

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

В.Е. Смирнов

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕДАХ

Лабораторный практикум

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 621.039.59(076.5)
ББК 31.46я7
С50

Смирнов В.Е. **Нейтронно-физические процессы в размножающих средах:** *Лабораторный практикум.* М.: МИФИ, 2008. 92 с.

Цель лабораторного практикума – изучение основ экспериментальных методов исследования нейтронно-физических процессов в размножающих нейтроны средах.

Практикум включает экспериментальные работы по изучению и интерпретации стационарных пространственных распределений нейтронов в подкритических сборках и работы по интерпретации результатов моделирования нестационарных процессов с целью определения реактивности подкритических и критическихборок.

Практикум предназначен для сопровождения учебных курсов в цикле подготовки специалистов по специальности «Ядерные реакторы и энергетические установки» направления «Ядерная физика и технологии».

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент канд. физ.-мат. наук В.С. Окунев

ISBN 978- 5-7262-1069-8

© Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
1. Основы теории экспериментов на подкритических сборках со стационарным нейтронным полем	6
<i>Работа 1</i> Экспериментальное определение материального параметра уран-графитовой решетки	19
<i>Работа 2</i> Экспериментальное определение зависимости материального параметра от шага уран-водной решетки	26
<i>Работа 3</i> Экспериментальное определение относительного изменения $K_{эф}$ в подкритической уран-водной сборке вследствие введения в нее системы поглощающих стержней	33
2. Применение частных решений уравнений кинетики в точечном приближении для обоснования эксплуатационных экспериментов, выполняемых на ядерном реакторе	41
<i>Работа 4</i> Моделирование определения реактивности подкритической уран-водной сборки интегральным импульсным методом	57
<i>Работа 5</i> Моделирование загрузки активной зоны ядерного реактора и построение зависимости обратного умножения нейтронов от массы топлива, загруженного в активную зону ядерного реактора	67
<i>Работа 6</i> Моделирование процедуры определения реактивности, вводимой стержнями регулирования, посредством измерения установившегося периода изменения плотности нейтронов в ядерном реакторе	71

Работа 7

Моделирование процедуры определения реактивности,
вводимой стержнями регулирования (дифференциальный
метод сброса стержня) 75

Работа 8

Моделирование процедуры определения реактивности,
вводимой стержнями регулирования (интегральный метод
сброса стержня) 79

Приложение 84

Список литературы 91

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый лабораторный практикум сопровождает учебные курсы «Физика ядерных реакторов», «Экспериментальная реакторная физика», «Основы экспериментальной реакторной физики», читаемые в МИФИ на кафедре теоретической и экспериментальной физики ядерных реакторов в цикле подготовки специалистов по специальности «Ядерные реакторы и энергетические установки» направления «Ядерная физика и технологии».

Практикум включает экспериментальные работы по изучению и интерпретации стационарных пространственных распределений нейтронов в подкритических сборках и работы по интерпретации результатов моделирования переходных процессов в подкритических и критических сборках с целью определения их реактивности.

Для моделирования процедур определения реактивности разработан пакет программ численного решения уравнений кинетики в точечном приближении. В результаты расчетов переходных процессов вносятся возмущения, обусловленные особенностями протекания нестационарных процессов в исследуемых объектах и формирования сигналов в электронных трактах нейтронных детекторов. Генерированные таким способом экспериментальные данные предлагаются студентам для обработки.

В создание и оснащение практикума в разное время существенный вклад внесли проф. Юрова Л.Н., проф. Хромов В.В., проф. Ромоданов В.Л., доц. Бургов Н.А., доц. Климов А.Н., доц. Поляков А.А., с.н.с. Кожин А.Ф., доц. Смирнов В.Е.

Последний раз методическое пособие [1] было издано в 1993 г. За истекший период изменилось аппаратное и программное обеспечение учебных лабораторий. В настоящем издании учтены как упомянутые обстоятельства, так и многолетний опыт, накопленный при выполнении практикума в процессе обучения студентов МИФИ.

В приложение к лабораторному практикуму включены основные термины и определения, используемые в риторике по вопросам метрологии, перечислены основные этапы выполнения измерений, приведены рекомендации по округлению результатов измерений и выбору критерия пренебрежимо малых погрешностей.

1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПОДКРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ СО СТАЦИОНАРНЫМ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ [1]

1.1. Установившийся спектр нейтронов в подкритической и критической сборках

Рассматриваем стационарное нейтронное поле в ограниченном объеме гомогенной* среды, создаваемом внешним источником нейтронов, локализованном в достаточно малой области этой среды.

Вдали от источника нейтронное поле в среде формируется, в основном, нейтронами, образовавшимися при делении ядер.

По мере удаления от границ уменьшается влияние утечки на нейтронное поле.

Поскольку среда гомогенная и спектр нейтронов деления $\chi(E)$ не зависит от пространственных координат, то можно ожидать, что **вдали от границ и источника нейтронов (т.е. независимо от спектра испускаемых им нейтронов)** в среде существует область, где дифференциальное энергетическое распределение плотности потока нейтронов $\Phi(E)$ определяется только свойствами среды (**область установившегося спектра нейтронов**).

Плотность потока нейтронов будет уменьшаться по мере удаления от источника.

В критическом реакторе внешний источник нейтронов отсутствует. Поэтому на формирование установившегося спектра помимо состава активной зоны влияет только утечка нейтронов из нее.

1.2. Размеры среды, в которой может образоваться область установившегося спектра

Простейший двухгрупповой анализ в рамках диффузионного приближения показывает, что область установившегося спектра

* Предположение о гомогенности среды принимается только для упрощения количественного описания нейтронных полей. В общем случае результаты применимы и в гетерогенной среде с периодической структурой.

возникает в среде на расстоянии нескольких длин релаксации R от источников и границ. R определена соотношением

$$\frac{1}{R^2} = \frac{1}{L^2} + \frac{1}{\tau}, \quad (1.1)$$

где L – длина диффузии тепловых нейтронов; τ – возраст тепловых нейтронов.

При этом предполагается, что спектр нейтронов источника не жестче спектра деления.

Практически важный **вопрос об обнаружении и протяженности области установившегося спектра** в сборке может быть решен экспериментально. Область постоянства кадмиевого отношения совпадает с областью установившегося спектра.

1.3. Пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в области установившегося спектра

Если область установившегося спектра существует, то пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в ней может быть представлено в виде функции с разделенными переменными:

$$\varphi(\vec{r}, E) = \psi(\vec{r})\Phi(E), \quad (1.2)$$

где $\psi(\vec{r})$ – пространственное распределение нейтронов.

В диффузионном приближении пространственно энергетическое распределение плотности потока нейтронов должно удовлетворять однородному стационарному уравнению, которое справедливо как для критических, так и подкритическихборок:

$$\begin{aligned} -D(E)\Delta\varphi(\vec{r}, E) + \Sigma_t(E)\varphi(\vec{r}, E) - \int dE'\Sigma_s(E', E)\varphi(\vec{r}, E') = \\ = \chi(E)\int dEv_f\Sigma_f(E)\varphi(\vec{r}, E), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $D(E)$ – коэффициент диффузии нейтронов; $\Sigma_t(E) = \Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)$ – полное макросечение взаимодействия нейтронов с ядрами среды; $\Sigma_a(E)$ – полное макросечение поглощения нейтронов ядрами среды; $\Sigma_s(E', E)$ – дифференциальное макросечение рассеяния нейтронов; ν_f – число нейтронов, возникших в одном акте деления; $\Sigma_f(E)$ – макросечение деления.

Подставим $\varphi(\vec{r}, E)$ в виде (1.2) в уравнение (1.3) и вынесем за скобку функцию $\psi(\vec{r})$:

$$-D(E)\Phi(E)\Delta\psi(\vec{r}) + \left[\Sigma_t(E)\Phi(E) - \int dE'\Sigma_s(E', E)\Phi(E') - \chi(E)\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\varphi(\vec{r}, E) \right] \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.4)$$

Произведем интегрирование (1.4) по всему энергетическому диапазону и, учитывая соотношения

$$\Sigma_t(E) = \Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)$$

и

$$\int dE \int dE' \Sigma_s(E, E') \Phi(E') = \int dE \Sigma_s(E) \Phi(E),$$

получим

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \kappa^2\psi(\vec{r}) = 0, \quad (1.5)$$

где параметр κ^2 определяют соотношением

$$\kappa^2 = \frac{\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\Phi(E) - \int dE\Sigma_a(E)\Phi(E)}{\int dE D(E)\Phi(E)}. \quad (1.6)$$

Теперь, подставив в (1.4) $\Delta\psi(\vec{r})$ из (1.5) и разделив на общий множитель $\psi(\vec{r})$, получим уравнение для $\Phi(E)$ – установившегося спектра нейтронов в сборке:

$$\begin{aligned} \kappa^2 D(E)\Phi(E) + \Sigma_t(E)\Phi(E) - \int dE' \Sigma_s(E', E)\Phi(E') = \\ = \chi(E) \int dE \nu_f \Sigma_f(E)\Phi(\vec{r}, E). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Важно отметить, что установившийся спектр нейтронов в конечной среде зависит от состава среды и утечки нейтронов (первый член левой части (1.7)). Установившийся спектр $\Phi(E)$ в ограниченной среде может заметно отличаться от спектра $\Phi_0(E)$ бесконечной среды.

1.4. Материальный параметр

Уравнение (1.7) отличается от уравнения для спектра нейтронов $\Phi_0(E)$ в бесконечной среде лишь присутствием члена $\kappa^2 D(E)\Phi(E)$ в левой части. Когда κ^2 мало и слагаемым $\kappa^2 D(E)\Phi(E)$ можно пренебречь или оно вносит незначительный вклад в нейтронный баланс, то установившейся спектр $\Phi(E)$ будет близок к спектру бесконечной среды $\Phi_0(E)$, который зависит только от состава среды. В свою очередь, параметр κ^2 , так же как и спектр $\Phi_0(E)$ будет зависеть только от состава среды. В этих условиях параметр κ^2 называют **материальным параметром** и обозначают символом α^2 :

$$\alpha^2 = \frac{\int dE \nu_f \Sigma_f(E)\Phi_0(E) - \int dE \Sigma_a(E)\Phi_0(E)}{\int dE D(E)\Phi_0(E)}. \quad (1.8)$$

Если разделить числитель и знаменатель (1.8) на $\int dE \Sigma_a(E)\Phi_0(E)$, то получим следующее простое выражение для интерпретации материального параметра α^2 в условиях слабого поглощения нейтронов в среде (в диффузионном приближении):

$$\alpha^2 = \frac{K_\infty - 1}{M^2}, \quad (1.9)$$

где M^2 – квадрат длины миграции нейтронов спектра деления в среде.

В среде с $K_\infty > 1$ материальный параметр положителен, а при $K_\infty < 1$ отрицателен. В последнем случае среда не допускает создания критического реактора.

Подкритическая и критическая сборки со спектром бесконечной среды будут иметь одинаковые материальные параметры.

1.5. Экстраполированная граница сборки

Функция $\psi(\vec{r})$, будучи продолженной из области установившегося спектра к границе сборки, обращается в нуль на некоторой поверхности, называемой экстраполированной границей сборки. Экстраполированная граница эквидистантно отстоит от истинной границы сборки на расстоянии d , называемом длиной экстраполяции. Длину экстраполяции для сборки с отражателем и без отражателя можно получить экспериментально, экстраполируя к нулю измеренное пространственное распределение нейтронов в области установившегося спектра. Если граница сборки с вакуумом имеет малую кривизну и поглощение нейтронов в сборке невелико, то

$$d = 0,71\lambda_{tr}. \quad (1.10)$$

1.6. Теория критического размера реактора в приближении материального параметра

Приближение материального параметра в теории критических размеров ядерного реактора заключается в допущении, что истинное распределение плотности потока в критическом реакторе достаточно точно описывается асимптотическим распределением (1.2), где функция $\psi(\vec{r})$ удовлетворяет уравнению (1.5) и краевому условию

$$\psi(S) = 0 \quad (1.11)$$

на выпуклой экстраполированной границе S реактора. Теоретический и экспериментальный анализ показывают, что это приближение наиболее точно выполняется для реакторов больших размеров, в которых среда имеет K_{∞} , близкое к единице (т.е. в реакторах с относительно малым вкладом утечки в нейтронный баланс и спектром нейтронов, близким к спектру бесконечной среды).

Сборка, характеризуемая поверхностью S , будет критической только в том случае, если материальный параметр ее среды имеет вполне определенное значение:

$$\alpha^2 = \alpha^2(S), \quad (1.12)$$

где $\alpha^2(S)$ – геометрический параметр. С математической точки зрения он является наименьшим собственным числом α_1^2 оператора Лапласа, которое соответствует положительному ненулевому решению уравнения

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \alpha^2(S)\psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.13)$$

при однородных краевых условиях (1.11).

Иными словами, в критической сборке материальный параметр, определяемый свойствами размножающей среды, должен быть согласован с параметром $\alpha^2(S)$, зависящим от размеров и конфигурации сборки.

Ниже приведены геометрические параметры для реакторов простейших форм:

сферический реактор радиусом R_0 –

$$\alpha_1^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2; \quad (1.14)$$

цилиндрический реактор радиусом R_0 и высотой H_0 –

$$\alpha_1^2 = \alpha_{1H}^2 + \alpha_{1R}^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2,4048}{R}\right)^2; \quad (1.15)$$

реактор в форме прямоугольного параллелепипеда со сторонами a_0 , b_0 и высотой H_0 –

$$\alpha_1^2 = \alpha_{1XY}^2 + \alpha_{1H}^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (1.16)$$

В формулах (1.14), (1.15) и (1.16) все размеры считаются экстраполированными.

Условие (1.12), при наличии определенных для подкритической сборки параметров α^2 и длины экстраполяции d , можно использовать для расчета критических размеров реакторов заданной конфигурации и такого же состава, что и подкритическая сборка.

1.7. Экспоненциальный эксперимент

Одним из экспериментальных методов определения материального параметра является экспоненциальный эксперимент на подкритической сборке, имеющей форму кругового цилиндра или прямоугольной призмы. Нейтронное поле в такой сборке образуется путем облучения ее торца нейтронами внешнего источника. Размеры сборки выбираются такими, чтобы в ней существовала достаточно протяженная область установившегося спектра нейтронов, а аксиальное распределение плотности потока нейтронов в этой области было бы экспоненциальным (поэтому – экспоненциальный эксперимент).

Для записи решения используем систему координат с началом в центре нижнего основания и осью Z , направленной по вертикальной оси симметрии подкритической сборки. Пространственное распределение нейтронов в подкритической сборке описывается решением уравнения (1.5)

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \alpha^2\psi(\vec{r}) = 0$$

при следующих граничных условиях: $\psi(\vec{r})|_{S_{\text{БВТ}}} = 0$ на экстраполированных боковых и верхней торцевой поверхностях; $\psi(r)_{\text{НТ}} = f(x, y)$ на нижней торцевой поверхности.

В прямом круговом цилиндре радиусом R_0 и высотой H_0 общее решение (1.5) представляется разложением в ряд по цилиндрическим функциям $J_0(\alpha_{nR}r)$, являющимся собственными функциями (гармониками) радиальной составляющей Δ_R оператора Лапласа $\Delta = \Delta_R + \Delta_z$:

$$\psi(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0(\alpha_{nR}r) e^{-\gamma_n z} [1 - e^{-2\gamma_n(H_0 - z)}], \quad (1.17)$$

где C_n – константы;

$$\gamma_n^2 = \alpha_{nR}^2 - \alpha^2; \quad (1.18)$$

α_{nR}^2 – собственные числа уравнения:

$$\Delta_R \varphi(r) + \alpha^2 \varphi(r) = 0 \quad (1.19)$$

при условии $\varphi_n(R_0) = 0$, где $R_0 = R_0 + d$ – экстраполированный радиус сборки.

Собственные числа α_{nR}^2 являются корнями уравнения $J_0(\alpha_{nR}R_0) = 0$.

Среди них имеется наименьшее число $\alpha_{1R}^2 = \left(\frac{2,4048}{R}\right)^2$ (см.

(1.15)), причем при $n > 1$ всегда $\alpha_{1R}^2 < \alpha_{nR}^2$.

В прямоугольном параллелепипеде размером a_0 и b_0 в плане и высотой H_0 общее решение уравнения (1.5) может быть представлено разложением в ряд по собственным функциям (гармоникам) $\cos(\alpha_n x)$ и $\cos(\alpha_m y)$ радиальной составляющей Δ_{XY} оператора Лапласа $\Delta = \Delta_{XY} + \Delta_z$:

$$\begin{aligned} & \psi(x, y, z) = \\ & = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{mn} \cos(\alpha_{Xn} x) \cos(\alpha_{Ym} y) e^{-\gamma_{nm} z} [1 - e^{-2\gamma_{nm}(H_3 - z)}], \end{aligned} \quad (1.20)$$

где C_{mn} – константы;

$$\gamma_{nm}^2 = \alpha_{Xn}^2 + \alpha_{Ym}^2 - \alpha^2; \quad (1.21)$$

$$\alpha_{Xn}^2 = \left(\frac{\pi n}{a_3}\right)^2 \text{ и } \alpha_{Ym}^2 = \left(\frac{\pi m}{b_3}\right)^2 - \text{собственные числа уравнения}$$

$$\Delta_{XY} \varphi(x, y) + \alpha^2 \varphi(x, y) = 0 \quad (1.22)$$

при условии $\varphi_n(a_3) = 0$ и $\varphi_m(b_3) = 0$, где $a_3 = a_0 + d$ и $b_3 = b_0 + d$ – экстраполированные размеры сборки. Собственные числа α_{Xn}^2 и α_{Ym}^2 являются корнями уравнений $\cos(\alpha_{Xn} x) = 0$ и $\cos(\alpha_{Ym} y) = 0$. Среди них

наименьшими являются числа $\alpha_{X1}^2 = \left(\frac{\pi}{a_3}\right)^2$ и $\alpha_{Y1}^2 = \left(\frac{\pi}{b_3}\right)^2$.

1.8. Структура аксиального распределения плотности потока нейтронов в выражениях (1.17) и (1.20)

1. Будем рассматривать аксиальные распределения плотности потока нейтронов на оси симметрии установки, т.е. при $r_0 = 0$ или $x_0 = y_0 = 0$.

2. Множитель $1 - e^{-2\gamma_n(H-z)}$ учитывает утечку нейтронов с верхнего торца сборки. Он обращается в 0 на экстраполированной границе, достигает величины 0,99 на расстоянии $2,5/\gamma_n$ от нее и далее асимптотически приближается к 1,00 (рис. 1.1). При $Z < Z_A = 2,5/\gamma_1$ аксиальное распределение представляется выражением

$$\psi(r_0, z) \cong \sum_{n=1}^{\infty} C_n(r_0) e^{-\gamma_n z}. \quad (1.23)$$

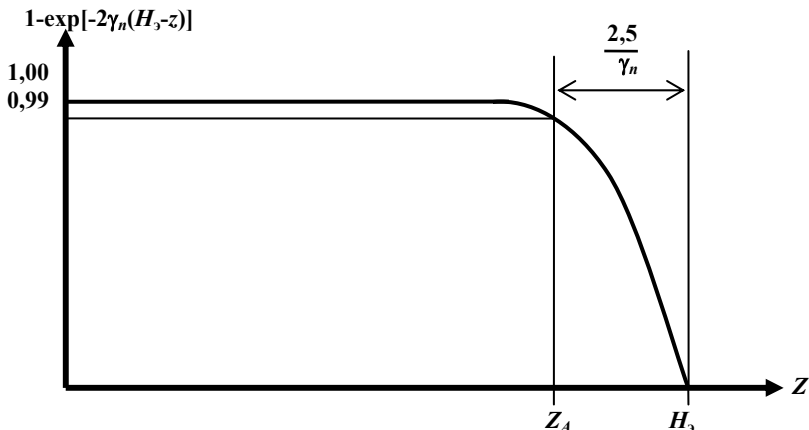


Рис. 1.1. Поведение аксиального распределения плотности потока нейтронов вблизи верхнего торца

3. Так как $\alpha_1^2 < \alpha_n^2$ и, соответственно, $\gamma_1 < \gamma_n$, то **можно ожидать (и это необходимо подтвердить экспериментально)**, что на некотором расстоянии Z_B от нижнего торца сборки (от источника нейтронов) все высшие гармоники (при $n > 1$) затухнут, и основной вклад в аксиальное распределение будет вносить первая гармоника (рис. 1.2):

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_1 z}. \quad (1.24)$$

Соотношение (1.24) отражает основную идею экспоненциального опыта: если в подкритической сборке имеется достаточно протяженная по высоте область установившегося спектра, то, измеряя аксиальное распределение нейтронов вдали от источников и границ, можно определить коэффициент релаксации нейтронного поля γ_1 . Соотношения (1.18) и (1.24) создают возможность экспериментального определения материального параметра среды.

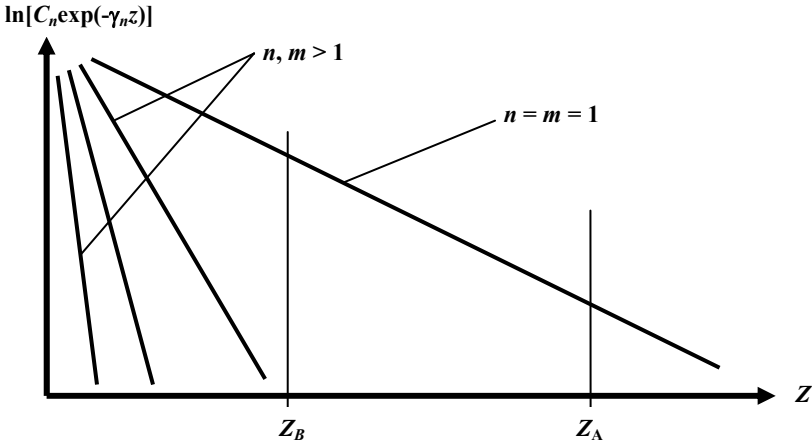


Рис. 1.2. Затухание гармоник аксиального распределения.
 При $Z > Z_B$ основной вклад в аксиальное распределение вносит первая гармоника

1.9. Подкритическая сборка как условно-критический реактор

Если из подкритической сборки удалить источник, то нейтронное поле в ней исчезнет, так как процесс утечки и поглощения нейтронов будут преобладать над процессами генерации нейтронов деления. В качестве меры, определяющей степень подкритичности сборки, рассматривается наименьшее из всех возможных число $1/K_{эф}$, такое, что умножив на него числа вторичных нейтронов, образующихся в одном акте деления, можно было бы **условно рассматривать сборку как некий гипотетический критический реактор**. Параметр $K_{эф}$ называют эффективным коэффициентом размножения нейтронов в сборке, а величину

$$\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}} \quad (1.25)$$

реактивностью подкритической сборки.

В диффузионном приближении установившееся стационарное пространственно-энергетическое распределение нейтронов $\varphi(\vec{r}, E)$ в подкритической сборке, рассматриваемой как условно-критический реактор, описывается уравнением:

$$D(E)\Delta\varphi(\vec{r}, E) - \Sigma_t(E)\varphi(\vec{r}, E) + \int dE'\Sigma_s(E', E)\varphi(\vec{r}, E') + \frac{1}{K_{эф}}\chi(E)\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\varphi(\vec{r}, E) = 0. \quad (1.26)$$

Если условно-критическая сборка, характеризуемая геометрическим параметром α^2 , имеет достаточно протяженные размеры, то можно допустить существование экстраполированной границы S , на которой выполняется однородное условие $\varphi(S) = 0$, тогда

$$\varphi(\vec{r}, E) = \psi(\vec{r})\Phi(E), \quad (1.27)$$

где $\psi(\vec{r})$ – решение уравнения

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \alpha^2\psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.28)$$

при условии $\psi(S) = 0$. Подставим (1.27) и (1.28) в (1.26), проинтегрируем по всем возможным значениям энергии и получим уравнение для спектра нейтронов в условно-критическом реакторе:

$$\alpha^2 \int dED(E)\Phi(E) + \int dE\Sigma_a(E)\Phi(E) = \frac{\chi(E)}{K_{эф}} \int dE\nu_f\Sigma_f(E)\Phi(E). \quad (1.29)$$

Разрешим (1.29) относительно $K_{эф}$:

$$K_{эф} = \frac{\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\Phi(E)}{\alpha^2 \int dED(E)\Phi(E) + \int dE\Sigma_a(E)\Phi(E)}. \quad (1.30)$$

Если числитель и знаменатель правой части (1.30) разделить на $\int dE \Sigma_a(E) \Phi(E)$, то $K_{\text{эф}}$ может быть представлено в виде:

$$K_{\text{эф}} = K_{\infty} P = \frac{K_{\infty}}{1 + \alpha^2 M^2}, \quad (1.31)$$

где P – вероятность нейтрону избежать утечки из реактора; α^2 – геометрический параметр подкритической сборки; $M^2 = L^2 + \tau$ – квадрат длины миграции в среде, образующей подкритическую сборку.

Из (1.31) легко получить формулу, связывающую относительные изменения эффективного коэффициента размножения и геометрического параметра $\Delta\alpha^2$:

$$\frac{\Delta K_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}} = - \frac{\alpha^2 M^2}{1 + \alpha^2 M^2} \frac{\Delta\alpha^2}{\alpha^2}. \quad (1.32)$$

В подкритическую сборку, образованную ограниченным объемом среды, для которой справедливы приближения теории материального параметра, введем поглощающие стержни, не изменяющие спектра нейтронов в сборке (т.е. материального параметра заполняющей ее среды). Изменение аксиального коэффициента релаксации нейтронов в сборке с поглощающими стержнями можно отнести за счет изменения геометрического параметра $\Delta\alpha^2$:

$$\gamma_2^2 - \gamma_1^2 = \alpha_2^2 - \alpha_2'^2 - (\alpha_1^2 - \alpha_1'^2) = \alpha_2^2 - \alpha_1^2 = \Delta\alpha^2 \quad (1.33)$$

при условии $\alpha_2'^2 = \alpha_1'^2$.

Выражения (1.32) и (1.33) создают возможность определения относительного изменения эффективного коэффициента размножения нейтронов в подкритической сборке, для которой справедливы приближения материального параметра, вследствие введения в нее поглощающих стержней.

Работа 1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОГО ПАРАМЕТРА УРАН-ГРАФИТОВОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов в уран-графитовой подкритической сборке со статическим источником нейтронов, определение параметров критического уран-графитового реактора.

Экспериментальная установка

Уран-графитовая подкритическая сборка (ПКС УГ)

ПКС УГ (рис. 1.1.1) размещена в экспериментальном зале. Форма ПКС – прямоугольный параллелепипед размером 1800x1800x3500 мм, сложенный из графитовых блоков 200x200x600мм. Каждый блок имеет сквозное цилиндрическое отверстие, ось которого проходит через центры квадратных граней блоков. Блоки уложены так, что образуют параллельные горизонтальные каналы длиной 1800 мм, заполненные блочками из металлического урана естественного изотопного состава, в герметичной алюминиевой оболочке. Каналы с ураном образуют квадратную горизонтальную решетку с шагом 200 мм.

В вертикальной плоскости симметрии, параллельной осям каналов с ураном, на различной высоте, в идентичных точках элементарных ячеек расположены горизонтальные экспериментальные каналы, предназначенные для введения в ПКС нейтронных детекторов.

Плутоний-бериллиевый источник нейтронов установлен на вертикальной оси призмы в ее нижней части (рис. 1.1.1). Несмотря на то, что спектр нейтронов источника жестче спектра нейтронов деления, в подкритической сборке формируется установившийся спектр нейтронов, определяемый только составом активной зоны (см. разделы 1.1 и 1.2).

Система измерения нейтронного поля в ПКС УГ

Детектором нейтронов в ПКС УГ является коронный счетчик медленных нейтронов типа СНМ-11 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенного рядом с ПКС. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на счетчик импульсов, установленный в слот материнской платы компьютера в рабочем помещении лаборатории.

Модель объекта измерений

Детальное рассмотрение решения уравнения диффузии нейтронов (см. пп. 1.8. и 1.9 «Основ теории экспериментов на подкритических сборках») позволило сформулировать модель объекта измерений.

– В ПКС имеется область установившегося спектра, которая обнаруживается как область постоянства кадмиевого отношения в аксиальном распределении плотности потока нейтронов. Аксиальное распределение плотности потока нейтронов в этой области имеет вид:

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_{11}z}. \quad (1.1.1)$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения определен выражением

$$\gamma_{11}^2 = \alpha_{X1}^2 + \alpha_{Y1}^2 - \alpha^2, \quad (1.1.2)$$

где $\alpha_{X1}^2 = \left(\frac{\pi}{a_3}\right)^2$ и $\alpha_{Y1}^2 = \left(\frac{\pi}{b_3}\right)^2$,

$$a_3 = a_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$b_3 = b_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$a_0 = b_0 = 180 \pm 1 \text{ см};$$

$$\lambda_{tr} = 2,7 \pm 0,2 \text{ см}.$$

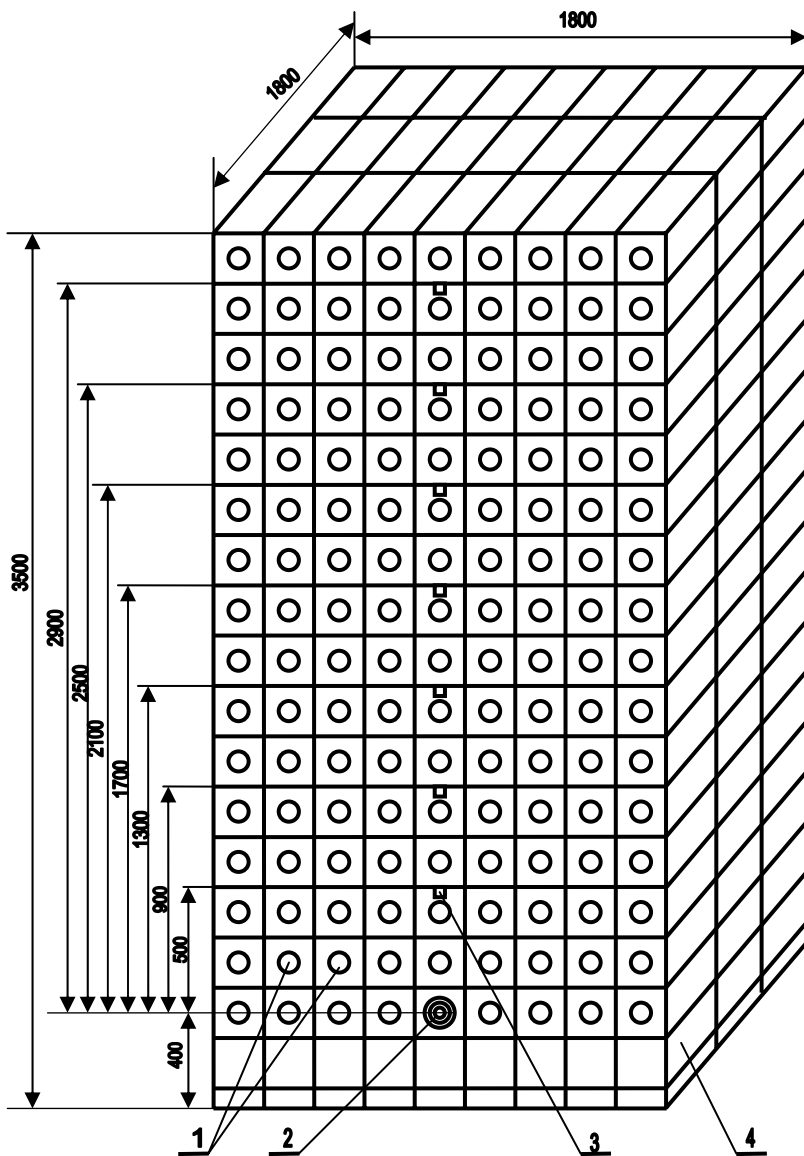


Рис. 1.1.1. Структура ПКС УГ: 1 – каналы с ураном; 2 – штанга источника нейтронов; 3 – каналы для детекторов; 4 – графитовые блоки

При измерении нейтронного поля в ПКС необходимо учитывать нейтронный фон, обусловленный излучением соседних установок, спонтанным делением ^{238}U и взаимодействием космического излучения с ядрами активной зоны ПКС. Определение суммарного вклада всех фоновых источников производится после удаления источника нейтронов из ПКС.

Порядок проведения измерений

1. Получить инструктаж и разрешение на выполнение работы от преподавателя. Соблюдая все рекомендации, приступить к выполнению работы.

2. В указанных преподавателем каналах провести измерение скорости регистрации нейтронов:

счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N(z)$;

счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{\text{Cd}}(z)$;

счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\text{ф}}(z)$.

3. Результаты измерения скорости регистрации нейтронов для каждой серии измерений занести в протокол эксперимента (табл. 1.1.1).

Примечание. Перемещать источник нейтронов имеют право только сотрудники лаборатории! Студентам категорически запрещено выполнять эту операцию.

Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Рассчитать аксиальную зависимость $R_{Cd}(z) = \frac{N(z) - N_{\phi}(z)}{N_{Cd}(z)}$,

определить погрешность $R_{Cd}(z)$, построить график зависимости $R_{Cd}(z)$. Выявить наличие и протяженность области постоянства R_{Cd} , определить среднее арифметическое значение $\overline{R_{Cd}}$ и его погрешность в области постоянства. Заполнить соответствующие графы в табл. 1.1.1.

2. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля, рассчитать и занести в табл. 1.1.1:

$$N_0(z) = N(z) - N_{\phi}(z);$$

$\ln[N_0(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$.

3. Построить график $\ln[N_0(z)]$ и уточнить область существования экспоненциальной зависимости. На графике указать погрешности.

4. Использовать программу EXP для расчета коэффициента релаксации аксиального распределения нейтронного поля в области экспоненциальной зависимости. Занести результат расчета в соответствующую графу табл. 1.1.1.

5. Рассчитать материальный параметр активной зоны (АЗ) ПКС УГ и его погрешность.

6. Рассчитать физический объем (и погрешность) АЗ критического реактора в виде куба с тем же составом, что и АЗ ПКС УГ.

7. Рассчитать массу графита и массу урана (а также их погрешности) в АЗ критического реактора.

8. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Время _____

Преподаватель _____

Время измерений _____ с

Таблица 1.1.1

№	Z, см	N	N _{Cd}	N _φ	$N_0 = \frac{N}{N - N_\phi}$	$R_{Cd} = \frac{N}{N_{Cd}}$	ΔR_{Cd}	ln(N ₀)	$\frac{W[\ln(N_0)] = N_0^2 / (N + N_\phi)}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd}}$		±				$\bar{\alpha}^2, \text{см}^{-2}$		±	
$\gamma_{11}, \text{см}^{-1}$		±				$V_{кр}, \text{м}^3$		±	
$M_{кр}^U, \text{кг}$		±				$M_{кр}^C, \text{кг}$		±	

Вопросы для самопроверки

1. Что такое материальный параметр? Какую информационную ценность представляет материальный параметр? (Как вы можете использовать полученное значение материального параметра?)

2. Запишите выражение материального параметра через свойства среды и спектр нейтронов в ней. При каких условиях спектр нейтронов в конечной среде, содержащей делящиеся ядра, будет близок к спектру нейтронов в такой же бесконечной среде?

3. Что такое K_∞ ? Как связан материальный параметр с K_∞ ? Может ли материальный параметр быть положительным (отрицатель-

ным)? Каков смысл знака материального параметра? Каков знак полученного вами значения материального параметра? Какие выводы вы делаете из этого обстоятельства?

4. Напишите общее решение уравнения диффузии с материальным параметром для прямоугольного параллелепипеда с нулевыми граничными условиями и плоским источником нейтронов на его нижнем торце.

5. Как можно использовать это решение для экспериментального определения материального параметра?

6. К каким классам относятся выполненные вами измерения?

7. Что такое измеряемая величина?

8. Что такое погрешность измеренной величины?

9. Как рассчитать погрешность результатов косвенных измерений?

10. Что такое $W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$ (дать его определение)? В каких случаях и для чего используется статистический вес?

11. Как рассчитать коэффициент релаксации нейтронного поля (и его погрешность!) по измеренному аксиальному распределению скорости регистрации нейтронов?

12. Как вы оценили погрешности определенных вами значений материального параметра, критического объема, а также масс урана и графита в критическом реакторе?

Работа 2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАТЕРИАЛЬНОГО ПАРАМЕТРА ОТ ШАГА УРАН-ВОДНОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов в уран-водной подкритической сборке со статическим источником нейтронов и изучение зависимости материального параметра от шага решетки.

Экспериментальная установка

Уран-водная подкритическая сборка с переменным шагом решетки (ПКС УВПШ)

ПКС УВПШ размещена в экспериментальном зале. Основа ПКС – заполненный водой цилиндрический бак (рис. 1.2.1), установленный на графитовом пьедестале. Ядерное топливо – блочки из металлического урана естественного изотопного состава в герметичной алюминиевой оболочке – помещено в каналы, подвешенные в баке на специальном устройстве – «лучевом щите». Всего заполненных блочками каналов – 162. Один канал, центральный, – пустой. В нем установлен детектор. «Лучевой щит» позволяет быстро перемешать каналы и точно фиксировать шаг гексагональной решетки 45, 50, 55 или 60 мм. При этом отношение объема воды к урану в элементарной ячейке изменяется от 0,4 до 2,5.

При всех значениях шага решетки боковой отражатель имеет толщину равную или большую 200 мм, т.е. его можно считать «бесконечным».

Стационарное нейтронное поле в ПКС создается плутоний-бериллиевым источником нейтронов, размещенным в графитовом пьедестале бака с водой (рис. 1.2.1).

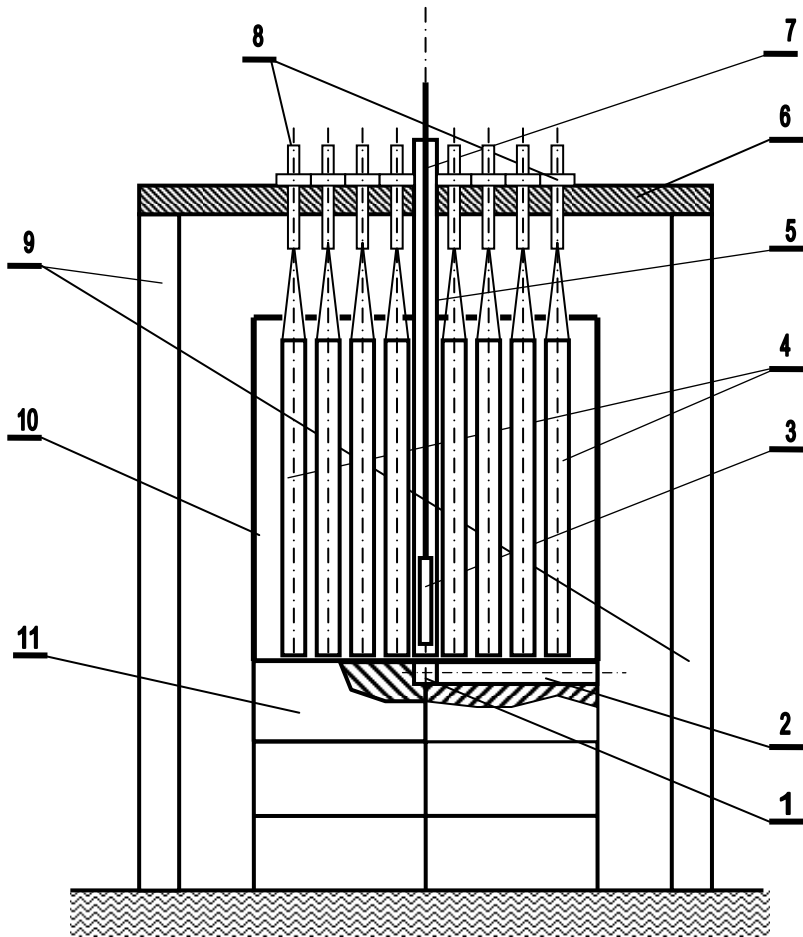


Рис. 1.2.1. Структурная схема ПКС УВПШ: 1 – источник нейтронов; 2 – штанга источника нейтронов; 3 – коронный счетчик нейтронов; 4 – каналы с ураном (162 канала); 5 – сухой канал с нейтронным детектором; 6 – «лучевой щит»; 7 – штанга для перемещения нейтронного детектора; 8 – система подвеса каналов; 9 – опоры «лучевого щита»; 10 – бак с водой; 11 – пьедестал из графитовых блоков

Система перемещения детектора и измерения нейтронного поля в ПКС УВПШ

Детектор нейтронов в ПКС УВПШ – коронный счетчик медленных нейтронов СНМ-14 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенному рядом с ПКС. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на счетчик импульсов, установленный в слот материнской платы компьютера в рабочем помещении лаборатории.

Позиционирование нейтронного счетчика в центральном канале ПКС УВПШ производится с помощью автоматизированной системы, управляемой компьютером.

Модель объекта измерений

Детальное рассмотрение решения уравнения диффузии нейтронов (пп. 1.8. и 1.9 «Основ теории экспериментов на подкритических сборках») позволило сформулировать модель объекта измерений.

– В ПКС имеется область установившегося спектра, которая обнаруживается как область постоянства кадмиевого отношения в аксиальном распределении плотности потока нейтронов.

– В области постоянства кадмиевого отношения для аксиального распределения плотности потока нейтронов в ПКС имеется экспоненциальная область. Аксиальное распределение плотности потока нейтронов в этой области имеет вид:

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_1 z}. \quad (1.2.1)$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения определен выражением

$$\gamma_1^2 = \alpha_{R1}^2 - \kappa^2, \quad (1.2.2)$$

где $\alpha_{R1}^2 = \left(\frac{2,405}{R_3} \right)^2$; $R_0 = \sqrt{\frac{sn}{\pi}}$; $R_3 = R_0 + d(a)$; a – шаг решетки, см;

s – площадь элементарной ячейки (площадь правильного шестиугольника размером «под ключ» равным шагу решетки), см²; $n = 163$ – число каналов; $d(a)$ – зависящая от шага решетки добавка бесконечного отражателя. В табл. 1.2.1 приведена зависимость d от шага гексагональной решетки, полученная в критических экспериментах:

Таблица 1.2.1

Шаг решетки a , см	4,5	5,0	5,5	6,0
Добавка отражателя, см	8,8±0,8	8,1±0,6	7,5±0,4	7,0±0,4

– При измерении нейтронного поля в ПКС необходимо учитывать нейтронный фон, обусловленный излучением соседних установок, спонтанным делением ²³⁸U и взаимодействием космического излучения с ядрами активной зоны ПКС. Определение суммарного вклада всех фоновых источников производится после удаления источника нейтронов из ПКС.

Порядок проведения измерений

1. Получить инструктаж и разрешение на выполнение работы от преподавателя. Соблюдая все рекомендации, приступить к выполнению работы.

2. Загрузить на компьютере программу SCAN для управления системой перемещения детектора и измерения скорости регистрации нейтронов.

3. Для указанных преподавателем шагов решетки (обычно 3 шага) провести измерение аксиальных распределений скорости регистрации нейтронов:

счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N(z)$;

счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{Cd}(z)$;

счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\phi}(z)$.

4. Результаты измерения скорости регистрации нейтронов для каждой серии измерений занести в протокол эксперимента (табл. 1.2.2).

Примечание. Перемещать источник нейтронов имеют право только сотрудники лаборатории! Студентам категорически запрещено выполнять эту операцию.

Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Для каждого шага решетки рассчитать аксиальную зависимость $R_{Cd}(z) = \frac{N(z) - N_{\phi}(z)}{N_{Cd}(z)}$, определить погрешность $R_{Cd}(z)$, построить график зависимости $R_{Cd}(z)$. Выявить наличие и протяженность области постоянства R_{Cd} , определить среднее арифметическое значение $\overline{R_{Cd}}$ и его погрешность в области постоянства. Заполнить соответствующие графы в табл. 1.2.2.

2. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля для каждого шага решетки, рассчитать и занести в таблицу 1.2.2:

$$N_0(z) = N(z) - N_{\phi}(z);$$

$\ln[N_0(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$.

3. Для каждого шага решетки построить график $\ln[N_0(z)]$ и уточнить область существования экспоненциальной зависимости. На графике указать погрешности.

4. Использовать программу EXP для расчета коэффициента релаксации аксиального распределения нейтронного поля в области экспоненциальной зависимости. Занести результат расчета в соответствующую графу табл. 1.2.2.

5. Рассчитать материальный параметр активной зоны ПКС УВПШ и его погрешность для каждого шага решетки.

6. Построить зависимость материального параметра от шага решетки. На графике указать погрешности.

7. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.

8. Построить зависимость R_{Cd} от шага решетки. На графике указать погрешности.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Время _____

Преподаватель _____

Время измерений _____ с

Шаг решетки _____ см

Таблица 1.2.2

№	Z, см	N	N_{Cd}	N_{Φ}	$N_0 = \frac{N}{N - N_{\Phi}}$	$R_{Cd} = \frac{N}{N_{Cd}}$	ΔR_{Cd}	$\ln(N_0)$	$\frac{N[\ln(N_0)]}{N_0^2 / (N + N_{\Phi})}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd}}$	±					$\alpha^2, \text{см}^2$	±		
$\overline{\gamma_{11}}, \text{см}^{-1}$	±								

Вопросы для самопроверки

1. Что такое материальный параметр? Какую информационную ценность представляет материальный параметр? (Для чего вы можете использовать известное вам значение материального параметра?)

2. Запишите выражение материального параметра через свойства среды и спектр нейтронов в ней. При каких условиях спектр нейтронов в конечной среде, содержащей делящиеся ядра, будет близок к спектру нейтронов в такой же бесконечной среде?

3. Что такое K_{∞} ? Как связан материальный параметр с K_{∞} ? Может ли материальный параметр быть положительным (отрицатель-

ным)? Каков смысл знака материального параметра? Каков знак полученного вами значения материального параметра? Какие выводы вы делаете из этого обстоятельства?

4. Напишите общее решение уравнения диффузии с материальным параметром для кругового цилиндра с нулевыми граничными условиями и плоским источником нейтронов на его нижнем торце.

5. Как можно использовать это решение для экспериментального определения материального параметра?

6. Что такое измеряемая величина?

7. Что такое погрешность измеренной величины?

8. Как рассчитать погрешность результатов косвенных измерений?

9. Что такое $W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$ (дать его определение)? В каких случаях и для чего используется статистический вес?

10. Как рассчитать коэффициент релаксации нейтронного поля (и его погрешность!) по измеренному аксиальному распределению скорости регистрации нейтронов?

11. Как Вы оценили погрешности определенных Вами значений материального параметра?

12. Объясните причины появления максимума в зависимости материального параметра от шага решетки.

Работа 3
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ОТНОСИТЕЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ $K_{эф}$
В ПОДКРИТИЧЕСКОЙ УРАН-ВОДНОЙ СБОРКЕ
ВСЛЕДСТВИЕ ВВЕДЕНИЯ В НЕЕ СИСТЕМЫ
ПОГЛОЩАЮЩИХ СТЕРЖНЕЙ

Цель работы: формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов в уран-водной подкритической сборке со статическим источником нейтронов и определение изменения эффективного коэффициента размножения нейтронов в подкритической сборке вследствие введения в нее системы поглощающих стержней.

Экспериментальная установка

Подкритическая уран-водная сборка (ПКС УВ)

Уран-водная подкритическая сборка (рис. 1.3.1) размещена в экспериментальном зале. В бак размером 500x500x1200 мм помещены 100 технологических каналов, представляющих собой трубы из алюминиевого сплава, заполненные на высоту 1020 мм блочками из металлического урана естественного изотопного состава в герметичной алюминиевой оболочке.

Каналы образуют квадратную решетку с шагом 50 мм. Боковой и верхний торцовый отражатели отсутствуют.

Поглощающие нейтроны стержни (8 штук) могут быть установлены симметрично в пространстве между каналами (рис. 1.3.1). Стержни – трубы из алюминиевого сплава. Внутри – вставка из листового кадмия толщиной 0,4 мм. Свободное пространство заполнено порошком карбида бора (B_4C).

Плутоний-бериллиевый источник нейтронов установлен на вертикальной оси призмы в графитовом пьедестале (рис. 1.3.1).

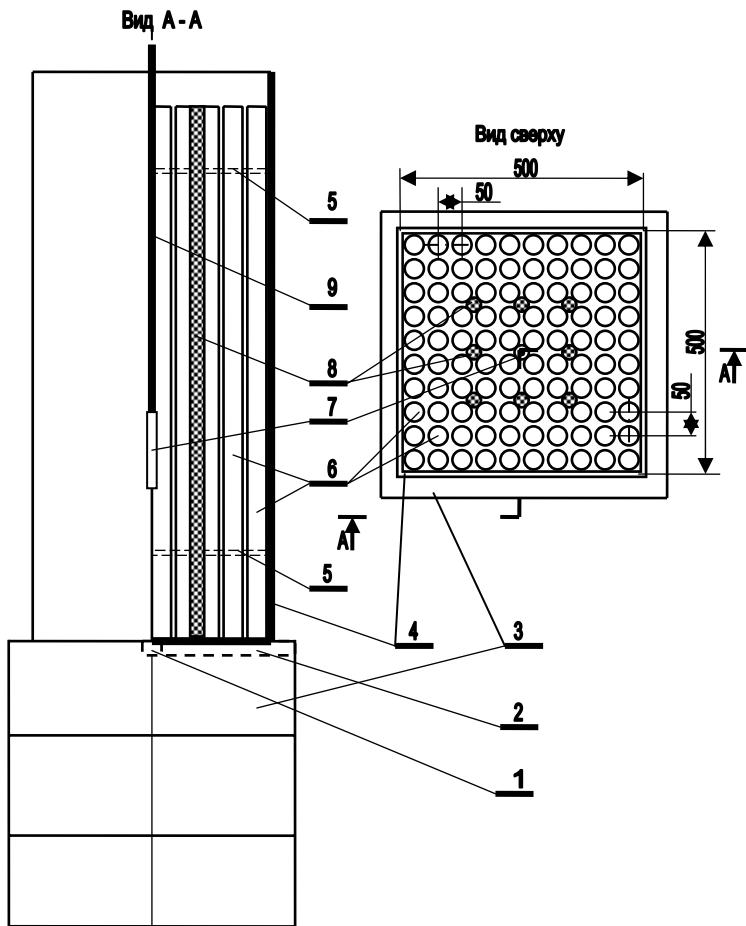


Рис. 1.3.1. Структурная схема установки для измерения $\Delta K_{эф}/K_{эф}$ вследствие введения в ПКС УВ поглотителей: 1 – источник нейтронов; 2 – штанга источника; 3 – графитовый пьедестал; 4 – корпус бака с водой; 5 – дистанционирующие решетки; 6 – каналы с ураном (100 каналов); 7 – нейтронный счетчик; 8 – поглотители нейтронов (стержни); 9 – шток для перемещения нейтронного счетчика

Система измерения нейтронного поля в ПКС УВ

Детектором нейтронов в ПКС УВ является коронный счетчик медленных нейтронов типа СНМ-14 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенного рядом с ПКС. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на счетчик импульсов, установленный в слот материнской платы компьютера в рабочем помещении лаборатории.

Модель объекта измерений

Детальное рассмотрение решения уравнения диффузии нейтронов (пп. 1.8, 1.9 и 1.10 «Основ теории экспериментов на подкритических сборках») позволило сформулировать модель объекта измерений.

– В ПКС без поглощающих стержней и с ними имеется область установившегося спектра, которая обнаруживается как область постоянства кадмиевого отношения в аксиальном распределении плотности потока нейтронов.

– В области постоянства кадмиевого отношения для аксиального распределения плотности потока нейтронов в ПКС без поглощающих стержней и с ними имеется экспоненциальная область:

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_{11}z}. \quad (1.3.1)$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения в ПКС без поглощающих стержней определен выражением

$$\gamma_{11,0}^2 = \alpha_{11,0}^2 - \alpha_0^2, \quad (1.3.2)$$

где

$$\alpha_{11,0}^2 = \left(\frac{\pi}{a_3}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b_3}\right)^2; \quad (1.3.3)$$

$$a_3 = a_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$b_3 = b_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$a_0 = b_0 = 50 \pm 0,5 \text{ см};$$

$$\lambda_{tr} = 0,68 \pm 0,2 \text{ см}.$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения в ПКС с поглощающими стержнями определен выражением

$$\gamma_{11,1}^2 = \alpha_{11,1}^2 - \alpha_1^2. \quad (1.3.4)$$

– Предполагается, что введение в ПКС поглощающих стержней не изменяет установившегося спектра нейтронов (кадмиевого отношения). Поэтому

$$\alpha_0^2 = \alpha_1^2. \quad (1.3.5)$$

Изменение γ_{11}^2 можно отнести за счет изменения граничных условий вследствие введения поглотителей в ПКС:

$$\gamma_{11,1}^2 - \gamma_{11,0}^2 = \alpha_{11,1}^2 - \alpha_{11,0}^2 = \Delta\alpha_{11}^2. \quad (1.3.6)$$

– Формула (1.32) выражает относительное изменение эффективного коэффициента размножения, вызванное малым изменением геометрического параметра $\Delta\alpha_{11}^2$:

$$\frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} = \frac{\alpha_{11,0}^2 M^2}{1 + \alpha_{11,0}^2 M^2} \frac{\Delta\alpha_{11}^2}{\alpha_{11,0}^2}. \quad (1.3.7)$$

– При измерении нейтронного поля в ПКС необходимо учитывать нейтронный фон, обусловленный излучением соседних уста-

новок, спонтанным делением ^{238}U и взаимодействием космического излучения с ядрами активной зоны ПКС. Определение суммарного вклада всех фоновых источников производится после удаления источника нейтронов из ПКС.

Порядок проведения измерений

1. Получить инструктаж и разрешение на выполнение работы от преподавателя. Соблюдая все рекомендации, приступить к выполнению работы.

2. Провести измерение скорости регистрации нейтронов в ПКС без поглощающих стержней:

счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N_0(z)$;

счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{\text{Cd}0}(z)$;

счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\text{ф}0}(z)$.

3. Провести измерение скорости регистрации нейтронов в ПКС с поглощающими стержнями:

– счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N_1(z)$;

– счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{\text{Cd}1}(z)$;

– счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\text{ф}1}(z)$.

4. Результаты измерения скорости регистрации нейтронов для каждой серии измерений заносить в протокол эксперимента (табл. 1.3.1).

Примечание. Перемещать источник нейтронов имеют право только сотрудники лаборатории! Студентам категорически запрещено выполнять эту операцию.

Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Рассчитать аксиальную зависимость $R_{Cd}(z) = \frac{N(z) - N_{\phi}(z)}{N_{Cd}(z)}$

для ПКС без поглотителей и с ними, определить погрешности $R_{Cd}(z)$, построить графики зависимости $R_{Cd}(z)$. Выявить наличие и протяженность области постоянства R_{Cd} для ПКС без поглотителей и с ними, определить среднее арифметическое значение $\overline{R_{Cd}}$ и его погрешность в области постоянства. Заполнить соответствующие графы в табл. 1.3.1.

2. Сделать вывод о постоянстве или изменении установившегося спектра при введении в ПКС поглотителей нейтронов.

3. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля, рассчитать и занести в табл. 1.3.1:

$$N_{00}(z) = N_0(z) - N_{\phi 0}(z);$$

$\ln[N_{00}(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_{00}(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_{0,0}(z)$.

4. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля, рассчитать и занести в табл. 1.3.1:

$$N_{01}(z) = N_1(z) - N_{\phi 1}(z);$$

$\ln[N_{01}(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_{01}(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_{0,1}(z)$.

5. Построить график $\ln[N_{01}(z)]$ и уточнить область существования экспоненциальной зависимости. На графике указать погрешности.

6. Использовать программу EXP для расчета коэффициента релаксации аксиального распределения нейтронного поля в области экспоненциальной зависимости для ПКС без поглотителей и с ними. Занести результаты расчета в соответствующие графы табл. 1.3.1.

7. По формуле (1.3.7) рассчитать $\Delta K_{эф}/K_{эф}$ и погрешность этой величины.

8. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____
 Время _____
 Преподаватель _____

Таблица 1.3.1

Время измерений _____ с

№	Z, см	N_0	N_{Cd0}	$N_{\phi 0}$	$\frac{N_{00} = N_0 - N_{\phi 0}}{N_0 - N_{\phi 0}}$	$\frac{R_{Cd} = N_0 / N_{Cd0}}{N_0 / N_{Cd0}}$	ΔR_{Cd}	$\ln(N_{00})$	$\frac{W[\ln(N_{00})] = N_{00}^2 / (N_0 + N_{\phi 0})}{N_{00}^2 / (N_0 + N_{\phi 0})}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd,0}}$		±							
$\overline{\gamma_{11,0}}, \text{см}^{-1}$		±							

Время измерений _____ с

№	Z, см	N_1	N_{Cd1}	$N_{\phi 1}$	$\frac{N_{01} = N_1 - N_{\phi 1}}{N_1 - N_{\phi 1}}$	$\frac{R_{Cd} = N_1 / N_{Cd1}}{N_1 / N_{Cd1}}$	ΔR_{Cd}	$\ln(N_{01})$	$\frac{W[\ln(N_{01})] = N_{01}^2 / (N_1 + N_{\phi 1})}{N_{01}^2 / (N_1 + N_{\phi 1})}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd,1}}$		±			$\Delta \alpha_{11}^2, \text{см}^{-2}$			±	
$\overline{\gamma_{11,1}}, \text{см}^{-1}$		±			$\Delta K_{3\phi} / K_{3\phi}$			±	

Вопросы для самопроверки

1. Что такое материальный параметр? Какую информационную ценность представляет материальный параметр? (Для чего вы можете использовать известное вам значение материального параметра?)

2. Запишите выражение материального параметра через свойства среды и спектр нейтронов в ней. При каких условиях спектр нейтронов в конечной среде, содержащей делящиеся ядра, будет близок к спектру нейтронов в такой же бесконечной среде?

3. Напишите общее решение уравнения диффузии с материальным параметром для прямоугольного параллелепипеда с нулевыми граничными условиями и плоским источником нейтронов на его нижнем торце.

4. Что такое измеряемая величина?

5. Что такое погрешность измеренной величины?

6. Как рассчитать погрешность результатов косвенных измерений?

7. Что такое $W\{\ln[N_{00}(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_{00}(z)$ (дать его определение)? В каких случаях и для чего используется статистический вес?

8. Как рассчитать коэффициент релаксации нейтронного поля (и его погрешность!) по измеренному аксиальному распределению скорости регистрации нейтронов?

9. Поясните, почему изменение аксиального коэффициента релаксации нейтронного поля вследствие введения поглотителей в ПКС можно считать равным изменению геометрического параметра ПКС?

10. Подтверждается ли экспериментально неизменность спектра нейтронов при введении в ПКС поглощающих стержней?

2. ПРИМЕНЕНИЕ ЧАСТНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ КИНЕТИКИ В ТОЧЕЧНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ДЛЯ ОБОСНОВАНИЯ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ, ВЫПОЛНЯЕМЫХ НА ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ [2], [3], [4], [5]

Частные решения уравнений кинетики положены в основу математических моделей экспериментов, выполняемых в процессе физического пуска ядерного реактора (ЯР) и его нормальной эксплуатации:

безопасного подхода к критическому состоянию при загрузке топлива в активную зону ЯР;

определения реактивности (подкритичности) подкритического ЯР;

определения реактивности, вносимой стержнями регулирования в критический ЯР:

– посредством определения асимптотического периода разгона ЯР;

– посредством дифференциальной обработки переходного процесса после сброса поглощающего стержня;

– посредством интегральной обработки переходного процесса после сброса поглощающего стержня.

2.1. Построение зависимости обратного умножения нейтронов в процессе загрузки топлива в активную зону ядерного реактора и подхода к критическому состоянию

Система уравнений кинетики ядерного реактора в точечном приближении имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \sum_{i=0}^6 \lambda_i C_i + S ; \quad (2.1)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i, \quad i = 1 \dots 6,$$

где n – плотность нейтронов; Λ – время генерации мгновенных нейтронов, $\Lambda = \lambda' / K_{эф}$, λ' – время жизни мгновенных нейтронов в реакторе; $K_{эф}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов (см. п. 1.10.); C_i , λ_i – концентрация и постоянная распада ядер-эмиттеров i -й группы; β_i – доля запаздывающих нейтронов i -й группы при делении (отношение числа эмитированных запаздывающих нейтронов i -й группы к полному числу эмитированных нейтронов деления); $\beta = \sum \beta_i$; $\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}}$ – реактивность; S – мощность источника нейтронов.

Под S может подразумеваться как внешний источник нейтронов, так и источник, обусловленный вторичными ядерными реакциями с испусканием нейтронов: (γ, n) , (α, n) , спонтанное деление и др.

В подкритической сборке с источником нейтронов S после внесения в нее реактивности ρ (не переводящей ее в критическое или надкритическое состояние) и завершения переходного процесса устанавливается стационарная плотность нейтронов $n_{ст}$, описываемая системой уравнений в форме

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \sum_{i=0}^6 \lambda_i C_i + S = 0; \quad (2.1a)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i = 0, \quad i = 1 \dots 6.$$

Решение этой системы:

$$n_{ст} = -S \frac{\Lambda}{\rho}. \quad (2.2)$$

В точном приближении, стационарная плотность потока нейтронов в подкритической сборке пропорциональна мощности источника нейтронов и обратно пропорциональна реактивности подкритической сборки. $n_{ст} \rightarrow \infty$ при $\rho \rightarrow 0$. Знак минус в (2.2) отражает то обстоятельство, что в подкритической сборке $\rho < 0$.

Величина, обратная стационарной плотности нейтронов

$$\frac{1}{n_{\text{ст}}} = -\frac{\rho}{S\Lambda}, \quad (2.3a)$$

имеет своим пределом 0 при $\rho \rightarrow 0$.

Если в сборке установлен детектор нейтронов, то $N_{\text{ст}}$ – число зарегистрированных им нейтронов пропорционально плотности нейтронов $n_{\text{ст}}$

$$N_{\text{ст}} = Kn_{\text{ст}},$$

где K – коэффициент пропорциональности. Теперь соотношение (2.3a) приобретает вид

$$\frac{1}{N_{\text{ст}}} = -K \frac{\rho}{S\Lambda}. \quad (2.4)$$

Зависимость (2.4) положена в основу экспериментального метода, используемого для экстраполированной (из области подкритичности) оценки критической величины параметра, изменяемого в процессе подхода к критическому состоянию (массы топлива, толщины или высоты отражателя).

Безопасная процедура подхода к критическому состоянию состоит в измерении скорости регистрации нейтронов $N_{\text{ст}}^i$ после каждого изменения параметра и завершения переходного процесса с последующим построением зависимости RM – обратного умножения плотности нейтронов в сборке от величины изменяемого параметра:

$$RM = \frac{N_{\text{ст}}^0}{N_{\text{ст}}^i} = \frac{\rho^i}{\rho^0}, \quad (2.5)$$

где $N_{\text{ст}}^0$ – скорость регистрации нейтронов при первоначальном значении изменяемого параметра; RM – обратное умножение.

На каждом этапе увеличения реактивности производится экстраполяция этой зависимости к нулю и определение критического

значения изменяемого параметра (рис. 2.1). Этапы увеличения реактивности планируются так, чтобы никоим образом не перейти через критическое состояние. Например, изменение параметра на каждом шаге не должно превышать $1/3$ его изменения до определенного на предыдущем этапе критического значения. Критический параметр может считаться определенным, если его величина не изменяется на нескольких последовательных этапах (шагах) увеличения реактивности.

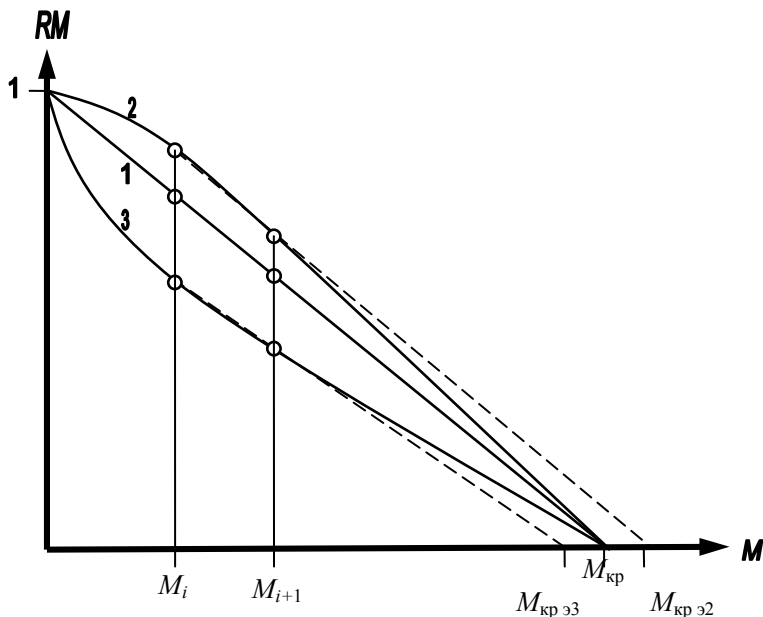


Рис. 2.1. Зависимости обратного умножения нейтронов источника от массы загруженного в подкритическую сборку топлива: M_i и M_{i+1} – массы топлива, загруженные на i и $i+1$ этапах; $M_{кр\ э2}$ и $M_{кр\ э3}$ – критические массы, полученные в результате экстраполяции по зависимостям 2 и 3

В условиях точечного приближения всегда имеет место линейная зависимость 1.

На рис. 2.1 приведены типичные формы зависимостей обратного умножения нейтронов, реализуемые при изменении массы топлива в сборке и обусловленные отклонением от условий от точечного приближения.

Реальный детектор нейтронов чувствителен как к нейтронам, возникшим в сборке в результате деления ядер топлива, так и к нейтронам, испущенным источником. Более того, эффективность детектора к этим группам нейтронов может изменяться при изменении, например, массы загруженного топлива. Положение детектора и источника нейтронов в подкритической сборке также влияет на эффективность детектора и, как следствие, форму кривой обратного умножения.

Приближение детектора к источнику нейтронов (или повышение чувствительности детектора к нейтронам источника) придает кривой обратного умножения форму 2. Такая зависимость чрезвычайно опасна. Ее необходимо исключить выбором местоположения источника и детекторов нейтронов. Если этого не сделать, то возможна экстраполяция в область закритичности (рис. 2.1) с последующим возникновением аварийной ситуации.

Если к моменту начала эксперимента в реакторе еще не установилось собственное пространственное распределение нейтронов, то реализуется зависимость 3.

После изменения влияющего на реактивность параметра стационарная плотность нейтронов в сборке устанавливается лишь по завершении переходного процесса. Продолжительность переходного процесса увеличивается по мере приближения сборки к критическому состоянию. Скорость регистрации нейтронов следует измерять после завершения переходного процесса и достижения стационарной плотности нейтронов в сборке.

2.2. Определение реактивности, вносимой стержнями регулирования ЯР, посредством измерения асимптотического периода увеличения мощности реактора

Общее решение уравнений кинетики ЯР (2.1), в который введена реактивность ρ , может быть представлено в виде суммы экспонент

$$n(t) = \sum_{j=0}^6 A_j e^{t/T_j}, \quad (2.6)$$

где T_j – периоды решения характеристического уравнения системы (2.1):

$$\rho = \frac{\Lambda}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}. \quad (2.7)$$

Если в критический реактор введена реактивность $0 < \rho < \beta$, то:

$|T_0| > |T_i|$, $I = 1 \dots 6$;

знак T_0 совпадает со знаком введенной реактивности;

$\lim T_0 = \infty$ при $\rho \rightarrow 0$;

$T_1 \dots T_6$ – отрицательны.

Через некоторое время после введения реактивности экспоненты с отрицательными показателями затухнут, и решение примет асимптотическую форму

$$n(t) = A_0 e^{t/T_0}. \quad (2.8)$$

Измерив экспериментально асимптотический период разгона реактора T_0 и подставив его в (2.7), получим величину введенной реактивности ρ .

Реализация изложенного выше алгоритма определения введенной реактивности обусловлена следующими ограничениями:

от момента введения реактивности и до завершения измерения асимптотического периода T_0 не должно изменяться положение стержней автоматического регулирования мощности реактора;

рост мощности за время, необходимое для затухания экспонент с отрицательными показателями и измерения асимптотического периода, не должен приводить к проявлению обратных связей в реактивности или создавать угрозу безопасности реактора.

Для затухания переходного процесса и достижения асимптотического периода в реакторе требуется $(3-4)\bar{\tau}$, где $\bar{\tau}$ – среднее время жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов. Для осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами $\bar{\tau} \approx 13$ с.

Ограничивая величину вводимой положительной реактивности предельным значением (например, $\rho < 0,3\beta$), тем самым ограничивают минимальную величину асимптотического периода ($T_0 > 30$ с). Поскольку определение реактивности начинается на минимальном – «нулевом» уровне мощности, то увеличение мощности в 3–5 раз не изменяет существенно температуру активной зоны и не создает угрозы возникновения аварийной ситуации.

Метод неприменим в реакторах с бериллиевым или тяжеловодным (D_2O) замедлителем. Дело в том, что некоторые осколки деления в процессе распада испускают жесткие γ -кванты. Эти γ -кванты, взаимодействуя с ядрами дейтерия и бериллия, имеющими низкую энергию связи нейтрона, рождают запаздывающие фотонейтроны. Среднее время жизни эмиттеров запаздывающих γ -квантов в уран-тяжеловодном реакторе 24 минуты, в уран-бериллиевом реакторе 3,3 часа. Хотя фотонейтроны обычно составляют малую долю полной плотности нейтронов, их влияние на кинетику реакторов может быть значительным. **Время достижения асимптотического периода становится недопустимо большим**, что исключает применение метода асимптотического периода как в связи с возможностью возникновения обратных связей по реактивности, так и по соображениям безопасности.

2.3. Определение реактивности, вносимой стержнем регулирования ЯР, посредством обработки переходного процесса после сброса стержня

Проблема недопустимо большого времени достижения асимптотического периода в реакторе, активная зона которого содержит дейтерий или бериллий, преодолена в методе сброса стержня регулирования в стационарный критический реактор. Точнее – она перенесена на этап выведения установки в критическое состояние. Измерения введенной сброшенным стержнем реактивности производится на начальном этапе переходного процесса изображенного на рис. 2.2. Поскольку среднее время жизни подавляющего количества эмиттеров запаздывающих нейтронов (как осколков деления, так и эмиттеров запаздывающих фотонейтронов) превышает это время, то распределение концентраций эмиттеров запаздывающих нейтронов, сформированное в процессе достижения стационарного критического состояния, на начальном этапе переходного процесса изменится незначительно.

Разработаны два варианта методов, различающихся предположением о длительности сброса:

«мгновенный» сброс;

сброс в течение некоторого конечного времени ϵ .

В предположении возможности «мгновенного» сброса стержня переходный процесс можно описать системой уравнений кинетики (1.6) с одной группой запаздывающих нейтронов, характеризуемой постоянной распада λ (1.12):

$$\lambda = \frac{\sum_i \lambda_i C_i}{\sum_i C_i}. \quad (2.9)$$

Решение системы (1.6), после «мгновенного» сброса стержня в критический реактор, имеет вид:

$$n(t) = n(0) \left[\frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_0}} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_1}} \right], \quad (2.10)$$

где $n(0)$ – плотность нейтронов в критическом реакторе до сброса стержня; T_0 и T_1 – соответственно, установившийся и переходный периоды: $T_0 = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}$, $T_1 = -\frac{\Lambda}{\beta - \rho}$.

Переходный процесс после сброса стержня изображен на рис. 2.2,а в полулогарифмическом масштабе. Поскольку $|T_0| \gg |T_1|$, то после затухания второго члена (2.10) переходный процесс будет представлен его первым членом:

$$n_0(t) = n(0) \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_0}}. \quad (2.11)$$

В полулогарифмическом масштабе (2.11) – прямая линия. Экстраполируя эту прямую к моменту $t = 0$, получим:

$$n_0(0) = \frac{n(0)\beta}{\beta - \rho} = \frac{n(0)}{1 - \frac{\rho}{\beta}}, \quad (2.12)$$

откуда

$$\frac{\rho}{\beta} = 1 - \frac{n(0)}{n_0(0)}. \quad (2.13)$$

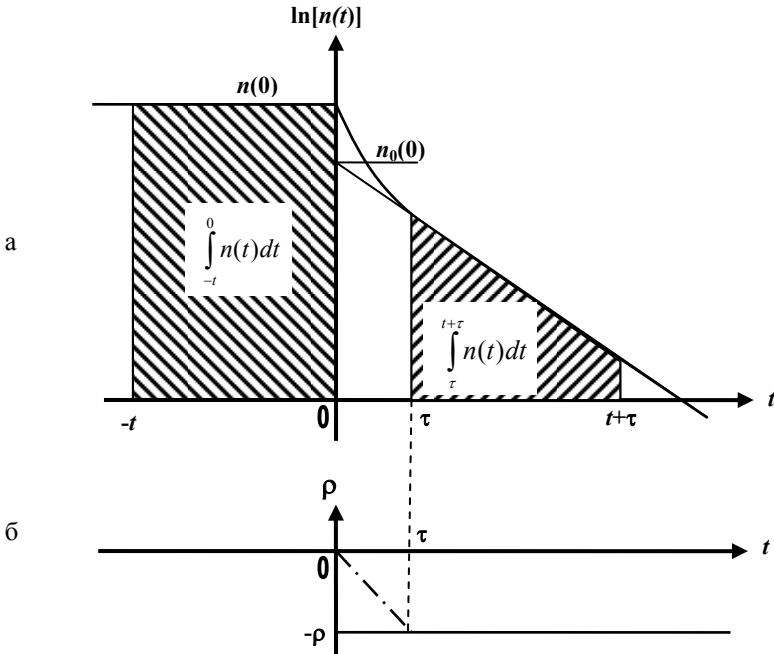


Рис. 2.2. Переходный процесс после сброса стержня регулирования в критический реактор (а). График изменения реактивности за конечный интервал времени τ изображен штрихпунктирной линией (б)

Выражение (2.13) является основой для формулирования алгоритма определения введенной в реактор реактивности:

- 1) реактор вывести в критическое состояние;
- 2) определить $n(0)$ – плотность потока нейтронов в критическом реакторе;

3) произвести «мгновенный» сброс стержня регулирования, для которого предполагается определить вводимую им реактивность;

4) произвести дифференциальную* запись переходного процесса (разделив его на одинаковые временные интервалы) в течение 3 секунд после сброса стержня;

5) данные переходного процесса из интервала 1 – 2 секунды экстраполировать к моменту $t = 0$ и определить $n_0(0)$;

6) по формуле (2.13) определить ρ/β .

Технические проблемы реализации безопасного «мгновенного» сброса стержня регулирования в критический реактор ограничивают его применение. Время сброса стержня τ должно быть много меньше T_1 . Если это условие не выполнено, то возникает вопрос о правомерности определения $n_0(0)$ экстраполяцией первого члена (2.10) к моменту $t = 0$ (началу сброса стержня).

Метод имеет также ограничения по величине введенной отрицательной реактивности. Суть проблемы в том, что одnogрупповая модель, использованная при обосновании метода, допустима, если концентрации эмиттеров, соответствующих в начальный момент критическому состоянию, не изменяются. При введении большой отрицательной реактивности концентрации короткоживущих эмиттеров быстро уменьшаются, и одnogрупповая модель становится неприменимой для описания переходного процесса после сброса стержня, а сделанные на основе этой модели выводы теряют достоверность.

Для обработки переходного процесса, если сброс стержня регулирования происходит в течение некоторого конечного временного интервала предложен интегральный метод обработки начального этапа переходного процесса (рис. 2.2) после сброса стержня.

Для обоснования метода можно использовать решение уравнения кинетики с одной группой запаздывающих нейтронов (2.10). Проинтегрируем это соотношение в пределах от 0 до ∞ :

* Рассмотренный вариант метода сброса стержня называют также дифференциальным методом сброса стержня.

$$N = n(0) \int_0^{\infty} \left[\frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_0}} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_1}} \right] dt = n(0) \left[-\frac{\beta}{\lambda \rho} - \frac{\rho \Lambda}{(\beta - \rho)^2} \right] \cong -n(0) \frac{\beta}{\lambda \rho}.$$

Поскольку

$$\left| \frac{\beta}{\lambda \rho} \right| \gg \left| \frac{\rho \Lambda}{(\beta - \rho)^2} \right|,$$

то

$$\frac{\rho}{\beta} \cong -\frac{n(0)}{N \lambda}.$$

Этот метод имеет два существенных преимущества:

нет необходимости измерять дифференциальное временное распределение плотности нейтронов;

можно избежать неопределенностей, связанных с конечным временем сброса стержня.

Однако остается проблема бесконечного времени ожидания конца измерений. Реально это – десятки часов.

Проблему бесконечного времени ожидания решил американский физик Шульц (Schultz M.A.). В соответствии с методом, предложенным Шульцем, реактивность, введенная в реактор стержнем регулирования, может быть выражена соотношением:

$$\frac{\rho}{\beta} = C(1 - R), \quad (2.14)$$

где

$$R = \frac{\int_{t+\tau}^0 n(t) dt}{\int_{\tau}^{t+\tau} n(t) dt} = \frac{n_0 t}{\int_{\tau}^{t+\tau} n(t) dt}; \quad (2.15)$$

n_0 – плотность нейтронов в критическом реакторе перед сбросом поглощающего нейтроны стержня (рис. 2.2);

τ – время сброса стержня (рис. 2.2);

$t \approx 15$ с – некоторое время, подлежащее оптимизации по критерию минимальной зависимости C от ρ ;

$C = f(\tau, t, \Lambda, \beta, 0(\rho))$ – параметр, слабо зависящий от реактивности (условно – константа). Константу C определяют в процессе расчетного моделирования с помощью математической модели, адекватной исследуемому реактору.

При определении параметра R исключено время сброса стержня – интервал от 0 до τ .

2.4. Интегральный импульсный метод определения реактивности подкритической сборки [4]

После достижения асимптотического пространственно-энергетического распределения нейтронов в подкритической сборке, облученной нейтронным импульсом, для описания переходных процессов в ней можно использовать систему дифференциальных уравнений кинетики в точечном приближении (2.1).

Асимптотическое распределение концентраций эмиттеров запаздывающих нейтронов по группам устанавливается только по истечении $(3 - 4) \bar{\tau}$ ($\bar{\tau}$ – среднее время жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов), т.е. после многократного повторения циклов облучения сборки нейтронными импульсами.

Длительность нейтронного импульса должна быть много меньше характерного времени спада плотности мгновенных нейтронов в сборке. Период следования нейтронных импульсов T выбирается таким, чтобы за это время происходил полный спад мгновенной составляющей плотности нейтронов, а интенсивность запаздывающих нейтронов изменилась незначительно.

Асимптотическая плотность нейтронов в подкритической сборке, возбуждаемой короткими периодическими импульсами нейтронов от внешнего источника, представляется в виде суммы плотности мгновенных и запаздывающих нейтронов:

$$n(t) = n_M(t) + n_3(t), \quad (2.16)$$

Мгновенная составляющая плотности нейтронов описывается уравнением

$$\frac{dn_M(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n_M(t) + S(t), \quad (2.17)$$

которое получается из первого уравнения (2.1), если удалить из него член, описывающий генерацию запаздывающих нейтронов. Так как источник включается на очень короткое время, то спустя некоторое время после его выключения в сборке устанавливается асимптотическое пространственно-временное распределение мгновенной составляющей $n_{M,ac}(t)$:

$$n_{M,ac}(t) = n_0(0) \exp(-\lambda_0 t), \quad (2.18)$$

$$\text{где } \lambda_0 = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} = \frac{1 - K_{эф}(1 - \beta)}{\Lambda'}. \quad (2.19)$$

Асимптотическое временное поведение плотности нейтронов на интервале между импульсами возбуждения представлено на рис. 2.3.

Введем интегральные по времени значения мгновенной

$$N_M = \int_0^T n_M(t) dt \quad (2.20)$$

и запаздывающей

$$N_3 = \int_0^T n_3(t) dt \quad (2.21)$$

компоненты временного распределения плотности нейтронов в интервале между импульсами, а также полный интеграл

$$N = \int_0^T n(t) dt. \quad (2.22)$$

Необходимыми и достаточными условиями достижения стационарного (асимптотического) состояния по концентрации эмиттеров запаздывающих нейтронов являются соотношения:

$$\int_0^T \frac{dn(t)}{dt} dt = 0, \quad \int_0^T \frac{dn_M(t)}{dt} dt = 0 \quad \text{и} \quad \int_0^T \frac{dC_i(t)}{dt} dt = 0, \quad (2.23)$$

которые отражают очевидный факт равенства начального (при $t = 0$) и конечного состояния (при $t = T$) перечисленных в (2.23) параметров в циклах облучения сборки нейтронными импульсами.

Подставив в интегралы (2.23) $\frac{dn}{dt}$ и $\frac{dC_i}{dt}$ из (2.1), $\frac{dn_M}{dt}$ из (2.17), выполним интегрирование и получим:

$$\int_0^T \frac{dn(t)}{dt} dt = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N - \sum_{i=1}^6 \int_0^T \lambda_i C_i(t) dt + Q = 0; \quad (2.24)$$

$$\int_0^T \frac{dn_M(t)}{dt} dt = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N_M + Q = 0; \quad (2.25)$$

$$\sum_{i=1}^6 \int_0^T \frac{dC_i(t)}{dt} dt = \frac{\beta}{\Lambda} N_3 - \sum_{i=1}^6 \int_0^T \lambda_i C_i(t) dt = 0, \quad (2.26)$$

где Q – полное число нейтронов, инжектируемых источником в сборку за импульс.

Последовательно вычитая из левой и правой части уравнения (2.24) левую и правую части уравнений (2.26) и (2.25), получим

$$\frac{\rho}{\beta_{Sj}} = - \frac{N_M}{N_3}. \quad (2.27)$$

На основе (2.27) Щестрандом (Sjostrand N.G.) был предложен метод определения реактивности подкритической сборки (подкритичности), заключающийся в определении ρ/β как отношения площадей N_M и N_3 (рис. 2.3).

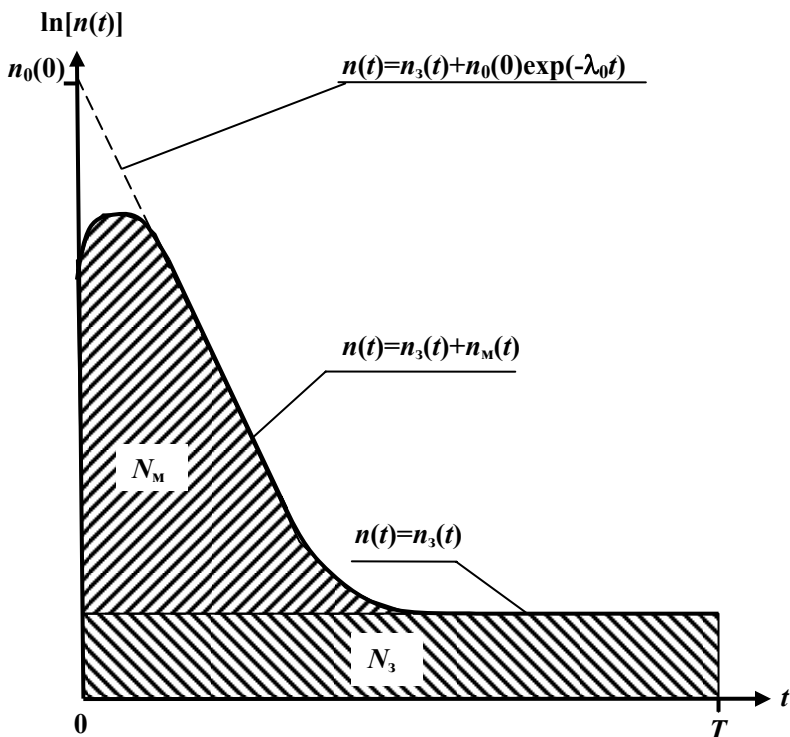


Рис. 2.3. Идеализированная зависимость поведения плотности нейтронов от времени в подкритической сборке, облучаемой короткими (~ 1 мкс) импульсами быстрых нейтронов за период их повторения $T \sim 10$ мс ($n_0(0)$ – амплитуда асимптотической части мгновенной компоненты $n_m(t)$ плотности нейтронов; $n_3(t)$ – запаздывающая компонента плотности нейтронов; N_M и N_3 – интегралы распределений плотности мгновенных и запаздывающих нейтронов)

Прозрачный и простой метод, предложенный Щестрандом на основе рассмотрения кинетики подкритической сборки в точечном приближении, усложняется в процессе его практической реализации по следующим причинам:

достижение пространственно-энергетической асимптотики происходит по истечении некоторого времени после импульса быстрых нейтронов;

в начальный момент плотность нейтронов велика и возникают значительные, не допускающие корректировки просчеты при регистрации нейтронов детекторами с конечным мертвым временем.

Перечисленные причины искажают реальное временное распределение числа зарегистрированных мгновенных нейтронов, изображенное (заштрихованное) на рис. 2.3. Оно не отражает временного распределения плотности нейтронов в сборке и **не может быть использовано** в формуле (2.27).

Метод преодоления возникших экспериментальных проблем предложил Гозани (Gozani T.). Он рекомендовал следующие меры:

внести поправки на просчеты, где это возможно;

заменить истинное временное распределение числа зарегистрированных нейтронов асимптотическим, которое имеет вид $n(t) = n_0 \exp(-\lambda_0 t)$;

экстраполировать измеренное распределение из области, где оно достоверно, к моменту времени $t = 0$, и определить параметры n_0 и λ_0 ;

определить площадь экстраполированного распределения мгновенных нейтронов

$$N_m = n_0/\lambda_0. \quad (2.28)$$

Подставив (2.28) в (2.27) получим формулу Гозани:

$$\frac{\rho}{\beta} = -\frac{n_0}{\lambda_0 N_3}, \quad (2.29)$$

которая дает слегка завышенную оценку ρ/β .

Ограничения метода:

– Применимость точечного приближения для описания нейтронного поля в сборке.

Если задача о пространственно-временном поведении плотности нейтронов в реакторе допускает разделение пространственных и временных переменных, то для описания временной зависимости может быть использована точечная модель. Однозонная однородная сборка удовлетворяет этим требованиям.

– Для того чтобы параметры уравнений кинетики можно было считать константами, сборка должна быть близкой к критическому состоянию.

Работа 4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ ПОДКРИТИЧЕСКОЙ УРАН-ВОДНОЙ СБОРКИ ИНТЕГРАЛЬНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ

Цель работы: формирование навыков обработки и интерпретации временных распределений плотности потока нейтронов в подкритической сборке с импульсным источником нейтронов и определение ее реактивности интегральным импульсным методом.

Экспериментальная установка

Подкритическая уран-водная сборка

Уран-водная подкритическая сборка (ПКС УВ) (рис. 2.4.1) размещена в экспериментальном зале. В бак размером 500x500x1200 мм помещены 100 технологических каналов, представляющих собой трубы из алюминиевого сплава, заполненные на высоту 1020 мм блоками из герметично очехлованного алюминием металлического урана естественного изотопного состава. Каналы образуют квадратную решетку с шагом 50 мм. Наружная поверхность бака закрыта кадмиевым экраном. Боковой и верхний торцевые отражатели отсутствуют.

Поглощающие нейтроны стержни (8 штук) могут быть установлены симметрично в пространстве между каналами. Стержни – трубы из алюминиевого сплава. Внутри – вставка из листового кадмия толщиной 0,4 мм. Свободное пространство заполнено порошком карбида бора (B_4C).

Импульсный источник нейтронов установлен на боковой грани водяного бака.

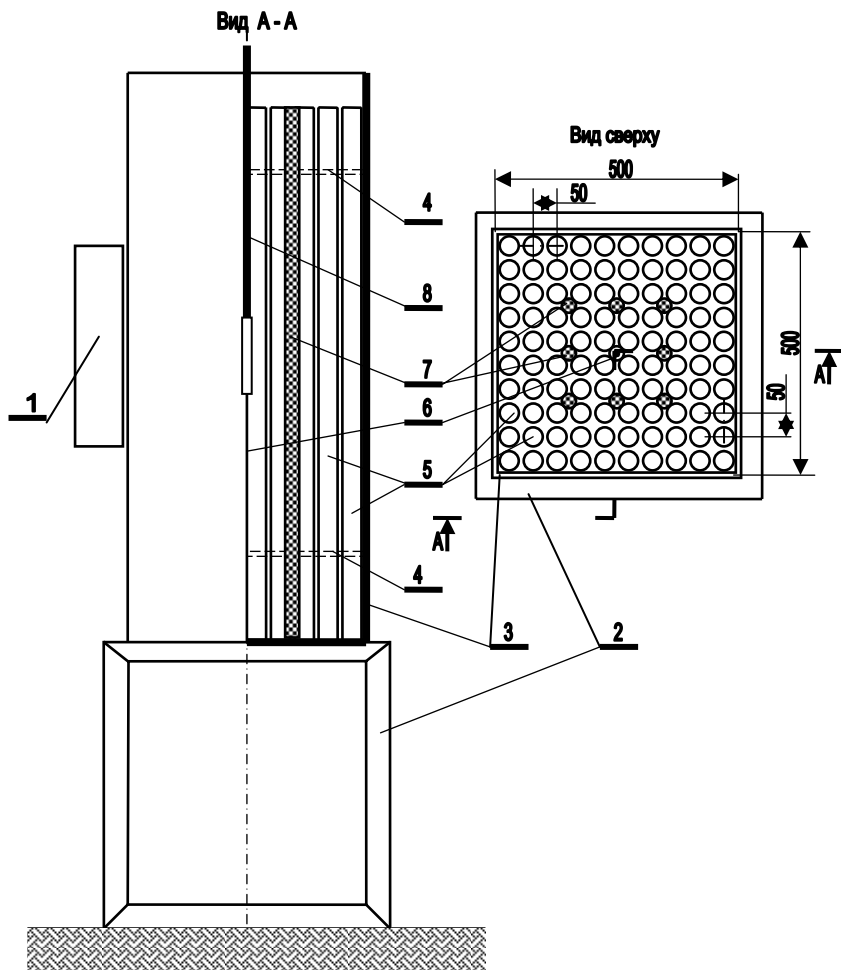


Рис. 2.4.1. Структурная схема установки для измерения реактивности ПКС УВ интегральным импульсным методом: 1 – импульсный источник нейтронов; 2 – опора ПКС; 3 – экранированный кадмием корпус бака с водой; 4 – дистанционирующие решетки; 5 – каналы с ураном (100 каналов); 6 – нейтронный счетчик; 7 – поглотители нейтронов (стержни); 8 – шток для перемещения нейтронного счетчика

Система управления импульсным нейтронным генератором и измерением временного поведения нейтронного поля в ПКС

Детектор нейтронов в ПКС УВ – коронный счетчик медленных нейтронов типа СНМ-14 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик с помощью кабеля подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенного рядом с ПКС. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на вход временного селектора, установленного в рабочем помещении лаборатории. Временной селектор – устройство, разбивающее временной отрезок на заданное число интервалов – каналов одинаковой (в принципе, любой) длительности. Каждому каналу поставлен в соответствие счетчик сигналов, открываемый в начальный момент и запираемый по завершении временного интервала.

Синхронизация моментов запуска импульсного источника нейтронов и временного селектора осуществляется компьютерной программой в диалоговом режиме.

Модель объекта измерений

Детальное рассмотрение математической модели интегрального импульсного метода определения реактивности ПКС (см. п. 2.4 раздела 2)) позволило сформулировать модель объекта измерений.

– ПКС облучается короткими (≈ 1 мкс) периодическими ($T \approx 10$ мс) импульсами нейтронов.

– После каждого импульса нейтронное поле в ПКС изменяется подобно временному распределению, изображенному (без штриховки) на рис. 2.3.

– Эмиттеры запаздывающих нейтронов, отсутствовавшие в ПКС до включения нейтронного источника, достигнут равновесной концентрации примерно через 10 минут после его включения.

– После достижения равновесной концентрации эмиттеров запаздывающих нейтронов разрешен запуск временного селектора, который накапливает информацию о поведении нейтронного поля в ПКС за период следования нейтронных импульсов.

– Время наблюдения за нейтронным полем (число циклов работы нейтронного генератора) назначается достаточным для получения статистически достоверных результатов.

– На число нейтронов, зарегистрированных в каналах временного селектора, влияют просчеты, обусловленные взаимными наложениями сигналов, возникающих в детекторе нейтронов. Число таких наложений и их кратность растут с увеличением плотности потока нейтронов в ПКС.

– Прямое применение метода Щестранда для определения реактивности ПКС затруднено. Плотность потока нейтронов вблизи $t = 0$ очень высока и просчеты нейтронов столь велики ($>10\%$), что существующие методы внесения поправок, компенсирующих однократные наложения, неприменимы. Временное распределение вблизи $t = 0$ искажено также электромагнитными шумами, сопровождающими нормальный процесс генерирования нейтронного импульса. Указанные обстоятельства не позволяют доверять результатам измерений вблизи $t = 0$, поскольку корректировка просчетов в них невозможна.

– Способ обхода вышеперечисленных проблем предложен Гозани. В соответствии с его идеей временное распределение мгновенной составляющей $n_m(t)$ при $t \rightarrow 0$ описывают ее асимптотикой из области, где результаты измерений не вызывают сомнения (т.е. где просчеты не превышают 10%):

$$n(t) = n(0)\exp(-\lambda_0 t) . \quad (2.4.1)$$

Площадь экстраполированного распределения мгновенных нейтронов

$$N_m = n(0)/\lambda_0 . \quad (2.4.2)$$

Подставив N_m в формулу Щестранда (2.27), получим формулу Гозани для измерения реактивности ПКС:

$$\left[\frac{\rho}{\beta} \right]_{Go} = \frac{n(0)}{\lambda_0 N_m} , \quad (2.4.3)$$

где $n(0)$, λ_0 и N_3 определяют по экспериментально измеренному временному распределению числа зарегистрированных нейтронов.

– При измерении нейтронного поля в ПКС необходимо учитывать нейтронный фон, обусловленный излучением соседних установок, спонтанным делением ^{238}U и взаимодействием космического излучения с ядрами активной зоны ПКС. Определение суммарного вклада всех фоновых источников производится до включения импульсного источника нейтронов.

Порядок проведения измерений

1. Получить инструктаж и разрешение на выполнение работы от преподавателя. Соблюдая все рекомендации, приступить к выполнению работы.

2. Загрузить на компьютере программу INTMET для управления временным селектором и импульсным источником нейтронов.

3. Ввести в программу указанные преподавателем данные:
вариант;
длительность нейтронного импульса;
период следования нейтронных импульсов;
время достижения асимптотической концентрации эмиттеров запаздывающих нейтронов;
время (число циклов нейтронного генератора) измерений распределения нейтронного поля в ПКС;

4. Ожидать вывода на экран сообщения о завершения эксперимента. Результаты измерений представлены в двух файлах: TIMEDISTR – временное распределение; FON – фон перед началом эксперимента.

5. Ввести индивидуальные имена файлов результатов и произвести копирование файлов в личную директорию на компьютере для сохранения и последующей обработки.

Обработка и представление экспериментальных результатов

Для правильной интерпретации набранной информации [5] необходимо учитывать следующие параметры временного распределения, полученного с помощью временного селектора:

Δt_k – ширина канала временного селектора;

Δt_a – активная ширина канала временного селектора;

Δt_p – разрешающее время счетного канала.

Разрешающее время счетного канала Δt_p – минимальный интервал времени между двумя последовательными импульсами со счетчика нейтронов, когда они оба регистрируются анализатором. Если интервал между импульсами менее Δt_p , то они «не разрешаются» и регистрируются как один импульс и в канале возникают потери счета (просчеты). Поправку на просчеты нужно вводить во все каналы аппаратурного временного распределения:

$$n'_i = n^0_i \frac{1}{1 - \frac{\Delta t_p n^0_i}{\Delta t_a m}} - n^0_{i,\phi} \frac{1}{1 - \frac{\Delta t_p n^0_{i,\phi}}{\Delta t_a m}}, \quad (2.4.4)$$

где n'_i – число запаздывающих и мгновенных нейтронов в i канале после внесения поправок на просчеты и вычитания фона; n^0_i – суммарное число нейтронов и фона, зарегистрированных в i канале; $n^0_{i,\phi}$ – число фоновых импульсов, зарегистрированных в i канале; m – число циклов работы импульсного источника при измерении временного распределения нейтронов в ПКС.

Активная ширина канала Δt_a , в течение которого анализатор регистрирует приходящие со счетчика импульсы. Ширина канала Δt – интервал времени между переключением последовательных каналов, причем всегда $\Delta t > \Delta t_a$. Разница между ними – время, необходимое для записи накопленной в текущем канале анализатора в память.

Поправку на активную ширину канала в области мгновенных нейтронов и в области запаздывающих нейтронов вводят по-разному. Поэтому перед внесением поправок во временном распределении необходимо выделить запаздывающие ($n_{3,i}$) и мгновенные ($n_{m,i}$) нейтроны.

Среднее число запаздывающих нейтронов на канал определим по области, где мгновенная компонента затухла. Это число должно быть увеличено в $\Delta t/\Delta t_a$ раз:

$$\bar{n}_3 = \frac{1}{l-k+1} \frac{\Delta t}{\Delta t_a} \sum_{i=k}^l n_{3,i} .$$

Чтобы учесть активную ширину канала, необходимо число импульсов мгновенной компоненты в области, где поправка на просчеты не превышает 10%, умножить на поправочный коэффициент

$$K_M = \frac{1 - e^{-\lambda_0 \Delta t}}{1 - e^{-\lambda_0 \Delta t_a}} :$$

$$n_{M,i} = K_M (n'_i - \bar{n}_3) .$$

Для расчета реактивности по Гозани необходимо знать еще величину $n(0)$ – амплитуду асимптотической части мгновенной компоненты. Чтобы определить $n(0)$ необходима точная временная привязка числа зарегистрированных нейтронов в каналах временного анализатора. Такую привязку асимптотической части мгновенной компоненты можно осуществить на основе теоремы о среднем монотонной функции: среднее значение такой функции на интервале равно некоторому ее значению внутри интервала (рис. 2.4.2). В соответствии с этой теоремой среднее число зарегистрированных нейтронов в i -м канале временного селектора выражается соотношением

$$n_{M,i} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_i}^{t_i + \Delta t_a} n_M(t') dt' = n_M(t_i + \delta t), \quad (2.4.5)$$

где $n(t)$ – зависимость от времени мгновенной компоненты числа зарегистрированных нейтронов в системе; $0 < \delta t < t_a$ – смещение мгновенного числа зарегистрированных нейтронов, равного среднему по каналу, относительно момента начала канала.

В асимптотической области (2.4.2) это выражение имеет вид:

$$n_{M,i} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_i}^{t_i + \Delta t} n_M(0) e^{-\lambda_0 t'} dt' = n(0) e^{-\lambda_0 (t_i + \delta t)} . \quad (2.4.6)$$

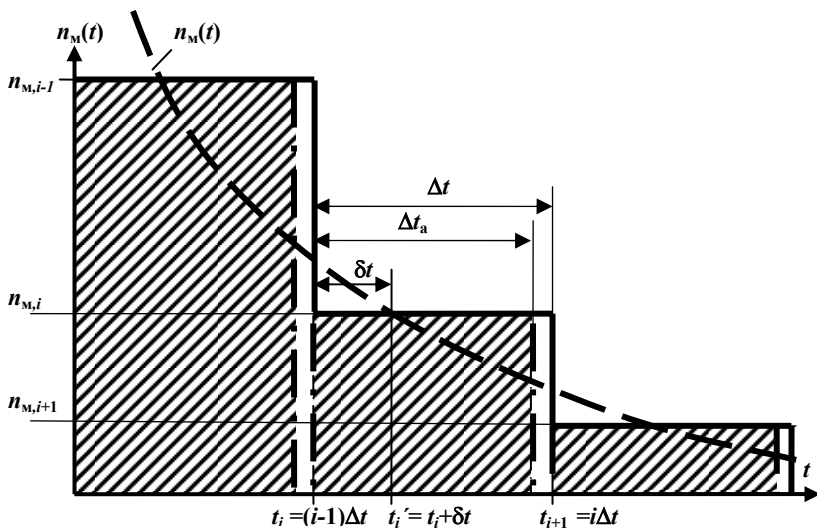


Рис. 2.4.2. Смещение мгновенного числа зарегистрированных нейтронов, равного среднему по каналу, относительно момента начала канала t_i : Δt_k – ширина канала временного селектора; Δt_a – активная ширина канала временного селектора; δt – смещение момента, соответствующего среднему по каналу числу зарегистрированных нейтронов, относительно его начала; $n_{M,i}$ – число нейтронов, накопленных в i канале после внесения поправки на просчеты и активную ширину канала

Разрешим (2.4.6) относительно δt :

$$\delta t = -\frac{1}{\lambda_0} \ln \left[\frac{1}{\lambda_0 \Delta t} (1 - e^{-\lambda_0 \Delta t}) \right]. \quad (2.4.7)$$

Комбинируя (2.4.2), (2.4.6) и (2.4.7), получим:

$$\bar{n}_1 = n(0) e^{-\lambda_0 \delta t} \quad \text{или} \quad n(0) = \bar{n}_1 e^{\lambda_0 \delta t}. \quad (2.4.8)$$

Параметры λ_0 и \bar{n}_1 определим, экстраполируя методом наименьших квадратов к $i = 1$ распределение \bar{n}_i из области, где этому распределению можно доверять (т.е. где можно ввести поправки на просчеты).

N_3 в формуле (2.4.3) можно определить из соотношения

$$N_3 = \frac{T}{\Delta t} \bar{n}_3. \quad (2.4.9)$$

В заключение рассчитать $\left(\frac{\rho}{\beta}\right)_{Go}$ по формуле (2.4.3) и погрешность этой величины.

Обработку экспериментальных данных можно производить с помощью программы DVLPIINTDATA в диалоговом режиме. По завершению обработки распечатывается табл. 2.4.1.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____
 Преподаватель _____

Вариант _____
 Период следования нейтронных импульсов _____

Таблица 2.4.1

Мгновенные нейтроны					Запаздывающие нейтроны			
i	$t_{i, \text{мкс}}$	$1 - \frac{\Delta t_p}{\Delta t_a} \frac{n_i^0}{m}$	$n_{\text{м,к}}$	$W[\ln(n_{\text{м,к}})]$	i	$t_{i, \text{мкс}}$	$n_{3,i}$	$\Delta n_{3,i}$
λ_0		±			$n(0)$		±	
\bar{n}_1		±			\bar{n}_3		±	
δt		±			$\left[\frac{\rho}{\beta}\right]_G$		±	

Вопросы для самоподготовки

1. Запишите уравнения математической модели, приводящие к формуле Шестранда.
2. Поясните, какие проблемы возникают при попытке прямого применения формулы Шестранда.
3. Каким образом Гозани преодолел проблемы прямого применения формулы Шестранда?
4. Как определить $n(0)$ и λ_0 , необходимые для применения формулы Гозани (2.4.3).
5. Каковы ограничения интегрального импульсного метода измерения реактивности?
6. Поясните, каким образом можно выявить область, где затухла компонента мгновенных нейтронов.

Работа 5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАГРУЗКИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА И ПОСТРОЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОБРАТНОГО УМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ИСТОЧНИКА ОТ МАССЫ ТОПЛИВА, ЗАГРУЖЕННОГО В АКТИВНУЮ ЗОНУ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Цель работы: формирование навыка интерпретации зависимости интегральной по объему (в точечном приближении) скорости регистрации нейтронов в подкритической сборке со статическим источником нейтронов, построение зависимости обратного умножения нейтронов источника от массы загруженного в нее топлива и моделирование процедуры подхода к критическому состоянию.

Введение

Общепринятая процедура безопасной загрузки ядерного топлива в активную зону реактора сопровождается измерением обратного умножения нейтронов и построением зависимости обратного умножения от массы загруженного топлива. Математическая модель метода изложена в разделе 2. На каждом этапе загрузки, по двум последним точкам этой зависимости, посредством линейной экстраполяции к нулю (рис. 2.1.) оценивают критическую массу топлива. Такая процедура позволяет определить допустимую массу топлива для следующей загрузки, чтобы, оставаясь в подкритическом состоянии, достаточно близко подойти к критичности и надежно оценить критическую массу.

Масса загруженного в реактор топлива измеряется в условных единицах. Реализуются все виды зависимости обратного умножения нейтронов от массы топлива, изображенные на рис. 2.1.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка – активная зона ядерного реактора в процессе загрузки топлива (в подкритическом состоянии). В активную зону установлены пусковой источник нейтронов и детек-

торы нейтронов. Положение источника и детекторов должно быть выбрано таким образом, чтобы минимизировать вклад нейтронов источника в скорость счета нейтронов детектором. Необходимо также обеспечить независимость эффективности детектора от места рождения нейтронов в активной зоне (см. п. 2.1).

Моделирование процесса загрузки топлива производится с помощью программы RMULT.

ВНИМАНИЕ! Для выполнения заданий понадобятся 4 листа масштабной бумаги формата А4.

Модель объекта измерений

1. Объектом измерений является модель кинетики ядерного реактора в точечном приближении. Параметры модели, время регистрации нейтронов и форма зависимости обратного умножения от массы топлива указаны в заданном варианте решаемой задачи. В рассчитанное дифференциальное временное распределение плотности нейтронов вносятся возмущения, моделирующие процесс измерения дифференциального временного распределения числа зарегистрированных нейтронов. Результат «измерений» выводится на экран дисплея для обработки.

2. Начальная загрузка топлива составляет около 10% критической массы.

Порядок проведения измерений

1. На экран дисплея выводятся:

t_i – время, истекшее с момента загрузки очередной партии топлива;

N_i – число нейтронов, зарегистрированных за время Δt , начиная с момента t_i ;

множитель $\exp[t_i/T(t_i)]$, характеризующий степень приближения переходного процесса изменения плотности нейтронов (локально представляемого функцией $A_i \exp[t_i/T(t_i)]$) к асимптотическому значению.

Если $\exp[t_i/T(t_i)] < 1,001$, то можно считать, что переходный процесс завершен, число зарегистрированных нейтронов достигло асимптотического значения. Результат измерений и t_i – время достижения асимптотики записать в табл. 2.5.1.

2. Если проведены измерения числа зарегистрированных нейтронов в первичной загрузке, которая составляет $\approx 10\%$ ожидаемой критической массы, то в табл. 2.5.1 фиксируют число зарегистрированных нейтронов a_0 (и его погрешность), в графу RM записывают 1,000, добавляют еще такую же массу топлива и повторяют измерения по пп. 1–3. Если это вторая или последующие загрузки, то в таблице 2.5.1 фиксируют числа зарегистрированных нейтронов a_i (и его погрешность), в графу RM_i записывают отношение a_0/a_i (и его погрешность). Соответствующую точку наносят на график $RM_i = f(M_{T,i})$. Посредством графической и аналитической линейной экстраполяции по двум последним точкам зависимости $RM_i = f(M_{T,i})$ определяют $M_{кр,i}$ (и ее погрешность). Следующая порция топлива $\delta M_i = 0,3(M_{кр,i} - M_{T,i})$. Определенные величины (и их погрешности) заносят в табл. 2.5.1.

3. Загрузить в активную зону следующую порцию топлива.

4. Повторяют пп. 1–3 до тех пор, пока 5 последовательных значений $M_{кр,i}$ не будут одинаковыми.

5. Повторять пп. 1–5 для всех вариантов, предложенных преподавателем.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____
 Вариант _____ Преподаватель _____

Таблица 2.5.1

i	$M_{T,i} = M_{T,i-1} + \delta M_i$	δM_i	t_i	a_i	$\tilde{\sigma}(a_i)$	$RM_i = a_0/a_i$	$\tilde{\sigma}(RM)$	$M_{кр,i}$	$\tilde{\sigma}(M_{кр,i})$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	10	10				1,000	—	—	—
1	20								

Вопросы для самопроверки

1. Запишите уравнения, образующие математическую модель метода безопасного подхода к критическому состоянию из подкритического.

2. Какие формы зависимостей обратного умножения от параметра, увеличивающего реактивность, вам известны. Что вы можете сказать об особенностях использования этих зависимостей?

3. Физически, активная зона ядерного реактора не является точечной. Какие требования вы предъявите к размещению детекторов по отношению к активной зоне и нейтронному источнику, чтобы образованную систему можно было бы считать точечной?

4. Почему время затухания переходного процесса после увеличения реактивности растет по мере приближения к критическому состоянию?

5. Какие проблемы возникнут при загрузке активных зон с бериллиевым или тяжеловодным замедлителем?

6. Запишите формулы линейной экстраполяции по двум последним точкам зависимости $RM_i = f(M_{T,i})$ для определения $M_{кр,i}$ и ее погрешности.

Работа 6

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ, ВВОДИМОЙ СТЕРЖНЯМИ РЕГУЛИРОВАНИЯ, ПОСРЕДСТВОМ ИЗМЕРЕНИЯ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ПЕРИОДА ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

Цель работы: формирование навыков обработки и интерпретации результатов моделирования переходного процесса в критическом реакторе при введении в него положительной реактивности (выведении поглощающего стержня), измерение установившегося периода и величины введенной реактивности.

Введение

В процессе физического пуска ядерного реактора проводятся эксперименты с целью определения реактивности, вводимой стержнями регулирования в активную зону. Наибольшее распространение для решения этой задачи получил метод определения введенной реактивности посредством измерения асимптотического периода изменения мощности. Математическая модель метода изложена в п. 2.2.

Экспериментальная установка

Объект исследования – активная зона ядерного реактора в критическом состоянии после завершения загрузки топлива.

Положение детекторов в активной зоне выбрано таким образом, чтобы, по возможности, обеспечить одинаковую чувствительность детектора к нейтронам деления независимо от места их рождения активной зоне (см. п. 2.1).

Уровень мощности – минимальный (нулевой).

Моделирование переходного процесса после введения реактивности в критический реактор производится с помощью программы STPERIOD (см. Приложение).

Модель объекта измерений и порядок проведения измерений

1. Объектом измерений является модель кинетики ядерного реактора в точечном приближении. Параметры модели и условия измерений заданы в выбранном варианте решаемой задачи.

2. В критический реактор, находящийся на «нулевом» уровне мощности, вводится реактивность посредством изменения положения стержня регулирования. В рассчитанное дифференциальное временное распределение плотности потока нейтронов вносятся возмущения, моделирующие процесс измерения дифференциального временного распределения числа зарегистрированных нейтронов. Результат измерений записывается в файл и передается студенту для обработки.

Обработка и представление экспериментальных результатов

Обработку дифференциальных временных распределений производят программой DEVPERIOD. Программа для каждого момента t_i переходного процесса рассчитывает и выводит на экран дисплея период $T(t_i)$ и его погрешность.

Определенную величину T_{ac} подставляют в характеристическое уравнение (2.7)

$$\frac{\rho}{\beta} = \frac{\Lambda}{\beta T} + \sum_i \frac{\beta_i}{\beta} \frac{1}{1 + \lambda_i T},$$

корнем которого она является, рассчитывают введенную реактивность и ее погрешность.

Полученные результаты записать в табл. 2.6.1.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____
Вариант _____ Преподаватель _____

Таблица 2.6.1

i	$T_{ас}, с$	$\tilde{\sigma}(T_{ас}), с$	$t_{ас}$	$\frac{\rho}{\beta}$	$\tilde{\sigma}\left(\frac{\rho}{\beta}\right)$	Комментарии
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						
9						
10						
11						

Вопросы для самопроверки

1. Запишите уравнения, образующие математическую модель метода определения реактивности, введенной стержнем регулирования, посредством измерения асимптотического периода изменения мощности.

2. Расскажите об ограничениях метода (наличие запаздывающих фотонейтронов, ограничения максимального уровня мощности).

3. Как и почему изменяется время выхода на асимптотический период при изменении величины и знака вводимой реактивности?

4. Расскажите о составляющих погрешности определения реактивности посредством измерения установившегося периода разгона реактора и о возможностях их уменьшения.

5. Предложите алгоритм определения асимптотического периода изменения числа зарегистрированных нейтронов и его погрешности, если в результате измерений получено распределение

$$N(t_i) = \int_{t_i}^{t_i + \Delta t} N(t) dt .$$

Учесть наличие статистических флуктуаций числа зарегистрированных за время Δt нейтронов и разрешающее время счетного канала.

6. Оцените погрешность расчета $\frac{\rho}{\beta}$ по определенному значению T_{ac} с учетом его погрешности.

Работа 7
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
РЕАКТИВНОСТИ, ВВОДИМОЙ СТЕРЖНЯМИ
РЕГУЛИРОВАНИЯ (ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД
СБРОСА СТЕРЖНЯ)

Цель работы: формирование навыков обработки и интерпретации результатов моделирования переходного процесса в критическом реакторе при введении в него отрицательной реактивности (введении поглощающего стержня), измерение величины введенной реактивности дифференциальным методом.

Введение

Трудности применения метода определения реактивности, введенной стержнем регулирования, посредством измерения асимптотического периода изменения мощности в реакторах с тяжеловодным или бериллиевым отражателем заставили исследователей обратить внимание на переходный процесс **после сброса стержня в критический реактор**. В течение 3–5 секунд после сброса концентрация эмиттеров запаздывающих фотонейтронов не успевает существенно измениться и повлиять на переходный процесс.

Математическая модель метода **мгновенного сброса** стержня с одной группой запаздывающих нейтронов изложена в п. 2.3.

Экспериментальная установка

Объект исследования – активная зона ядерного реактора в критическом состоянии после завершения загрузки топлива при наличии запаздывающих фотонейтронов.

Положение детекторов в активной зоне выбрано таким образом, чтобы, по возможности, обеспечить одинаковую чувствительность детектора к нейтронам деления независимо от места их рождения в активной зоне (см. п. 2.1).

Уровень мощности – минимальный («нулевой»).

Моделирование переходного процесса после введения реактивности в критический реактор производится с помощью программы DIFRODDOWN.

Модель объекта измерений и порядок проведения измерений

1. Объектом измерений является модель кинетики ядерного реактора в точечном приближении. Параметры модели и условия измерений заданы в выбранном варианте решаемой задачи.

2. В критический реактор, находящийся на «нулевом» уровне мощности, с заданной скоростью (мгновенно, за 0,5 с, за 1,0 с) вводится поглотитель нейтронов (стержень регулирования). Производится расчет дифференциального временного распределение плотности нейтронов в течение 6 с после сброса стержня. В распределение вносятся возмущения, моделирующее процесс измерения дифференциального временного распределения числа зарегистрированных нейтронов. Результат измерений записывается в файл и передается студенту для обработки.

Обработка и представление экспериментальных результатов

Обработку дифференциальных временных распределений производят в диалоговом режиме программой DEVDIFRODDOWN.

Для каждого записанного переходного процесса на интервале 2–3 с рассчитывают $n_0(0)$ – амплитуду гармоники с периодом T_0 и

затем $\frac{\rho_{\text{изм}}}{\beta}$ по формуле (2.13)

$$\frac{\rho_{\text{изм}}}{\beta} = 1 - \frac{n(0)}{n_0(0)}.$$

Полученные при обработке переходных процессов результаты записывают в табл. 2.7.1.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____
 Преподаватель _____

Таблица 2.7.1

Вариант									
Введенная реактивность ρ/β									
Время ввода реактивности, с									
Интервал для обработки (по умолчанию – 2...3 с)									
$N(0)$									
$\tilde{\sigma} [N(0)]$	±	±	±	±	±	±	±	±	±
$N_0(0)$									
$\tilde{\sigma} [N_0(0)]$	±	±	±	±	±	±	±	±	±
$(\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}$									
$\tilde{\sigma} [(\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}]$	±	±	±	±	±	±	±	±	±
$\frac{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}} - (\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}}{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}}}$									
$\tilde{\sigma} \left(\frac{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}} - (\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}}{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}}} \right)$	±	±	±	±	±	±	±	±	±

Продолжение таблицы 2.7.1

Вариант									
Введенная реактивность ρ/β									
Время ввода реактивности, с									
Интервал для обработки (по умолчанию – 2...3 с)									
$N(0)$									
$\tilde{\sigma} [N(0)]$	±	±	±	±	±	±	±	±	±
$N_0(0)$									
$\tilde{\sigma} [N_0(0)]$	±	±	±	±	±	±	±	±	±
$(\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}$									
$\tilde{\sigma} [(\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}]$	±	±	±	±	±	±	±	±	±
$\frac{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}} - (\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}}{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}}}$									
$\tilde{\sigma} \left(\frac{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}} - (\rho/\beta)_{\text{ИЗМ}}}{(\rho/\beta)_{\text{ВВ}}} \right)$	±	±	±	±	±	±	±	±	±

Вопросы для самопроверки

1. Запишите уравнения, образующие математическую модель метода определения реактивности, введенной стержнем регулирования, посредством обработки записи начального этапа переходного процесса после мгновенного сброса стержня в критический реактор.

2. Расскажите об ограничениях метода.

3. Объясните, почему этот метод не чувствителен к наличию запаздывающих фотонейтронов?

4. Объясните, почему метод применим также для определения введенной положительной реактивности?

5. Предложите алгоритм определения $N_0(0)$ и его погрешности, если в результате измерений получено распределение

$$N(t_i) = \int_{t_i}^{t_i+\Delta t} N(t) dt.$$

Учсть наличие статистических флуктуаций чис-

ла зарегистрированных за время Δt нейтронов и разрешающее время счетного канала.

6. Оцените погрешность расчета $\frac{\rho}{\beta}$ по определенному значению $N_0(0)$ с учетом его погрешности.

7. Объясните, почему время сброса стержня влияет на величину измеренной реактивности?

Работа 8

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ, ВВОДИМОЙ СТЕРЖНЯМИ РЕГУЛИРОВАНИЯ (ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД СБРОСА СТЕРЖНЯ)

Цель работы: формирование навыков обработки и интерпретации результатов моделирования переходного процесса в критическом реакторе при введении в него отрицательной реактивности (введении поглощающего стержня), измерение величины введенной реактивности интегральным методом, выбор параметров интегрального метода.

Введение

При практическом применении метода дифференциального сброса стержня не удастся осуществить его мгновенный сброс, то есть сделать время сброса стержня много меньше $T_1 \approx 0,15$ с – периода затухания мгновенной компоненты (см. (2.10)). Если сброс стержня происходит за конечный интервал времени, превышающий T_1 , то возникает проблема неопределенности момента начала переходного процесса и амплитуды гармоники с периодом T_0 (см. (2.1.2)).

Проблема конечного времени сброса стержня обойдена в **интегральном методе сброса стержня**. Математическая модель этого метода рассмотрена в п. 2.3. Однако убедительное обоснование метода отсутствует. Настоящая работа предназначена для расчетного обоснования интегрального метода сброса стержня на модели реактора в точечном приближении.

Экспериментальная установка

Объект исследования – активная зона ядерного реактора в критическом состоянии после завершения загрузки топлива при наличии запаздывающих фотонейтронов.

Пусковой источник удален из активной зоны.

Положение детекторов в активной зоне выбрано таким образом, чтобы, по возможности, обеспечить одинаковую чувствительность детектора к нейтронам деления независимо от места их рождения в активной зоне (см. п. 2.1.).

Уровень мощности – минимальный («нулевой»).

Моделирование переходного процесса после введения реактивности в критический реактор производится с помощью программы INTRODDOWN.

Модель объекта измерений и порядок проведения измерений

1. Объектом измерений является модель кинетики ядерного реактора в точечном приближении. Параметры модели и условия измерений заданы в выбранном варианте решаемой задачи.

2. В критический реактор, находящийся на «нулевом» уровне мощности, с заданной скоростью (мгновенно, за 0,5 с, за 1,0 с) вводится поглотитель нейтронов (стержень регулирования). Производится расчет дифференциального временного распределение плотности нейтронов в течение 30 с после сброса стержня. В распределение вносятся возмущения, моделирующие процесс измерения дифференциального временного распределения числа зарегистрированных нейтронов. Результат измерений записывается в файл и передается студенту для обработки.

Обработка и представление экспериментальных результатов

Обработку дифференциальных временных распределений производят в диалоговом режиме программой DEVINTRODDOWN. На выходе этой программы публикуются следующие интегралы, рассчитываемые для каждой реализации переходного процесса:

$$I(\tau, t + \tau) = \int_{\tau}^{t+\tau} n(t) dt \quad \text{и} \quad I(-t, 0) = \int_{-t}^0 n(t) dt ,$$

а также погрешности (оценки стандартных отклонений) этих интегралов $\tilde{\sigma} I(\tau, t + \tau)$ и $\tilde{\sigma} I(-t, 0)$, где $t = 5, 10, 15, 20, 25$ с.

Все эти величины записываются в табл. 2.8.1. и 2.8.2.

Таблица 2.8.1

t, c	ρ/β	-0,3		-0,1		-0,03	
	τ, c	0,5	2	0,5	2	0,5	2
5	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
10	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
15	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
20	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
25	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						

Таблица 2.8.2

t, c	ρ/β	-0,01		-0,003		-0,001	
	τ, c	0,5	2	0,5	2	0,5	2
5	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
10	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
15	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
20	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						
25	$I(\tau, t+\tau)$						
	$\tilde{\sigma} [I(\tau, t+\tau)]$						
	$I(-t, 0)$						
	$\tilde{\sigma} [I(-t, 0)]$						
	$R(t)$						
	$\tilde{\sigma} [R(t)]$						
	$C(t, \tau, \rho/\beta)$						
	$\tilde{\sigma} [C(t, \tau, \rho/\beta)]$						

Далее рассчитываются и записываются в табл. 2.8.1 и 2.8.2

$$R(t, \tau) = \frac{I(-t, 0)}{I(\tau, t + \tau)} \text{ и } C(t, \tau, \frac{\rho}{\beta}) = \frac{\rho/\beta}{1 - R(t, \tau)},$$

а также погрешности этих величин.

Необходимо проверить гипотезу о независимости параметра $C(t, \tau, \rho/\beta)$ от реактивности. Выявить область постоянства параметра $C(t, \tau, \rho/\beta)$. Выбрать t – оптимальное время интегрирования плотности потока нейтронов.

Оценить погрешность определения реактивности вследствие отклонения параметра $C(t, \tau, \rho/\beta)$ от константы на границах интервала изменения реактивности.

Вопросы для самопроверки

1. Запишите уравнения, образующие математическую модель интегрального метода сброса стержня в критический реактор.
2. Расскажите об ограничениях метода.
3. Объясните, почему этот метод не чувствителен к наличию запаздывающих фотонейтронов?
4. Поясните, каким образом можно проверить гипотезу о независимости $C(t, \tau, \rho/\beta)$ от реактивности?
5. Изложите обоснование выбора величины t – времени интегрирования числа зарегистрированных нейтронов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Основные понятия, связанные с объектами измерения [6]

Объект измерения – реальный физический объект, характеризующийся одной или несколькими физическими величинами (см. ниже).

Свойство – философская категория, выражающая такую сторону объекта, которая обуславливает его различие или общность с другими объектами (явлениями, процессами) и обнаруживается в его отношении к ним.

Величина – это свойство чего-либо, которое может быть выделено среди других свойств и оценено любым способом, в том числе и количественно.

Измерение – совокупность операций по применению технического средства, хранящего единицу физической величины (ЕФВ), обеспечивающая нахождение соотношения измеряемой величины с ее единицей и получение значений этой величины

Реальные величины – величины материального мира.

Идеальные величины – величины идеальных моделей реальности, которые относятся главным образом к математике и являются обобщением (моделью) конкретных реальных понятий.

Физическая величина (ФВ) – величина, свойственная материальным объектам (процессам, явлениям), изучаемым в естественных и технических науках.

Нефизическая величина – величина, присущая объектам нефизических наук (философии, экономике, социологии).

Измеряемые ФВ – величины, которые могут быть выражены количественно, в виде определенного числа установленных единиц измерений.

Оцениваемые ФВ – те, которым, по известным правилам, приписывается определенное число.

Основные понятия, связанные с элементами процесса измерений [6]

Модель объекта измерений – отображение объекта измерения субъектом измерения – человеком. Модель априорна и адекватна объекту лишь в главных, основных частях. Человек принципиально не в состоянии представить себе объект целиком, во всем многообразии его свойств и связей. Рекомендованы следующие критерии адекватности модели и объекта измерений:

модельная погрешность не должна превышать 10% предела допускаемой погрешности;

погрешность, обусловленная нестабильностью измеряемых ФВ в течение времени, необходимого для измерений, не должна превышать 10% предела допускаемой погрешности.

Измеряемая величина – ФВ подлежащая измерению. Это определение ФВ недостаточно для постановки и решения всех измерительных задач. По этой причине в настоящее время *измеряемой величиной считают параметр или функционал параметров модели объекта измерений.*

Принцип измерений – физическое явление или эффект, положенные в основу измерений.

Метод измерений – прием или совокупность приемов сравнения измеряемой ФВ с ее единицей.

Средства измерений (СИ) – обобщенное понятие, объединяющее все технические средства, предназначенные для измерений. СИ имеют нормированные метрологические характеристики; воспроизводят или хранят единицу ФВ; вырабатывают сигнал, несущий информацию о размере ФВ.

Метрологические характеристики СИ – это характеристики конкретного (из совокупности) свойства СИ, влияющего на результаты измерений.

Условия измерений – совокупность влияющих величин, описывающих состояние СИ и окружающей среды в процессе проведения измерений.

Нормальные условия, нормальное значение, рабочая область значений влияющей величины, предельные условия измерений.

Основная погрешность СИ – при нормальных условиях.

Дополнительная погрешность СИ – вследствие отклонения от нормальных условий.

Результат измерений – значение физической величины, полученное путем ее измерения.

Погрешность – отклонение результата измерений $X_{\text{изм}}$ от истинного значения $X_{\text{ист}}$: $\Delta X = X_{\text{изм}} - X_{\text{ист}}$.

Качество средств и результатов измерений принято характеризовать, указывая их погрешности. Введение понятия «погрешность» требует определения и четкого разграничения трех понятий: *результата измерений* (см. выше), а также *истинного* и *действительного* значений измеряемой ФВ.

Истинным называется значение ФВ, идеальным образом характеризующее свойство данного объекта как в количественном, так и в качественном отношении. Оно не зависит от средств нашего познания и является той абсолютной истиной, к которой мы стремимся, пытаясь выразить ее в виде числовых значений. На практике это абстрактное понятие приходится заменять понятием «действительное значение».

Действительным называется значение ФВ, найденное экспериментально (оценка по результатам измерений) и *настолько близкое к истинному значению*, что в поставленной измерительной задаче оно может быть использовано вместо него.

Погрешность – одно из центральных понятий в метрологии, где используются также понятия «погрешность результата измерения» и «погрешность средства измерения».

Погрешность результата измерения – это отклонение результата измерения X от истинного (реально-действительного) значения измеряемой величины. Погрешность указывает границы неопределенности оценок параметров закона распределения случайной величины по результатам ее измерений (доверительный интервал истинного значения измеряемой величины для заданного значения доверительной вероятности попадания в него).

Классификация видов измерений [6]

По общим приемам получения результатов:

прямые – РИ находят непосредственно по показаниям СИ;

косвенные – РИ находят на основании прямых измерений других величин, функционально связанных с искомой величиной;

совокупные – проводимые одновременно измерения нескольких одноименных величин, про которых искомые значения величин находят решением системы уравнений, получаемых при прямых измерениях различных сочетаний этих величин;

совместные – проводимые одновременно измерения двух или нескольких неоднородных величин для установления зависимости между ними.

По характеристике точности:

равноточные – измерения ФВ, выполненные одинаковыми по точности СИ и в одних и тех же условиях;

неравноточные – измерения ФВ, выполненные различными по точности СИ и (или) в различных условиях (методики обработки равноточных и неравноточных измерений – различны).

По числу измерений:

однократные – измерения, выполненные один раз;

многократные – измерения ФВ одного и того же размера, выполненные несколько раз.

По отношению к изменению измеряемой величины:

статические – величина неизменна в течение времени измерений;

динамические – измерения изменяющейся ФВ.

В зависимости от метрологического назначения:

технические измерения – с помощью рабочих СИ;

метрологические – с помощью эталонов для воспроизведения единиц ФВ.

Основные этапы измерений [6]

Первым этапом любого измерения является **постановка измерительной задачи**. Он включает в себя следующие операции:

формулирование определения измеряемой величины;

накапливание априорной информации об объекте измерения и ее анализ;

формирование модели объекта измерения;

постановку измерительной задачи на основе принятой модели объекта измерения;

выбор конкретных величин, посредством которых будет найдено значение измеряемой величины;

формулирование уравнения измерения.

Вторым этапом процесса измерения является **планирование измерения**. В общем случае оно выполняется в следующей последовательности:

выбор методов измерений непосредственно измеряемых величин и возможных типов СИ;

априорная оценка погрешности измерения;

определение требований к метрологическим характеристикам СИ и условиям измерений;

выбор СИ в соответствии с указанными требованиями;

выбор параметров измерительной процедуры (числа наблюдений для каждой измеряемой величины, моментов времени и точек выполнения наблюдений);

подготовка СИ к выполнению экспериментальных операций;

обеспечение требуемых условий измерений или создание возможности их контроля.

Эти первые два этапа, являющиеся подготовкой к измерениям, имеют принципиальное значение, поскольку позволяют определить конкретное содержание следующих этапов измерения. Подготовка проводится на основе априорной информации, и ее качество зависит от того, в какой мере она была использована. Эффективная подготовка является необходимым, но не достаточным условием достижения цели измерения. Допущенные в ее процессе ошибки с трудом обнаруживаются и корректируются на последующих этапах.

Третий этап измерения – **измерительный эксперимент**. Это главный этап измерения. В узком смысле он является отдельным измерением. В общем случае, последовательность действий на данном этапе такая:

взаимодействие СИ с объектом измерений;

преобразование сигнала измерительной информации;

воспроизведение сигнала заданного размера;

сравнение сигналов и регистрация результата.

Четвертый (последний) этап измерения – **обработка экспериментальных данных**. В общем случае обработка данных осуществляется в последовательности, которая отражает логику решения измерительной задачи:

предварительный анализ информации, полученной на предыдущих этапах измерения;

вычисление и внесение возможных поправок на систематические погрешности;

формулирование и анализ математической задачи обработки данных;

построение или уточнение возможных алгоритмов обработки данных, т.е. алгоритмов вычисления результата измерения и показателей его погрешности;

анализ возможных алгоритмов обработки и выбор одного из них на основании известных свойств алгоритмов, априорных данных и предварительного анализа экспериментальных данных;

проведение вычислений согласно принятому алгоритму, в итоге которых получают значения измеряемой величины и погрешностей измерений;

анализ и интерпретация полученных результатов;

запись результата измерений и показателей погрешности в соответствии с установленной формой представления.

Некоторые пункты данной последовательности могут отсутствовать при реализации конкретной процедуры обработки результатов измерений.

Правила округления результатов измерений [6]

Поскольку погрешности измерений определяют лишь зону неопределенности результатов, их не требуется знать очень точно. В окончательной записи погрешность измерения принято выражать числом с одним или двумя значащими цифрами, Эмпирически были установлены следующие правила округления рассчитанного значения погрешности и полученного результата измерения.

– Погрешность результата измерения указывается двумя значащими цифрами, если первая из них равна 1 или 2, и одной – если первая есть 3 или более.

– Результат измерения округляется до того же десятичного знака, которым оканчивается округленное значение абсолютной погрешности. Если десятичная дробь в числовом значении результата измерений оканчивается нулями, то нули отбрасываются до того

разряда, который соответствует разряду числового значения погрешности.

– Если цифра старшего из отбрасываемых разрядов меньше 5, то остальные цифры числа не изменяются. Лишние цифры в целых числах заменяются нулями, а в десятичных дробях отбрасываются.

– Если цифра старшего из отбрасываемых разрядов больше или равна 5, но за ней следуют отличные от нуля цифры, то последнюю оставляемую цифру увеличивают на единицу. Если отбрасываемая цифра равна 5, а следующие за ней цифры неизвестны или являются нулями, то последнюю сохраняемую цифру числа не изменяют, если она четная, и увеличивают на единицу, если она нечетная.

– Округление производится лишь в окончательном ответе, а все предварительные вычисления проводят с одним–двумя лишними знаками.

Если руководствоваться этими правилами округления, то количество значащих цифр в числовом значении результата измерений позволяет ориентировочно судить о точности измерения. Это связано с тем, что предельная погрешность, обусловленная округлением, равна половине единицы последнего разряда числового значения результата измерения.

Критерий пренебрежимо малой погрешности [6]

Случайной некоррелированной погрешностью можно пренебречь, если характеризующее ее среднеквадратичное отклонение или доверительный интервал в 3 раза меньше, чем у оставляемых погрешностей. Такая операция изменит суммарную случайную погрешность, определяемую по формуле свертки дисперсий [7], всего на 5%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хромов В.В. и др. Изучение нейтронно-физических процессов в размножающих средах: Лабораторный практикум. М.: МИФИ, 1993.
2. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1975.
3. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
4. Наумов В.И. Физические основы безопасности ядерных реакторов. М.: МИФИ, 2003.
5. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов: Сборник статей / Под ред. Орлова В.В. и Стумбура Э.А. М.: Атомиздат, 1972.
6. Сергеев А.Г., Крохин В.В. Метрология. Карманная энциклопедия студента. М.: ЛОГОС, 2001.
7. Климов А.Н. Обработка результатов реакторного эксперимента. М.: МИФИ, 1987.

Валентин Ефимович Смирнов

**НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В РАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕДАХ**

Лабораторный практикум

Редактор Н.Н. Антонова
Компьютерная верстка Г.А. Бобровой

Подписано в печать 25.11.2008 Формат 60x84 1/16
Печ.л. 5,75 Уч.-изд.л. 5,75 Тираж 120 экз. Изд. № 3/26
Заказ № 2-2415

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
115409, Москва, Каширское ш., 31*

*Типография издательства «Тривант»
г. Троицк Московской области*