l} \Delta_{i,j,l} + \dots \end{aligned} \quad (2.8)$$

В соответствии с (2.8):

– 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 $\Delta k / k_{эф}$.

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

2.9.3. 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 отсутствии остальных – ρ'_i , и эффективности стержней, измеренных в присутствии в активной зоне всех остальных ρ''_i .

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

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.

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

Управление радиальным распределением мощностей каналов (кассет) 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. 2.6). Связь между значением реактивности и плотности потока нейтронов (энерговыведения) выражается соотношением

$$\rho(z) = K_p \int_0^z f_0^2(z) dz, \quad (2.9)$$

где K_p – 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_p .

Реактивность, вносимая стержнем при малых перемещениях Δz , составляет

$$\Delta\rho = \Delta z d\rho / dz = S(z)\Delta z. \quad (2.10)$$

Эффективность стержня

$$S(z) = d\rho / dz = K_p f_0^2(z), \quad (2.11)$$

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 по каналам 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. 2.10**.

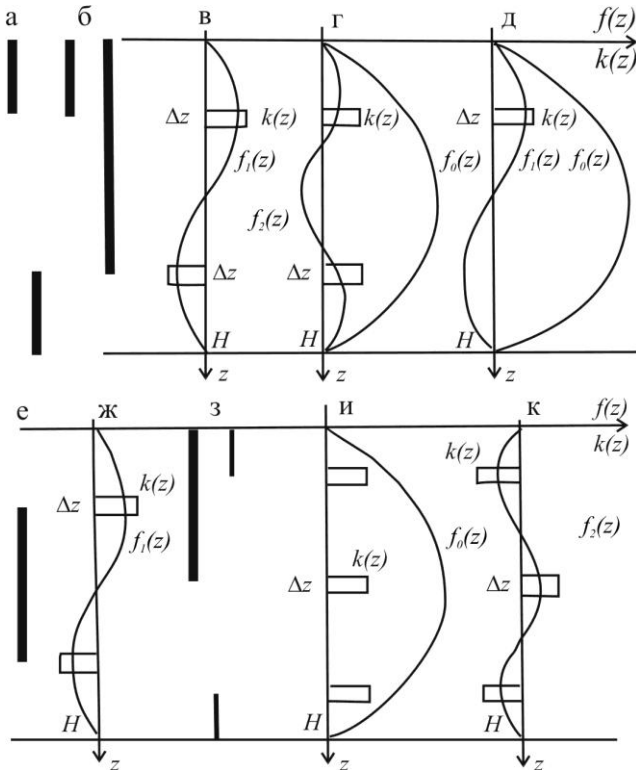


Рис. 2.10. Стержневое управление нейтронным полем:

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

Так, на **рис. 2.10, а и б** концы двух групп стержней находятся в верхней и нижней половинах активной зоны, при этом они вводятся либо сверху и снизу (**рис. 2.10, а**), либо только сверху (**рис. 2.10, б**). При перемещении этих групп стержней в одну сторону (**рис. 2.10, в**) обеспечивается управление первой аксиальной гармоникой $f_1(z)$ практически без воздействия на радиальное распределение нейтронного поля. При перемещении верхних и нижних концов стержней

ней в противоположные стороны воздействуют на радиальное распределение (рис. 2.10, г), не внося «перекоса» в распределение по высоте. Традиционное перемещение лишь одной группы стержней (рис. 2.10, 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. 2.10, а) в одном стержне, а также укороченных стержней, размещаемых в центральной части активной зоны (рис. 2.10, е, ж).

При наличии групп стержней, концы которых расположены на трех уровнях (рис. 2.10, 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. 2.10, в, г, д.

Описанные методы управления широко используются на реакторе РБМК. При этом наибольшее распространение здесь получил способ, представленный на рис. 2.10, а.

Для вычисления реакции нейтронного поля на перемещение стержней (рис. 2.10) 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. 2.10, противоположно оптимальному размещению, т.к. поглотители размещаются на периферии, а не в оптималь-

ном центральном положении, что ухудшает аксиальное распределение нейтронного поля. Наилучшим в этом смысле является управление с помощью укороченных стержней (рис. 2.10, е), однако этот вариант требует большого оперативного запаса реактивности.

3) стержни весьма неэффективны в использовании оперативно-го 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.

2.11. 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. 2.11 показаны некоторые распределения, которые можно получить в воображаемом плоском реакторе с тремя стержнями. На рис. 2.11, а все три стержня введены в реактор на всю длину, при таком положении стержней распределение потока является достаточно плоским.

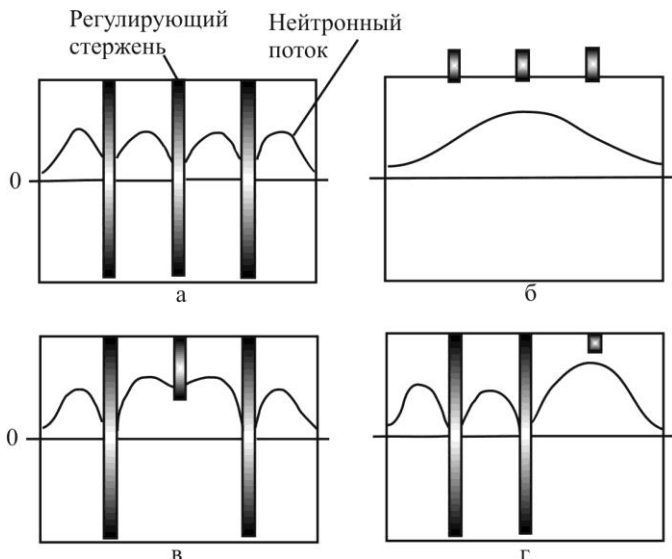


Рис. 2.11. Распределение нейтронного потока в трехстержневом плоском реакторе

На рис. 2.11, б показано распределение потока, когда все стержни извлечены. Следует отметить, что это распределение подчиняется приблизительно закону $\cos^2 x$. На рис. 2.11, 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. 2.11, 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 компен-

сации 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.

2.12. Колебания пространственного распределения нейтронов в активной зоне, вызванные перемещением стержней (КСЕНОНОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ)

Ксеноновые колебания, или колебания пространственного распределения концентрации ядер ксенона, вызваны, в первую очередь, локальными возмущениями нейтронно-физических характеристик в активной зоне (в размножающей среде).

Изменение положения подвижных органов регулирования (ОР) вносит начальное возмущение в пространственные распределения размножающих и поглощающих свойств в активной зоне и, таким образом, инициирует развитие ксеноновых колебаний.

Известно, что при скачкообразном освобождении реактивности (увеличении мощности) концентрация ксенона (сильного поглотителя тепловых нейтронов) сначала уменьшается за счет его выгорания («расстрела»), а затем по мере накопления возрастает до некоторого равновесного значения, превышающего первоначальное. При скачкообразном «введении» отрицательной реактивности (уменьшении мощности) концентрация ксенона интенсивность «расстрела» ядер ксенона нейтронами резко уменьшается. Период полураспада «дочерних» ядер ксенона (9,3 часа) несколько больше периода полураспада «материнских» ядер йода (6,7 часа), поэтому исходный профиль пространственного распределения концентрации ядер ксенона в нестационарном процессе после сброса мощности определяется исходным профилем аксиального распределения концентрации ядер йода. Затем, по мере распада ядер йода и ксенона, и в связи с уменьшением интенсивности образования ядер йода при делении ядер горючего, концентрация ядер ксенона уменьшается до некоторого равновесного значения.

Выше изложенное описание переходного процесса на качественном уровне носит интегральный характер. Это – так называемое точечное приближение.

2.12.1. Аналитическая модель пространственно-временных ксеноновых колебаний

Перейдем к более подробному анализу пространственно-временных ксеноновых эффектов. Для этого запишем полную систему уравнений, определяющих плотность потока нейтронов $\Phi(r, t)$ и концентрации йода-135 $I(r, t)$ и ксенона-135 $X(r, t)$. Эти уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi + [\alpha_0^2 - BX]\Phi &= 0; \\ dI/dt &= \gamma_1 \sum_f \Phi - \lambda_1 I; \\ dX/dt &= \gamma_2 \sum_f \Phi + \lambda_1 I - (\sigma\Phi + \lambda_2)X. \end{aligned} \quad (2.12)$$

В уравнениях (2.12) использованы введенные ранее обозначения, за исключением постоянной B . Постоянная B – коэффициент реактивности по ксенону, а общий лапласиан системы α^2 написан в предположении, что α^2 линейным образом зависит от концентрации ксенона X . Система уравнений (2.12) может рассматриваться в двух аспектах.

Во-первых, если не задано никакого оптимизируемого функционала, то система уравнений описывает задачу об определении критических размеров реактора во времени. При этом систему уравнений (2.12) следует дополнить условием, задающим изменение полной мощности реактора $W(t)$ со временем:

$$W(t) = \int_V \Phi(r, t) \sum_f(r) dV, \quad (2.13)$$

где функция $W(t)$ задана; V – объем активной зоны. Определяемая уравнениями (2.12) и условием (2.13) задача является задачей на собственное значение – отыскание α_0^2 .

Во-вторых, если задан вид минимизируемого функционала J (теперь уже в виде интеграла как по объему активной зоны V , так и по времени t)

$$J = \int_0^T dt \int_V f^{(0)}[I, X; \Phi] dV, \quad (2.14)$$

то возникает типичная оптимизационная задача, но «двухаргументная» (время-пространство), и в качестве управления (с математической точки зрения) может быть выбрана функция $\Phi(r, t)$. Реальное осуществление управления реактором должно включать возмож-

ность как менять полную мощность реактора, так и (перемещением поглотителей по объему реактора) менять пространственное распределение $\Phi(r,t)$.

2.12.2. Пространственные ксеноновые колебания

Одно из наиболее интересных физических эффектов в ядерном реакторе – пространственные ксеноновые колебания. Сущность их сводится к следующему.

Рассмотрим реактор, управление которым производится следующим образом: 1) поддерживается заданный уровень мощности; 2) критичность системы обеспечивается введением (или выведением) поглотителей равномерно по всему объему реактора. Пространственное распределение удельной мощности энерговыделения не корректируется. Дальше для простоты будем рассматривать реактор высотой H , равномерно заполненный ядерным горючим.

При $t < 0$ реактор работал в стационарном режиме и распределение $\Phi(z,0)$ приближенно описывалось формулой $\Phi(z,0) = \sin \pi z / H$. Пусть в момент $t=0$ в точке z_0 (для определенности $z_0 < H/2$) вследствие извлечения поглощающих стержней управления возросла плотность нейтронов: $\Phi(z_0, t > 0) > \sin(\pi z / H)$. В результате нарушилась равновесная концентрация ксенона в этом месте: ксенона стало больше выгорать, чем образовываться из йода, ибо время жизни йода весьма велико. Таким образом, в системе стало меньше ксенона и система стала надкритична.

Для соблюдения критичности равномерно по всему реактору был введен дополнительный поглотитель. Если размеры реактора весьма велики, то это значит, что в каждой точке реактора было внесено мало поглотителя и поэтому возникшее увеличение плотности потока нейтронов в точке z_0 не только сохранилось, но и возросло, так как в области около z_0 ксенон «выгорел» и реактивность возросла. Но это приводит к еще большему выгоранию ксенона в области около z_0 и так далее. В результате плотность нейтронов около z_0 будет расти, а поскольку интеграл от плотности, равный мощности реактора, задан, то это значит, что в других местах плотность нейтронов будет падать. Реально это приведет к тому, что через некоторое время практически вся мощность будет сниматься в

малой области вблизи z_0 . Если при этом отвлечься от теплотехнических моментов и считать, что реактор выдержит такой «перекося» мощности, то через время порядка времени жизни йода вблизи точки z_0 ксенона станет образовываться больше, чем вначале – начнет распадаться йод, образовавшийся уже в повышенном потоке нейтронов: это уменьшит реактивность вблизи точки z_0 . Однако, вдали от точки z_0 , где мала нейтронная плотность, ксенона стало образовываться мало и реактивность там возрастет. В результате этого начнется обратный процесс: вблизи точки z_0 плотность нейтронов начнет уменьшаться, а вдали от z_0 – возрастать. И при $t \approx 2/\lambda_1$ (λ_1 – постоянная распада йода-135) получится обратная картина: практически вся мощность реактора будет сниматься с области вблизи точки $(H - z_0)$, а во всей области $0 \leq z \leq H/2$ плотность нейтронов будет очень мала.

Это качественное описание базируется на решении уравнений (2.12) при условии из (2.13), что $W(t) = const$. В общем случае решить эти уравнения трудно, поэтому ограничимся более простой задачей – определим необходимые условия возникновения незатухающих пространственных ксеноновых колебаний.

Пусть при $t < 0$ реактор находился в стационарном состоянии, которому соответствовало распределение плотности потока нейтронов $\Phi_0(z) = \Phi(z, t < 0)$ и равновесные концентрации йода $I_0(z)$ и ксенона $X_0(z)$. Пусть далее $t > 0$ плотность потока нейтронов и концентрации получили некоторые (малые) отклонения от равновесных значений, так, что:

$$\Phi(z, t > 0) = \Phi_0(z) + \delta\Phi(z, t);$$

$$I(z, t > 0) = I_0(z) + \delta I(z, t);$$

$$X(z, t > 0) = X_0(z) + \delta X(z, t).$$

Подставляя эти выражения в уравнение (2.12), учитывая, что величины со знаком «0» удовлетворяют стационарным уравнениям, а величины δ малы, и поэтому можно пренебречь δ^2 , получаем:

$$\begin{aligned} & [(\delta^2/\partial z^2) + 1]\delta\Phi(z) - B\Phi_0(z)\delta X + \Delta(t)\Phi_0(z) = 0; \\ & \partial\delta I/\partial t = \gamma_1 \sum_f \delta\Phi(z) - \lambda_1\delta I; \\ & \partial\delta X/\partial t = \gamma_2 \sum_f \delta\Phi(z) + \lambda_1\delta I - \sigma X_0\delta\Phi(z) - [\lambda_2 + \sigma\Phi_0(z)]\delta X. \end{aligned} \tag{2.15}$$

Последний член в первом уравнении (2.12) $\Delta(t)\Phi_0(z)$ учитывает введение регуляторов для поддержания критичности системы. Величина $\Delta(t)$ по определению не зависит от z . Функция $\delta\Phi(z)$ удовлетворяет при $t > 0$ граничным условиям

$$\delta\Phi(0) = \delta\Phi(H) = 0. \quad (2.16)$$

Предположим, что функция $\delta\Phi$ имеет дискретный спектр частот, т.е. может быть представлена в виде суперпозиции функций вида

$$\delta\Phi(z, t) = R(z)\exp(\omega t) \quad (2.17)$$

(при этом, конечно, $R(0) = R(H) = 0$), и определим, при каких значениях плотности потока нейтронов система неустойчива, т.е. выполняется неравенство

$$\operatorname{Re}\omega > 0.$$

Выполнение этого неравенства физически означает, что возникшее при $t=0$ отклонение от стационарного состояния с течением времени увеличивается.

Для выяснения знака $\operatorname{Re}\omega$ поступим следующим образом: подставляя искомое решение (2.17) для $\delta\Phi$ в уравнения (2.15) для δI и δX , решим последнее в предположении, что $\delta I(z, 0) = \delta X(z, 0) = 0$, т.е. при условии, что в начальный момент флуктуация была только в плотности потока нейтронов. Это предположение наиболее естественно, ибо из-за выгорания ядерного топлива и перемещений поглощающих стержней управления в первую очередь искажается нейтронное поле. Получим

$$\delta I(t, z) = \frac{\gamma_1 \sum_f R(z)\exp(\omega t)}{\lambda_1 + \omega} \times [1 - \exp[-(\omega + \lambda_1)t]]; \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \delta X(t, z) = R(z)\exp(\omega t) \left\{ \frac{1 - \exp[-(\omega + \lambda_2 + \sigma\Phi_0)t]}{\omega + \lambda_2 + \sigma\Phi_0} \times \left[\frac{\lambda_1 \gamma_1 \sum_f}{\lambda_1 + \omega} + X_0 + \gamma_2 \sum_f \right] - \right. \\ \left. - \frac{\lambda_1 \gamma_1 \sum_f}{\lambda_2 - \lambda_1 + \sigma\Phi_0} \times (\exp[-(\omega + \lambda_1)t] - \exp[-(\omega + \lambda_2 + \sigma\Phi_0)t]) \right\}. \quad (2.19) \end{aligned}$$

Считаем, что последний член в первом уравнении (2.12) не существен. Тогда, принимая для $\delta\Phi$ выражение (2.17) и для δX – выражение (2.19) при подстановке этих решений в первое уравнение

(2.15) видим, что последнее самосогласованно относительно переменной t только при выполнении следующих условий:

$$t \rightarrow \infty;$$

$$\operatorname{Re}[\omega + \lambda_2 + \sigma\Phi(z)] > 0; \quad (2.20)$$

$$\operatorname{Re}[\omega + \lambda_1] > 0.$$

Условия (2.20) – условия существования дискретного спектра частот для функции $\delta\Phi$. Если учесть последний член в первом уравнении (2.15), то при этом условия (2.20) не изменятся, так как $\Delta(t)$ не зависит от z . Самосогласование по переменной t первого уравнения системы (2.15) приведет к значению $\Delta(t) = \Delta_0 \exp(\omega t)$, где Δ_0 – постоянная.

Перейдем к рассмотрению вопроса об устойчивости реактора относительно пространственных ксеноновых колебаний.

Заметим что если реактор неустойчивый, т.е. $\operatorname{Re}\omega > 0$, то два последних условия из (2.20) выполнены и вопрос об асимптотической устойчивости реактора при $t \rightarrow \infty$ может быть решен в предположении дискретного спектра частот. Поэтому напишем возникающие в предположении дискретности спектра уравнения для функции $R(z)$. Это есть первое уравнение системы (2.15) [при этом опущен несущественный множитель $\exp(\omega t)$]:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 1 + \Delta_0 - \frac{B\Phi_0(z)[\lambda_1\gamma_1 \sum_f - (\lambda_1 + \omega)(X_0 - \gamma_2 \sum_f)]}{[\omega + \lambda_2 + \sigma\Phi_0(z)][\omega + \lambda_1]} \right\} \times R(z) = 0. \quad (2.21)$$

Теперь следует из уравнения (2.21) определить частоту ω . Для этого поступим следующим образом.

Рассмотрим вспомогательную функцию $R_0(z)$, удовлетворяющую граничным условиям $R_0(0) = R_0(H) = 0$ и уравнению

$$[(\partial^2/\partial z^2) + 1 + \Delta_0 + \Lambda^2]R_0(z) = 0, \quad (2.22)$$

где величина Λ – искомое собственное число, дающее возможность удовлетворить граничным условиям. Решение уравнения (2.22) приводит к системе функций

$$R_0^{(n)}(z), n = 1, 2, \dots,$$

причем каждой из функций $R_0^{(n)}$ соответствует собственное число Λ_n . Предполагая, что эта система функций $R_0^{(n)}(z)$ полная, разложим по ней искомую функцию $R(z)$:

$$R(z) = \sum_n \varepsilon_n R_0^{(n)}(z). \quad (2.23)$$

Величины ε_n от z не зависят. Подставляя выражение (2.23) для $R(z)$ в уравнение (2.21) и беря компоненту n с точностью до несущественных множителей, получаем

$$\{\Lambda_n^2 \left[\frac{\omega_n + \lambda_2}{\Phi(z)} + \sigma \right] (\omega_n + \lambda_1) + B[\lambda_1 \gamma_1 \Sigma_f - (\lambda_1 + \omega) \times \\ \times (X_0 - \gamma_2 \Sigma_f)]\} R_0^{(n)}(z) = 0. \quad (2.24)$$

Напомним, что ω – постоянная величина. Умножим уравнение (2.24) на $R_0^{(n)}(z)$ и проинтегрируем по z в пределах $0 \leq z \leq H$. После этого введем следующие обозначения:

$$\frac{1}{\Phi_0} = \frac{\int_0^H [R_0^{(n)}(z)]^2 (dz/\Phi_0(z))}{\int_0^H [R_0^{(n)}(z)]^2 dz}; \quad \bar{X}_0 = \frac{\int_0^H X_0(z) [R_0^{(n)}(z)]^2 dz}{\int_0^H [R_0^{(n)}(z)]^2 dz}; \quad (2.25)$$

Проинтегрированное таким образом уравнение (2.24) можно переписать в виде

$$\omega_n^2 + b_n \omega_n + c_n = 0. \quad (2.26)$$

Значок n при ω отражает то, что частота ω найдена для n -й компоненты функции $R(z)$, а постоянные b_n и c_n равны соответственно

$$b_n = \lambda_1 + \lambda_2 + \sigma \bar{\Phi}_0 - (B \sigma \bar{\Phi}_0 [\bar{X}_0 - \gamma_2 \Sigma_f] / \Lambda_n^2); \quad (2.27)$$

$$c_n = \lambda_1 [\lambda_2 + \sigma \bar{\Phi}_0 - (B \sigma \bar{\Phi}_0 [\bar{X}_0 - (\gamma_1 + \gamma_2) \Sigma_f] / \Lambda_n^2)]. \quad (2.28)$$

Уравнение (2.26) дает связь частоты ω_n со средним потоком нейтронов $\bar{\Phi}_0$ при работе реактора в стационарном режиме. При $\bar{\Phi}_0 \rightarrow 0$ получаем, что

$$\omega_n^{(1)} = -\lambda_1; \quad \omega_n^{(2)} = -\lambda_2,$$

т.е. состояние реактора устойчивое. Но при увеличении $\overline{\Phi}_0$ наступает момент, когда $\text{Re } \omega$ становится больше нуля. Этому соответствует некоторое критическое значение $(\overline{\Phi}_0)_{кр}$. Условие $\text{Re } \omega > 0$ соответствует требованию

$$b_n > 0. \quad (2.29)$$

Если величину Λ_n^2 представить в безразмерном виде: $\Lambda_n^2 = K_n^2(1/H^2)$, где K_n – число, и учесть, что коэффициент реактивности по ксенону прямо пропорционален лапласиану α_0^2 , который в свою очередь обратно пропорционален площади миграции M^2 , т.е. $B = \gamma M^{-2}$, то условие (2.29) можно представить в виде

$$\frac{M^2}{H^2} < \frac{\gamma}{K_n^2} \cdot \frac{\overline{X}_0 - \gamma_2 \Sigma_f}{1 + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\sigma \overline{\Phi}_0}} \quad (2.30)$$

Критерий устойчивости (2.30) надо понимать следующим образом: пусть задан некоторый поток $\overline{\Phi}_0$, тогда если $H = H_0$ таково, что неравенство (2.30) выполняется, то реактор неустойчив относительно ксеноновых пространственных колебаний; если $H = H_1 < H_0$ и при этом неравенство (2.30) нарушается, то реактор устойчив.

Обратим внимание на следующее важное обстоятельство: в выражении (2.30) очень слабая зависимость от значения $\sigma \overline{\Phi}_0$, поскольку слагаемое $(\lambda_1 + \lambda_2) / \sigma \overline{\Phi}_0 \approx 1$ при $\overline{\Phi}_0 \approx 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (при $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$), т.е. оно мало при реально используемых плотностях потока нейтронов порядка $\overline{\Phi}_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Физически это означает, что для реактора с заданной в широких пределах мощностью (или, что тоже самое, средним потоком нейтронов) существует некоторое критическое значение размеров $H_{кр}$ – и если размеры реактора больше $H_{кр}$, то реактор неустойчив относительно пространственных ксеноновых колебаний.

Сделаем еще два замечания. Во-первых, в условии (2.30) мы явно предполагали, что величина \overline{X}_0 не зависит от $\overline{\Phi}_0$. Если это

учесть, то несколько (не существенно) изменится связь между критическим (относительно колебаний) размером и критической плотностью потока нейтронов. Во-вторых, как было видно из вывода, частота ω , характеризующая временное поведение, оказалась связанной с собственным числом Λ_n , характеризующим пространственное распределение. Эта связь не случайна, так как, в задаче, зависящей от двух аргументов (пространство – время), при нулевых граничных условиях всегда возникает связь между пространственными и временными распределениями.

И, наконец, выражение (2.26), конечно, приближенно, ибо получено из (2.24) путем умножения на $R_0^{(n)}(z)$ и последовательного интегрирования. Дальнейшее уточнение сводится к учету поправок, вносимых умножением на $R_0^{(m)}(z)$, где $m \neq n$.

Пространственные спонтанные ксеноновые колебания крайне неприятны при эксплуатации ядерных реакторов: если перекосы тепловыделения по объему реактора контролируются, то приходится при их возникновении существенно снижать мощность реактора, чтобы не были нарушены нормальные теплотехнические условия работы; если же не имеется пространственно распределенной по объему реактора регистрирующей аппаратуры, то перекосы тепловыделения оказываются незамеченными, что может привести к возникновению аварийной ситуации. С пространственными спонтанными ксеноновыми колебаниями следует бороться. Это можно делать как на стадии проектирования, так и в процессе эксплуатации ядерного реактора. При проектировании следует учитывать, что размер реактора не должен превосходить критического относительно возникновения ксеноновых колебаний [т.е. должно нарушаться условие (2.30)]. Это ограничение на размеры при проектировании энергетических реакторов большой мощности обычно нежелательно. Поэтому выгоднее гасить ксеноновые колебания в процессе эксплуатации реактора. В принципе это сделать не очень сложно, ибо перекосы тепловыделения, обусловленные ксеноном, развиваются очень медленно, за времена порядка нескольких часов. При этом, конечно, во-первых, необходимо иметь возможность контролировать распределение нейтронного потока по объему реактора, и, во-вторых иметь очень развитую систему регуляторов, позволяющую создавать локальное изменение реактивности. Вопросам оптимального гашения ксеноновых колебаний посвящено довольно много

работ. Возникающие задачи зависят от конкретного устройства системы регулирования, и эти задачи имеет смысл рассматривать лишь для конкретного выбранного реактора.

Необходимо упомянуть еще одно явление, также обусловленное пространственной неравномерностью в распределении ксенона. В момент пуска реактора распределение ксенона в нем не соответствует стационарному. Если при этом система близка к неустойчивости относительно пространственных спонтанных ксеноновых колебаний, то переход в стационарное состояние также сопровождается колебательным процессом в распределении концентрации ксенона и плотности потока нейтронов.

2.12.3. Оценка параметров пространственных ксеноновых колебаний

В практике эксплуатации ядерных реакторов интерес представляют только 3 параметра, характеризующие пространственные колебания концентрации ксенона и, следовательно, удельной мощности энерговыделения в различных точках объема активной зоны. Это следующие параметры:

1. характер колебаний – затухающие или незатухающие (второй вариант недопустим);
2. частота колебаний (период). Предпочтительными (но всё же нежелательными) являются низкочастотные (период более 9...10 часов) затухающие колебания;
3. амплитуда колебаний, определяющая риск превышения запаса по максимально допустимому значению удельной мощности энерговыделения.

В **таблице 2.5** приведены значения величин, входящих в уравнения аналитической модели процесса и необходимых при проведении оценок параметров колебаний.

Каждой тройке значений средней плотности потока нейтронов $\bar{\Phi}_0$, обогащения топлива UO_2 по изотопу уран-235 C и высоты топливной части ТВС H соответствуют значения макроскопического сечения деления топлива Σ_f , среднего значения стационарной концентрации ядер ксенона \bar{X}_0 , лапласиана (геометрического параметра) B_T^2 и коэффициента реактивности по ксенону B . Последний определен из условия, что возмущение распределения энерговыделения по высоте активной зоны, вызванное ксеноновыми колебаниями, не превышает 5% от среднего значения.

Таблица 2.5.

Значения параметров расчетных соотношений

$\Phi_0, 10^{13}$ ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$)	$C, \%$	$H, \text{см}$	$\Sigma_{f_2}, \text{см}^{-1}$	$\bar{X}_0,$ 10^{15}см^{-3}	B_f^2	$B, 10^{-21}$
1	3,6	350	0,469453	5,30979	0,000312	-2,93767
		355			0,00031	-2,91645
		360			0,000308	-2,89611
		365			0,000305	-2,87659
	4,5	350	0,588427	6,65546	0,000312	-2,3437
		355			0,00031	-2,32677
		360			0,000308	-2,31054
		365			0,000305	-2,29497
1,5	3,6	350	0,469453	6,06056	0,000312	-2,5738
		355			0,00031	-2,55521
		360			0,000308	-2,53739
		365			0,000305	-2,52029
	4,5	350	0,588427	7,5965	0,000312	-2,05337
		355			0,00031	-2,03853
		360			0,000308	-2,02432
		365			0,000305	-2,01068
2	3,6	350	0,469453	6,52162	0,000312	-2,3918
		355			0,00031	-2,37452
		360			0,000308	-2,35796
		365			0,000305	-2,34207
	4,5	350	0,588427	8,1744	0,000312	-1,9082
		355			0,00031	-1,89442
		360			0,000308	-1,8812
		365			0,000305	-1,86853
2,5	3,6	350	0,469453	6,83353	0,000312	-2,28263
		355			0,00031	-2,26614
		360			0,000308	-2,25033
		365			0,000305	-2,23517
	4,5	350	0,588427	8,56537	0,000312	-1,8211
		355			0,00031	-1,80795

$\Phi_0, 10^{13}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	C, %	H, cm	$\Sigma f_j, \text{cm}^{-1}$	$\bar{X}_0,$ 10^{15}cm^{-3}	B_T^{-2}	B, 10^{-21}
		360			0,000308	-1,79534
		365			0,000305	-1,78324
3	3,6	350	0,469453	7,0586	0,000312	-2,0984
		355			0,00031	-2,19388
		360			0,000308	-2,17858
		365			0,000305	-2,1639
	4,5	350	0,588427	8,84747	0,000312	-1,76304
		355			0,00031	-1,7503
		360			0,000308	-1,73809
		365			0,000305	-1,72638
3,5	3,6	350	0,469453	7,22866	0,000312	-2,15786
		355			0,00031	-2,14227
		360			0,000308	-2,12733
		365			0,000305	-2,11299
	4,5	350	0,588427	9,06063	0,000312	-1,72156
		355			0,00031	-1,70912
		360			0,000308	-1,6972
		365			0,000305	-1,68577
4	3,6	350	0,469453	7,36168	0,000312	-2,11886
		355			0,00031	-2,10356
		360			0,000308	-2,08889
		365			0,000305	-2,07481
	4,5	350	0,588427	9,22736	0,000312	-1,69045
		355			0,00031	-1,6782
		360			0,000308	-1,66653
		365			0,000305	-1,65531
4,5	3,6	350	0,469453	7,46857	0,000312	-2,08854
		355			0,00031	-2,07345
		360			0,000308	-2,05899
		365			0,000305	-2,04512
	4,5	350	0,588427	9,36134	0,000312	-1,6626

$\Phi_0, 10^{13}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	C, %	H, cm	$\Sigma f_s, \text{cm}^{-1}$	$\bar{X}_0,$ 10^{15}cm^{-3}	B_T^{-2}	B, 10^{-21}
		355			0,00031	-1,65422
		360			0,000308	-1,64268
		365			0,000305	-1,63162
5	3,6	350	0,469453	7,55635	0,000312	-2,06428
		355			0,00031	-2,04937
		360			0,000308	-2,03507
		365			0,000305	-2,02136
	4,5	350	0,588427	9,47136	0,000312	-1,6469
		355			0,00031	-1,63501
		360			0,000308	-1,6236
		365			0,000305	-1,61266
5,5	3,6	350	0,469453	7,62971	0,000312	-2,04443
		355			0,00031	-2,02966
		360			0,000308	-2,01551
		365			0,000305	-2,00193
	4,5	350	0,588427	9,56332	0,000312	-1,63107
		355			0,00031	-1,61928
		360			0,000308	-1,60799
		365			0,000305	-1,59716
6	3,6	350	0,469453	7,69195	0,000312	-2,0279
		355			0,00031	-2,01325
		360			0,000308	-1,9921
		365			0,000305	-1,98574
	4,5	350	0,588427	9,64133	0,000312	-1,61787
		355			0,00031	-1,60618
		360			0,000308	-1,59498
		365			0,000305	-1,58423
6,5	3,6	350	0,469453	7,4541	0,000312	-2,01389
		355			0,00031	-1,99934
		360			0,000308	-1,9854
		365			0,000305	-1,97202

$\Phi_0, 10^{13}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	C, %	H, cm	$\Sigma f_s, \text{cm}^{-1}$	$\bar{X}_0,$ 10^{15}cm^{-3}	B_T^2	B, 10^{-21}
	4,5	350	0,588427	9,70833	0,000312	-1,6067
		355			0,00031	-1,5951
		360			0,000308	-1,58397
		365			0,000305	-1,5733
7	3,6	350	0,469453	7,79182	0,000312	-2,00189
		355			0,00031	-1,98743
		360			0,000308	-1,97357
		365			0,000305	-1,96027
	4,5	350	0,588427	9,76652	0,000312	-1,59713
		355			0,00031	-1,58559
		360			0,000308	-1,57453
		365			0,000305	-1,56393
7,5	3,6	350	0,469453	7,83251	0,000312	-1,99149
		355			0,00031	-1,97711
		360			0,000308	-1,96332
		365			0,000305	-1,95009
	4,5	350	0,588427	9,817151	0,000312	-1,58883
		355			0,00031	-1,57736
		360			0,000308	-1,56636
		365			0,000305	-1,5558
8	3,6	350	0,469453	7,36168	0,000312	-2,11886
		355			0,00031	-2,10356
		360			0,000308	-2,08889
		365			0,000305	-2,07481
	4,5	350	0,588427	9,86256	0,000312	-1,58158
		355			0,00031	-1,57015
		360			0,000308	-1,5592
		365			0,000305	-1,5487
8,5	3,6	350	0,469453	7,90044	0,000312	-1,97437
		355			0,00031	-1,96011
		360			0,000308	-1,94644

$\Phi_0, 10^{13}$ ($\text{cm}^{-2}\text{c}^{-1}$)	C, %	H, cm	$\Sigma f_s, \text{cm}^{-1}$	$\bar{X}_0,$ 10^{15}cm^{-3}	B_T^2	B, 10^{-21}
	4,5	365	0,588427	9,90266	0,000305	-1,93332
		350			0,000312	-1,57517
		355			0,00031	-1,56379
		360			0,000308	-1,55289
		365			0,000305	-1,54242
9	3,6	350	0,469453	7,9291	0,000312	-1,96724
		355			0,00031	-1,95302
		360			0,000308	-1,9394
		365			0,000305	-1,92634
	4,5	350	0,588427	9,93858	0,000312	-1,56948
		355			0,00031	-1,55814
		360			0,000308	-1,54727
		365			0,000305	-1,53685
9,5	3,6	350	0,469453	7,95492	0,000312	-1,96085
		355			0,00031	-1,94669
		360			0,000308	-1,93311
		365			0,000305	-1,92009
	4,5	350	0,588427	9,97094	0,000312	-1,56439
		355			0,00031	-1,55309
		360			0,000308	-1,54225
		365			0,000305	-1,53186
10	3,6	350	0,469453	7,97829	0,000312	-1,95511
		355			0,00031	-1,94098
		360			0,000308	-1,92744
		365			0,000305	-1,91446
	4,5	350	0,588427	1,00002	0,000312	-1,55981
		355			0,00031	-1,54854
		360			0,000308	-1,53774
		365			0,000305	-1,52738

Устойчивость реактора. Условие устойчивости реактора, при выполнении которого ксеноновые колебания будут затухающими, запишется в виде:

$$H^2 \geq B \cdot K_n^2 \frac{1 + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\sigma \Phi_0}}{\bar{X}_0 - \gamma_2 \Sigma_f}, \quad (2.31)$$

где B – по-прежнему коэффициент реактивности по ксенону; $\bar{\Phi}_0$ и \bar{X}_0 – средние значения плотности потока нейтронов и стационарной концентрации ксенона в активной зоне; λ_1 и λ_2 – постоянные распада йода и ксенона, соответственно ($\lambda_1 = 2,86 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$; $\lambda_2 = 2,07 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$); $\sigma = 3,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ – микроскопическое сечение поглощения нейтронов тепловой области спектра ксеноном-135; γ_2 – непосредственный выход ксенона -135 при делении урана – 235 ($\gamma_2 = 0,003$).

Условие (2.31) означает, что если длина топливной части ТВС меньше, либо равна значению, получаемому при вычислении правой части условия, то ядерный реактор будет устойчив по отношению к аксиальным ксеноновым колебаниям, вызванным перемещением органов регулирования. При выполнении условия (2.31) аксиальные ксеноновые колебания будут затухающими.

В условии (2.31) используется значение K_n^2 , которое (как было сказано ранее) есть число, определяемое соотношением:

$$K_n^2 = \Lambda_n^2 \cdot H, \quad (2.32)$$

где Λ_n^2 – квадрат собственного числа уравнения (2.32). Таким образом, значение K_n^2 можно вычислить по формуле:

$$K_n^2 = \left[\left(\frac{\pi \cdot n^2}{H} \right) - 1 - \Delta_0 \right] \cdot H, \quad (2.33)$$

где Δ_0 – амплитуда возмущения (отн.ед.) распределения плотности потока нейтронов по высоте активной зоны, вызванного перемещением подвижной группы стержней.

Частота (период) аксиальных колебаний концентрации ядер ксенона. Значение частоты и, соответственно, периода ($T = 2\pi/\omega$) определяется соотношением:

$$\omega_n = \frac{-b_n^2 \pm \sqrt{b_n^2 - 4c_n^2}}{2}, \quad (2.34)$$

в котором значения b_n и c_n определяются соотношениями (2.27) и (2.28), в которых квадрат собственного числа Λ_n^2 определяется, в свою очередь, соотношением:

$$\Lambda_n^2 = \left(\frac{\pi \cdot n}{H} \right)^2 - 1 - \Delta_0, \quad (2.35)$$

где H – длина топливной части ТВС, Δ_0 – амплитуда возмущения (отн.ед.), то есть отклонения от установившегося значения плотности потока нейтронов, вызванного перемещением подвижной группы стержней.

Алгоритм проведения оценок. При заданных $\bar{\Phi}_0$ и \bar{X}_0 по заданному значению Δ_0 вычисляется квадраты собственных чисел Λ_n^2 базового уравнения (соотношение (2.35)). Затем по соотношению (2.33) вычисляются значения K_n^2 . Используя условия (2.31), определяется устойчивость ядерного реактора по отношению к аксиальным ксеноновым колебаниям, вызванным возмущением Δ_0 . Если реактор устойчив, то есть колебания затухающие, определяется их период (соотношение (2.34)).

Детальная информация по пространственно-временной динамике концентрации ксенона и удельной мощности энерговыделения может быть получена с использованием численной модели.

3. ТЕХНИКА И МЕХАНИЗМЫ УПРАВЛЕНИЯ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

3.1. 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.

3.2. Автоматический регулятор мощности (АРМ)

Для осуществления автоматического изменения реактивности один из управляющих стержней может быть использован как регулирующий. Этот стержень включается в контур системы автомати-

ческого 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. Мгновенная критичность (или критичность на мгновенных нейтронах) достигается при положительной реактивности, строго равной эффективной доле запаздывающих нейтронов в ядерном реакторе. Эта предосторожность предпринимается из тех соображений, чтобы в случае аварий механизма регулирующего стержня реактор не мог стать мгновенно критическим. Эффективная доля запаздывающих нейтронов в ядерном реакторе в первую очередь определяется составом ядерного горючего. Так, в случае реактора на тепловых нейтронах она может составлять 0,7% (7 тысячных долей) при загрузке в активную зону топлива, в котором делящимся нуклидом (горючим) является U^{235} . Если ядерным горючим является Pu^{239} или U^{233} , то эффективная доля запаздывающих нейтронов не превышает 0,3%. Когда в состав топлива, загруженного в активную зону, входят все перечисленные нуклиды, то необходимо учитывать долю каждого из них для определения параметров запаздывающих нейтронов.

В случае реактора на быстрых нейтронах эффективная доля запаздывающих нейтронов, образующихся при делении ядер U^{238} , значительно превосходит приведенные выше значения и составляет единицы процентов. Реальная величина компенсирующей способности регулирующего стержня для реактора с ядерным горючим U^{235} может быть выбрана порядка $dk = 0,006$, а максимальные изменения реактивности в обе стороны от рабочего положения должны быть $dk = \pm 0,003$. Рабочим положением автоматического регулятора мощности является положение, при перемещении из которого до верхних или до нижних концевых выключателей освобождается (подавляется) реактивность, равная половине его компенсирующей способности (физического веса). Очень удобно, если рабочее положение АРМ находится в области линейной части его интегральной характеристики.

Важной характеристикой регулирующего стержня является его эффективность, определяющая коэффициент усиления контура системы автоматического регулирования. На [рис. 3.1, а](#) показано расположение стержней, при котором обеспечивается хорошая кривая эффективности регулирующего стержня. Здесь пределы перемеще-

ния регулирующего стержня ограничены, а его эффективность слабо изменяется в рабочем диапазоне.

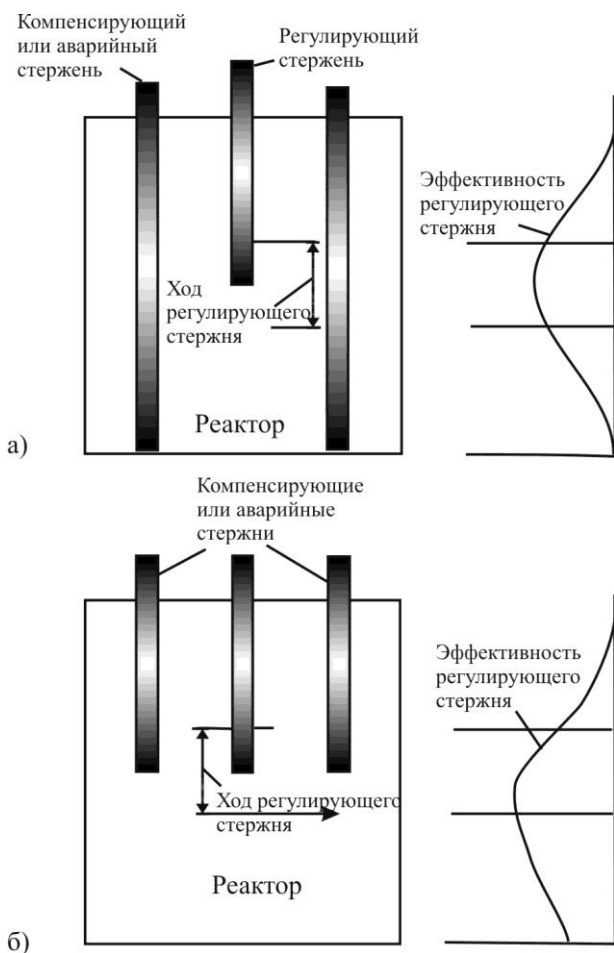


Рис. 3.1. Расположения стержней СУЗ и соответствующие им эффективности регулирующего стержня: а – при полностью погруженных компенсирующих стержнях; б – при частично погруженных

Расположение стержней, приведенное на **рис. 3.1, б**, дает худшую кривую эффективности регулирующего стержня. В данном случае регулирующий стержень при своем движении частично вы-

ходит 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.

3.3. Следящий механизм компенсирующего стержня

Компенсирующей способности регулирующего стержня обычно недостаточно 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.

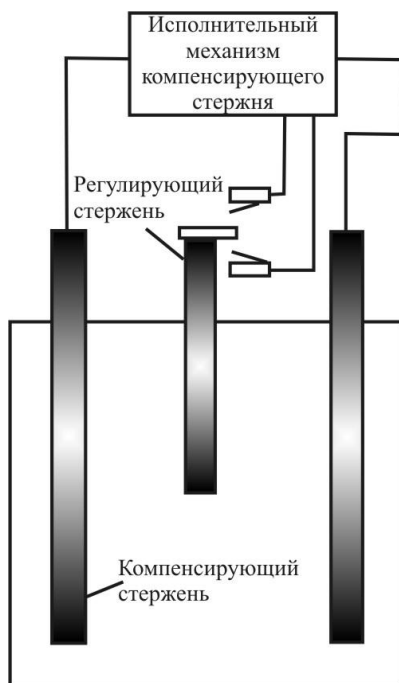


Рис. 3.2. Система, в которой компенсирующий стержень повторяет движение регулирующего стержня

На **рис. 3.2** 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 регулирующей 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.

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.

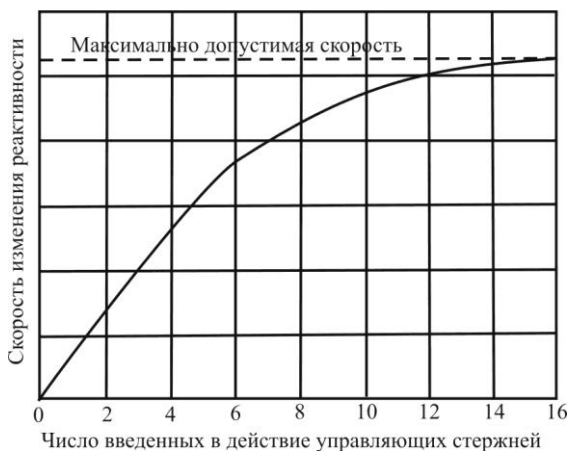


Рис. 3.3. Скорость изменения реактивности в функции числа перемещаемых стержней

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. 3.3**. Здесь в реакторе с 15 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.

3.4. 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% $N_{ном}$.

- 1) 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.
- 2) 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-сепораторе (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.

3) 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% $N_{ном}$.

4) 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.

3.5. Система управления и защиты канального ядерного реактора большой мощности

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.

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.

Таблица 3.1.

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

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 перекомпенсации, 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 ло-

кальное 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.

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±0,1 м/с, скорость вывода стержней из зоны 0,4±0,1 м/с (для стержней ЛАР скорость вывода стержней из зоны 0,2±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. 3.4). 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.

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

Стержень БАЗ выполнен из 7 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.

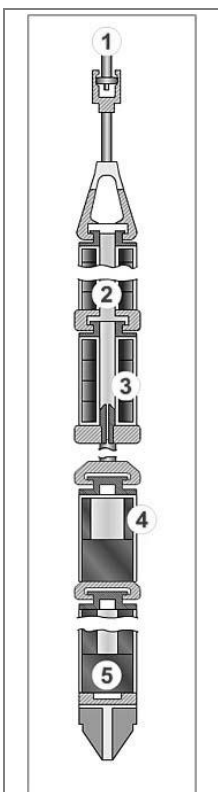


Рис. 3.4. Стержень-поглотитель:

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

3.6. Канал системы управления и защиты

Каналы системы управления и защиты (рис. 3.5) 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.

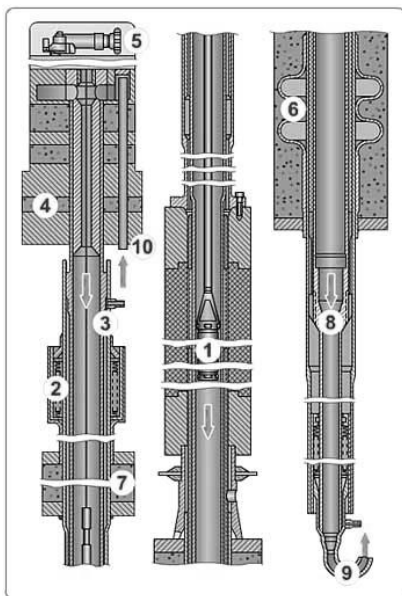


Рис. 3.5. Канал системы управления и защиты: 1 – стержень-поглотитель; 2 – сильфонный компенсатор; 3 – тракт верхнего канала СУЗ; 4 – верхняя пробка; 5 – сервопривод; 6 – нижняя биологическая защита; 7 – верхняя биологическая защита; 8 – дроссельное устройство; 9 – трубопровод отвода воды из канала; 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.

4. РАДИОМЕТРИЯ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ

4.1. 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. 4.1), (Pu-Be) – источник быстрых нейтронов устанавливается на вертикальной оси в центре призмы.

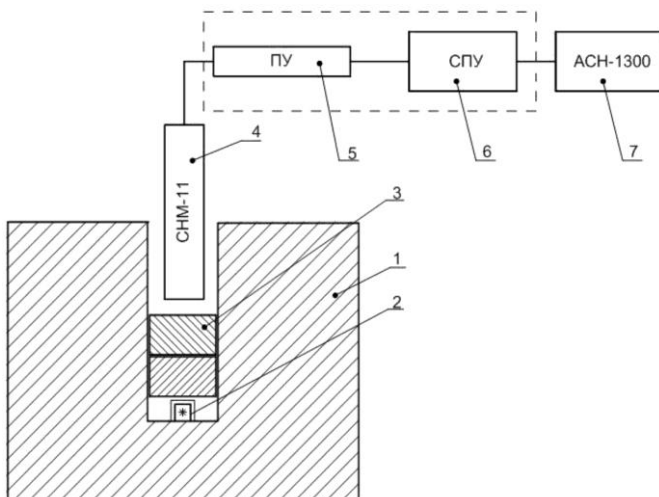
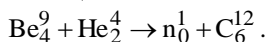


Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки: 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009; 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – детектор нейтронов типа СММ; 5 – блок предварительного усиления сигнала; 6 – счетно-пусковая установка СПУ-1-1М; 7 – универсальный частотомер АСН-1300

Источник нейтронов типа ИБН-26 № 009 является плутоний-бериллиевым источником быстрых нейтронов. Источники подобного типа 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 $5,0 \cdot 10^{11} \text{ Бк}$.

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 γ -кванта/нейтр), чем радиевые источники (около 10^4 квант/нейтр). Период полураспада полониевых источников мал (138,4 дня) по сравнению с периодом полураспада радиевых (1620 лет) и плутониевых (24360 лет) источников, поэтому применение полониевых источников в ядерной технике не получило широкого распространения. Основные характеристики наиболее употребляемых (α , n)-источников приведены ниже в [таблице 4.1](#), энергетические спектры – на [рисунке 4.2](#).

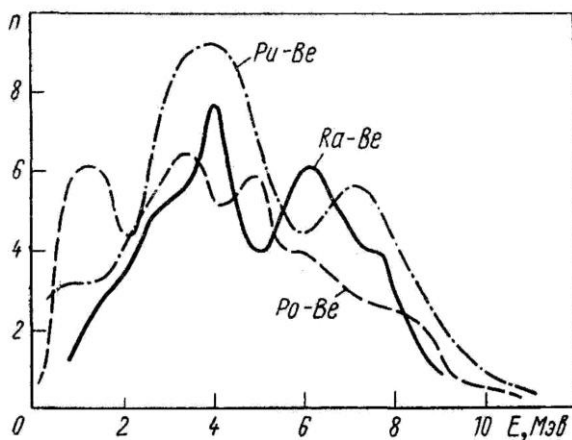


Рис. 4.2. Энергетические спектры (α ,n)-источников нейтронов

Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М ([рис. 4.1](#)) является индикаторно-сигнализирующей установкой и предназначена для оценки относительного 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.

Таблица 4.1.

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	24360 лет	1–2	4,50	10,74

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 датчиком НГД-2, НГД-3 или 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 стороны 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 [рисунке 4.3](#).

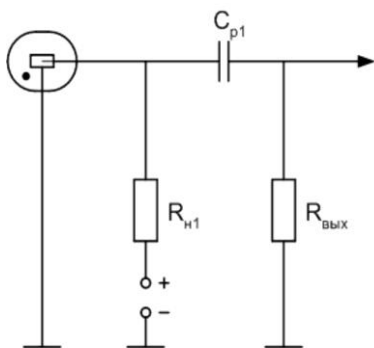


Рис. 4.3. Схема включения счетчика медленных нейтронов типа СНМ-11:
 $R_{н1}=47\text{МОм}$; $R_{вых}=16\text{МОм}$; $C_{p1}=390\text{ пФ}$

Счетчики типа СНМ относятся к классу газоразрядных счетчиков. Счетчики подобного типа являются удобными в эксплуатации детекторами излучений. Они получили широкое распространение благодаря ряду достоинств: высокой чувствительностью, обусловленной использованием усиления ионизации; простоте преобразования ионизации в электрические сигналы большой мощности; относительно простой конструкции ([рис. 4.4](#)) и технологией изготовления; небольшой стоимости; возможности работы от источников питания с относительно невысоким коэффициентом стабилизации напряжения; работе в большом диапазоне температур.

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. 4.4, а](#)) и торцевые ([рис. 4.4, б](#)).

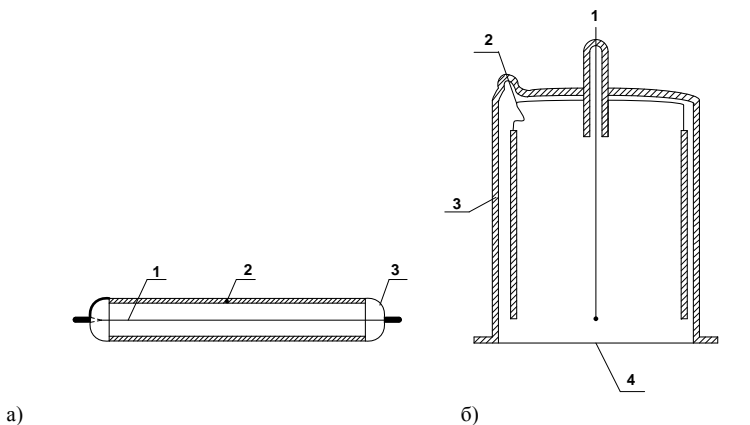


Рис. 4.4. Структурная схема цилиндрического (а) и торцевого (б) счетчиков:
1 – нить (анод); 2 – катод; 3 – баллон; 4 – окно

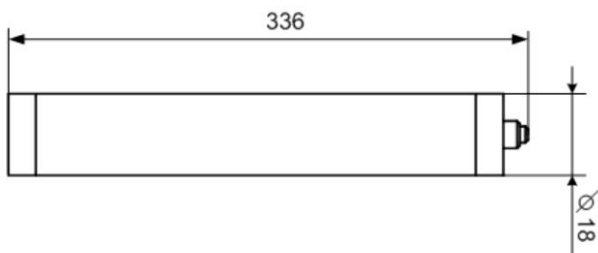


Рис. 4.5. Внешний вид счётчика медленных нейтронов типа СНМ-11

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.

В случае если счетчик заполнен трехфтористым бором BF_3 , то регистрация тепловых и резонансных нейтронов происходит аналогичным образом, а именно по продуктам реакции $\text{B}^{10}(\text{n}, \alpha)\text{Li}^7$, 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 $\text{He}^3(\text{n}, \text{p})\text{H}^3$, 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. 4.1). Чтобы универсальный частотомер работал в режиме суммирования необходимо выполнить следующие действия:

Суммирование. Канал 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.

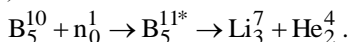
Таблица 4.2.

Общие характеристики АСН-1300

Время прогрева	30 мин (при 25°C)
Зависимость от напряжения питания	$\pm 10^{-4}\%$ на 10% изменения напряжения
Индикатор	Светодиодный 14 мм, 9 разрядов
Температура окружающей среды	Работа: от 0°C до +50°C Хранение: от -20°C до +60°C
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 инициируется 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.

4.1.1. Способ «исключения» γ -фона из показаний детектора

Если в качестве детектора нейтронов (прибора контроля мощности) в ядерном реакторе используется ионизационная камера деления (ИКД) без компенсации γ -фона или же компенсация его недостаточна полная, то прибор контроля мощности будет давать показания не только от нейтронов, но и от γ -излучения. Это обстоятельство очень важно при измерениях низких значений мощности – в подкритическом состоянии реактора и в пусковых режимах. Чтобы проверить, чем именно обусловлены показания прибора, необходимо изменить подкритичность реактора, например, небольшим перемещением стержня. В этом случае (подкритическое состояние) установившееся через некоторое время (время установления) после перемещения значение плотности потока нейтронов Φ должно изменяться обратно пропорционально значению подкритичности:

$$\Phi_{nod2} / \Phi_{nod1} = \rho_{nod1} / \rho_{nod2},$$

где Φ_{nod1} и Φ_{nod2} – установившиеся значения плотности потока нейтронов при подкритичностях ρ_{nod1} и ρ_{nod2} , соответственно. Уровень

γ -фона при изменениях подкритичности остается практически неизменным. Таким образом, если после перемещения поглощающего стержня показания прибора через некоторое время установятся на новом уровне, значит, он контролирует поток нейтронов, а если не изменятся, то его показания обусловлены γ -фоном. Но следует помнить о том, что изменение установившегося показания прибора еще не говорит о том, что γ -фоном можно пренебречь. В поработавшей на энергетическом уровне мощности активной зоне γ -фон, образованный распадом продуктов деления, значителен и всегда сопутствует потоку нейтронов. Чтобы оценить, сколько “делений шкалы” прибора контроля мощности приходится на γ -фон (N_γ), надо вспомнить о том, что доля показаний прибора, обусловленная γ -фоном, останется практически неизменной при изменении плотности потока нейтронов. Выше приведенное соотношение можно записать в виде:

$$\Phi_{nod2} / \Phi_{nod1} = (N_2 - N_\gamma) / (N_1 - N_\gamma) = \rho_{nod1} / \rho_{nod2},$$

откуда следует, что

$$N_\gamma = (N_1 \frac{\rho_{nod1}}{\rho_{nod2}} - N_2) / (\frac{\rho_{nod1}}{\rho_{nod2}} - 1),$$

где N_1 и N_2 – установившиеся показания прибора; $\rho_{nod} = 1 - k_{eff}$ (k_{eff} , подкритический реактор).

Это значение N_γ необходимо вычитать из показаний прибора контроля мощности.

4.2. Экспериментальная установка на базе сцинтилляционного детектора

В состав экспериментальной установки (рис. 4.6) входят: полиэтиленовая призма, дистанционирующие полиэтиленовые диски и Pu-Be источник, описание которых приведено в разделе 4.1; сцинтилляционный детектор нейтронов; блок высоковольтного напряжения БВ-2-2; источник питания АТН-2031; прибор счётный одноканальный ПСО2-4.

Установка укомплектована сцинтилляционным счетчиком (рис. 4.7). 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, выби-

вающие из фотокатода ФЭУ электроны. Поле умножения фотоэлектронов системой ФЭУ импульсы тока с его выхода поступают на вход измерительной схемы.

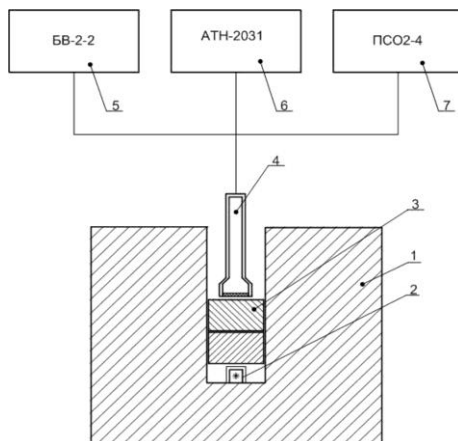


Рис. 4.6. Схема экспериментальной установки: 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009; 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – сцинтилляционный детектор нейтронов; 5 – блок высоковольтного напряжения БВ-2-2; 6 – источник питания АТН-2031; 7 – прибор счётный одноканальный ПСО2-4

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.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) сцинтилляционных счетчиков преобразуют световую энергию сцинтилляций в электрические сигналы. Конструктивно ФЭУ обычно представляет цилиндрический стеклянный баллон (рис. 4.8) с высоким вакуумом. Первым электродом является фотокатод К – тонкий полупрозрачный слой вещества, нанесенный на внутреннюю поверхность баллона (с его торца), которое легко испускает фотоэлектроны под действием света. За фотокатодом расположен фокусирующий электрод D_f , имеющий вид пластинки с отверстием. Далее следуют диоды (эммитеры) 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.

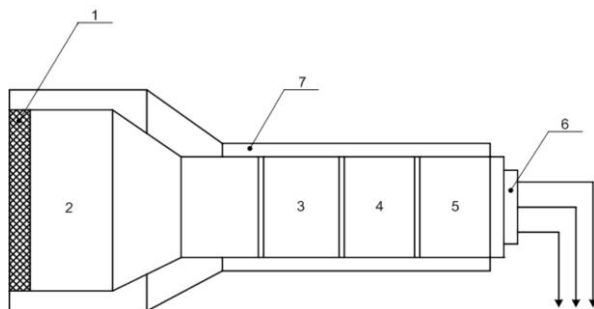


Рис. 4.7. Структурная схема сцинтиляционного счётчика:

- 1 – детектор-сцинтилятор; 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 сцинтиляционного счетчика к измерительной схеме;
- 7 – кожух

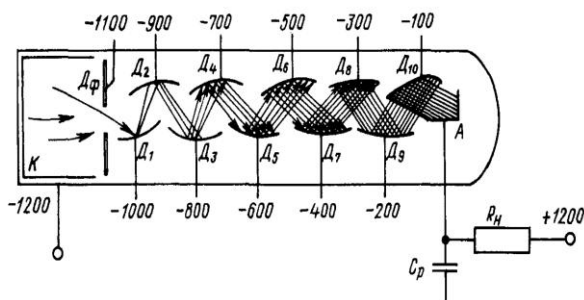


Рис. 4.8. Схема работы фотоэлектронного умножителя

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 .

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; самый низкий потенциал имеет катод, самый высокий – анод (коллектор). По назначению ФЭУ, используемые в сцинтилляционных счетчиках, делят на счетные (применяемые в радиометрах и дозиметрах), спектрометрические (для измерений энергии излучения) и 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 выбивает 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.

4.3. Экспериментальная установка на базе активационных детекторов

Экспериментальная установка представляет собой полиэтиленовую призму 1200×1200×1200 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 [рисунке 4.9](#).

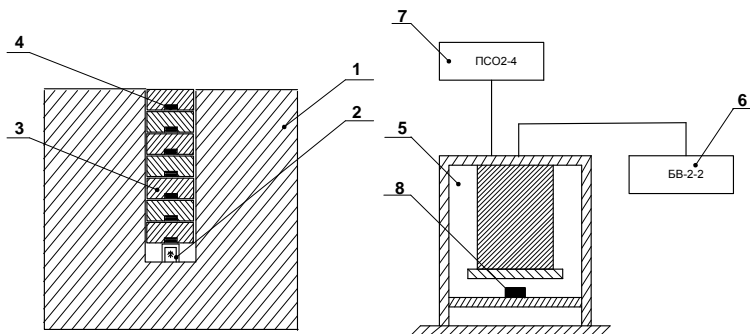


Рис. 4.9. Схема экспериментальной установки: 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009; 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – активационный детектор; 5 – счётчик β -частиц СБТ-13; 6 – блок высоковольтного напряжения БВ-2-2; 7 – прибор счётный одноканальный ПСО2-4; 8 – активационный детектор

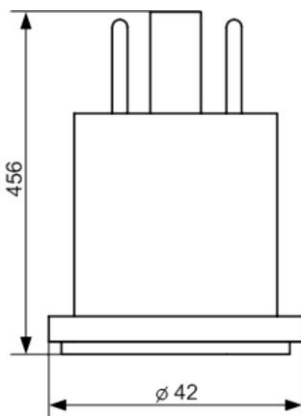


Рис. 4.10. Внешний вид торцевого счётчика β -частиц СБТ-13

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 от (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 [рисунке 4.10](#).

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 [рисунке 4.11](#).

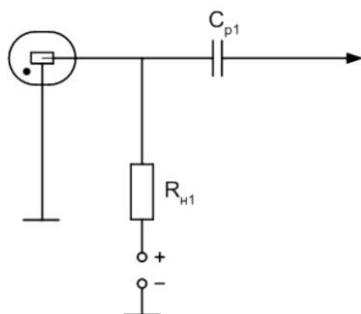


Рис. 4.11. Рекомендуемая схема включения счётчика бета-частиц типа СБТ-13:
 $R_{н1}=5\text{МОм}$; $C_{p1}=110\text{ пФ}$

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.

4.4. Детекторы прямой зарядки

Для измерения распределения плотности потока нейтронов по объёму 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:

- 1) малые габариты позволяют разместить в реакторе большое количество детекторов, необходимое для получения детальной картины распределения нейтронного поля по объёму активной зоны;

2) 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;

3) 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. 4.12](#).

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.

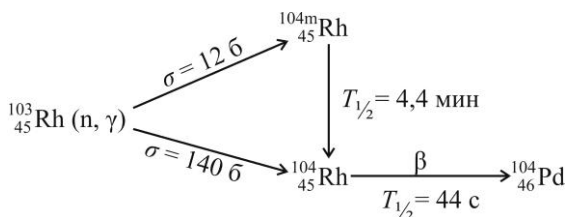


Рис. 4.12. Радиоактивные превращения ядра родия

Кроме того, часть выходного сигнала ДПЗ обусловлена электронами, образующимися на эмиттере под воздействием γ -излучения в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. В образовании этой компоненты участвует 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 внутриреакторных 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 $0,082\% \cdot \text{м}/(\text{А} \cdot \text{с})$.

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 ($\sim 4\%$);
- неидентичности чувствительности ДПЗ ($\pm 1\%$);
- 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 a , 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 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

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. 4.13) состоит из защитной арматуры 4, детекторной части 5 и миниатюрного разъема 1 типа РС-19.

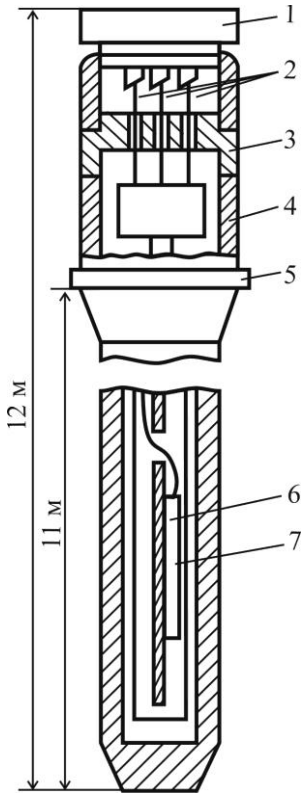


Рис. 4.13. Конструкция нейтронно-измерительного канала

Арматура 4 предназначена для защиты ДПЗ от механических воздействий и контакта с теплоносителем первого контура и 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 2 под воздействием β -излучения эмиттеров ДПЗ. С этой целью все семь детекторов располагают по одну сторону экрана, а их линии связи – по другую сторону.

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 подключение 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.

5. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ РАДИОМЕТРИИ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

5.1. Ошибки измерений

На результаты экспериментов помимо статистических флуктуаций, 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

$$P(|x - \bar{x}| \leq \Delta\xi) = 1 - \alpha. \quad (5.1)$$

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

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \xi_i, \quad \sigma_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{x})^2. \quad (5.2)$$

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 (5.2) тем точнее, чем больше n .

5.2. 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

$$\bar{\Phi} \cong \Phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n), \quad (5.3)$$

а дисперсия σ_{Φ}^2 равна

$$\sigma_{\Phi}^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \bar{x}_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2. \quad (5.4)$$

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 .

5.3. 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. 5.1** 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 $\varepsilon_i = y_i - f(x_i)$.

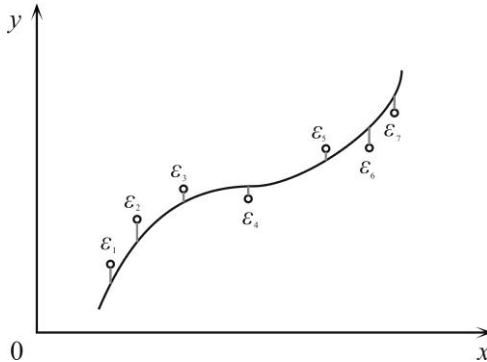


Рис. 5.1. Кривая, построенная по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов

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 отношения ε_i/σ_i , где ε_i – указанное выше отклонение эмпирических точек y_i от предполагаемых, а σ_i – среднеквадратичная ошибка измерений, т.е.

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

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 $n \geq m$.

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

6.1. 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 **рисунке 6.1.**

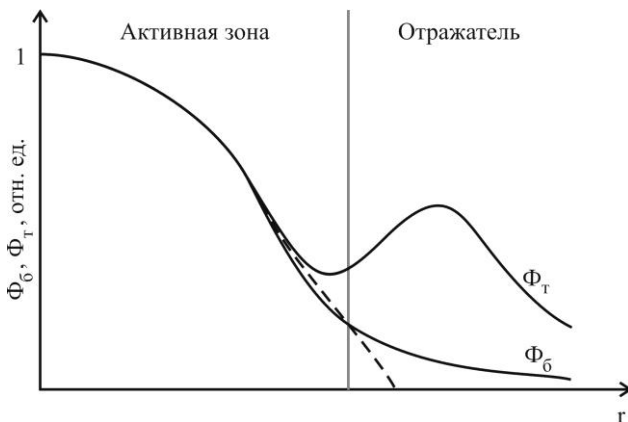


Рис. 6.1. Распределение плотности потока быстрых и тепловых нейтронов в активной зоне и отражателе

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

нов (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 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

$$L = \sqrt{D / \Sigma_a} . \tag{6.1}$$

Коэффициент диффузии определяется соотношением:

$$D = 1 / (3\Sigma_{tr}) ; \Sigma_{tr} = \Sigma_a + \Sigma_{str} = \Sigma_a + \Sigma_s (1 - \cos \theta) , \tag{6.2}$$

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

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

$$t_{\text{диф}} = 1/(\upsilon \cdot \Sigma_a), \quad (6.3)$$

где υ – 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 , см²·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:

$$S = 4\pi r^2 \Phi(r), \quad (6.4)$$

т.е. выход нейтронного источника (S , с⁻¹) равен числу нейтронов, пересекающих поверхность сферы ($4\pi R^2$) любого радиуса (r , см) в единицу времени (рис. 6.2).

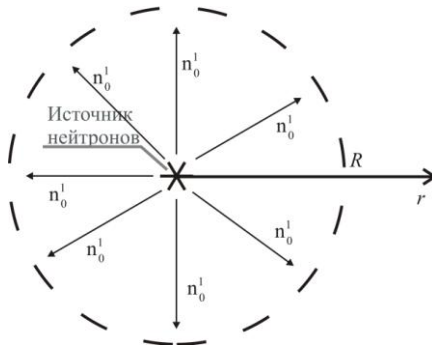


Рис. 6.2. Баланс нейтронов для точечного источника тепловых нейтронов в отсутствие поглощения в среде

Из соотношения (6.4) видно, что плотность потока нейтронов спадает пропорционально квадрату расстояния от источника излучения до детектора:

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi r^2}. \quad (6.5)$$

Необходимо отметить, что при $r < 1$ расчетный результат не имеет физического смысла, это вызвано «точечным приближением», в котором рассматривается источник. В действительности источник имеет определенные размеры. Поэтому, либо расстояние от источника излучения до детектора должно изменяться в пределах $r_{исм} \leq r < \infty$, либо значение плотности потока нейтронов при $r < 1$ принимается равным выходу нейтронного источника в единицах измерения плотности потока нейтронов, т.е.

$$\Phi(r \leq 1) = S. \quad (6.6)$$

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. 6.3), т.е.

$$P = \frac{dF \cos \varphi}{4\pi r^2}. \quad (6.7)$$

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

$$J_+ = S \cdot P = \frac{S \cdot dF \cos \varphi}{4\pi r^2}, \quad (6.8)$$

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

$$i_+ = \frac{J_+}{dF} = \frac{S}{4\pi r^2}; i_- = 0. \quad (6.9)$$

Плотность результирующего тока через площадку dF в направлении r есть

$$I(r) = i_+ - i_- = S/(4\pi r^2). \quad (6.10)$$

Из соотношений (6.5) и (6.10) видно равенство плотностей тока и потока нейтронов в данном случае.

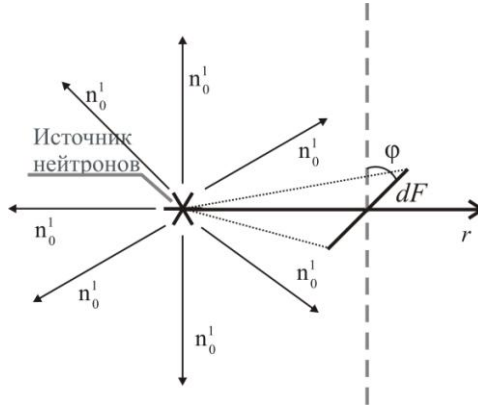


Рис. 6.3. Расположение произвольно выбранной площадки для определения плотности тока нейтронов

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. 6.4). 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:

$$\frac{d\Phi}{dr} = -\sigma_a N\Phi(r) = -\Sigma_a \Phi(r), \quad (6.11)$$

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

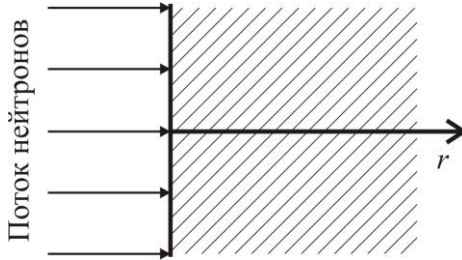


Рис. 6.4. Геометрия падения плоско параллельного потока нейтронов на вещество

Решением дифференциального уравнения (6.11) будет:

$$\Phi(r) = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r) = \Phi_0 \exp(-r/\lambda_a), \quad (6.12)$$

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. 6.5), т. е.

$$P_1 = dF \cos \varphi. \quad (6.13)$$

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

$$P_2 = \exp(-\Sigma_a r). \quad (6.14)$$

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

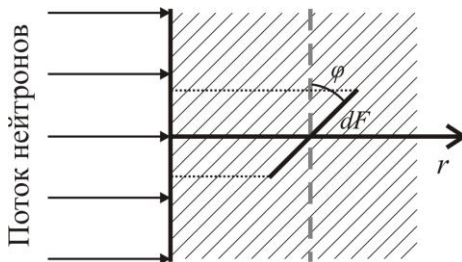


Рис. 6.5. Расположение произвольно выбранной площадки для определения плотности тока нейтронов

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

$$J_+ = S \cdot P_1 \cdot P_2 = S \cdot dF \cos \varphi \cdot \exp(-\Sigma_a r), \quad (6.15)$$

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

$$i_+ = \frac{J_+}{dF} = S \exp(-\Sigma_a r) = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r); \quad i_- = 0. \quad (6.16)$$

Плотность результирующего тока через площадку dF в направлении r есть

$$I(r) = i_+ - i_- = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r). \quad (6.17)$$

Из соотношений (6.12) и (6.17) 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:

$$\Phi(r) = I(r) = \frac{S \exp(-\Sigma_a r)}{4\pi r^2}. \quad (6.18)$$

Соотношение (6.18) 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

$$D\Delta\Phi(r) - \Sigma_a\Phi(r) = 0. \quad (6.19)$$

Ввиду сферической симметрии задачи и однородности среды уравнение (6.19) удобно записать в форме

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) - \chi^2 \Phi = 0, \quad (6.20)$$

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.

$$\int_0^{\infty} \Sigma_a \Phi(r) dV = S. \quad (6.21)$$

Для упрощения формы уравнения (6.20) сделаем подстановку $\Phi = u / r$, и приведем его к виду

$$d^2u / dr^2 - \chi^2 u = 0. \quad (6.22)$$

Общее решение уравнения (10) есть

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

Соответственно для $\Phi(r)$

$$\Phi(r) = C_1(1/r) \exp(-\chi r) + C_2(1/r) \exp(+\chi r). \quad (6.23)$$

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

$$\Phi(r) = C_1(1/r) \exp(-\chi r). \quad (6.24)$$

Для определения константы C_1 воспользуемся вторым условием (6.21). Подставляя в него выражение для потока (6.23), 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

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi D r} \exp(-\chi r). \quad (6.25)$$

В природе не существует точечных источников конечного размера. Поэтому полученное решение при $r \rightarrow 0$ не имеет физического смысла. По соотношению (6.25) 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 будет:

$$I(r) = -D\nabla\Phi(r) = \frac{S}{4\pi r^2} \exp(-\chi r) + \frac{S\chi}{4\pi r} \exp(-\chi r) = I_1(r) + I_2(r). \quad (6.26)$$

В соотношении (6.26) выделяются две плотности тока нейтронов:

– I_1 , который характеризует изменение потока нейтронов испущенных источником, это можно заключить из сравнения с соотношением (6.18);

– I_2 , который характеризует изменение потока нейтронов, попавших в точку r в результате рассеяния в среде.

В соотношении (6.18) 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 (6.23).

Для определения одной из постоянных имеем условие обращения потока нейтронов в нуль на экстраполированном радиусе сферы R_3 :

$$C_1(1/R_3) \exp(-\chi R_3) + C_2(1/R_3) \exp(+\chi R_3) = 0.$$

Отсюда

$$C_2 = -C_1 \exp(-2\chi R_3) \text{ и } \Phi(r) = C_1 \frac{\exp(-\chi r)}{r} \cdot \{1 - \exp[-2\chi(R_3 - r)]\}. \quad (6.27)$$

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 (6.27) по r и устремляя $r \rightarrow 0$, находим

$$C_1 = \frac{S}{4\pi D[1 - \exp(-2\chi R_3)]}. \quad (6.28)$$

Окончательно

$$\Phi(r) = \frac{S \exp(-\chi r)}{4\pi D r} \cdot \frac{1 - \exp[-2\chi(R_3 - r)]}{1 - \exp(-2\chi R_3)}. \quad (6.29)$$

Отличие от полученного ранее выражения для потока нейтронов в бесконечном пространстве (6.25) 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, обратнопропорционально длине диффузии, которая играет роль длины релаксации, т.е. длины, на которой поток нейтронов уменьшается в e раз.

6.2. 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. 6.6):

$$V = \frac{4}{3} \pi [(r+h)^3 - r^3], \quad (6.30)$$

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.

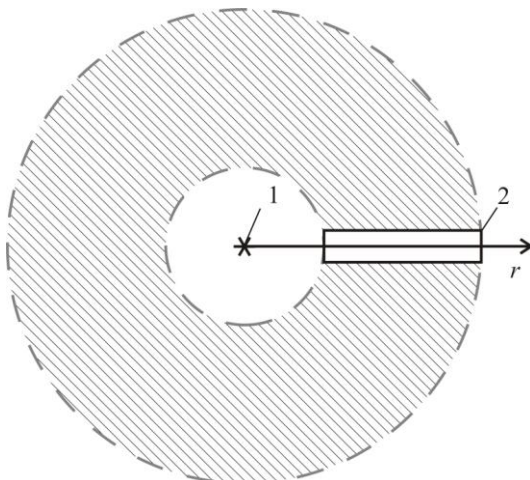


Рис. 6.6. Схема эксперимента с газонаполненным детектором:
1 – источник нейтронов; 2 – детектор

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

$$\Phi(r) = \frac{N(r)}{S_{\text{дем}}t\omega} = \frac{N(r)}{2\pi r_{\text{дем}}ht\omega}, \quad (6.31)$$

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

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. 6.7):

$$S_{\text{сфера}} = 4\pi r^2. \quad (6.32)$$

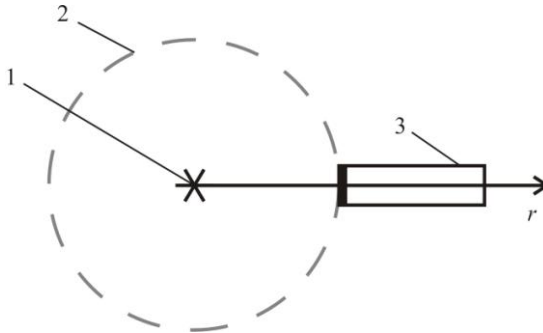


Рис. 6.7. Схема эксперимента с торцевым детектором:

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:

$$\Phi(r) = \frac{N(r)}{S_{\text{дем}}t\omega} = \frac{N(r)}{\pi r_{\text{дем}}^2 t\omega}, \quad (6.33)$$

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

Активационный детектор. В качестве активационного детектора используется индиевая пластинка. В таблице 6.1 дан изотопный состав природного индия и продуктов (n , γ)-реакции, возник-

кающих при облучении природных изотопов тепловыми нейтронами.

В результате (n, γ)-реакции образуются бета-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 гамма-квантов. Поэтому возможно определение активности индия как бета-счетчиками, так и гамма-счетчиками.

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

Таблица 6.1.

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.

Активность, накопленная в образце, будет пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов в точке r (рис. 6.8).

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

$$\Phi = \frac{A}{\Sigma_{n,\gamma}V} = \frac{N}{\Sigma_{n,\gamma}Vt\omega}, \quad (6.34)$$

где $\Sigma_{n,\gamma}$ – макроскопическое сечение радиационного захвата тепловых нейтронов; V – объем индиевого образца. Данное соотношение

справедливо, если процесс накопления активности вышел на стационар, в противном случае необходимо учитывать время облучения образцов, а соотношение (6.34) будет иметь вид:

$$\Phi = \frac{A}{\Sigma_{n,\gamma} V [1 - \exp(-\lambda t_{обл})]} = \frac{N}{\Sigma_{n,\gamma} V t \omega [1 - \exp(-\lambda t_{обл})]}, \quad (6.35)$$

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

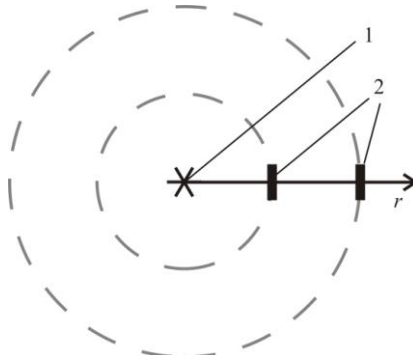


Рис. 6.8. Схема эксперимента с активационным детектором:
1 – источник нейтронов; 2 – активационный детектор

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 излучение аппаратуры приводит к тому, что часть частиц, прошедших через счетчик, не регистрируется. В различных экспериментах перечисленные факторы могут по разному влиять на измеряемую величину.

6.3. 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 **таблицу 6.2.**

Таблица 6.2.

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 таблицу 6.2.

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 таблицу 6.2.

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 6.2).

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 **таблицу 6.3**.

8. Построить график функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$.

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.

Таблица 6.3.

Пример таблицы результатов расчета

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

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

10. Для расстояний $0..r_0$ 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?

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

Теоретические сведения изложены в **разделе 2**.

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 проворочном режиме.

2. Измерить 2 раза фон счетной установки.
3. Поместить нейтронный источник в канал (шахту) замедлителя на глубину в один графитовый блок (рис. 6.9), предварительно убедившись в отсутствии в нем дисков и вынимающихся блоков.
4. В первом измерении детектор помещается в графитовый канал на два графитовых блока (рис. 6.9). Измерение количества импульсов в каждой точке с кадмиевым фильтром, укороченным кадмиевым фильтром и без фильтра производится дважды.
5. Последующие измерения скорости счета производятся последовательно при перемещении детектора через 20 см. Полученные результаты заносятся в таблицу 6.4.

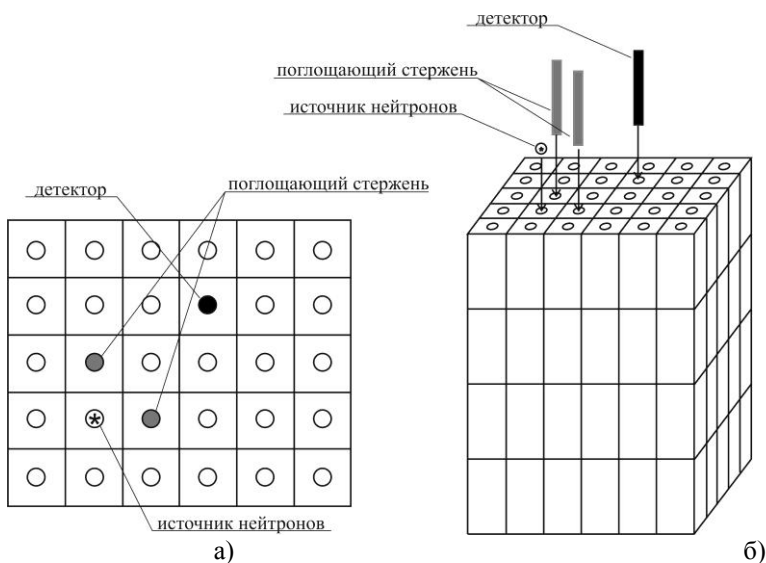


Рис. 6.9. Схема размещения оборудования по каналам графитовой призмы: а – вид сверху; б – вид в аксонометрии

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.

Таблица 6.4.

Пример таблицы результатов эксперимента

r , см	$N_1(r)$, c^{-1}	$N_2(r)$, c^{-1}	$N_3(r)$, c^{-1}	$N(r)$, c^{-1}	$N'(r)$, c^{-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; $N(r)=N_3(r)-N_2(r)-N_{фон}(r)$ – число импульсов, обусловленное только тепловыми нейтронами, попавшими в часть детектора не закрытую укороченным фильтром; $N'(r)=N_1(r)-N_3(r)-N_{фон}(r)$ – число импульсов, обусловленное только тепловыми нейтронами, попавшими в часть детектора закрытую укороченным фильтром.

Обработка результатов измерений.

1. Определить значение плотностей потоков тепловых нейтронов $\Phi(r)$ и $\Phi'(r)$ для всех вариантов размещения поглощающих стержней по соотношению **6.31**. 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:

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

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

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

$$г) \delta_{1 \rightarrow 2} = \frac{F_2 - F_{1,2}}{F_2}, \delta'_{1 \rightarrow 2} = \frac{F'_2 - F'_{1,2}}{F'_2} - \text{погружение стержня}$$

№ 1 при находящемся в графитовой кладке стержне № 2;

$$д) \delta_{2 \rightarrow 1} = \frac{F_1 - F_{1,2}}{F_1}, \quad \delta'_{2 \rightarrow 1} = \frac{F'_1 - F'_{1,2}}{F'_1} \quad - \text{погружение стержня}$$

№ 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?

2. Привести характерные примеры градуировочных характеристик стержня (интегральные, дифференциальные) и пояснить их.

3. Привести классификацию стержней СУЗ по назначению выполняемых функций.

4. В чем состоят трудности, и чем обусловлены ограничения управления нейтронным полем стержнями СУЗ?

5. Для каких целей, и каким образом используется следящий механизм компенсирующего стержня?

6. Каким образом влияют положения компенсирующих стержней на эффективность регулирующего стержня?

7. Для каких целей используются укороченные стержни поглотители в активной зоне реактора?

8. Каким образом реализуется методика измерения эффективности стержня СУЗ?

9. Каким образом реализуется метод парной интерференции для определения эффективности системы стержней СУЗ?

10. В чем состоят особенности метода «крайних оценок» для определения эффективности системы стержней СУЗ?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

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 общей редакцией 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.
12. Влияние органов регулирования на физические характеристики ВТРГ/ Е.С. Глушков, В.Е. Демин, Г.В. Компаниец и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-

- водородная энергетика. Вып. 1(4). М.: ИАЭ, 1978, с 189 – 191.
13. Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С. Некоторые методы нейтронно-физического расчета при физическом профилировании энергетических реакторов. – Атомная энергия, 1961, т. 11, вып. 1, с. 19 – 25.
 14. Тепловыделение в ядерном реакторе / Е.С. Глушков, В.Е. Демин, Н.Н. Пономарев-Степной, А.А. Хрулев; Под ред. Н.Н. Пономарева-Степного. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 160 с.
 15. Афров А.М., Андрушечко С.А., Украинцев В.Ф. и др. ВВЭР-1000: физические основы эксплуатации, ядерное топливо, безопасность. Изд-во: Логос, Университетская книга.: 2006 г. – 504 с.