

621.039.5
В74

ISSN 0205-4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2010

2

621.039.5
B74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК
СЕРИЯ:
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ
ИЗДАЕТСЯ С 1989 Г.

ВЫПУСК 2

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

Издается с 1985 г.

Москва – 2010

42183 нср

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются и публикуются в авторской редакции. Мнение членов редколлегии может не совпадать с точкой зрения авторов публикаций. При перепечатке и цитировании ссылка на сборник ВАНТ обязательна. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

Редакционная коллегия серии:

А. Ю. Гагаринский (главный редактор),
С. М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В. Ф. Колесов, А. Е. Крошили, В. В. Пчелин, Е. А. Старостина (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В. Ф. Колесов (главный редактор), Е. В. Куличкова (отв. секретарь),
С. В. Воронцов (зам. главного редактора), А. В. Лукин, В. А. Павшук, А. С. Кошелев, В. А. Терехин,
В. Х. Хоружий

В выпусках «Импульсные реакторы и простые критические сборки» публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критических сборок.

Materials related to the concrete topics described below are published in issues «Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies»:

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМАХ С АКТИВНОЙ ЗОНОЙ ИЗ ПЛУТОНИЯ

В. П. Горелов, В. И. Ильин, А. А. Кайгородов, М. И. Кувшинов, А. В. Панин,
Д. П. Пешехонов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Определены кинетические характеристики (константа Росси- α_0 , эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$ и время жизни мгновенных нейтронов τ_0) для «голой» (без отражателя) критической системы из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе. Эксперименты выполнены на критическом стенде ФКБН-2М. Для «голой» сборки из ^{239}Pu (98 %) КС-1 проведено сравнение результатов измерений, полученных во ВНИИЭФ в разное время с использованием различной аппаратуры, с данными для аналогичной американской «голой» сборки из ^{239}Pu (95,5 %) Jezebel (LANL). Результаты всех рассмотренных измерений во ВНИИЭФ не являются противоречивыми и различаются с результатами американских измерений. На основании анализа выполненных на сборке Jezebel экспериментов сделан вывод, что полученные в них значения α_0 и τ_0 являются ошибочными. Предложена новая интерпретация результатов измерений в LANL, которая обеспечивает возможность устранения ошибки при определении значений α_0 , τ_0 и $\beta_{эф}$ для сборки Jezebel.

Ключевые слова: металлический плутоний-239, стенд ФКБН-2М, критическая сборка, реактивность, константа Росси- α , время жизни мгновенных нейтронов, эффективная доля запаздывающих нейтронов.

EXPERIMENTAL RESEARCHES OF PROMPT NEUTRONS KINETICS IN ASSEMBLIES WITH A CORE OF PLUTONIUM / V. P. GORELOV, V. I. IL'IN, A. A. KAIGORODOV, M. I. KUVSHINOV, A. V. PANIN, D. P. PESHEKHONOV // There have being defined kinetic properties (constant Rossi- α_0 , effective fraction of delayed neutrons β_{ef} and lifetime of prompt neutrons τ_0) for bare critical assembly of ^{239}Pu (98 %) in δ -phase. The experiments were performed on a critical test bench FKBN-2M. The results obtained at different times in VNIIEF for a bare assembly of ^{239}Pu (98 %) using various equipment types were compared to the data for a similar American bare assembly Jezebel of ^{239}Pu (95,5 %) (LANL). The results of all measurements considered in VNIIEF are not contradictory but differ from the American results. Basing on the analysis of experiments performed on assembly Jezebel there was made a conclusion that the obtained values of α_0 and τ_0 for Jezebel are mistaken. There is proposed a new interpretation of LANL results that ensures the possibility of mistake elimination at definition the values of α_0 , τ_0 and β_{ef} for Jezebel.

Key words: metal plutonium-239, test bench FKBN-2M, critical assembly, reactivity, constant Rossi- α_0 , lifetime of prompt neutrons, effective fraction of delayed neutrons.

Введение

Экспериментальное изучение кинетики нейтронов в размножающих системах (РС) необходимо как для решения вопросов управления ядерными реакторами, так и для оценок энерговыделения в аварийных ситуациях. Непосредственно экспериментальные значения кинетических параметров используются для тестирования нейтронных расчетов ядерно-физических характеристик РС. Важнейшими параметрами, определяющими кинетику нейтронов в РС, являются:

- постоянная размножения мгновенных нейтронов, α ;
- время жизни мгновенных нейтронов, τ ;
- эффективная доля запаздывающих нейтронов, $\beta_{эф}$.

В критическом состоянии с учетом запаздывающих нейтронов эти параметры связаны между собой следующим соотношением:

$$\alpha_0 = \beta_{эф} / \tau_0, \quad (1)$$

где индекс «0» указывает на то, что эти параметры определены для системы, находящейся в крити-

ческом состоянии с учетом запаздывающих нейтронов.

Целью настоящих исследований являлось экспериментальное определение кинетических характеристик для «голой» РС из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе. Указанная сборка была выбрана для публикации, исходя из следующих соображений:

– критические параметры этой сборки (геометрия, нуклидный состав и др.) содержатся в Международном справочнике по тестовым (benchmark) экспериментальным данным для ядерной критической безопасности [1];

– для тестирования нейтронных констант крайне желательно иметь комплексные данные о ядерно-физических характеристиках РС (не только критические, но также кинетические, спектральные и др.). С этой целью недавно начал издаваться новый Международный справочник тестовых (benchmark) экспериментальных данных по реакторной физике [2]. Полученные в настоящих исследованиях результаты могут быть полезными для этого справочника.

Эксперименты были выполнены на критическом стенде ФКБН-2М (Физический котел на быстрых нейтронах, модернизированный) [3].

Нами проведено сравнение результатов измерений, полученных в разное время во ВНИИЭФ с использованием различных аппаратных комплексов для «голой» сборки из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе, с данными для аналогичной «голой» сборки из ^{239}Pu (95,5 %) Jezebel (LANL, США) [4, 5]. Результаты всех наших экспериментов практически совпадают, но отличаются от данных, полученных в США. Это различие существенно, в несколько раз превышает погрешности измерений (расхождение $\sim 15\%$ при заявленной погрешности измерений 2%).

На основании анализа возможных погрешностей измерений авторами настоящей статьи сделан вывод, что значения кинетических параметров $\beta_{\text{эф}}$, α_0 , полученные в работе [4], содержат значительную систематическую погрешность. В более поздней работе [5] для сборки Jezebel значение $\beta_{\text{эф}}$ в пределах погрешности совпадает с нашими данными для «голой» сборки из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе. Однако в этой работе константа Росси- α_0 заимствована из [4], поэтому является завышенной (соответственно значение t_0 является заниженным).

Характеристики экспериментальной сборки и ее критических моделей

Для исследований была подобрана РС из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе (рис. 1). Исследуемая РС мон-

тировалась на стенде критических сборок ФКБН-2М из полусферических слоев. Сборка разбивалась на две части, как схематично показано на рис. 1. Нижний блок собирался на стальной конической опоре. Верхний блок располагался на стальной диафрагме толщиной 1 мм. Полусферические детали с внутренним диаметром более 28 мм имеют полюсные отверстия диаметром 22 мм, которые при необходимости могут закладываться специальными полюсными пробками. Стенд установки ФКБН-2М размещался в экспериментальном зале размером $12 \times 10 \times 8$ м, имеющем толстые (от 1 до 3 м) бетонные стены и потолок в качестве биологической защиты.

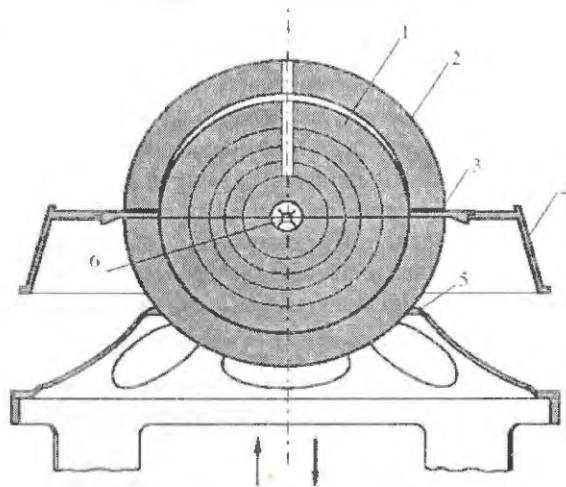


Рис. 1. Эскиз «голой» размножающей сборки из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе (РС), собранной на стенде ФКБН-2М: 1 – нижний блок; 2 – верхний блок; 3 – стальная диафрагма; 4 – верхняя опора; 5 – нижняя опора; 6 – источник нейтронов

С целью учета влияния на кинетику мгновенных нейтронов элементов крепления РС на стенде ФКБН-2М (опоры и диафрагма) были проведены также эксперименты, в которых на РС дополнительно устанавливались еще одна диафрагма и верхняя опора (такие же по форме и материалу). Схематическое изображение геометрии этого варианта опытов представлено на рис. 2.

В табл. 1 (А, Б, В) приведены заимствованные из Международного справочника [1] характеристики (размеры, масса, нуклидный состав компонентов) для слоистой и упрощенной критических моделей изучаемой во ВНИИЭФ РС. В слоистой модели приводятся значения указанных параметров для каждого сферического слоя плутония в активной зоне сборки. В упрощенной модели значения массы и нуклидного состава приведены

для всего объема активной зоны. Методики формирования таких моделей, а также оценки погрешности определения $K_{эф}$ подробно изложены в работе [1]. Здесь отметим лишь, что расчетные сферические модели экспериментальных РС мало отличаются от реальных систем. При формировании расчетных критических сферических моделей РС незначительно изменялись:

– плотность сферических слоев сборки (обусловлено усреднением плотности в модели по объему слоя делящегося материала или отражателя);

– масса ДМ (связано с приведением модели РС в точно критическое состояние, $K_{эф} = 1$).

Кроме того, в расчетной модели отсутствуют устройства для крепления РС на критическом стенде, а также считаются отсутствующими технологическое оборудование и стены помещения, в котором проводились эксперименты. Эти изменения учитывались путем введения соответствующих поправок в значения реактивности сборок.

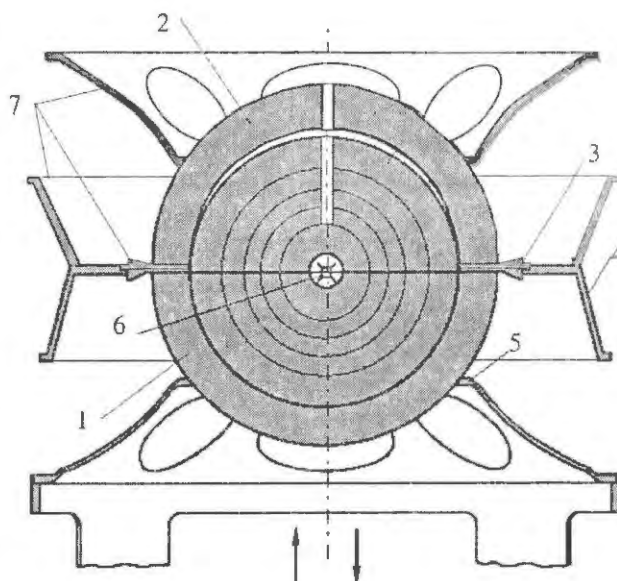


Рис. 2. Схематическое изображение сборки РС на стенде ФКБН-2М в дополнительных экспериментах: 1 – нижний блок; 2 – верхний блок; 3 – стальная диафрагма; 4 – верхняя опора; 5 – нижняя опора; 6 – источник нейтронов; 7 – дополнительные опоры и диафрагма

Таблица 1А

Размеры и масса для слоистой критической модели РС

Слой, №	Радиус сферического слоя, см		Масса сферического слоя, г
	внутренний	внешний	
1	1,400	3,150	1829,0
2	3,150	4,020	2153,2
3	4,020	4,660	2315,1
4	4,660	5,350	3316,1
5	5,350	6,000	4004,4
6	6,000	6,670	5168,8

Таблица 1Б

Размеры и масса для упрощенной (однослойной) критической модели РС

Слой, №	Размеры сферического слоя, см		Масса, г
	внутренний	внешний	
1	1,400	6,670	18792

Таблица 1В

Атомная плотность для критической модели РС, атом/(барн·см)

Шестислойная модель						
Слой, №	^{239}Pu	^{240}Pu	Ga	Fe	C	Ni
1	$3,6826 \cdot 10^{-2}$	$6,7320 \cdot 10^{-4}$	$2,2000 \cdot 10^{-3}$	$1,4714 \cdot 10^{-4}$	$3,0406 \cdot 10^{-4}$	$1,5722 \cdot 10^{-3}$
2	$3,6579 \cdot 10^{-2}$	$6,6875 \cdot 10^{-4}$	$2,2114 \cdot 10^{-3}$	$1,2992 \cdot 10^{-4}$	$3,0205 \cdot 10^{-4}$	$1,9330 \cdot 10^{-3}$
3	$3,6512 \cdot 10^{-2}$	$6,6739 \cdot 10^{-4}$	$2,1940 \cdot 10^{-3}$	$1,2966 \cdot 10^{-4}$	$2,2608 \cdot 10^{-4}$	$2,3056 \cdot 10^{-3}$
4	$3,6576 \cdot 10^{-2}$	$6,6878 \cdot 10^{-4}$	$2,2115 \cdot 10^{-3}$	$1,4617 \cdot 10^{-4}$	$3,0206 \cdot 10^{-4}$	$1,8631 \cdot 10^{-3}$
5	$3,6471 \cdot 10^{-2}$	$6,6665 \cdot 10^{-4}$	$2,1656 \cdot 10^{-3}$	$1,4571 \cdot 10^{-4}$	$3,0110 \cdot 10^{-4}$	$1,9715 \cdot 10^{-3}$
6	$3,6728 \cdot 10^{-2}$	$6,7147 \cdot 10^{-4}$	$2,2074 \cdot 10^{-3}$	$1,4676 \cdot 10^{-4}$	$3,0328 \cdot 10^{-4}$	$1,6492 \cdot 10^{-3}$
Однослойная упрощенная модель						
1	$3,6623 \cdot 10^{-2}$	$6,6951 \cdot 10^{-4}$	$2,1979 \cdot 10^{-3}$	$1,4247 \cdot 10^{-4}$	$2,9311 \cdot 10^{-4}$	$1,8624 \cdot 10^{-3}$

Методики измерений и обработки результатов. Измерение константы спада плотности мгновенных нейтронов

На установке ФКБН-2М определение константы спада плотности мгновенных нейтронов выполняется классическими методами спонтанного импульсного источника нейтронов и Росси- α , а также при помощи комплекса БРИК (Быстродействующий регистрирующий измерительный комплекс), использующего программно-аппаратный комплекс NMIS (Nuclear Materials Identification System) [6].

В методе спонтанного импульсного источника нейтронов в качестве «стартового» детектора используется ионизационная камера делений со слоем ^{252}Cf . Камеру делений можно рассматривать как маломощный импульсный источник нейтронов, срабатывающий случайным образом. Если производить запуск временного анализатора импульсом от камеры деления, а импульсы от детектора нейтронов регистрировать в соответствующих каналах анализатора, то можно получить спад плотности мгновенных нейтронов во времени, а из анализа последнего – константу спада α .

Аппаратура Росси- α эксперимента включает в себя систему многоканального временного анализа и два отдельных канала регистрации нейтронов на основе сцинтиллятора и ФЭУ, один из которых задает начало временного анализа («стартовый» канал), а импульсы другого накапливаются в соответствующих каналах амплитудного анализатора («стоповый» канал).

В методе БРИК все регистрируемые сигналы обрабатываются в реальном масштабе времени с помощью высокопроизводительного компьютерного оборудования и специально разработанного программного обеспечения. В задачу метода входит процесс сбора информации (сигналов от детекторов – пластмассовых сцинтилляторов и ионизационной камеры деления со слоем ^{252}Cf) и корреляционный анализ – вычисление различных сигнатур (характеристик РС). ^{252}Cf -камера делений устанавливалась у поверхности верхнего блока РС. В данной работе использовались два сцинтилляционных детектора. Поэтому в одном эксперименте получались пять корреляционных сигнатур, из которых методом наименьших квадратов можно получить константу Росси- α : две автокорреляционные функции каждого из детекторов, две кросскорреляционные функции камера-детектор, кросскорреляционная функция между

детекторами. Можно показать, что автокорреляционная функция каждого из детекторов и кросскорреляционная функция двух детекторов – это аналог спадов, полученных методом Росси- α . Кросскорреляционные функции камеры и детекторов – аналог спадов плотности мгновенных нейтронов, полученных методом спонтанного импульсного источника.

Необходимо отметить, что внедрение комплекса БРИК в практику определения кинетических параметров быстрых РС (с временами жизни 3–20 нс) позволило качественно повысить уровень проведения экспериментов. Уменьшилась погрешность измерений при определении α_0 до 1–2 %, против 2–4 % классическими методами за счет временного разрешения (ширина канала временного анализатора комплекса составляет 1 нс при развертке 4096 нс, что обеспечивает большой набор данных для надежного определения константы Росси- α). Значительно сократилось время измерения, так как применение анализатора АИ-1024 в классических методах требует введения поправок на разрешающее время аппаратуры и получения несмещенной оценки α (из-за перекрытия мертвым временем от регистрации импульсов в младших каналах) путем дополнительных измерений. Апробация комплекса БРИК [7] показала работоспособность метода и надежность выдаваемых результатов, которые в пределах погрешности совпали с данными, полученными классическим методом Росси- α и расчетом по программе, реализующей метод Монте-Карло.

При каждом значении реактивности РС измерения временных спадов плотности мгновенных нейтронов производились при равновесной (установившейся во времени) температуре РС. Температура в помещении стенда ФКБН-2М за время измерений практически была также постоянной, равной 25 °С. Это обеспечивало постоянство значения реактивности РС. В процессе экспериментов значение реактивности РС систематически контролировалось путем вычисления коэффициента умножения посредством измерения потока нейтронов утечки из сборки с помощью «всеволонового» счетчика.

Поскольку измерения спадов плотности мгновенных нейтронов проходили в условиях высокого спонтанного фона нейтронов, обусловленного материалом АЗ сборки, обработка спада плотности мгновенных нейтронов, измеренного вблизи критического состояния, затруднена из-за плохого соотношения коррелированных и некоррелированных совпадений. С другой стороны, с ростом

подкритичности системы значительно увеличивается время измерений из-за быстрого затухания коррелированных цепочек деления. Из этих соображений измерения производились в интервале значений реактивности РС от минус 0,99 до минус 8,54 $\beta_{эф}$.

Измерения реактивности

Измерения реактивности выполнены методом обращенного решения уравнений кинетики (ОРУК) [8]. Вычисление реактивности производится в ОРУК согласно рекуррентному соотношению

$$\rho_j = - \frac{S_j - \beta_{эф} \left(n_j - \sum_i D_{i,j} \right)}{n_j - S_j} \quad (2)$$

Текущие значения $D_{i,j}$ определяются как

$$D_{i,j} = D_{i,j-1} e^{-\lambda_i \Delta t} + a_i \left[1 - \frac{1 - e^{-\lambda_i \Delta t}}{\lambda_i \Delta t} \right] (n_j - S_j) - a_i \left[e^{-\lambda_i \Delta t} - \frac{1 - e^{-\lambda_i \Delta t}}{\lambda_i \Delta t} \right] (n_{j-1} - S_{j-1}), \quad (3)$$

где $D_{i,0} = a_i (n_0 - S_0)$; n_j – сигнал (скорость счета) детектора нейтронов; a_i , λ_i и $D_{i,j}$ – относительный выход, постоянная распада и нормированный на $\beta_{эф}$ аналог источника запаздывающих нейтронов группы i ; S – аналог эффективного источника нейтронов; ρ – реактивность в единицах $\beta_{эф}$; Δt – интервал времени; индекс « j » соответствует текущему времени.

Нужно указать, что n_j приводится уже за вычетом нейтронного фона, обусловленного нейтронами, отраженными от стен, технологического оборудования, а также нейтронами от внешних источников, находящихся в экспериментальном зале.

Значения эффективного источника (S) и нейтронного фона (F) определялись из значений реактивности ρ_1 и ρ_2 для двух состояний сборки, измеренных методом стреляющего источника [8]:

$$F = (\rho_1 N_1 - \rho_2 N_2) / (\rho_1 - \rho_2); \quad (4)$$

$$S = \rho_1 (N_1 - F). \quad (5)$$

Здесь N_1 и N_2 – асимптотические скорости счета детектора нейтронов при реактивностях РС ρ_1 и ρ_2 , соответственно. Метод стреляющего источ-

ника основан на анализе переходных процессов в системе после изменения положения нейтронного источника. Метод использует соотношения, аналогичные (2)–(3), но без эффективного внешнего источника.

При измерениях импульсы канала регистрации нейтронов поступают на вход САМАС-модуля ТСЧ (таймер-счетчик), а оттуда по САМАС-шине – в компьютер для обработки в реальном масштабе времени. «Встреливание» и «выстреливание» источника нейтронов к АЗ и обратно осуществляется при помощи штатной системы для перемещения источника.

Изменение реактивности в экспериментах осуществлялась либо путем увеличения (или уменьшения) зазора между блоками РС, либо путем удаления (или добавления) полюсных пробок из разных слоев сборки. В последнем случае блоки РС были сомкнуты на диафрагме.

Определение эффективной доли запаздывающих нейтронов

Эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$ определялась методом сопоставления расчетных и экспериментальных результатов по возмущению реактивности РС сферическим образцом в виде полого шара из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе с внешним радиусом 1,4 см, размещаемым в ее центре. Было получено значение $\beta_{эф} = 0,00196 \pm \pm 0,00003$.

Результаты измерений и их анализ

В качестве примера на рис. 3 приведены некоторые из измеренных корреляционных функций, представляющих собой спад плотности мгновенных нейтронов во времени. В размножающей системе, находящейся в подкритическом состоянии, плотность потока нейтронов в зависимости от времени описывается суммой экспонент, которые постепенно затухают [8]. Константа α спада плотности потока мгновенных нейтронов – это показатель основной гармоник спада плотности потока мгновенных нейтронов.

Получаемые в каждом измерении корреляционные функции (представляющие собой спад плотности мгновенных нейтронов) обрабатывались аппроксимирующей функцией в виде суммы трех экспонент и некоторой постоянной величины – фона некоррелированных совпадений $F + A_1 e^{\alpha x}$

$\times (-\alpha_1 t) + A_2 \exp(-\alpha_2 t) + A_3 \exp(-\alpha_3 t)$ (фон F , амплитуды A_1, A_2, A_3 и показатели экспонент $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ находились методом наименьших квадратов). Две экспоненты отражают переходные процессы на начальном этапе спада плотности мгновенных нейтронов в РС. Третья соответствует основной гармонике, т. е. установившемуся процессу спада (рис. 4). За константу Росси- α принималось значение наибольшего по модулю показателя экспоненты.

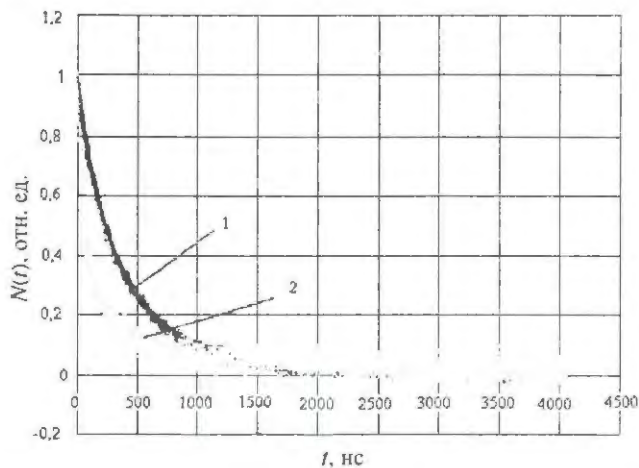


Рис. 3. Спады плотности мгновенных нейтронов во времени, измеренные методом БРИК, при различных реактивностях РС: 1 — $\rho/\beta_{эф} = -2,17$; 2 — $\rho/\beta_{эф} = -8,54$

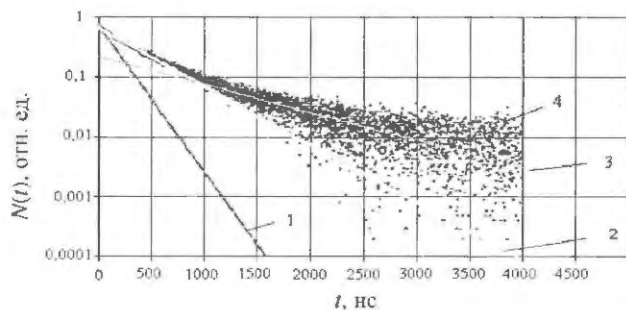


Рис. 4. Разложение измеренного спада плотности мгновенных нейтронов для РС при $\rho/\beta_{эф} = -0,99$ на экспоненциальные гармоники: 1, 2 — «высшие» гармоники спада плотности мгновенных нейтронов; 3 — основная гармоника спада плотности мгновенных нейтронов; 4 — измеренный спад плотности мгновенных нейтронов

В табл. 2 и на рис. 5 представлены зависимости постоянной спада основной гармоники плотности мгновенных нейтронов от реактивности $\alpha = f(\rho)$ для исследованной в настоящей работе РС

из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе. Линейная зависимость $\alpha = f(\rho)$ получена методом наименьших квадратов. Относительная погрешность параметра α как среднего значения по пяти сигнатурам составляет $\delta\alpha \sim 2\%$. Отметим, что в данном случае выполняется соотношение Симмонса — Кинга [9]

$$\frac{\rho}{\beta} = 1 - \frac{\alpha}{\alpha_0} \quad (6)$$

отражающее линейную зависимость реактивности от константы спада плотности мгновенных нейтронов, что подтверждает надежность полученных результатов.

Экстраполяцией функции $\alpha = f(\rho)$ в точку $\rho = +1\beta_{эф}$ (соответствующую критическому состоянию РС без учета запаздывающих нейтронов) определено значение декремента затухания основной гармоники спада плотности мгновенных нейтронов в критическом состоянии с учетом запаздывающих нейтронов (точка пересечения функции $\alpha = f(\rho)$ с осью ординат).

Время жизни мгновенных нейтронов вычислялось согласно (1). Эффективная доля запаздывающих нейтронов принята равной $\beta_{эф} = 0,00196 \pm 0,00003$ (см. выше).

Значения декрементов затухания основной гармоники спада плотности мгновенных нейтронов α_0 в критическом с учетом запаздывающих нейтронов состоянии РС получены при помощи метода наименьших квадратов из анализа линейных зависимостей $\alpha = f(\rho)$ (см. табл. 2, рис. 5):

— для «голой» РС из ^{239}Pu (98 %) $\alpha_0 = (0,573 \pm 0,012) \text{ мкс}^{-1}$, $l = (3,42 \pm 0,08) \text{ нс}$; $\beta_{эф} = 0,00196 \pm 0,00003$;

— для той же сборки с учетом данных по влиянию дополнительных деталей крепления $\alpha_0 = (0,574 \pm 0,012) \text{ мкс}^{-1}$, $l = (3,42 \pm 0,08) \text{ нс}$.

Важно отметить, что наличие элементов крепления РС на стенде ФКБН-2М (конфорка и диафрагма) в пределах погрешности измерений не изменяют значение α_0 . Поэтому приведенные в табл. 1 (А, Б, В) данные о критической сферической модели РС (далее КС-1) могут быть использованы для расчетного анализа результатов измерения кинетических характеристик сборок, полученных в настоящей работе.

Зависимость постоянной спада мгновенных нейтронов от реактивности

$\rho/\beta_{эф}$	0,99	1,98	2,17	3,15	4,01	4,10	5,22	6,13
α , мкс ⁻¹	1,147	1,661	1,761	2,381	2,770	2,882	3,509	3,968
$\rho/\beta_{эф}$	6,30	8,28	8,54	0,64	1,37	2,61*	4,35	
α , мкс ⁻¹	4,049	5,208	5,319	0,936	1,312	2,062*	2,985	

Примечание. Жирным шрифтом выделены значения для РС с дополнительными опорами; * – с дополнительными опорами и диафрагмой.

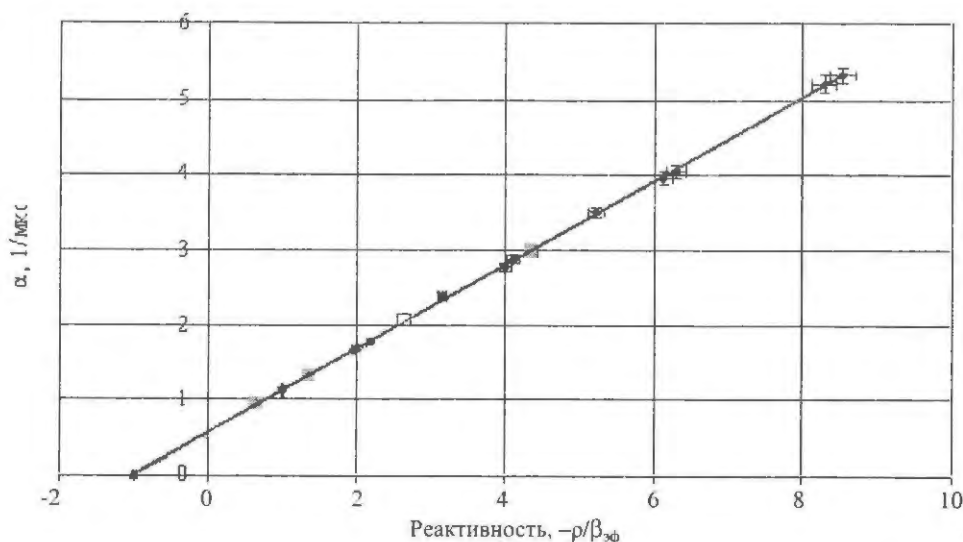


Рис. 5. Зависимости постоянной спада мгновенных нейтронов от реактивности для РС: * – измерения со штатным креплением РС на стенде ФКБН-2М; ■ – измерения на РС с дополнительными конфорками; □ – измерения на РС с дополнительными конфорками и диафрагмой

Сравнение результатов измерений кинетических характеристик для «голых» РС из ²³⁹Pu в δ-фазе: КС-1 РФЯЦ-ВНИИЭФ (Россия) и Jezebel LANL(США)

Полученные в настоящей работе значения кинетических параметров ($\beta_{эф}$, α_0 , τ_0) для «голой» сборки из ²³⁹Pu (98 %) в δ-фазе представляется интересным сравнить с результатами, полученными во ВНИИЭФ ранее для этой сборки с использованием других методов измерений, а также с данными для сборки Jezebel (LANL, США) [4], близкой по составу и геометрии к исследуемой. Такие данные представлены в табл. 3.

Таблица 3

Значения $\beta_{эф}$, α_0 , τ_0 для «голых» критическихборок из ²³⁹Pu в δ-фазе

Состав	α_0 , мкс ⁻¹	τ_0 , нс	$\beta_{эф}$	Метод измерения
²³⁹ Pu (98 %) (ВНИИЭФ)	$0,573 \pm 0,012$	$3,42 \pm 0,09$	$0,00196 \pm$ $\pm 0,00003$	БРИК
	$0,57 \pm 0,01$	$3,44 \pm 0,09$		Росси-α
	$0,58 \pm 0,02$	$3,38 \pm 0,12$		метод импульсного источника
²³⁹ Pu (95,5 %) (LANL) [4]	0,66	3,48	0,0023	Росси-α (в помещении)
	0,65	3,54		Росси-α (вне помещения)
²³⁹ Pu (95,5 %) (LANL) [5]	0,66	2,94	0,00194	Росси-α (в помещении)
	0,65	2,98		Росси-α (вне помещения)

Из табл. 3 видно, что результаты измерений каждого из кинетических параметров для сборки из ^{239}Pu в δ -фазе, полученные во ВНИИЭФ с использованием различных методов, в пределах погрешности совпадают между собой. Значения всех параметров ($\beta_{\text{эф}}$, α_0 , τ_0) в работе [4], а также (α_0 и τ_0) в работе [5] для «голой» плутониевой сборки Jezebel (LANL) существенно (в несколько раз больше заявленных погрешностей измерений) отличаются от соответствующих значений для аналогичной сборки из ^{239}Pu в δ -фазе ВНИИЭФ КС-1. Значение $\beta_{\text{эф}}$ в работе [5] практически совпадает с нашими данными.

Прокомментируем представленные в табл. 3 результаты.

Сборка Jezebel отличается от изучаемой в данной работе КС-1 из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе несколько меньшим размером центральной полости, меньшим внешним диаметром, меньшим содержанием нуклида ^{239}Pu и меньшим количеством легирующих добавок (в частности, галлия). Поэтому значения кинетических параметров ($\beta_{\text{эф}}$, α_0 , τ_0) для Jezebel (LANL), вообще говоря, могут отличаться от соответствующих значений для КС-1. Однако наш опыт исследований ядерно-физических характеристик различных критических сборок из ^{239}Pu свидетельствует, что указанное различие не должно быть значительным. Так, проводимые расчеты показали, что увеличение обогащения по изотопу ^{239}Pu на 1 % приводит к повышению значения α_0 также примерно на 1 %.

Мы считаем, что приведенные в работе [4] значения $\beta_{\text{эф}}$, α_0 , τ_0 , а также значения α_0 и τ_0 в работе [5] для Jezebel (LANL) имеют значительные систематические погрешности. При этом указанные погрешности допущены в первичной работе [4], а в более поздней работе [5] используется заимствованное из нее завышенное значение α_0 . Вследствие этого (при принятом правильном значении $\beta_{\text{эф}} = 0,00194$) приведенное в [5] значение τ_0 , соответственно, является заниженным.

Ниже на основании анализа экспериментов будет указана возможная ошибка в интерпретации результатов измерений, приведшая к неверным значениям всех кинетических параметров для сборки Jezebel в работе [4] и, частично, в работе [5]. При анализе будем исходить из следующих бесспорных постулатов:

1. Критерием правильности получаемых результатов в рассматриваемых экспериментах служит выполнение соотношения Симмонса – Кинга (6) для показателя основной гармоники спада плотности потока нейтронов утечки из размно-

жающей сборки, т. е. $\alpha = f(\rho)$ является линейной функцией. При этом $\alpha = \alpha_0$ при $\rho = 0$, а также $\alpha = 0$ при $\rho = \beta_{\text{эф}}$. Таким образом, функция $\alpha = f(\rho)$ должна пересекать ось ординат в точке α_0 , а ось абсцисс – в точке $\rho = 1/\beta_{\text{эф}}$. Это подтверждено многочисленными экспериментами.

2. В работе [4] α измеряется в подкритических опытах. При этом измерение реактивности производится для РС, в которой содержится разное количество вкладышей малой массы из плутония. В этом случае реактивность может измеряться в относительных единицах: по оси абсцисс указывается число удаленных из РС вкладышей, и зависимость $\alpha = f$ (число вкладышей) является линейной. Однако для «конечной» интерпретации опытов надо иметь калибровку относительной единицы реактивности (вкладыш из плутония) в единицах $\beta_{\text{эф}}$. Для сборки Jezebel это производилось путем измерения периода разгона РС в надкритической области изменения реактивности [5]. Из графика 3 работы [5] следует, что удаление из РС Jezebel одного вкладыша из плутония уменьшает реактивность на $\Delta\rho = 0,225\beta_{\text{эф}}$.

3. Вследствие линейного характера функции $\alpha = f(\rho)$ значение α_0 можно определять в любом интервале ее изменения в подкритической области: $\alpha_0 = \Delta\alpha/\Delta\rho$. При обработке результатов опытов можно не отсчитывать значение реактивности в измеряемых точках относительно $\rho = 0$, т. е. не фиксировать на графике положение оси ординат.

Таблица 4

Зависимость постоянной спада мгновенных нейтронов от числа извлеченных вкладышей для Jezebel

Число извлеченных вкладышей	α , мкс ⁻¹	
	1	0,786
2	0,910	0,914
3	1,031	1,037
4	1,170	1,183
5	1,291	1,317
6	1,416	1,425
7	1,550	1,562
8	1,680	1,680

На рис. 6 (см. рис. 6 работы [4]) приведена экспериментальная зависимость функции $\alpha = f(\rho)$ для Jezebel. Используя эту зависимость и значения α , приведенные в таблице на рис. 5 той же работы (см. табл. 4), определим значение α_0 в интервале точек измерения 2–7 (удаление 5 вкладышей): $\Delta\alpha = (1,556 - 0,912) = 0,644$ 1/мкс. Соответ-

ствующее изменение реактивности РС составляет $\Delta\rho = 0,225 \beta_{эф} \times 5(\text{вкладышей}) = 1,125 \beta_{эф}$. Таким образом, определенное нами по экспериментальным данным работы [4] и возмущением реактивности сборки Jezebel одним вкладышем [5] значение константы Росси- α для критического состояния с учетом запаздывающих нейтронов будет равно: $\alpha_0 = \Delta\alpha/\Delta\rho = -0,575 \cdot 10^{-6} \text{ 1/с}$. По нашему мнению, это правильное значение.

Если экстраполировать на рис. 6 экспериментальную зависимость $\alpha = f(\rho)$ до пересечения с осью ординат (ось $-\alpha$), то получим значение $\alpha_0 = 0,66 \cdot 10^{-6} \text{ 1/с}$. Продолжая экстраполировать $\alpha = f(\rho)$ до пересечения с осью абсцисс ($\alpha = 0$), получим, что отрезок $\Delta\rho$ от начала координат до пересечения ее прямой $\alpha = f(\rho)$ составит 5,25 вкла-

дышей или $\Delta\rho (5,25 \text{ вкладышей}) = 0,225\beta_{эф} \times 5,25 = 1,17 \beta_{эф}$. Этого не может быть, так как по определению разница в значении реактивности между критическим состоянием РС с учетом запаздывающих нейтронов и без их учета $\Delta\rho = 1 \beta_{эф}$. Этот факт свидетельствует о том, что на рис. 6 в работе [4] шкала абсцисс в единицах $\beta_{эф}$ является искаженной. Искажение заключается в том, что начало координат (точка пересечения оси ординат и оси абсцисс) на графике зависимости $\alpha = f(\rho)$ не соответствует критическому (с учетом запаздывающих нейтронов) состоянию сборки Jezebel при условиях, имеющих место во время измерений спада плотности мгновенных нейтронов утечки из активной зоны.

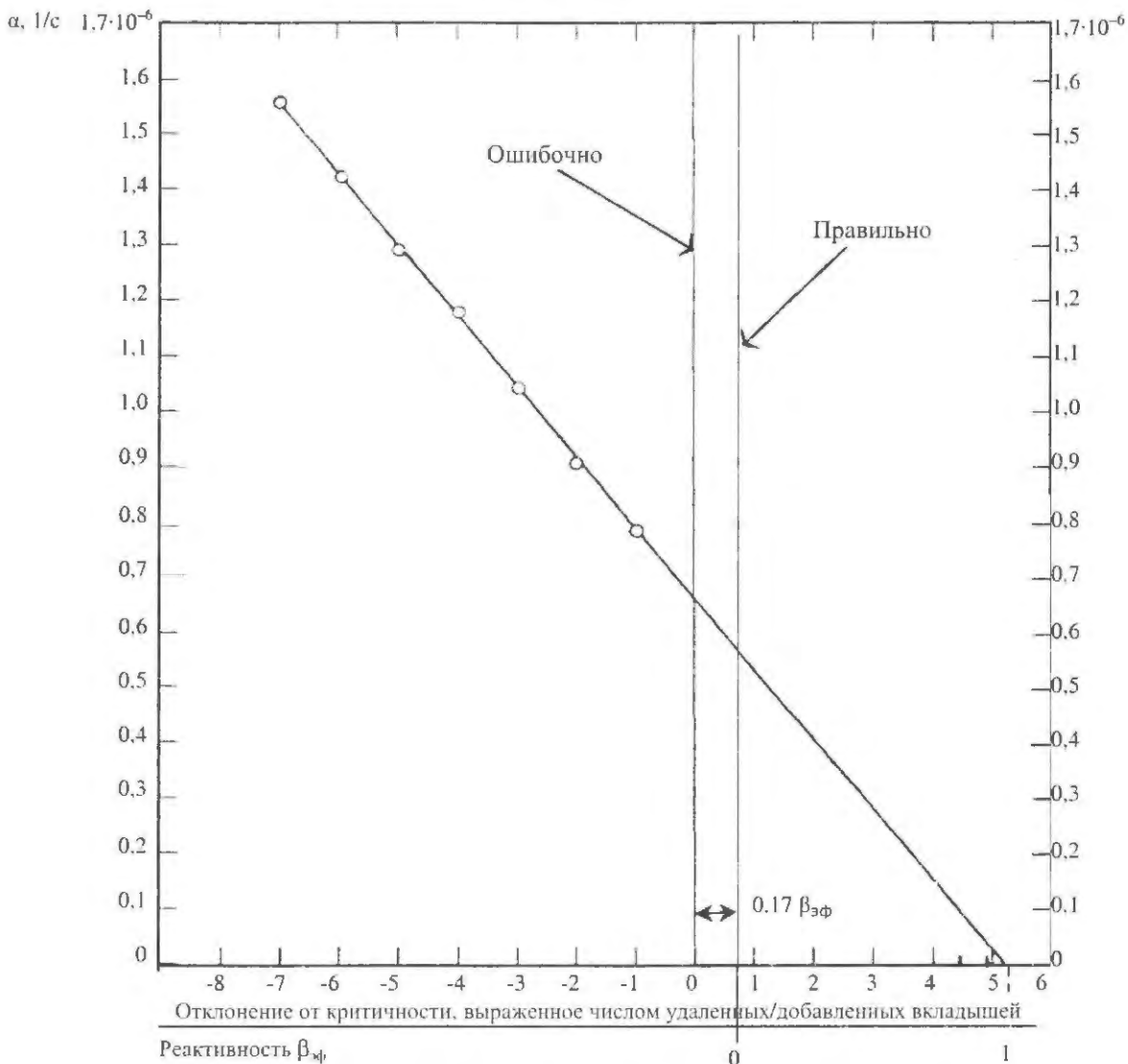


Рис. 6. Зависимости постоянной спада мгновенных нейтронов от реактивности для РС Jezebel [4]

В предыдущей фразе особо подчеркнем упоминание об условиях. В работе [4] не указано, каким способом и с какой точностью подбирались критическая геометрия сборки. Заметим, что подобрать точно критическую геометрию РС весьма не просто, особенно для РС из плутония (самонагрев АЗ, нейтронный фон, неповторяемость геометрии АЗ при ее переборке и др.). Фактически критические параметры РС могут быть определены только путем экстраполяции (или интерполяции) значений, полученных в подкритических (или надкритических) экспериментах. Особенно трудно было сделать это более полувека назад, когда степень подкритичности РС могла определяться только по значению коэффициента умножения нейтронов в РС.

Можно предположить, что в начале экспериментов (до удаления из активной зоны плутониевых вкладышей) с помощью регулирующего стержня было подобрано критическое состояние сборки с высокой точностью. Однако процедура подбора критичности РС сравнительно динамична, и температура активной зоны, обусловленная самонагревом плутония, могла быть неравновесной (как по объему АЗ, так и по отношению к комнатной температуре). Измерения параметра α занимают много времени. В течение этого времени может установиться равновесная температура сборки. При этом она может быть выше той, которую имела подобранная ранее критическая сборка. Так как сборка Jezebel имеет отрицательный коэффициент реактивности, то значение подкритичности для каждого варианта сборки (различающихся количеством плутониевых вкладышей в АЗ) должно быть больше того, которое было оценено на основании критического эксперимента. Согласно приведенным выше данным, на рис. 6 [4] должна быть введена поправка, сводящаяся к переносу начала координат по оси абсцисс вправо на $\Delta\rho = 0,17 \beta_{эф}$.

Таким образом, полученные в работе [4] значения $\alpha_0 = 0,66 \cdot 10^{-6}$ 1/с и $\beta_{эф} = 0,0023$ являются ошибочными. Заметим, что в более поздней работе [5] указанное выше искажение масштаба оси абсцисс отмечено, значение $\beta_{эф}$ изменено (это значение принято $\beta_{эф} = 0,00194$). Однако ошибочное значение $\alpha_0 = 0,66 \cdot 10^{-6}$ 1/с не изменено. Поэтому в работе [5] получено ошибочное значение $\tau_0 = 0,0019/0,66 \cdot 10^{-6} = 0,29 \cdot 10^{-8}$ с.

В дальнейших многочисленных публикациях американских авторов для критической сборки из ^{239}Pu Jezebel приводятся эти ошибочные значения кинетических характеристик.

Принимая во внимание вышеизложенное, правильная интерпретация измерений работы [4] может быть следующей:

1. Измерения $\alpha = f(\rho)$, для всех вариантов состава АЗ, различающихся количеством удаленных из нее вкладышей, выполнены правильно: соблюдается линейность исследуемой зависимости. Это свидетельствует о том, что во время измерений температура АЗ была равновесной и реактивность сборки определялась только количеством вкладышей в АЗ и повторяемостью геометрии ее блоков. Поэтому значение $\alpha_0 = \Delta\alpha/\Delta\rho = 0,575 \cdot 10^{-6}$ 1/с не содержит систематической погрешности.

2. Из результатов измерений работы [4] правильные значения кинетических параметров можно получить путем экстраполяции экспериментальной зависимости $\alpha = f(\rho)$ до пересечения с осью ординат (для α_0) и до пересечения с осью абсцисс (для $\beta_{эф}$), если на рис. 6 [4] ось ординат сместить вправо на $0,17 \beta_{эф}$. Это продемонстрировано на нашем рис. 6.

Отметим, что при исправлении ошибок, допущенных в работе [4], значения кинетических параметров для Jezebel (LANL, США) будут в пределах погрешности измерений совпадать со значениями таковых для КС-1 из ^{239}Pu (ВНИИЭФ, Россия).

Заключение

1. Полученные экспериментальные данные расширяют перечень тестовых (benchmark) параметров для критической сборки из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе, представленной в Международном справочнике [1]. В дополнение к критическим параметрам для этой сборки определены также значения кинетических параметров: константы размножения нейтронов α_0 , времени жизни мгновенных нейтронов τ_0 , эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$.

Для «голой» (без отражателя) критической сборки из ^{239}Pu (98 %) в δ -фазе ([1], V.1c, PU-MET-FAST-022) эти параметры имеют следующие значения:

$$\alpha_0 = (0,573 \pm 0,012) \text{ мкс}^{-1}; \tau_0 = (3,32 \pm 0,08) \text{ нс}; \\ \beta_{эф} = 0,00196 \pm 0,00003.$$

Новые данные дают возможность повысить качество тестирования нейтронных констант.

2. Сравнение значений кинетических параметров для «голой» сборки из ^{239}Pu в δ -фазе, измеренных в российских (РФЯЦ-ВНИИЭФ) и американских (LANL) исследованиях, показало:

– значения, полученные во ВНИИЭФ с использованием различной измерительной аппаратуры, совпадают между собой в пределах погрешности измерений;

– американские данные об α_0 и τ_0 , представленные в работах [4, 5], существенно отличаются от российских (расхождение ~ 15 % при заявленной погрешности измерений ~ 2 %);

– наше значение $\beta_{эф}$ практически совпадает с данными работы [5] и значительно различается с ошибочно принятым в [4].

3. Анализ измерений кинетических характеристик для сборки Jezebel (LANL) выявил возможную причину систематических погрешностей, которые могли иметь место в экспериментах в работе [4]: на графике зависимости $\alpha = f(\rho)$, используемой для определения значения α_0 , шкала абсцисс в единицах $\beta_{эф}$ является искаженной. Искажение заключается в том, что начало координат (точка пересечения оси ординат с осью абсцисс) не соответствует критическому (с учетом запаздывающих нейтронов) состоянию сборки Jezebel при условиях (температура и геометрия РС), имеющих место во время измерений спада плотности мгновенных нейтронов утечки из активной зоны.

Список литературы

1. International Handbook of Evaluated Critical Safety Benchmark Experiments. – NEA/NSC/DOC (95)03/I-IX, Organization for Economic Cooperation and Development – Nuclear Energy Agency (OECD-NEA), September 2006.

2. International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments. – NEA/NSC/DOC (2006)1, Organization for Economic Cooperation and Development – Nuclear Energy Agency (OECD-NEA), March 2007.

3. Воинов А. М., Егоров В. П., Запольский А. Е., Захаров А. Н., Кувшинов М. И., Пешехонов Д. П. Стенд для исследования нейтронно-физических характеристик простых критическихборок // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1992. Вып. 2. С. 21–29.

4. John D. Orndoff. Prompt neutron periods of metal critical assemblies // Nucl. Sci. and Eng. 1957. Vol. 2, N 4. P. 450.

5. Jarvis G. A., Linenberger G. A., Orndoff J. D., Paxton H. C. Two Plutonium-Metal Critical Assemblies // Nucl. Sci. and Eng. 1960. Vol. 8. P. 525–531.

6. Mihalczo J. T., Mullens J. A., Mattingly J. K., Valentine T. E. Physical description of nuclear materials identification system (NMIS) signatures // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A, 2000, N 450. P. 531.

7. Кайгородов А. А., Кувшинов М. И., Пешехонов Д. П. Экспериментальные исследования кинетики мгновенных нейтронов в критических сборках // Атом. 2009. № 44. С. 40–41.

8. Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Экспериментальные методы физики реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984.

9. Simmons B. E., King J. S. A pulsed neutron technique for reactivity determination // Nucl. Sci. and Eng. 1958. Vol. 3, N 5. P. 595.

Контактная информация –
Кайгородов Алексей Анатольевич,
младший научный сотрудник, РФЯЦ-ВНИИЭФ
(83130) 2-26-12, sharp@ru.ru

Статья поступила в редакцию 22.03.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 3–13.

УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА И БУСТЕРА В ТЕРМИНАХ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЕЛЕНИЙ

В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приведен вывод дифференциальных уравнений точечной кинетики реактора или бустера при наличии внешнего источника по отношению к размножающей нейтроны системе.

Ключевые слова: реактор, бустер, активная зона, внешний источник, точечная кинетика.

EQUATIONS OF REACTOR AND BOOSTER POINT KINETICS IN TERMS OF FISSION INTENSITY / V. Kh. KHORUZHYY // There is presented a derivation of differential point kinetics equations for reactor or booster at the availability of external source as related to a neutron multiplying system.

Key words: reactor, booster, core, external source, point kinetics.

При анализе поведения реактора с внешним источником или при расчетах бустера, в котором импульс делений инициируется импульсным внешним источником, важнейшими величинами, представляющими практический интерес, являются интенсивность (скорость) делений и полное число делений за импульс. Поэтому уравнения кинетики размножающей нейтроны системы должны быть записаны в соответствующих терминах. Следует отметить, что природа внешнего источника может быть различной. Это могут быть нейтроны, γ -кванты или электроны линейного импульсного ускорителя [1]. Результат действия источника заключается в том, что он с определенной скоростью инициирует в размножающей нейтроны системе дополнительные деления. Чтобы разобраться, как эта обусловленная действием источника скорость делений входит в уравнения кинетики, записанные в терминах полной скорости делений в размножающей нейтроны системе, рассмотрим в настоящей работе вывод уравнений точечной кинетики реактора или бустера из первичных принципов.

Будем исходить из наиболее общего уравнения цепной реакции для размножающей нейтроны системы

$$p(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\vec{r}' g(\vec{r}, t, \vec{r}', t') p(\vec{r}', t') + q(\vec{r}, t). \quad (1)$$

Здесь $p(\vec{r}, t)$ – пространственно-временная плотность делений в активной зоне (АЗ) в точке \vec{r} в момент времени t ; $g(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ – пространственно-временная плотность вторичных делений в точке \vec{r} в момент времени t , вызванных первичным делением, произошедшим в точке \vec{r}' в момент времени t' ; $q(\vec{r}, t)$ – пространственно-временная плотность делений в точке \vec{r} в момент времени t , вызванных внешним, не зависящим от реактора источником. Уравнение типа (1) использовалось, например, в работе [2]. Оно имеет прозрачный физический смысл и выражает тот факт, что деления в АЗ вызываются нейтронами предшествующих делений и внешними, не зависящими от реактора источниками.

В точечной модели полагают приближенно

$$p(\vec{r}, t) \approx P(t) p_0(\vec{r}), \quad \int d\vec{r} p_0(\vec{r}) = 1. \quad (2)$$

Здесь $P(t)$ имеет смысл полной скорости делений (т. е. мощности) в реакторе, а $p_0(\vec{r})$ – собственная функция реактора, т. е. распределение делений

по объему АЗ. Чтобы перейти к уравнениям точечной кинетики, нужно учесть то обстоятельство, что пространственная зависимость $q(\vec{r}, t)$ может не совпадать с собственной функцией. На практике это осуществляется с помощью функции ценности делений $\gamma(\vec{r})$, в качестве которой можно выбрать ту же функцию $p_0(\vec{r})$, так как известно, что односкоростная сопряженная нейтронная функция близка к функции потока нейтронов в АЗ.

Подставим выражение (2) в уравнение (1), умножим уравнение на функцию $\gamma(\vec{r})$ и проинтегрируем уравнение по объему АЗ. В результате получим

$$P(t) = \int_{-\infty}^t dt' G(t, t') P(t') + Q(t), \quad (3)$$

$$G(t, t') = \frac{1}{N} \int d\vec{r} d\vec{r}' \gamma(\vec{r}) g(\vec{r}, t, \vec{r}', t') p_0(\vec{r}'),$$

$$Q(t) = \frac{1}{N} \int d\vec{r} \gamma(\vec{r}) q(\vec{r}, t), \quad N = \int d\vec{r} \gamma(\vec{r}) p_0(\vec{r}).$$

В уравнении (3) $G(t, t')$ имеет смысл скорости вторичных делений в АЗ в момент времени t , вызванной первичным делением, произошедшим в момент времени t' . $Q(t)$ — эффективная скорость делений в реакторе в момент времени t , вызванная не зависящими от реактора источниками. Она уже соответствует распределению по собственной функции реактора $p_0(\vec{r})$.

В дальнейшем упрощение уравнения (3) может идти двумя путями. Рассмотрим подробно один из них, приводящий к дифференциальному уравнению точечной кинетики со временем генерации. Определим эффективный коэффициент размножения $k_{\text{эф}}(t) = \int_{-\infty}^t dt' G(t, t')$ и представим прибли-

женно $G(t, t') \approx k_{\text{эф}}(t) B(t - t')$, где в силу определения $\int_0^{\infty} d\tau B(\tau) = 1$. Функция $B(\tau)$ описывает

вклад мгновенных, запаздывающих и отраженных от стен помещения нейтронов $B(\tau) = B_p(\tau) + \sum_m \beta_m \lambda_m e^{-\lambda_m \tau}$. Здесь $\int_0^{\infty} d\tau B_p(\tau) = 1 - \beta$, $\beta = \sum_m \beta_m$.

Если учитывающий мгновенные нейтроны член $B_p(\tau)$ не содержит долгоживущих компонент (они появляются, например, при наличии водородосодержащего или бериллиевого отражателя и учитываются аналогично запаздывающим ней-

тронам), то его вклад можно приближенно записать в виде

$$\int_{-\infty}^t dt' B_p(t - t') P(t') = \int_0^{\infty} d\tau B_p(\tau) P(t - \tau) \approx \int_0^{\infty} d\tau B_p(\tau) \left[P(t) - \frac{dP}{dt} \tau \right] = P(t)(1 - \beta) - \Lambda \frac{dP}{dt},$$

где $\Lambda = \int_0^{\infty} d\tau B_p(\tau) \tau$. При разложении $P(t - \tau)$ под знаком интеграла в ряд Тэйлора учтен тот факт, что $B_p(\tau)$ отлична от нуля в очень малой окрестности значения $\tau = 0$. Таким образом, дифференциальные уравнения точечной кинетики примут вид

$$P(t) = k_{\text{эф}} \left[P(t)(1 - \beta) - \Lambda \frac{dP}{dt} + \sum_m \beta_m c_m(t) \right] + Q(t),$$

где введены функции $c_m(t) = \lambda_m \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_m(t-t')} P(t')$, которые удовлетворяют уравнению

$$\frac{dc_m}{dt} = \lambda_m P - \lambda_m c_m. \quad (4)$$

В результате получаем уравнение

$$\Lambda \frac{dP}{dt} = (\rho - \beta) P(t) + \sum_m \beta_m c_m(t) + \frac{Q(t)}{k_{\text{эф}}},$$

$$\rho = (k_{\text{эф}} - 1) / k_{\text{эф}}. \quad (5)$$

Эти уравнения, которые использовались в работе [3], можно представить в более привычной форме, введя функции $C_m(t) = \frac{\beta_m}{\lambda_m \Lambda} c_m(t)$. В результате получим следующую систему уравнений:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} P(t) + \sum_m \lambda_m C_m(t) + \frac{Q(t)}{\Lambda k_{\text{эф}}}, \quad (6)$$

$$\frac{dC_m}{dt} = \frac{\beta_m}{\Lambda} P(t) - \lambda_m C_m(t).$$

Можно показать, что альтернативное неэквивалентное определение $k_{\text{эф}}(t') = \int_{t'}^{\infty} dt G(t, t')$ и представление $G(t, t') \approx B'(t - t') k_{\text{эф}}(t')$ приводят к дифференциальному уравнению точечной кинетики со средним временем жизни нейтронов

$$\frac{dP}{dt} = \frac{k_{\text{эф}}(1-\beta)-1}{l} P(t) + \sum_m \lambda_m C_m(t) + \frac{Q(t)}{l}, \quad (7)$$

$$\frac{dC_m}{dt} = \frac{\beta_m}{l} k_{\text{эф}}(t) P(t) - \lambda_m C_m(t).$$

Уравнения (6) и (7) не являются эквивалентными и приводят к близким результатам, когда $k_{\text{эф}}$ близко к единице. Входящая в уравнения (6) или (7) эффективная скорость делений $Q(t)$, обусловленная действием различных по своей природе источников, на практике рассчитывается методом Монте-Карло по программе С-95 [4].

Список литературы

1. Павловский А. И., Босамькин В. С., Герасимов А. И. и др. Мощный линейный импульсный ускоритель пучка электронов на радиальных линиях ЛИУ-30 // Приборы и техника эксперимента, 1998, № 2, с. 13–25.

2. Кочкин В. И., Шабалин Е. П. Эффективная одноточечная модель кинетики размножающей среды с реальными геометрическими и физическими свойствами. Препринт № 11-5407. Дубна: ОИЯИ, 1970.

3. Хоружий В. Х., Кошелев А. С., Колесов В. Ф. Интегрирование уравнений кинетики импульсного реактора на быстрых нейтронах жестко-устойчивыми методами Гира // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, № 1, с. 8–14.

4. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2003, с. 100–104.

Контактная информация –
Хоружий Валентин Харлампиевич
тел.: (83130) 2-74-92, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 26.02.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 14–16.

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ В СФЕРИЧЕСКИХ АКТИВНЫХ СИСТЕМАХ

Э. Ф. Фомушкин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

С помощью метода геометрических вероятностей проведены вычисления пространственного распределения актов взаимодействия в объеме шарообразного источника излучения.

Ключевые слова: метод геометрических вероятностей, ядерное взаимодействие, источники излучения.

**SOME CHARACTERISTICS OF RADIATION DISTRIBUTION IN THE SPHERICAL ACTIVE SYSTEM/
E. F. FOMUSHKIN** // With the aid of geometrical probabilities method there were made calculations of space distribution of interaction events in the volume of radiation spherical source.

Key words: geometrical probabilities method, nuclear interaction, radiation sources.

Исследование пространственного распределения излучений в элементах ядерных устройств – весьма сложная задача. К таким элементам можно отнести и активные зоны ядерных реакторов, и мишенные узлы ускорителей, и радиоактивные источники излучений, и узлы измерительных систем для исследования ядерных взаимодействий и др.

В общем случае для теоретической оценки процессов в таких устройствах используется метод статистических испытаний с привлечением массива входных данных о ядерных константах, о геометрических параметрах.

Однако в некоторых случаях для первичной оценки характеристик ядерных устройств, обладающих определенной симметрией, возможно получение аналитических решений. В этом случае значительный эффект при получении функциональных соотношений может дать использование различных методов теории вероятностей, в частности, метода геометрических вероятностей.

По определению, «геометрические вероятности – вероятности событий, связанных со взаимным расположением геометрических фигур, случайно расположенных на плоскости или в пространстве» [1]. Наиболее логичной иллюстрацией использования метода геометрических вероятностей является задача Бюффона [2], рассматриваемая практически во всех руководствах по теории

вероятностей. Считается, что именно с этой задачи началось использование геометрических вероятностей для фундаментальных исследований и практических вычислений.

В данной работе с использованием методов геометрических вероятностей проводятся вычисления пространственного распределения актов взаимодействия, возникающих в объеме шарообразного источника излучения. Отвлекаясь от физического содержания проблемы, сформулируем теоретико-вероятностную постановку задачи.

Вблизи сферы радиуса R наудачу располагается прямолинейный отрезок длиной $\lambda \leq 2R$ таким образом, что один конец отрезка гарантированно находится внутри данной сферы. Требуется найти вероятность того, что второй конец отрезка находится внутри данной сферы, в области с $x \leq R$.

Как правило, в задачах такого типа рассматриваются два типа множеств – пространство элементарных равновозможных испытаний и пространство испытаний, благоприятствующих исследуемому событию. Пространство испытаний – совокупность всех возможных значений переменных, от которых зависит исследуемый процесс; пространство испытаний, благоприятствующих исследуемому событию, – совокупность значений переменных, при которых изучаемое событие происходит. Объем пересечения этих пространств,

42183 uq

отнесенный к объему полного пространства испытаний, определяет вероятность исследуемого события.

В нашем случае элементарным испытанием является акт вылета частицы из определенной точки источника в данном направлении. Пространство испытаний определяется тремя переменными: радиусом-вектором ρ точки вылета частицы, орбитальным углом θ вылета (относительно радиуса-вектора ρ) и азимутальным углом φ . Предполагается, что элементарные источники излучения равномерно распределены по объему шара, и излучение каждого элементарного источника сферически симметрично. Соответственно, пространство испытаний задается системой:

$$0 \leq \rho \leq R, \quad P(\rho)d\rho = (3\rho^2)d\rho/R^3, \quad \int_0^R P(\rho)d\rho = 1;$$

$$0 \leq \theta \leq \pi, \quad P(\theta)d\theta = -d(\cos\theta)/2, \quad \int_0^\pi P(\theta)d\theta = 1; \quad (1)$$

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad P(\varphi)d\varphi = d\varphi/2\pi, \quad \int_0^{2\pi} P(\varphi)d\varphi = 1;$$

P – нормированная вероятность данного значения переменной. В случае сферически симметричного источника азимутальный угол вылета частицы φ во всех событиях имеет равновероятное распределение на интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Поэтому геометрические построения, иллюстрирующие процесс испускания и последующего взаимодействия излучения, можно рассматривать в плоскости, образуемой радиусом-вектором точки испускания и траекторией испущенной частицы. При этом азимутальный угол φ в последующих вычислениях не используется. Соотношения (1) в сферических координатах ρ, θ, φ определяют шар радиуса R с центром в начале координат.

Пространство испытаний, благоприятствующих событию, – другой конец отрезка длиной λ попадает в точку, находящуюся на расстоянии, не превышающем x от начала координат (рис. 1), – можно записать в виде

$$\rho^2 + \lambda^2 - 2\rho\lambda \cos\theta \leq x^2, \quad (2)$$

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad P(\varphi)d\varphi = d\varphi/2\pi.$$

В тех же сферических координатах ρ, θ, φ соотношения (2) определяют шар радиуса x с центром, расположенным на расстоянии λ от начала координат. Таким образом, искомое пространство испытаний – общая часть двух шаров с радиусами

R и $x \leq R$, расстояние между центрами шаров – λ ; объем этого пространства – V .

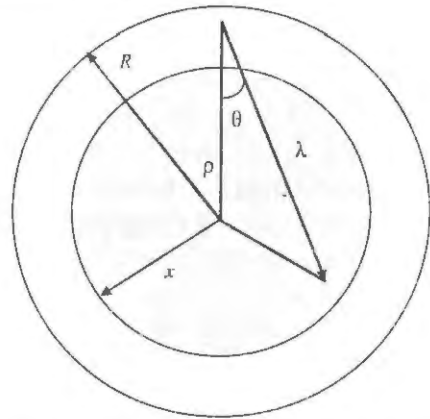


Рис. 1. Траектория частицы в теле шарового источника

Если $0 \leq \lambda \leq R - x$, $V = (4\pi/3)x^3$; если $\lambda \geq R + x$, $V = 0$. Если $R - x \leq \lambda \leq R + x$, объем общей части двух шаров равен сумме объемов двух шаровых секторов с радиусами кривизны R и x , имеющих общее основание (рис. 2). Объем этого тела вычисляется методами элементарной стереометрии и равен

$$V = (\pi/6) \left\{ \lambda^3/2 - 3\lambda(R^2 + x^2) + 4(R^3 + x^3) - (3/2)(R^2 - x^2)/\lambda \right\}. \quad (3)$$

Соответственно вероятность исследуемого события

$$P(\lambda, x, R) = V / \left[(4\pi/3)R^3 \right]. \quad (4)$$

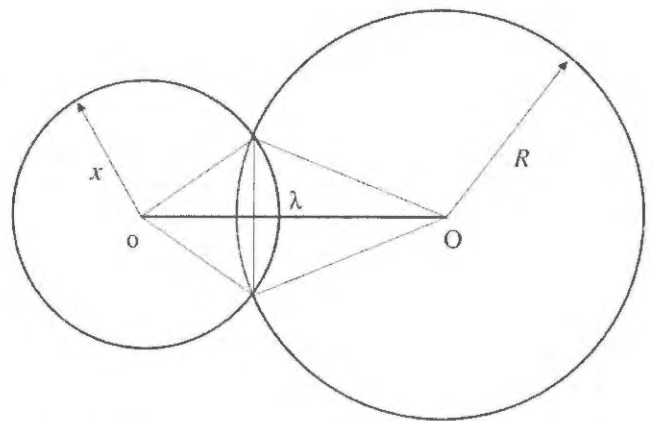


Рис. 2. Формирование поля событий, благоприятствующих исследуемому процессу ($R - x \leq \lambda \leq R + x$)

Для компактности записи итоговой формулы отнормируем все линейные размеры на величину радиуса шарового источника R . Введя обозначен-

ния $r = x/R$ и $l = \lambda/R$, получаем значение вероятности события – частица с пробегом l , появившаяся в наудачу выбранной точке шарового источника радиуса $R \equiv 1$, испытает первое взаимодействие на расстоянии от центра источника, не превышающем r :

$$P(l, r) = \begin{cases} r^3, & \text{если } 0 \leq l \leq 1-r; \\ (1+r^3)/2 - (3/8)(1+r^2) + l^3/16 - (3/16)(1-r^2)^2/l, & \text{если } 1-r \leq l \leq 1+r; \\ 0, & \text{если } l \geq 1+r. \end{cases} \quad (5)$$

На границах определения функции $P(l, r)$ условие непрерывности функции и ее первой производной выполняется.

Вариант $r = 1$ ($x = R$) соответствует суммарной вероятности испытать взаимодействие в объеме шарового источника. В этом случае формула (5) приобретает весьма компактную форму

$$P(l, r=1) = \begin{cases} 1 - (3l)/4 + l^3/16, & \text{если } l < 2, \\ 0, & \text{если } l \geq 2; \end{cases} \quad (6)$$

соответственно, вероятность вылета частицы из источника без взаимодействия с веществом источника

$$E(l, r=1) = 1 - P(l, r=1) = \begin{cases} (3l)/4 + l^3/16, & \text{если } l < 2, \\ 1, & \text{если } l > 2. \end{cases} \quad (7)$$

Напомним, $r = x/R$ и $l = \lambda/R$ – величины нормированного пробега, l имеет фиксированное значение.

Вероятность испытать взаимодействия в единичном объеме, находящемся на расстоянии r от центра шарообразного источника, равна

$$v(l, r) = [\delta P(l, r)/\delta r] dr / (4\pi r^2 dr) = \begin{cases} 3/(4\pi), & \text{если } 0 \leq l \leq 1-r; \\ 3/(4\pi) \{ 1/2 - l/(4r) + (1-r^2)/(4rl) \}, & \text{если } 1-r \leq l \leq 1+r; \\ 0, & \text{если } l \geq 1+r. \end{cases} \quad (8)$$

График зависимости $v(l, r)$ для нескольких значений l представлен на рис. 3.

Использование формул (5)–(7) может быть полезным при анализе пространственного распределения осколков деления в объеме шаровых микровзлов [3].

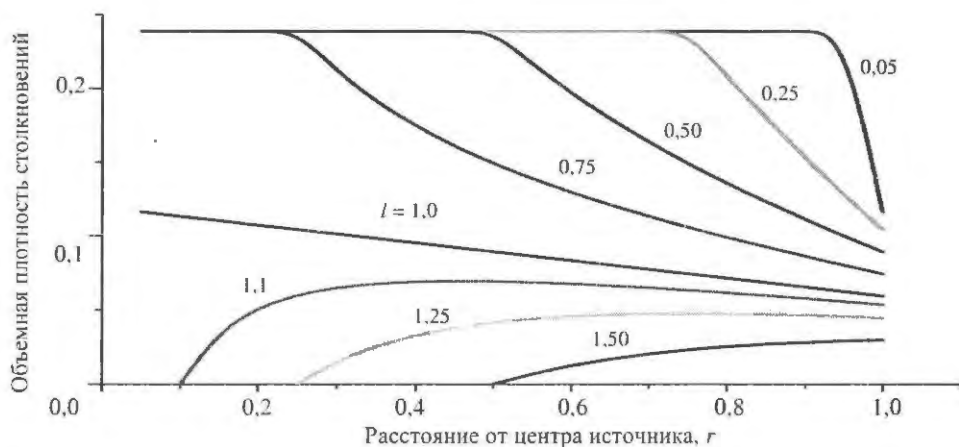


Рис. 3. Вероятность взаимодействия излучения в единичном объеме, находящемся на расстоянии r от центра шарообразного источника радиуса $R \equiv 1$

Если $l \neq \text{const}$, необходимо усреднение по спектру значений l . Для нейтронов и γ -квантов обычно предполагается, что пробеги этих излучений имеют экспоненциальное распределение

$$\Psi(l)dl = \exp(-l/l_0)dl/l_0, \quad (9)$$

где l_0 – средний нормированный пробег соответствующей частицы в веществе шарового источника радиуса $R \equiv 1$.

Усреднение вероятности $v(l, r)$ (8) по экспоненциальному распределению (9) приводит к зависимости $\Phi(l_0, r)$ – плотности взаимодействий в единичном объеме, находящемся на расстоянии r от центра шарообразного источника единичного радиуса. Еще раз напомним, l_0, r – безразмерные величины, реальные значения среднего пробега и расстояния от центра нормированы на значение радиуса шарового источника.

$$\begin{aligned} \Phi(l_0, r) &= \int_0^{\infty} v(l, r) \exp(-l/l_0) dl/l_0 = \\ &= 3/(4\pi) \left\{ \int_0^{1-r} \exp(-l/l_0) dl/l_0 + \int_{1-r}^{1+r} \left[1/2 - l/(4r) + (1-r^2)/(4rl) \right] \exp(-l/l_0) dl/l_0 \right\} = \\ &= 3/(4\pi) \left\{ 1 - \exp(-1/l_0) \left[\cosh(r/l_0)/2 + (l_0/2r)(1-l_0^{-1}) \sinh(r/l_0) \right] + \right. \\ &\quad \left. + (1-r^2)/(4rl_0) \left[Ei(-(1+r)/l_0) - Ei(-(1-r)/l_0) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $Ei(z) = -\int_z^{\infty} [\exp(-t)/t] dt$ – интегральная показательная функция [4].

График зависимости $\Phi(l_0, r)$ для нескольких значений l_0 представлен на рис. 4.

Для излучений с экспоненциальным распределением пробегов вероятность вылета частицы из шарового источника без взаимодействия с веществом источника вычисляется с использованием формул (6), (7) и (9).

$$\begin{aligned} \Theta(l_0) &= \int_0^{\infty} E(l, R) \exp(-l/l_0) dl/l_0 = \int_0^{2R} \left[(3/2)(l/2R) - (1/2)(l/2R)^3 \right] \exp(-l/l_0) dl/l_0 + \\ &+ \int_{2R}^{\infty} \exp(-l/l_0) dl/l_0 = 3/u^3 \left\{ u^2/2 - 1 + \exp(-u)(1+u) \right\}, \text{ где } u = 2R/l_0. \end{aligned} \quad (11)$$

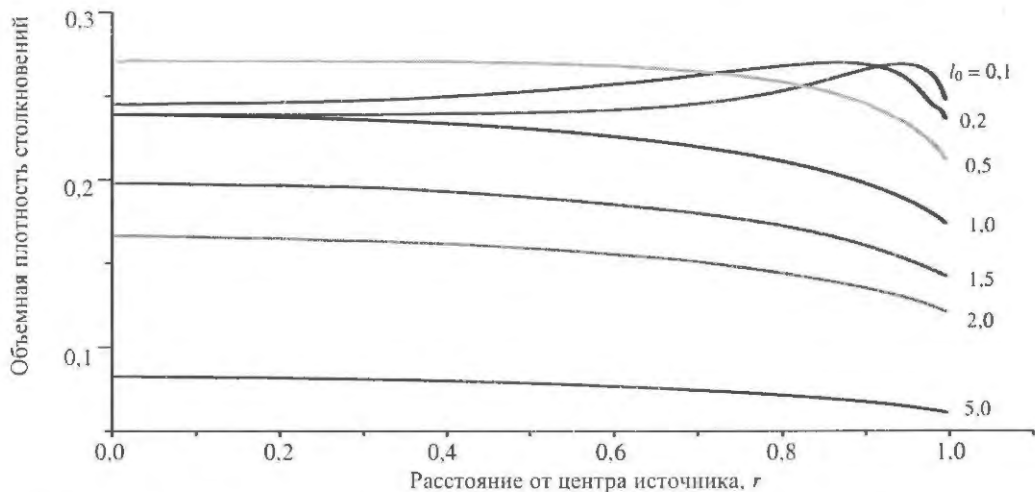


Рис. 4. Вероятность взаимодействия излучения с экспоненциальным распределением пробегов в единичном объеме, находящемся на расстоянии r от центра шарообразного источника

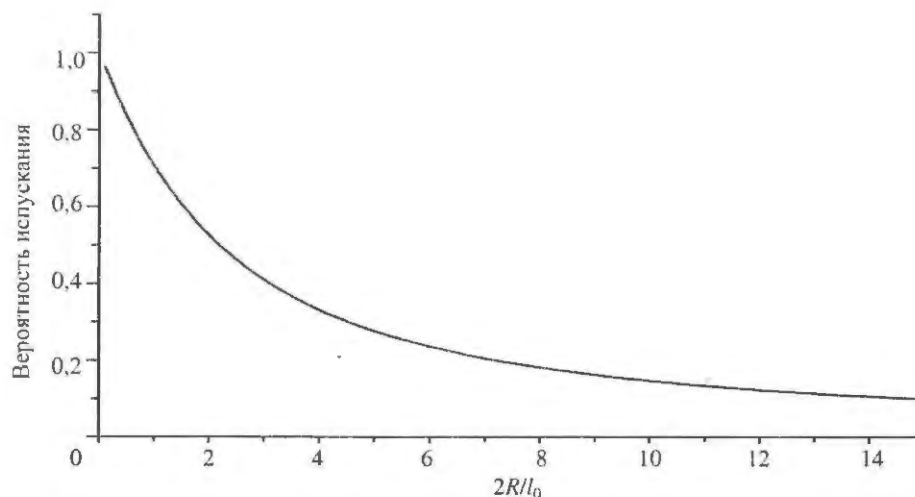


Рис. 5. Вероятность выхода излучения из шарового источника ($2R$ – диаметр источника, l_0 – средний пробег частицы) без взаимодействия с веществом источника

Функция $\Theta(l_0)$ представлена на рис. 5.

Для сферических размножающих систем, например, из плутония или урана, функция $\Phi(l_0, r)$ (10) описывает распределение реакций взаимодействия нейтронов спонтанного деления и (α, n) -нейтронов с веществом сборок. Распределение реакций, вызванных нейтронами вынужденного деления, в первом приближении также может описываться этим распределением.

Функция $\Theta(l_0)$ (11) может эффективно использоваться для корректировки результатов измерений с образцовыми радиоактивными γ -источниками.

Следует отметить, что формула (11), по-видимому, впервые была получена авторами работы [5], но в несколько другой форме записи. Вероятность $\Theta(l_0)$ в работе [5] на начальном этапе была записана в виде тройного интеграла, подинтегральная функция разлагалась в ряд, производилось почленное интегрирование, а затем суммирование полученного бесконечного ряда. Все эти операции были связаны с весьма громоздкими вычислениями. В данной работе за счет использования принципов геометрических вероятностей решение более общей задачи свелось к элементарным вычислениям объемов и последующему интегрированию достаточно простых функций.

Методы геометрических вероятностей могут успешно применяться для описания распространения излучений в системах более сложной кон-

фигурации [6]. Получаемые при этом аналитические распределения могут быть несколько более сложными.

Список литературы

1. Математическая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1977, с. 932.
2. Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей. – М.: Наука, 1965, с. 38–40.
3. Устиненко В. А., Богданов В. Н., Горбунов В. В. и др. // ВАНТ, сер. Физика ядерных реакторов, 2009 г., вып. 2, с. 3–12.
4. Янке Е., Эмке Ф., Лёш Ф. Специальные функции (Формулы, графики, таблицы). – М.: Наука, 1964, с. 62–64.
5. Бак М. А., Петржак К. А., Романов Ю. Ф. // Журнал технической физики, 1956, вып. 2, т. XXVI, с. 379–384.
6. Фомушкин Э. Ф. // Атомная энергия, 1965, т. 18, с. 38–40.

Контактная информация –
Фомушкин Эдуард Федорович
тел.: (83130) 7-56-07, e-mail: fomushkin@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 26.02.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 17–21.

УТОЧНЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БИГР

В. Ф. Колесов, Е. В. Интяпина

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приведены результаты теоретического исследования, выполненного в целях выяснения причин неудовлетворительного воспроизведения в расчетах реактора БИГР так называемого «плато» (или «хвоста») импульсов делений, в частности, четко выраженных осцилляций мощности реактора на плато. Показано, что с большой вероятностью причина заключается в проявлениях неустойчивости радиального смещения топливных колец или в детерминированной деформации формы их поперечного сечения. Решения модифицированных уравнений динамики реактора БИГР, записанных с учетом этих явлений, удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Ключевые слова: реактор БИГР, активная зона, топливные кольца, импульс делений, плато импульса, уравнения динамики реактора, изменения реактивности, неустойчивость смещения топливных колец.

IMPROVED EQUATIONS OF BIGH PULSED REACTOR DYNAMICS / V. F. Kolesov, E. V. Intyapina //

The paper presents results of a theoretical study performed for the purposes of finding reasons for unsatisfactory reproduction (in calculations of BIGH reactor) of so-called «plateau» (or a «tail») of fission pulses, particularly, distinct oscillations of reactor power on the plateau. It is shown that in all probability the reason is manifestation of instability of fuel rings radial displacement or deterministic deformation of their cross-section form. Solutions of modified equations of BIGH reactor dynamics, recorded taking into account these phenomena, satisfactorily agree with the experiment.

Key words: BIGH reactor, core, fuel rings, fission pulse, pulse plateau, reactor dynamic equation, reactivity changes, displacement instability of fuel rings.

Введение

Методы расчета динамики быстрых импульсных реакторов хорошо развиты [1–3]. Применительно к реакторам с металлической активной зоной (АЗ) они способны практически точно воспроизводить не только основную, быстропеременную, часть импульса делений, но и так называемое «плато» (или «хвост») импульса, подверженное сильному влиянию со стороны окружающих предметов, в том числе и стен помещения. В этом отношении реактор БИГР [4], в целом, ввиду отсутствия в нем собственно динамических эффектов не представляющий сложностей для расчета импульсов делений, является некоторым исключением.

Если вести речь о быстропеременной части импульса, то она применительно к реактору БИГР воспроизводится в расчетах так же хорошо, как и в других реакторах. К сожалению, этого нельзя сказать о плато импульса: в случае реактора БИГР оно рассчитывается лишь приближенно. Расчет

в этом случае в сравнении с экспериментом занижает выход энергии на плато и не воспроизводит характерные для импульсов БИГР низкочастотные осцилляции мощности.

Поскольку «навскидку» улучшить расчетное воспроизведение плато не удавалось и легкое объяснение необычного поведения мощности не просматривалось, а необходимость серьезного углубления в проблему отсутствовала, вопрос был оставлен без внимания.

Этот вопрос вновь всплыл на поверхность в связи с физическим пуском в 2009 г. импульсного реактора БР-1М, а именно в связи с возникшей озабоченностью по поводу аномальной, повышающей выход энергии на плато модуляции мощности в импульсах делений с начальными реактивностями по мгновенным нейтронам в диапазоне от $0,03\beta_{эф}$ до $0,05\beta_{эф}$. Тогда возникла мысль о возможном проявлении в данном случае неустойчивости в радиальном смещении топливных колец АЗ. В этой связи припомнились и специфические, пока еще не объясненные осцилляции мощности на плато импуль-

сов в реакторе БИГР. Поскольку этот вопрос стал казаться значимым в аспекте безопасности импульсных установок, потребовалось его более серьезное, чем ранее, рассмотрение.

Такого рода исследование выполнено в настоящей статье применительно к импульсам реактора БИГР. В основу теоретического и расчетного анализа положено предположение о возможности проявлений стохастической неустойчивости в термическом радиальном смещении топливных колец или детерминированной деформации их поперечного сечения. И тот, и другой эффекты могут приводить к осевым смещениям топливных колец и, следовательно, к дополнительным компонентам реактивной обратной связи. Эти компоненты влияют на уровень и форму плато и, как увидим, предоставляют возможность удовлетворительного воспроизведения в расчетах не только быстропеременной, но и медленной части импульса делений.

1. Реактор БИГР. Импульсы делений в реакторе

Развитые во ВНИИЭФ методы теоретического описания динамики импульсных реакторов позволили одному из авторов настоящей статьи (В. Ф. Колесову) выступить в свое время с предложением о строительстве быстрого АИР с АЗ из дисперсного уран-графитового топлива, отличающегося высокими уровнями флюенса нейтронов за импульс и плотностью потока нейтронов, и разработать принципиальную конструкцию этой установки [3, 4]. Предложение нашло отклик, и вскоре во ВНИИЭФ и в смежных институтах группой сотрудников во главе с М. И. Кувшиновым была развернута работа по проектированию реактора, отработке технологии изготовления уран-графитовых деталей АЗ с требуемыми свойствами и строительству этого реактора, получившего название БИГР (быстрый импульсный графитовый реактор). Реактор был введен в эксплуатацию во ВНИИЭФ в 1977 г. и до сих пор успешно используется как мощный источник n -, γ -излучений [5].

В реакторе БИГР в качестве топливного материала используется спрессованная, достаточно однородная смесь двуокиси урана с графитом. Отношение числа ядер углерода к числу ядер ^{235}U в смеси составляет ~ 16 . Обогащение урана изотопом ^{235}U равно 90%. Принятый состав уран-графитового топлива близок к оптимальному. В таком топливе четко проявляется связанное

с фактором разбавления увеличение флюенса нейтронов за импульс, а спектр и время жизни мгновенных нейтронов остаются еще типичными для быстрых реакторов. Реактор в этом случае имеет сравнительно небольшие размеры, и формирование импульса делений в нем за счет теплового расширения не встречает существенных затруднений. Вид АЗ реактора БИГР в осевом сечении показан на рис. 1.

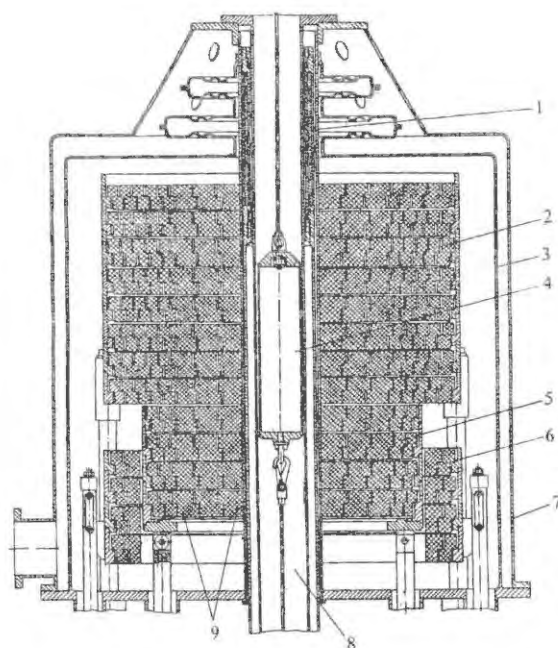


Рис. 1. Вид АЗ реактора БИГР в осевом сечении [3]: 1 – импульсный блок; 2 – неподвижный блок АЗ; 3 – корпус АЗ; 4 – контейнер для облучаемых образцов; 5 – блок грубого регулирования реактивности; 6 – блок точного регулирования реактивности; 7 – кожух охлаждения; 8 – осевая полость; 9 – топливные кольца АЗ

Реактор БИГР не имеет отражателя. АЗ реактора состоит из трех блоков: неподвижной части АЗ, блока грубого регулирования реактивности и блока точного регулирования реактивности. В сомкнутом состоянии АЗ имеет вид полого цилиндра высотой по топливу 67 см, с внешним и внутренним диаметрами 76 и 18 см. Ориентация цилиндра вертикальная.

Каждый из трех блоков АЗ набран из секций в виде дисков высотой 6 см. С целью избежания больших термических напряжений секции разбиты на коаксиальные кольца с толщиной в радиальном направлении 3–5 см. Между кольцами по радиусу и высоте имеются зазоры, достаточные для свободного теплового расширения. В секциях каждое уран-графитовое кольцо служит опорой для соседнего внутреннего кольца. Внешние коль-

ца секций расположены на кольцевых опорах из нержавеющей стали. Плоскость опоры каждого кольца выполнена на середине его высоты; этим исключается поступательное перемещение колец в осевом направлении при нагревании топлива (и подскок колец на опорах, если бы разогрев АЗ сопровождался динамическими эффектами).

Использованная в реакторе БИГР кольцевая структура АЗ со свободной подвеской каждого элемента первоначально была разработана именно для этой установки. В применении к реактору с АЗ из уран-графитового топлива такая конструкция представляется наиболее естественной и даже безальтернативной. В реакторе с АЗ из хрупкого дисперсного материала было бы трудно реализовать силовое крепление АЗ. Кроме того, встретились бы большие трудности при изготовлении массивных топливных деталей с требуемыми свойствами.

Более развернутая конструктивная схема реактора БИГР представлена на рис. 2. Неподвижная часть АЗ, блоки грубого и точного регулирования реактивности заключены в единый герметичный корпус, заполненный гелием, с целью предотвращения окисления и распыления топлива. Корпус из нержавеющей стали рассчитан на избыточное давление 0,03 МПа. Он сообщается с ресивером объемом 3,5 м³, расположенным в реакторном зале. Связь с ресивером препятствует подъему давления в корпусе в момент импульса выше допустимого уровня. В целях обеспечения долговечности корпуса сварные швы в зонах больших термических напряжений исключены благодаря применению штампованных днищ. С этой же целью внутренняя труба герметичного корпуса соединена с крышкой корпуса посредством гибкого компенсатора.

Неподвижный блок АЗ подвешен на четырех колоннах, закрепленных на опорной плите. Блок точного регулирования нижним опорным стальным кольцом шарнирно подвешен в четырех точках к двум диаметрально расположенным вертикально подвижным штангам. Блок грубого регулирования шарнирно опирается на ролик, закрепленный во второй штанге. Указанная подвеска допускает свободное тепловое расширение элементов АЗ. В целях герметизации колонны и штанги связаны с корпусом с помощью сильфонов.

Блоки грубого и точного регулирования могут перемещаться в вертикальном направлении на базе 145 мм. Связь их с двигателями осуществляется посредством электромагнитов. Выключение тока в электромагнитах вызывает падение блоков и быстрое заглушение реактора (аварийный сброс).

Кинетическая энергия, приобретаемая блоками при падении, гасится масляными демпферами.

Механизм перемещения блока точного регулирования обеспечивает скорость движения 0,2 и 5 мм/с. Скорость перемещения блока грубого регулирования – 0,5 мм/с. Импульсный блок выполнен из нержавеющей стали в виде тонкостенного полого цилиндра.

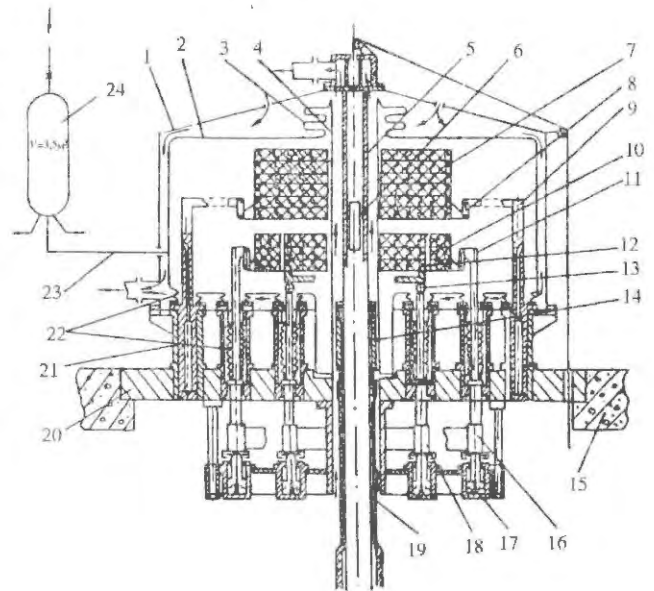


Рис. 2. Конструктивная схема реактора БИГР [4]: 1 – кожух охлаждения; 2 – герметичный корпус; 3 – компенсатор теплового расширения корпуса; 4 – центральная труба корпуса; 5 – осевой канал; 6 – контейнер; 7 – неподвижная часть АЗ; 8 – шарнирная подвеска; 9 – опорная колонна неподвижной части АЗ; 10 – блок точного регулирования реактивности; 11 – штанга блока точного регулирования; 12 – блок грубого регулирования реактивности; 13 – опорный ролик блока грубого регулирования; 14 – импульсный блок; 15 – железобетонное перекрытие; 16, 18 – траверсы блоков регулирования реактивности; 17 – демпфер масляный; 19 – толкатель импульсного стержня; 20 – плита защитная; 21 – опорная колонна; 22 – сильфоны; 23 – газопровод; 24 – ресивер

Реактор расположен в центре зала размером (11,5 × 10 × 8) м на высоте 1,7 м от пола. Толщина железобетонных стен зала 2–3 м, потолка – 1,3 м. Управление реактором осуществляется из пультной, расположенной в реакторном здании.

Общая масса уран-графитового топлива в АЗ составляет 833 кг: в неподвижной части АЗ – 497 кг, в блоках грубого и точного регулирования – соответственно 242 и 94 кг. Масса урана в АЗ равна 445 кг.

Измеренное методом α -Росси эффективное время жизни мгновенных нейтронов равно $3,6 \cdot 10^{-7}$ с,

расчетное $\beta_{эф} = 0,78 \cdot 10^{-2}$. Определенный по форме импульса делений квазистатический коэффициент гашения реактивности равен $-0,089 \cdot 10^{-2} \beta_{эф} \text{ МДж}^{-1}$. Полные вклады в реактивность реактора блоков грубого и точного регулирования, а также импульсного блока, составляют соответственно 18,5; 5,4 и 0,85 $\beta_{эф}$. Доля потока нейтронов в спектре с энергией выше 0,1 МэВ составляет $\sim 0,70$ в центре АЗ и $\sim 0,76$ на внешней поверхности кожуха. Средняя энергия нейтронов в тех же точках — 0,56 и 0,77 МэВ.

Ввиду сравнительно большой длительности импульса механические напряжения в АЗ БИГР не достигают опасного уровня. Фактором, ограничивающим энерговыделение за импульс в БИГР, является температура топлива в наиболее разогретой области АЗ. Принято, что при эксплуатации реактора эта температура не должна выходить за пределы 1000 °С.

Формирование импульса делений в реакторе БИГР может осуществляться как за счет теплового самогашения избыточной реактивности, так и путем дополнительного изменения реактивности с помощью блоков регулирования.

Реактор БИГР работает в режимах: импульсном с остановкой импульсного блока в АЗ, импульсном с пролетом импульсного блока через АЗ, квазиимпульсном и стационарном. С помощью системы управления и защиты можно по заранее составленной программе изменять форму импульса, энерговыделение в пике и хвосте импульса, уровень мощности квазиимпульса и другие характеристики.

В первом режиме импульсный блок останавливается в точке его максимального воздействия на реактивность. В момент остановки блока производится запуск импульсного нейтронного генератора, дающего начало самоподдерживающейся цепной реакции делений. Момент выдачи сигнала на аварийный сброс коррелирует с моментом запуска генератора нейтронов. Он может выдаваться синхронно с пуском генератора (синхронный сброс), опережать его (опережающий сброс: используется время опережения 43 мс) или быть задержанным (задержанный сброс).

Режим с пролетом импульсного блока через АЗ называется пролетным. Инициирование импульса делений в этом режиме может осуществляться как с помощью нейтронов от внешнего импульсного генератора, так и с помощью ЗН самого реактора при мощности порядка 10 Вт.

При инициировании импульса делений от нейтронного генератора обычно используется од-

но значение максимальной избыточной реактивности, достигаемой в процессе пролета импульсного блока через АЗ: $8,1 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$. Отличие по уровням энерговыделения за импульс достигается путем изменения момента срабатывания генератора.

В случае медленного пролета импульсного блока через АЗ параметры пика импульса совпадают с таковыми в режиме с остановкой блока, а хвост импульса уменьшается за счет снижения реактивности АЗ при вылете блока. При быстром пролете импульсного блока через АЗ параметры пика импульса снижаются в сравнении с теми, что реализуются в режиме с остановкой блока в АЗ. Снижение параметров объясняется тем, что в этом случае импульс не успевает развиться к моменту достижения максимума реактивности.

В пусках, ориентированных на генерирование небольших импульсов (мини-импульсов), гашение реактивности из-за пролета блока является преобладающим. Эта особенность кинетики пролетного режима придает реактору новое качество, не достижимое при формировании импульса только за счет самогашения: возможность изменения в десятки раз энерговыделения и амплитуды импульсов при практически неизменной их длительности. Импульсы, генерируемые при быстром пролете импульсного блока, по существу, не имеют хвоста.

Сказанное выше о двух режимах работы реактора БИГР иллюстрируется данными рис. 3 и табл. 1.

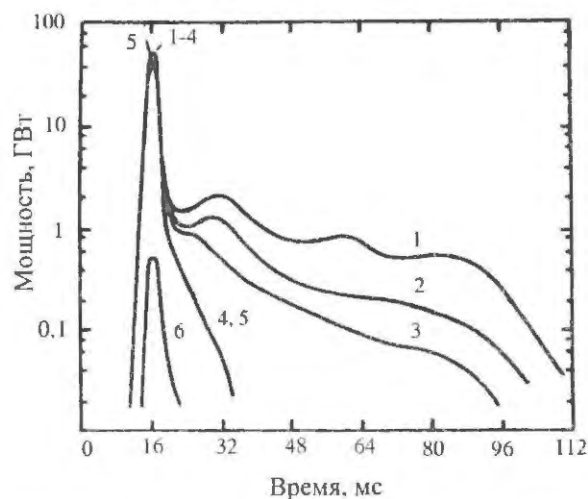


Рис. 3. Форма импульса делений при различных режимах работы реактора [4]: 1, 2 — в режиме с остановкой импульсного блока в АЗ, соответственно, с синхронной и опережающей командой на сброс блоков БГР и БТР; 3 — при медленном пролете импульсного блока через АЗ и синхронной командой на сброс; 4, 5 — при быстром пролете импульсного блока через АЗ с инициированием от сильного (10 Вт) источника ЗН и от нейтронного генератора (при оптимальном моменте его срабатывания), соответственно; 6 — мини-импульс

Таблица 1

Характеристики импульсов делений при различных режимах работы БИГР (избыточная реактивность равна $8,1 \cdot 10^{-2} \beta_{эф} = \text{const}$) [4]

Режим работы	Энерговыведение в пике импульса Q_8 , МДж	Ширина пика на половине высоты, мс	Мощность в пике, ГВт	Полное энергосодержание в импульсе Q , МДж
С остановкой импульсного блока в АЗ				
Синхронный сброс блоков грубого и точного регулирования	160	2,28	65	280
Опережающий сброс блоков грубого и точного регулирования	160	2,28	65	230
Пролетный режим				
Медленный при оптимальном моменте срабатывания нейтронного генератора	160	2,28	65	200
Быстрый при инициировании на мощности 10 Вт	160	2,28	65	160
Быстрый при оптимальном моменте срабатывания нейтронного генератора	130	2,32	50	130
Быстрый при неоптимальном моменте срабатывания нейтронного генератора (минимум импульс)	$3 \leq Q_8 \leq 130$	4,5–2,3	0,5–50	$3 \leq Q \leq 130$

В целях производства мощных импульсов n -, γ -излучений длительностью от 0,5 до 10 с на реакторе БИГР разработан и введен в эксплуатацию квазиимпульсный режим, при котором импульс делений генерируется на ЗН. Формирование импульса при этом осуществляется либо только за счет самогашения реактивности, либо с участием вклада от движения блоков грубого и точного регулирования. В квазиимпульсном режиме реализуются полномасштабные по энергосодержанию импульсы длительностью от 0,5 до 10 с с колоколообразной, приближенно треугольной или прямоугольной формой.

Реактор БИГР может работать также на стационарной мощности в течение продолжительного (до суток) времени. Максимальная мощность при работе БИГР в стационарном режиме установлена равной 500 кВт.

Энергосодержание в максимальном допустимом для эксплуатации импульсе делений БИГР равно 300 МДж ($1 \cdot 10^{19}$ делений). Этот импульс имеет следующие параметры:

Температура в наиболее разогретой области АЗ, °С 900

Флюенс нейтронов, нейтр. см^{-2}

– в осевой полости $1,2 \cdot 10^{16}$
– около боковой поверхности АЗ .. $1,1 \cdot 10^{15}$

Доза γ -излучения, Гр

– в осевой полости $3,3 \cdot 10^4$
– около боковой поверхности АЗ .. $2,4 \cdot 10^3$

Форма, длительность и максимальная мощность импульса определяются выбором режима работы реактора. В самогасящемся импульсе с указанным энергосодержанием ширина импульса на половине высоты и максимальная мощность равны ~ 2 мс и 75 ГВт. Время охлаждения реактора после импульса с энергосодержанием 300 МДж равно 24 ч.

2. Уравнения динамики реактора БИГР и их решения

Первоначальные расчеты динамики уран-графитовых реакторов, выполненные еще в 60-е годы прошлого столетия (Колесов В. Ф., 1964–1965 гг.), имели целью, в первую очередь, установление качественных зависимостей параметров такого реак-

тора от геометрических и материальных свойств АЗ. В этих расчетах не был учтен ряд факторов, которые воздействуют на характеристики импульсов делений, но являются слишком приватной принадлежностью конкретного импульсного реактора. Не было учтено, например, наличие в реакторе корпуса и кожуха охлаждения, попадание в АЗ нейтронов, отраженных от стен зала и от реакторного оборудования, отличие реальных механических и теплофизических свойств материала АЗ от свойств графита.

В применении к БИГР В. Ф. Колесовым совместно с Э. М. Баженовым, позднее с В. Х. Хоружим проведены значительно более близкие к натурным условиям расчеты нейтронных и динамических характеристик реактора. Наиболее точные расчеты динамики БИГР выполнены на основе методики, включающей адекватный учет нейтронов, отраженных от стен зала, реальную зависимость теплоемкости и коэффициента теплового расширения материала АЗ от температуры, широкое использование метода Монте-Карло для определения параметров мгновенных, физических запаздывающих и отраженных нейтронов. Влияние отраженных нейтронов рассчитывали с помощью как приближенного, так и более точного алгоритма, основанного на математических методах инвариантного погружения и Монте-Карло [6, 7].

В последнем случае кинетика блуждания нейтронов вне реактора описывалась с помощью функций $A^{ij}(t)$, которые имеют физический смысл потока нейтронов группы i , интегрального по направлениям движения, в месте расположения реактора, излучившего один нейтрон группы j в момент $t = 0$. Поток $A^{ij}(t)$ представлялся в виде суммы потоков нейтронов, движущихся по траекториям, которые изотропно начинаются в месте расположения реактора и заканчиваются там же. Характеристики однократно отраженных нейтронов рассчитывались для реальной геометрии зала, а характеристики n -кратно отраженных нейтронов — с помощью соотношений, применимых к залу сферической формы. При этом радиус сферического зала выбирался из условия равенства эффективных долей однократно отраженных нейтронов в реальной и сферической геометрии зала.

Широко использовался также численный итерационный метод решения интегральных уравнений кинетики АИР, сформулированных в рамках одноточечной модели. Мощность АИР в этом методе определялась из уравнения

$$n(t) = \int_{t_0}^t G(t, \xi) n(\xi) d\xi + Q_0(t)$$

или

$$n(t) = \int_{t_0}^t B(\eta) k(\xi) n(\xi) d\xi, \quad B(\eta) = G(t, \xi) / k(\xi),$$

$$\eta = t - \xi, \quad (1)$$

где $G(t, \xi)$ — скорость вторичных делений в момент времени t , вызванных одним первичным делением в момент ξ .

При решении уравнения (1) функция $B(\eta)$ представляется суммой четырех слагаемых, связанных с быстрыми нейтронами делений, с быстрыми отраженными, с медленными отраженными и с обычными запаздывающими нейтронами. Каждое из этих слагаемых, в свою очередь, представляется конечной суммой экспоненциальных членов.

Интегральные уравнения кинетики указанного типа наиболее эффективны при расчете быстропротекающих процессов в реакторах со значительным влиянием замедленных нейтронов. Эти уравнения легко учитывают распределение нейтронов по временам жизни, тогда как традиционные методы оперируют лишь со средними временами жизни или генерации нейтронов.

В целом уравнения динамики реактора БИГР значительно проще таковых для реактора с металлической АЗ, поскольку тепловое расширение топливных элементов БИГР осуществляется в отсутствие эффектов инерционного запаздывания. По выполнению всех интегрирований и суммирований, сопутствующих выводу необходимых соотношений, получено, что с учетом температурной зависимости теплоемкости и коэффициента температурного расширения материала АЗ точная расчетная связь квазистатического гашения реактивности с выходом энергии в реакторе представляется заметно нелинейной формулой (q , МДж)

$$\Delta\rho(t) = -8,666 \cdot 10^{-6} q(t) + 0,1666 \cdot 10^{-6} [q(t)]^{3/2} - 5,9 \cdot 10^{-12} [q(t)]^3. \quad (2)$$

В итоге задача динамики реактора БИГР сводится к следующей численно решаемой системе уравнений:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} n + \sum_{k=1}^{21} \lambda_k C_k; \quad C_k(0) = \frac{\beta_k n(0)}{\Lambda \lambda_k};$$

$$\frac{dC_k}{dt} = \frac{\beta_k}{\Lambda} n - \lambda_k C_k; \quad \beta = \sum_{k=1}^{21} \beta_k; \quad \frac{dq}{dt} = n; \quad n(0) = 1; \quad (3)$$

$$\rho(t) = \rho_0 + B_1 q + B_2 q \sqrt{q} + B_3 q^3; \quad \rho_0 = 1,078 \beta_{\text{эф}}$$

Генерирование импульсов делений в реакторе БИГР, как и в других реакторах, как правило, сопровождается (см. рис. 3) сбросом блоков грубого (БГР) и точного (БТР) регулирования реактивности. По этой причине к формуле (2) должна быть добавлена отрицательная реактивность, вносимая падением указанных блоков из их начального верхнего положения в АЗ. Если смещение блоков относительно их верхнего положения в АЗ обозначить как S (см), то, согласно экспериментальным данным статьи [4], указанная добавочная реактивность, вносимая в сумме двумя блоками, может быть с хорошей точностью представлена аналитической зависимостью

$$\Delta \rho^*(s) = - \left(\begin{array}{l} 3,56 \cdot 10^5 \cdot s^5 - 7,6416 \cdot 10^4 \cdot s^4 - 1,21296 \cdot 10^3 \cdot s^3 + \\ + 3,815211 \cdot 10^2 \cdot s^2 + 2,09909127 \cdot s \end{array} \right) \beta_{\text{эф}} = f(s). \quad (4)$$

При свободном падении блоков формула зависимости смещения от времени записывается как

$$S = 0,5gt^2 \quad (g - \text{ускорение силы тяжести}),$$

таким образом,

$$\Delta \rho^*(t) = - \left(\begin{array}{l} 3,56 \cdot 10^5 (0,5gt^2)^5 - 7,6416 \cdot 10^4 (0,5gt^2)^4 - 1,21296 \cdot 10^3 (0,5gt^2)^3 + \\ + 3,815211 \cdot 10^2 (0,5gt^2)^2 + 2,09909127 (0,5gt^2) \end{array} \right) \beta_{\text{эф}} = f(t). \quad (5)$$

При вводе этой добавочной реактивности в формулу (2) следует иметь в виду, что момент «команды на сброс» обычно не совпадает с моментом начала падения блоков, поскольку электромагнитам свойственно некоторое запаздывание реального отрыва связи относительно команды на сброс. Выполненное в разделе 6 сравнение уточненных расчетных и экспериментальных импульсов делений показало, что наиболее удовлетворительное их согласие достигается при значении указанного запаздывания, названного временем прилипания ($t_{\text{пр}}$), 63 мс.

Кроме того, команда на сброс может быть не только синхронной, т. е. совпадающей с моментом начала импульса, но и опережающей начало импульса на время $t_{\text{оп}}$. Таким образом в систему уравнений (3) следует вводить добавочную отрицательную реактивность в виде

$$\Delta \rho^*(t) = \begin{cases} f(t + t_{\text{оп}} - t_{\text{пр}}) = f(t + t_{\text{оп}} - 0,063) & \text{при } (t + t_{\text{оп}} - 0,063) \geq 0; \\ 0 & \text{при } (t + t_{\text{оп}} - 0,063) < 0 \end{cases} \quad (6)$$

(t в секундах).

В результате выражение для $\rho(t)$ в уравнениях (3) принимает вид

$$\rho(t) = \rho_0 + B_1 q(t) + B_2 q(t) \sqrt{q(t)} + B_3 q^3(t) + \begin{cases} f(t + t_{\text{оп}} - t_{\text{пр}}) = f(t + t_{\text{оп}} - 0,063) & \text{при } (t + t_{\text{оп}} - 0,063) \geq 0; \\ 0 & \text{при } (t + t_{\text{оп}} - 0,063) < 0. \end{cases} \quad (7)$$

С учетом соотношений (7) полная система уравнений динамики реактора БИГР записывается как

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} n + \sum_{k=1}^{21} \lambda_k C_k; \quad C_k(0) = \frac{\beta_k n(0)}{\Lambda \lambda_k}; \quad \frac{dC_k}{dt} = \frac{\beta_k}{\Lambda} n - \lambda_k C_k; \quad \beta = \sum_{k=1}^{21} \beta_k; \quad \frac{dq}{dt} = n; \quad n(0) = 1; \quad (8)$$

$$\rho(t) = \rho_0 + B_1 q(t) + B_2 q(t) \sqrt{q(t)} + B_3 q^3(t) + \begin{cases} f(t + t_{\text{оп}} - t_{\text{пр}}) = f(t + t_{\text{оп}} - 0,063) & \text{при } (t + t_{\text{оп}} - 0,063) \geq 0; \\ 0 & \text{при } (t + t_{\text{оп}} - 0,063) < 0. \end{cases}$$

Основные характеристики экспериментальных
и представленных на рис. 4 и 5 расчетных импульсов (расчет – числа в скобках)

Режим работы	Энерговыведение в пике импульса Q_{δ} , МДж	Ширина пика на половине высоты, мс	Мощность в пике, ГВт	Энерговыведение на плато импульса ΔQ , МДж
Синхронный сброс бло- ков грубого и точного регулирования	160 (167)	2,28 (2,28)	65 (63)	120 (81)
Опережающий сброс блоков грубого и точного регулирования	160 (167)	2,28 (2,28)	65 (63)	70 (43)

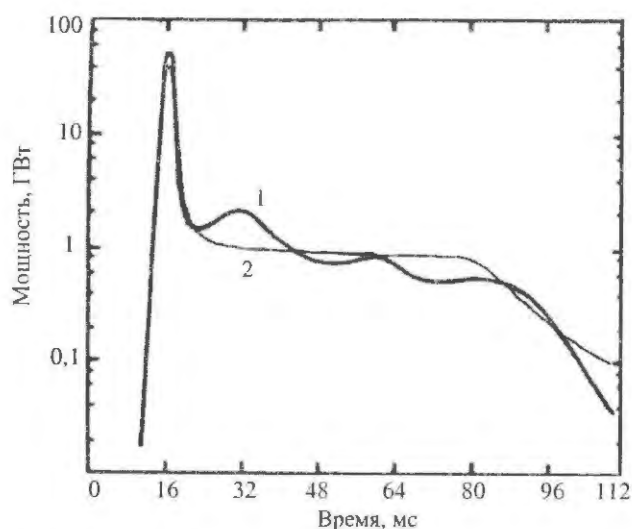


Рис. 4. Импульс делений экспериментальный и рассчитанный с помощью уравнений (8) при синхронной команде на сброс блоков БГР и БТР: 1 – эксперимент, 2 – расчет

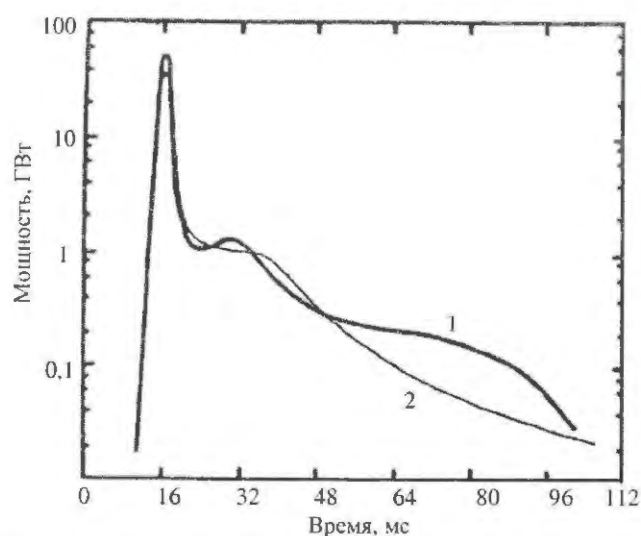


Рис. 5. Импульс делений экспериментальный и рассчитанный с помощью уравнений (8) при опережающей, с опережением 43 мс командой на сброс блоков БГР и БТР: 1 – эксперимент, 2 – расчет

Сравнение экспериментальных и рассчитанных с помощью уравнений (8) импульсов приведено в табл. 2 и на рис. 4, 5. Эти импульсы соответствуют режиму с остановкой импульсного блока, начальной реактивностью $\rho_0 = 1,078\beta_{эф}$, синхронной или опережающей с опережением 43 мс командой на сброс блоков БГР и БТР.

Как видно из рис. 4, 5 и табл. 2, существующая модель динамики реактора БИГР (система уравнений (8)) с хорошей точностью воспроизводит быстропеременную часть экспериментальных импульсов делений. Эта модель, однако, даже качественно не воспроизводит форму плато и уровень мощности на нем. В расчетных импульсах нет и намека на осцилляции мощности на плато, а выход энергии на плато расчетных импульсов примерно в полтора раза ниже экспериментально-

го. Ясно, что в целях более удовлетворительного воспроизведения в расчетах плато импульсов необходимо найти какие-то иные, отсутствующие в прежней модели виды смещения топливных колец и целых узлов активной зоны реактора. Должны быть аргументированно определены или хотя бы намечены драйверы низкочастотных смещений узлов АЗ, имеющие следствием аналогичные осцилляции реактивности, смещенные в сторону положительных ее значений.

3. Драйверы осевого смещения топливных колец

Наиболее вероятными источниками осциллирующей с низкой частотой компоненты реактив-

ностной обратной связи в реакторе могут быть осевые вибрации на их подвесках верхнего и двух нижних блоков АЗ.

Как можно видеть из текста раздела 1 настоящей статьи и, в частности, из рис. 2, неподвижная верхняя часть АЗ и второй нижний блок (БТР) крепятся к опорным штангам через посредство коротких консольного типа плеч. Первый нижний блок АЗ (БГР) крепится к опорным приводам напрямую, без посредства консолей.

Указанные характеристики конструкции реактора БИГР дают основания для утверждения, что частоты осевых осцилляций верхнего блока АЗ и БТР, если бы таковые возбуждались, были значительно меньшими, чем частота осцилляций БГР. Не исключено, что осевые смещения верхнего блока АЗ и БТР настолько низкочастотны, что их вклад в реактивную обратную связь установки за время развития импульса делений заметно проявиться не успевает. В этом случае осциллирующая компонента реактивной обратной связи будет определяться только вибрациями нижнего блока БГР. Что дело обстоит, по-видимому, именно так, будет сказано ниже на основании некоторых приводящихся фактов.

Сначала, однако, следует поставить вопрос: а что же может возбудить осевые вибрации крупных узлов АЗ, т. е. верхнего блока АЗ, БГР и БТР?

На наш взгляд, драйверами осевых вибраций названных блоков могут служить изгибные деформации топливных колец АЗ вследствие неустойчивости их радиального термического смещения [8] или деформации коробления колец вследствие неоднородности пространственного распределения температуры и усложненности профилей поперечного сечения колец (рис. 6). Деформации, представленные на рис. 6,б и 6,в, могут вызывать осевые смещения топливных колец и давление на опорные уступы, хотя последние и выполнены на уровне центров тяжести.

Если бы кольца опирались на абсолютно неподвижные опоры, указанные деформации разгружались бы за счет смещения колец и линий центров тяжести их поперечных сечений вверх. В действительности, однако, в реакторе имеются не абсолютно жесткие опоры, а опоры пружинящие, подающиеся в большей или меньшей степени, в зависимости от жесткости подвески, вниз.

При очень мягкой подвеске деформации топливных колец происходили бы без смещения вверх линии их центров тяжести. В реальном реакторе БИГР жесткость подвески значительна, и разгрузка деформаций осуществляется за счет

отжатия пружин лишь отчасти. Линия центров тяжести кольца в этом случае в какой-то степени все-таки смещается вверх.

В условиях реактора БИГР с его весьма затянутым импульсом рассматриваемые деформации топливных колец осуществляются, конечно, квазистатически, т. е. без возбуждения их собственных колебаний. Но подобные сжатым пружинам системы подвески узлов АЗ при их заведомо больших, измеряемых десятками и сотнями миллисекунд, периодах колебаний и в условиях реактора БИГР действуют как подлинно динамические структурные элементы.

Из представленных на рис. 6 видов деформации топливных колец драйверами осевых смеще-

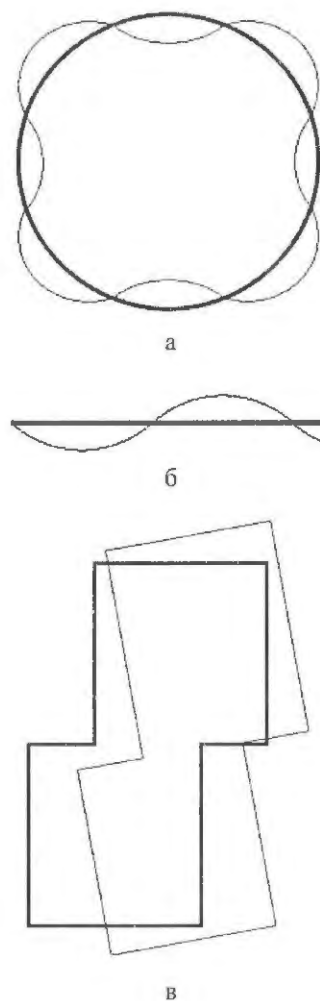


Рис. 6. Виды деформаций топливного кольца в случаях проявления неустойчивости его радиального смещения или его коробления: а – проявление неустойчивости с изгибом кольца в горизонтальном направлении; б – проявление неустойчивости с изгибом кольца в вертикальном направлении; в – детерминированное коробление кольца

ний блоков АЗ, как уже сказано, могут быть лишь деформации, приведенные на рис. 6,б и 6,в. Попробка прямой оценки количественных показателей этих деформаций на настоящем этапе была бы слишком трудоемкой и малоубедительной по результату. На этом основании в дальнейшем изложении будут использованы следующие предположения:

– деформации топливных колец происходят синхронно с темпом их разогрева в импульсах делений и независимо от препятствия им со стороны опор и силы тяжести;

– все топливные кольца конкретного блока АЗ разогреваются одинаково, независимо от слоя колец, в котором они размещены;

– амплитуда осевых деформаций колец пропорциональна средней температуре блока АЗ, а коэффициент пропорциональности является варьируемым параметром, выбираемым из условия наилучшего согласия расчетных и экспериментальных импульсов делений.

4. Анализ режимов осевого смещения топливных колец и блоков АЗ

Анализ режимов осевого смещения элементов АЗ первоначально приводился на примере модельного импульса делений, представляемого известными аналитическими формулами, применимыми в случае квазистатических переходных процессов в реакторе с линейной реактивной обратной связью. Ширина T на половине высоты модельного импульса делений принята равной ширине номинального импульса в реакторе БИГР, т. е. равной 2,28 мс (см. табл. 1).

Выход энергии в импульсах делений $q(t)$ и средние температуры топливных колец и блоков АЗ в зависимости от времени в случае модельного импульса пропорциональны величине

$$\frac{1}{1+e^{-at}}, \quad a = 3,5255/T, \quad (9)$$

$$q(t) \sim \frac{1}{1+e^{-at}}, \quad \Theta(t) \sim \frac{1}{1+e^{-at}}.$$

Обозначим через $2\delta(t)$ увеличение вследствие осевых деформаций текущей эффективной толщины топливного кольца. При этом обозначении $\delta(t)$ будет равно увеличению вследствие осевых деформаций расстояния между средней плоскостью центров тяжести поперечных сечений кольца и плоскостью опоры внешних колец на металли-

ческие уступы. С учетом сказанного выше

$$\delta(t) = \frac{\delta_0}{1+e^{-at}}, \quad (10)$$

где δ_0 – варьируемый коэффициент пропорциональности.

Далее следует рассмотреть смещения расталкиваемых деформируемыми топливными кольцами эффективной плоскости центров тяжести колец $u_1(t)$ и внешних металлических уступов $u_0(t)$.

Можно показать, что в пренебрежении до поры возможным, в принципе, отслоением топливных колец от внешних металлических опорных уступов, смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ определяются уравнениями:

$$(M - m_0) \left(\frac{d^2 u_1}{dt^2} + g \right) + m_0 \left(\frac{d^2 u_0}{dt^2} + g \right) + A(u_0 + u_0^0) = 0, \quad u_1(t) = u_0(t) + \delta(t), \quad (11)$$

$$\delta(t) = \frac{\delta_0}{1+e^{-at}},$$

где M – суммарная масса топлива в блоке АЗ и металлической опоре блока, г; m_0 – масса металлической опоры блока, г; A – коэффициент упругости подвески блока, г·с⁻²; u_0^0 – равновесное смещение металлической опоры при нагружении ее массой M , см.

Согласно второму уравнению в системе уравнений (11),

$$\frac{d^2 u_1}{dt^2} = \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{d^2 \delta}{dt^2}. \quad (12)$$

Подстановка соотношения (12) в систему (11) приводит последнюю к более каноническому виду:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{A}{M} u_0 + \frac{(M - m_0)}{M} \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= 0, \\ u_1(t) &= u_0(t) + \delta(t), \\ \delta(t) &= \frac{\delta_0}{1+e^{-at}}, \\ \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= a^2 \delta_0 e^{-at} \frac{(e^{-at} - 1)}{(e^{-at} + 1)^3}, \\ u_0(0) &= \frac{du_0}{dt}(0) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В настоящем разделе численное решение уравнений (13) проводится для двух блоков АЗ: для верхнего неподвижного блока и для БГР. Параметр a в уравнении (13) равен 1546.3 с^{-1} , параметры m_0 , M в первом случае равны $0.86 \cdot 10^5 \text{ г}$ и $0.583 \cdot 10^6 \text{ г}$, соответственно, во втором — $0.61 \cdot 10^5 \text{ г}$ и $0.397 \cdot 10^6 \text{ г}$.

Что касается значений коэффициентов упругости A для блоков АЗ, то они определялись косвенным образом — путем привязки к периоду осцилляций мощности реактора на плато импульса. Прямой расчет этих коэффициентов был бы затруднителен ввиду довольно непростой конструкционной связи блоков АЗ с опорой стенда.

На плато экспериментальных импульсов делений четко проявляются лишь осцилляции с периодом T_0 , равным $\sim 30 \text{ мс}$. Этот факт означает, что ход мощности реактора на плато определяется каким-то одним блоком. С большой вероятностью таким блоком является БГР. Именно этот блок может создавать в среднем положительную компоненту реактивной обратной связи, поскольку его топливные элементы в среднем смещаются в сторону середины АЗ. Кроме того, представляется, что наблюдаемый период осцилляций мощности на плато, равный $\sim 30 \text{ мс}$, слишком мал для массивного верхнего блока, имеющего консольного типа подвеску.

На основании сказанного было принято, что в динамику реактора БИГР активно включается только колебательная система блока БГР и период осцилляций этой системы равен 30 мс . Низкая частота осцилляций неподвижного верхнего блока мешает ему участвовать в формировании импульса делений. Ввиду податливости подвески этого блока деформация его топливных колец осуществляется, практически, без смещения средней плоскости центров тяжести поперечных сечений. Легко отжата топливными кольцами подвеска в соответствии с ее большим периодом осцилляций, хотя и начнет движение вверх, заметно сместить топливные кольца успеет лишь по миновании не только быстропеременной части импульса, но и плато. На основании сказанного вклад верхнего блока АЗ в реактивную обратную связь учитываться не будет.

Коэффициент упругости подвески БГР определяется из соотношения

$$A = M \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2. \quad (14)$$

Получено, что для блока БГР коэффициент A равен $1.7 \cdot 10^{10} \text{ г} \cdot \text{с}^{-2}$. (Если бы значение периода осцилляций $T_0 = 30 \text{ мс}$ было приписано верхнему неподвижному блоку, то коэффициент A для него равнялся бы $2.55 \cdot 10^{10} \text{ г} \cdot \text{с}^{-2}$.)

На рис. 7–9 демонстрируется временная зависимость рассчитанных для блока БГР по уравнениям (13) смещений $u_0(t)$, $u_1(t)$, их первых и вторых производных, генерируемых в условиях разогрева топливных колец в модельном импульсе делений с шириной на половине высоты 2.28 мс и $\delta_0 = 0.1$.

Как видно из рис. 7–9, осевые деформации топливных колец, несмотря на их заведомую квазистатичность, способны эффективно возбуждать регулярные вибрации блока БГР на его подвеске. Из этих рисунков видно также, что дающие вклад в реактивность осцилляции центров тяжести топливных колец $u_1(t)$ осуществляются вокруг несколько смещенной вверх средней линии. Применительно к БГР это означает, что в целом осцилляции БГР вносят положительный вклад в реактивность и повышают выход энергии делений на плато.

Если же сделать предположение, что ход мощности реактора на плато импульса делений определяется вибрациями не БГР, а неподвижного верхнего блока, то, как следует из расчетов, реализуется противоположная картина. Осцилляции $u_1(t)$ в этом случае совершаются тоже вокруг смещенного вверх среднего уровня, но для верхнего блока это означает внесение в реактор в целом отрицательной реактивности и, соответственно, снижение выхода энергии делений на плато. Очевидно, что указанное предположение приводит к неверному результату. Этот факт послужил одним из оснований, из-за которых осцилляции верхнего неподвижного блока не будут отражены в уравнениях динамики реактора.

Реальные осцилляции неподвижного верхнего блока, по-видимому, имеют, как уже отмечалось выше, во много раз больший период.

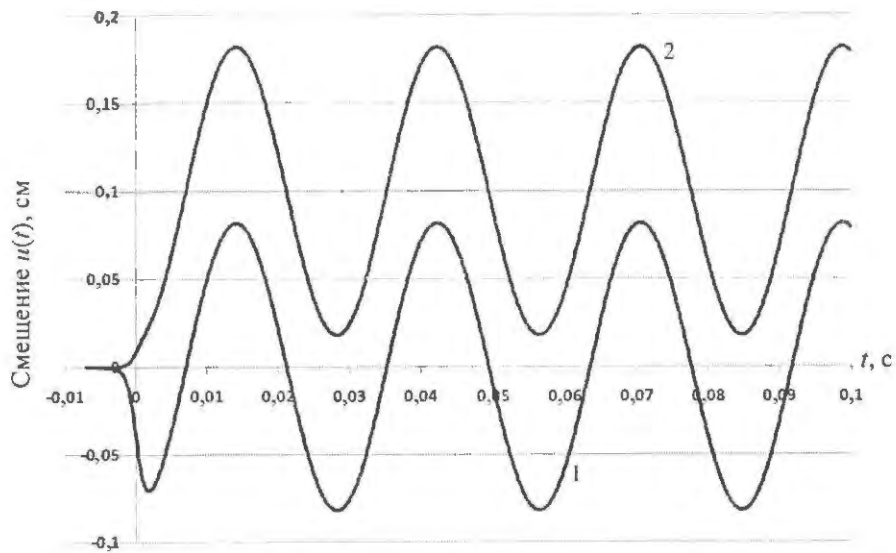


Рис. 7. Смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ в блоке БГР под воздействием модельного импульса делений с шириной на половине высоты 2,28 мс и $\delta_0 = 0,1$: 1 – $u_0(t)$, 2 – $u_1(t)$

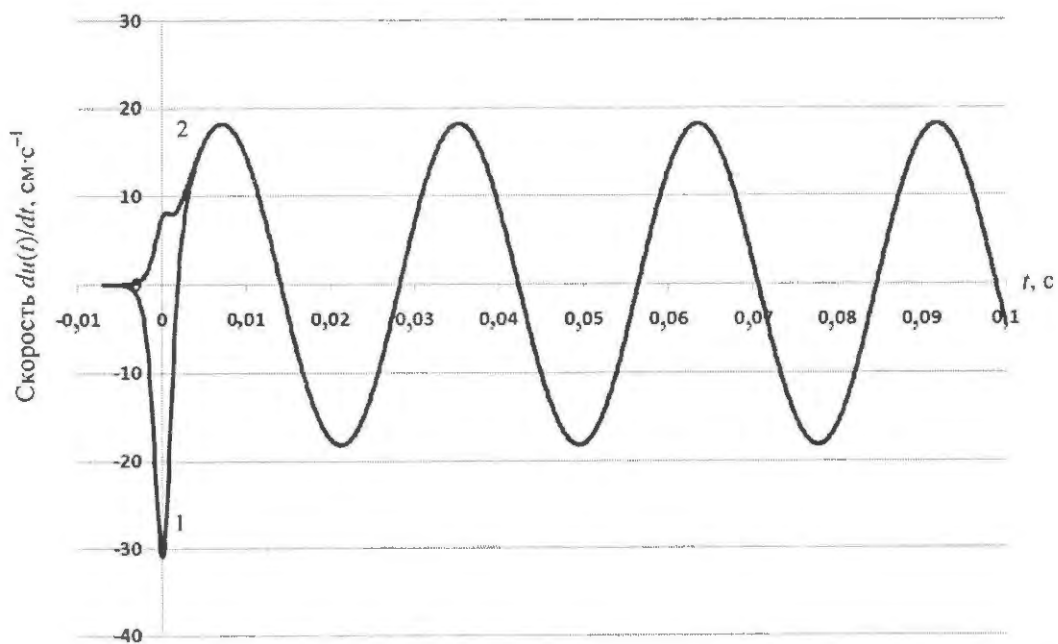


Рис. 8. Скорости $du_0(t)/dt$, $du_1(t)/dt$ в блоке БГР под воздействием модельного импульса делений с шириной на половине высоты 2,28 мс и $\delta_0 = 0,1$: 1 – $du_0(t)/dt$, 2 – $du_1(t)/dt$

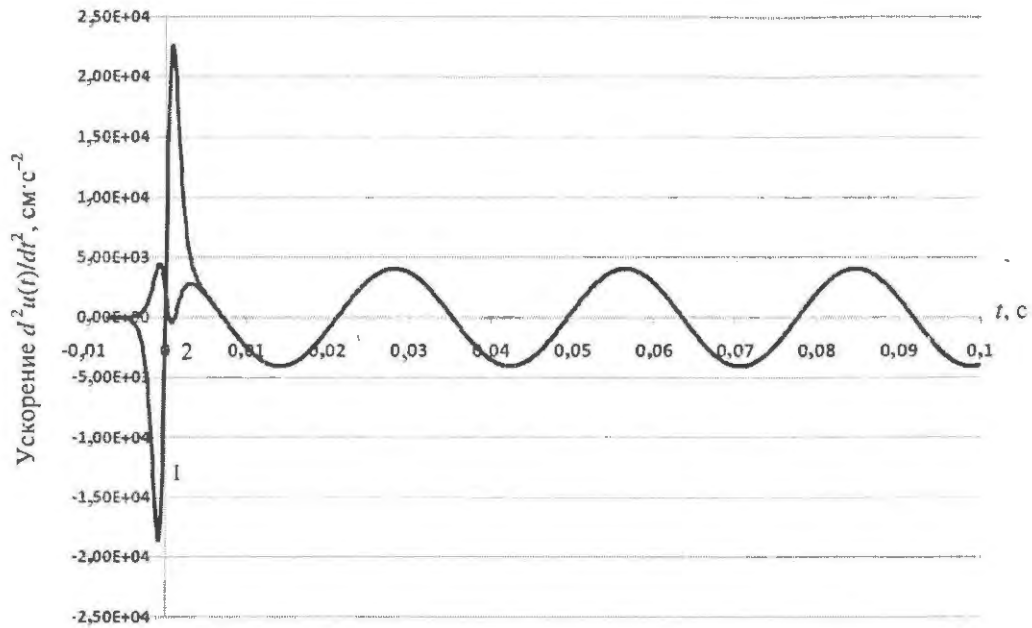


Рис. 9. Ускорения $d^2u_0(t)/dt^2$, $d^2u_1(t)/dt^2$ в блоке БГР под воздействием модельного импульса делений с шириной на половине высоты 2,28 мс и $\delta_0 = 0,1$: 1 – $d^2u_0(t)/dt^2$, 2 – $d^2u_1(t)/dt^2$

5. Режим осевых смещений с отслоением топливных колец от опор

В предыдущем разделе рассмотрен режим осевых смещений в блоках АЗ в предположении, что начальный плотный контакт топливных колец с опорами сохраняется на всем протяжении осцилляций. Это предположение может соответствовать реальности лишь в следующих случаях:

- сравнительно слабые деформации, при которых претерпеваемые подвеской и топливными кольцами ускорения не превосходят некоторого предела и сила тяжести в состоянии прижимать топливные кольца к опорам на всех этапах осцилляций;

- когда топливные кольца приклеены к своим опорам.

Если же топливные кольца не связаны прочно с опорами, а деформации их значительны, тогда в какой-то момент движения может наступить фаза их отслоения от опор. В гипотетическом случае отсутствия силы тяжести эта фаза наступила бы в момент, когда ускорение, испытываемое топливными кольцами под воздействием осевых деформаций, переходило бы из области его положительных значений в область отрицательных значений.

Поскольку в отсутствие силы тяжести и сцепления колец с опорами отрицательные значения

$d^2u_1(t)/dt^2$ невозможны, отслоение колец от опор наступило бы в момент, когда $d^2u_1(t)/dt^2$ становилось бы равным нулю. По аналогии, в присутствии силы тяжести отслоение наступает в момент, когда ускорение $d^2u_1(t)/dt^2$ становится равным $-g$, т. е. в момент, когда

$$\frac{d^2u_1}{dt^2} + g = 0. \quad (15)$$

Смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ в этом, более общем, случае определяются несколько более сложным способом, чем это было сделано в разделе 4. Здесь прослеживаются три области решения для $u_0(t)$, $u_1(t)$. Первая область продолжается от момента $t = 0$ до t_1 – момента отслоения топливных колец от опоры. В этой области смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ описываются уравнениями (13).

Вторая область продолжается от момента t_1 до $t = t_2$, где t_2 – момент возвращения топливных колец, после их свободного полета, на опоры, т. е. момент, когда $u_1(t)$ становится равным $u_0(t) + \delta(t)$. Поскольку во второй области пружинящая система нагружается не массой M , а лишь массой m_0 , то период осцилляций $u_0(t)$, согласно формуле (14), уменьшается в $\sqrt{M/m_0}$ раз.

Смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ во второй области представляются уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{A}{m_0} u_0 - \frac{M - m_0}{m_0} g &= 0; \\ \frac{d^2 u_1}{dt^2} + g &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

с начальными условиями – значениями u_0 , u_1 и их первых производных в последней точке решения в первой области.

Вообще говоря, смещение $u_1(t)$ во второй области определяется значением направленной вверх скорости топливных колец в момент t_1 и силой тяжести. Поэтому $u_1(t)$ может быть найдено аналитически. Оно равно

$$u_1(t) = u_1(t_1) + \left[\frac{du_1}{dt}(t_1) + gt_1 \right] (t - t_1) - \frac{g(t^2 - t_1^2)}{2}. \quad (17)$$

Уравнения (16) при этом переписываются как

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{A}{m_0} u_0 - \frac{M - m_0}{m_0} g &= 0; \\ u_1(t) = u_1(t_1) + \left[\frac{du_1}{dt}(t_1) + gt_1 \right] (t - t_1) - \frac{g(t^2 - t_1^2)}{2} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

За второй областью (областью свободного полета топливных колец) следует третья область, соответствующая временам $t > t_2$. В принципе, при $t > t_2$ могут иметь место повторные отслоения колец. К тому же, если рассуждать строго, посадка колец на опоры может проходить с толчком. Учет этих факторов заметно усложнил бы нашу задачу, поэтому было решено здесь их не учитывать. При этом принималось во внимание, что решение в третьей области, поскольку оно относится к временам весьма значительным, может быть приближенным.

В результате указанного упрощения смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ в третьей области, как и в первой области, определяются уравнениями (13) с начальными значениями для $u_0(t)$, du_0/dt – значениями этих величин в последней точке решения во второй области.

Таким образом, осевые смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ в случае отслоения топливных колец от опор определяются уравнениями:

Первая область, $0 < t \leq t_1$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{A}{M} u_0 + \frac{(M - m_0)}{M} \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= 0, \\ u_1(t) &= u_0(t) + \delta(t), \\ \delta(t) &= \frac{\delta_0}{1 + e^{-at}}, \\ \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= a^2 \delta_0 e^{-at} \frac{(e^{-at} - 1)}{(e^{-at} + 1)^3}, \\ u_0(0) = \frac{du_0}{dt}(0) &= 0 \end{aligned} \right\}; \quad (19)$$

Вторая область, $t_1 < t \leq t_2$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{A}{m_0} u_0 + \frac{(M - m_0)}{m_0} g &= 0, \\ u_1(t) = u_1(t_1) + \left[\frac{du_1}{dt}(t_1) + gt_1 \right] (t - t_1) - \frac{g(t^2 - t_1^2)}{2}, & \text{ при } t_1 < t < t_2 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Начальные значения $u_0(t)$, du_0/dt равны их значениям в последней точке решения в первой области.

Третья область, $t > t_2$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{A}{M} u_0 &= 0, \\ u_1(t) = u_0(t) + \delta(t) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Начальные значения $u_0(t)$, du_0/dt равны их значениям в последней точке решения во второй области.

На рис. 10–12 показана временная зависимость рассчитанных для блока БГР по уравнениям (19)–(21) смещений $u_0(t)$, $u_1(t)$, их первых и вторых производных, генерируемых в условиях разогрева топливных колец в модельном импульсе делений с шириной на половине высоты 2,28 мс и $\delta_0 = 0,1$.

Как видно из рис. 10–12, топливные кольца могут отслаиваться от опор и на сравнительно значительное время переходить в режим свободного полета под воздействием силы тяжести и скорости, приобретаемой к моменту отслоения t_1 . В принципе, если отвлечься от фактора ограниченности осевых зазоров между кольцами, высота подъема колец в свободном полете может заметно превышать амплитуду $u_1(t)$ в режиме осцилляций.

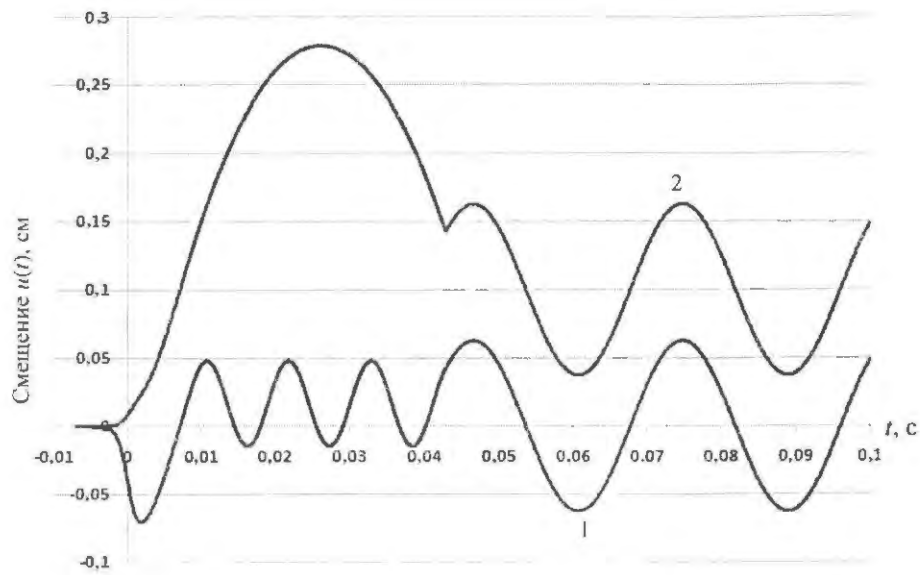


Рис. 10. Режим с отслоением топливных колец от опор. Смещения $u_0(t)$, $u_1(t)$ в блоке БГР под воздействием модельного импульса делений с шириной на половине высоты 2,28 мс и $\delta_0 = 0,1$: 1 – $u_0(t)$, 2 – $u_1(t)$

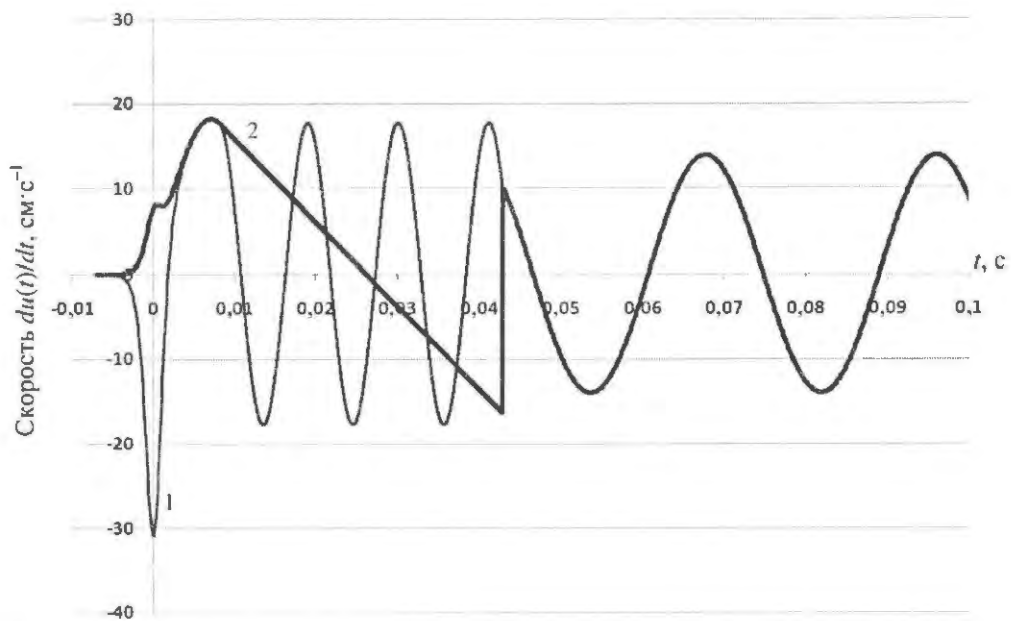


Рис. 11. Режим с отслоением топливных колец от опор. Скорости $du_0(t)/dt$, $du_1(t)/dt$ в блоке БГР под воздействием модельного импульса делений с шириной на половине высоты 2,28 мс и $\delta_0 = 0,1$: 1 – $du_0(t)/dt$, 2 – $du_1(t)/dt$

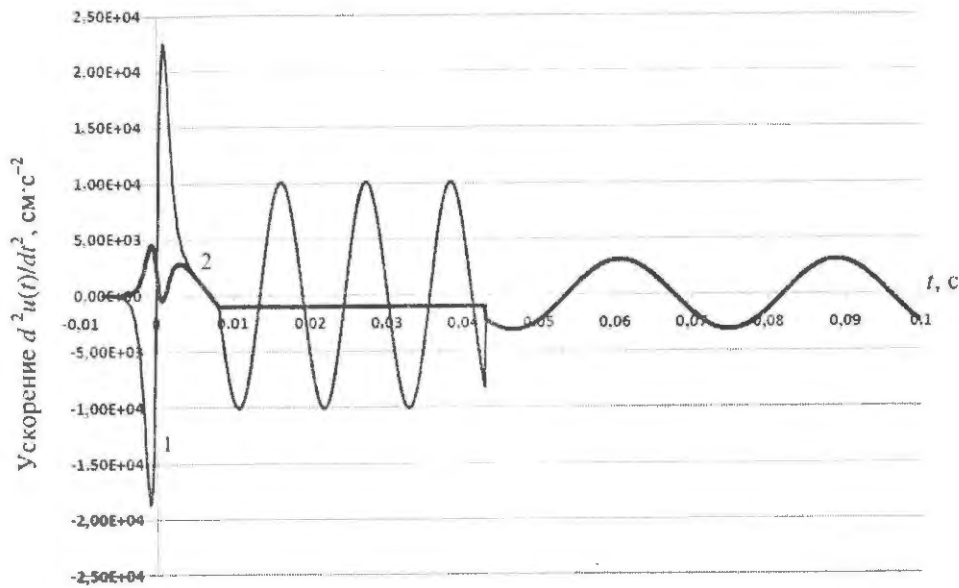


Рис. 12. Режим с отслоением топливных колец от опор. Ускорения $d^2u_0(t)/dt^2$, $d^2u_1(t)/dt^2$ в блоке БГР под воздействием модельного импульса делений с шириной на половине высоты 2,28 мс и $\delta_0 = 0,1$:
 1 – $d^2u_0(t)/dt^2$, 2 – $d^2u_1(t)/dt^2$

В течение времени свободного полета топливных колец освобожденная от груза топлива система подвески БГР, действительно, как уже отмечалось выше, осциллирует с большей частотой, а также с более высокой амплитудой $u_0(t)$.

6. Уточненные уравнения динамики реактора БИГР и их решения

На зарегистрированных в экспериментах импульсах реактора БИГР (см. рис. 3) четко проявляются регулярные осцилляции мощности на плато. Нерегулярные выбеги мощности на плато экспериментальных импульсов не наблюдаются. Сказанное следует трактовать так, что в реакторе БИГР осевые деформации топливных колец осуществляются без их отслоения от опор, т. е. в соответствии с уравнениями (13).

Уточненные уравнения динамики реактора БИГР записаны с использованием этого следующего из эксперимента и упрощающего расчеты факта. Упрощению расчетов и задачи формулирования уточненных уравнений способствовало и отсутствие в данном случае необходимости расчета поля возмущений реактивности, вносимых осевыми смещениями топливных колец.

Возмущения реактивности АЗ вносятся главным образом движением топливных колец. Поскольку эти возмущения пропорциональны амплитуде смещений $u_1(t)$, а сама амплитуда $u_1(t)$ уже содержит нормируемый по эксперименту множитель, переход от смещения к реактивности был сопряжен лишь с изменением этого множителя.

Для дальнейшего рассмотрения существенно также иметь в виду, что уравнения (13) записаны применительно к модельному импульсу делений. С привязкой к реальному импульсу с его мощностью $n(t)$ и выходом энергии в зависимости от времени $q(t)$ уравнения (13) преобразуются к

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2u_0}{dt^2} + \frac{A}{M}u_0 + \frac{(M - m_0)}{M} \frac{dn}{dt} &= 0, \\ u_1(t) &= u_0(t) + q(t), \\ u_0(0) = \frac{du_0}{dt}(0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

С учетом уравнений (22) уточненная система уравнений динамики реактора БИГР представляется как

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho(t) - \beta_{\text{эф}}}{\Lambda} n(t) + \sum_{k=1}^{21} \lambda_k C_k(t); \\ \frac{dC_k}{dt} &= \frac{\beta_k}{\Lambda} n(t) - \lambda_k C_k(t); \\ \frac{dq(t)}{dt} &= n(t); \\ \rho(t) &= \rho_0 + B_1 q + B_2 q \sqrt{q} + B_3 q^3 + D_1 u_1(t) + \begin{cases} f(t + t_{\text{он}} - t_{\text{пр}}) = f(t + t_{\text{он}} - 0,063) & \text{при } (t + t_{\text{он}} - 0,063) \geq 0 \\ 0 & \text{при } (t + t_{\text{он}} - 0,063) < 0 \end{cases} \\ u_1(t) &= u_0(t) + q(t); \\ \frac{d^2 u_0}{dt^2} + \frac{A}{M} u_0 + \frac{(M - m_0)}{M} \frac{dn}{dt} &= 0; \end{aligned} \right\} (23)$$

$$C_k(0) = \frac{\beta_k n(0)}{\Lambda \lambda_k}; \quad \beta = \sum_{k=1}^{21} \beta_k; \quad \beta_{\text{эф}} = \sum_{k=1}^6 \beta_k = 0,0077;$$

$$\Lambda = 2,543 \cdot 10^{-7} \text{ с};$$

$$B_1 = -8,666 \cdot 10^{-12} \text{ МДж}^{-1}; \quad B_2 = 0,1666 \cdot 10^{-15} \text{ МДж}^{-3/2}; \quad B_3 = -5,9 \cdot 10^{-30} \text{ МДж}^{-3};$$

$$\lambda_k = 0,0127; 0,0317; 0,115; 0,311; 1,40; 3,87; 304; 915; 2880; 4090; 1,31 \cdot 10^4; 1,86 \cdot 10^4; 5,34 \cdot 10^4; 7,58 \cdot 10^4; 1,60 \cdot 10^5; 2,27 \cdot 10^5; 2,69 \cdot 10^5; 6,42 \cdot 10^5; 1,31 \cdot 10^6; 2,31 \cdot 10^6; 4,24 \cdot 10^6 \text{ (с}^{-1}\text{)};$$

$$\beta_k = 3,0 \cdot 10^{-4}; 1,62 \cdot 10^{-3}; 1,45 \cdot 10^{-3}; 3,11 \cdot 10^{-3}; 1,01 \cdot 10^{-3}; 2,1 \cdot 10^{-4}; 2,02 \cdot 10^{-5}; -6,7 \cdot 10^{-6}; 4,82 \cdot 10^{-4}; -3,4 \cdot 10^{-4}; 7,72 \cdot 10^{-4}; -5,44 \cdot 10^{-4}; 8,03 \cdot 10^{-4}; -5,66 \cdot 10^{-4}; 1,093 \cdot 10^{-3}; -7,7 \cdot 10^{-4}; 3,98 \cdot 10^{-4}; 3,93 \cdot 10^{-4}; 2,61 \cdot 10^{-4}; 1,46 \cdot 10^{-4}; 7,0 \cdot 10^{-6}.$$

Конкретные расчеты импульсов делений с помощью уточненных уравнений (23) проведены при следующих значениях остальных параметров: $\rho_0 = 1,078 \beta_{\text{эф}}$; $M = 0,397 \cdot 10^6 \text{ г}$; $m_0 = 0,61 \cdot 10^5 \text{ г}$; $q(0) = 0$;

$u_0(0) = 0$; $\frac{du_0}{dt}(0) = 0$; $n(0) = 0,01 \text{ Вт}$ (подогнана из условия совмещения пиков расчетных и экспериментальных импульсов);

$A = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ г} \cdot \text{с}^{-2}$ (определен из условия равенства расчетного и экспериментального периодов осцилляции мощности на плато); $D_1 = 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-1}$ (определен из условия наиболее удовлетворительного воспроизведения экспериментальных плато импульсов делений).

Результаты расчета динамики реактора БИГР, выполненного с помощью уточненных уравнений (23), представлены в сравнении с данными эксперимента на рис. 13–16 и в табл. 3. На рис. 13, 14 показаны расчетные и экспериментальные импульсы делений, на рис. 15, 16 – реализуемые в течение этих импульсов расчетные реактивности, вносимые осевым смещением топливных колец. В табл. 3 представлены основные характеристики показанных на рис. 15, 16 импульсов.

Таблица 3

Основные характеристики экспериментальных и представленных на рис. 13 и 15 расчетных импульсов (расчет – числа в скобках)

Режим работы	Энерговыведение в пике импульса Q_8 , МДж	Ширина пика на половине высоты, мс	Мощность в пике, ГВт	Энерговыведение на плато импульса ΔQ , МДж
Синхронный сброс блоков грубого и точного регулирования	160 (173)	2,28 (2,28)	65 (65)	120 (108)
Опережающий сброс блоков грубого и точного регулирования	160 (173)	2,28 (2,28)	65 (65)	70 (58)

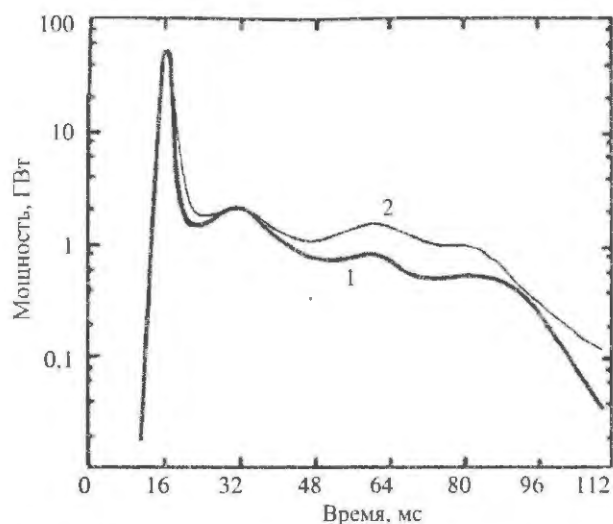


Рис. 13. Импульс делений экспериментальный (1) и рассчитанный (2) с помощью уравнений (23) при синхронной команде на сброс блоков БГР и БТР

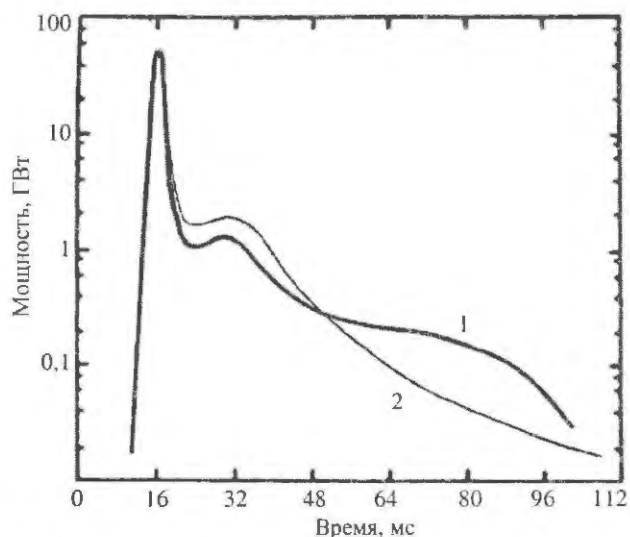


Рис. 14. Импульс делений экспериментальный (1) и рассчитанный (2) с помощью уравнений (23) при опережающей, с опережением 43 мс командой на сброс блоков БГР и БТР

Данные рис. 13–16 и табл. 3 демонстрируют вполне удовлетворительное согласие расчетных и измеренных параметров импульса делений. Эти данные показывают, в частности, хорошее воспроизведение в расчетах глубины осцилляций мощности на плато и, что особенно важно, фаз расчетных и экспериментальных осцилляций относительно пиков быстропеременных частей импульсов. Но общая форма плато импульсов в зависимости от времени, особенно при больших временах, воспроизводится лишь качественно.

В связи с указанным сравнением расчетных и экспериментальных импульсов следует напомнить, что включенный в формулу реактивной

обратной связи дополнительный компонент, генерируемый осевыми смещениями топливных колец, содержит два определяемых из эксперимента параметра. Такими параметрами являются период и амплитуда осцилляций мощности, прямо равные таковым (период) или зависящие от таковых для смещений топливных колец.

Прямой расчет указанных параметров был весьма затруднительным, так как он потребовал бы учета тонкостей конструктивных связей в подвеске блока БГР и отсутствующих в настоящее время сведений о механизме развития неустойчивостей в смещении топливных колец.

Конкретно указанные параметры выражаются в уравнениях (23) через коэффициент упругости подвески блока БГР A и коэффициент D_1 , зависящий от амплитуды осевых смещений топливных колец и от вносимых ими возмущений реактивности. Подгонка под эксперимент этих коэффициентов осуществлялась, во-первых, как уже сказано, через период осцилляций мощности реактора на плато импульса делений и, во-вторых, через полный выход энергии в импульсах делений в основном режиме генерирования импульсов, т. е. в режиме с остановкой импульсного блока в АЗ и синхронным сбросом БГР и БТР.

Отмеченная эмпиричность важных параметров используемой в отчете модели и лишь качественное согласие форм плато рассчитанных и экспериментальных импульсов делений снижают предсказательную роль последней. Вместе с тем эта модель имеет некоторые присущие ей достоинства. Несомненной ее заслугой является отмеченный выше факт удовлетворительного воспроизведения в расчете экспериментальных глубины и фаз осцилляций мощности на плато импульсов. Глубина и фаза осцилляций мощности никаким коррекциям со стороны эксперимента не подвергались, и то, что они хорошо согласуются с экспериментом, свидетельствует о состоятельности модели.

Кстати сказать, полного совпадения расчетных и измеренных плато и не следовало ожидать. При относительно больших временах форма плато может существенно искажаться вследствие неточности параметров отраженных нейтронов. О том, что в нашем случае такие неточности имеются, может свидетельствовать хотя бы вид расчетных плато на рис. 4 и 5. При общей значительной заниженности выхода энергии на плато в рассчитанных с помощью прежних уравнений динамики импульсах мощность на расчетном плато при больших временах заметно выше таковой экспериментального плато.

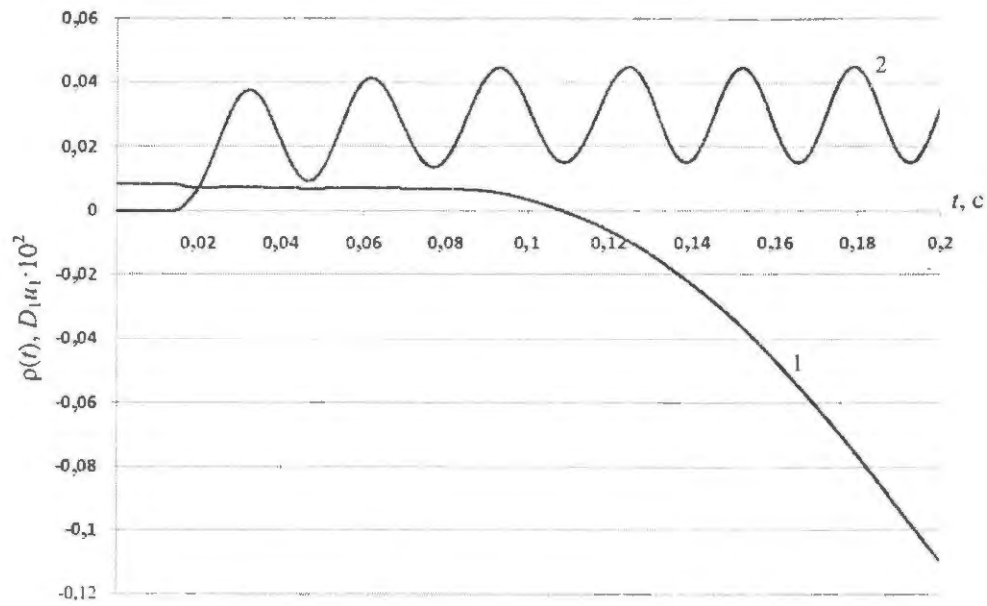


Рис. 15. Зависимость от времени расчетной полной и осцилляторной реактивности реактора в течение импульса делений с синхронной командой на сброс блоков БГР и БТР: 1 – полная реактивность, 2 – осцилляторная реактивность, умноженная на 10

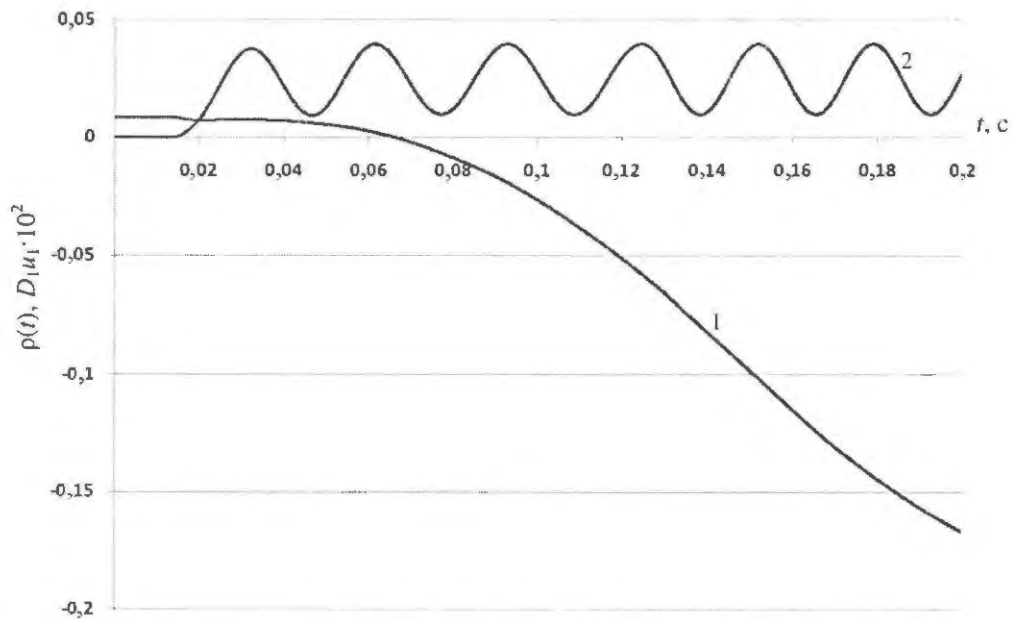


Рис. 16. Зависимость от времени расчетной полной и осцилляторной реактивности реактора в течение импульса делений при опережающей с опережением 43 мс командой на сброс блоков БГР и БТР: 1 – полная реактивность, 2 – осцилляторная реактивность, умноженная на 10

Важно, что предложенная в отчете уточненная модель динамики реактора БИГР позволила выявить причину возбуждения низкочастотных осцилляций мощности на плато импульсов делений. Объяснить этот наблюдаемый в эксперименте факт каким-либо непосредственным воздействием смещения топливных колец на реактивность вряд ли удалось бы. Это сделано лишь после включения в динамику реактора пружинящей подвески блока АЗ. Подвеска быстро поджимается, как бы взводится, деформируемыми топливными кольцами и затем сравнительно медленно переходит в режим вибраций с их определяемым формулой (14) собственным периодом.

В заключение настоящего раздела следует еще оценить масштаб осевых деформаций топливных колец, необходимых для генерирования требуемых изменений реактивности. Ведь если этот масштаб окажется значительным, превышающим ширину зазоров между слоями колец, возникнут проблемы по части осуществимости этих деформаций.

Указанная оценка масштаба осевых деформаций топливных колец выполнена на основании найденного из рис. 15, 16 максимального значения вносимой осевым смещением топливных колец реактивности ($\sim 0,55 \cdot 10^{-3}$) и известной из статьи [4] реактивности, вносимой подъемом на 1 мм блока БГР, находящегося вблизи верхнего положения ($1,56 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^{-1}$). На основании этих данных получено, что амплитуда смещений $u_1(t)$ равна $\sim 0,35$ мм.

Таким образом, осевые деформации топливных колец малы. Они могут осуществляться в пределах оговоренных в конструкции реактора зазоров и не должны приводить к каким-либо необратимым изменениям конфигурации АЗ. Можно лишь удивляться, что столь незначительные, казалось бы, деформации генерируют высокие давления на опоры и возбуждают вибрации относительно жесткой подвески.

Заключение

В статье приведены результаты теоретического исследования, выполненного в целях выяснения причин неудовлетворительного воспроизведения в расчетах реактора БИГР так называемого «плато» (или «хвоста») импульса делений, в частности, четко выраженных осцилляций мощности реактора на плато.

Показано, что возможной причиной указанного дефекта прежней модели являются неучтенные в уравнениях динамики осевые смещения колец, производимые в результате неустойчивости радиального смещения или коробления кольцевых поперечных сечений. Квазистатические осевые смещения топливных колец оказывают механическое давление на опоры, достаточное для возбуждения низкочастотных вибраций систем подвески блоков АЗ. Первоначальные осевые смещения топливных колец и возбуждаемые ими вибрации блоков АЗ в целом вносят добавочную осциллирующую компоненту в реактивностную обратную связь реактора и в результате приводят к осцилляции мощности реактора на плато импульса.

Уточненная модель динамики содержит два трудно рассчитываемых и потому определяемых из эксперимента параметра. Это коэффициент упругости подвески и амплитуда осевых смещений топливных колец.

Как установлено, амплитуда осевых смещений топливных колец весьма мала – не превышает 0,35 мм. С учетом этого фактора, а также четкой повторяемости формы импульса делений есть основания предполагать, что в случае реактора БИГР драйвером осевых смещений топливных колец является детерминированного типа коробление их поперечных сечений. Если дело обстоит именно так, то рассмотренные в статье явления не угрожают безопасности реактора БИГР.

Результаты и выводы настоящей статьи следует считать предварительными. Рассмотренная расчетная модель динамики реактора БИГР пока содержит параметры, значения которых извлекаются из эксперимента. Расчетное воспроизведение плато импульса делений еще нельзя назвать точным. Нельзя также с полной определенностью указать тип драйвера для вибраций подвесок АЗ.

В целях дальнейшего уточнения модели динамики реактора БИГР следует рекомендовать:

– проведение прямых численных расчетов (с помощью многомерных термомеханических программ) деформаций для поперечных сечений топливных колец;

– уточнение расчетной модели воздействия на динамику реактора БИГР отраженных нейтронов;

– экспериментальное определение периодов механических пульсаций, если таковые обнаружатся, в опорных штангах блоков АЗ.

В дальнейшем параллельно с указанными работами следует также выполнить анализ динамической модели применительно к реактору БР-1М.

Авторы статьи выражают искреннюю благодарность Хоружсму В. Х., Кошелеву А. С. и Никитину И. А. за помощь в работе и полезное обсуждение ее результатов.

Список литературы

1. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1975.
2. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – г. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.
3. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 2.

4. Кувшинов М. И., Колесов В. Ф., Воинов А. М., Смирнов И. Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3–12.

5. Воинов А. М., Воинов М. А., Воронцов С. В. и др. Опыт создания и эксплуатации импульсных реакторов и критических стендов РФЯЦ-ВНИИЭФ // 4-я Межд. конф. ЛЯН-ИР-2007. – Обнинск, 2009, т. 1, с. 43–54.

6. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. К расчету полей отраженных нейтронов и нейтронов утечки с помощью методов инвариантного погружения и сложения // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 3–11.

7. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI конференция по радиационной стойкости. Сборник докладов. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003, с. 100–104.

8. Алфутов Н. А., Колесников К. С. Устойчивость движения и равновесия. – М.: МГТУ, 2003.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, нач. отдела ИЯРФ,
РФЯЦ-ВНИИЭФ, тел. (83130) 2-75-11,
e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 26.02.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 22–42.

РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ ТОРМОЗНЫХ УСТРОЙСТВ ИСПОЛНИТЕЛЬНЫХ МЕХАНИЗМОВ РАБОЧИХ ОРГАНОВ ИМПУЛЬСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

И. А. Никитин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Описаны тормозные устройства, применяемые в исполнительных механизмах импульсных ядерных реакторов для снижения ударных нагрузок на органы регулирования реактивности и элементы подвижной системы. Рассмотрены типы и конструктивные особенности пневматических и гидравлических демпферов. Представлены расчетные модели. Показано, что расчетные модели можно использовать при проектировании тормозных механизмов.

Ключевые слова: импульсный ядерный реактор, тормозное устройство, демпфер, расчетные модели, исполнительный механизм, рабочий орган.

CALCULATED MODELS OF BRAKE SYSTEMS (DAMPERS) FOR ACTUATING UNITS OF PULSE NUCLEAR REACTOR CONTROL ELEMENTS / I. A. NIKITIN // There are described brake systems (dampers) applied in executive mechanisms of pulsed nuclear reactors to reduce shock loads on the members of reactivity regulation and moving system elements. The types and design peculiarities of pneumatic and hydraulic dampers are considered. The calculated models are presented. It is demonstrated that calculated models can be used for designing of brake mechanisms.

Key words: pulse nuclear reactor, brake mechanism, damper, calculated models, executive mechanism, work member.

Введение

Начиная с 50-х годов, в качестве мощных источников нейтронного и γ -излучений в различных областях науки и техники широкое распространение получили импульсные ядерные реакторы (ИЯР), обеспечивающие генерирование контролируемых и повторяемых всплеск деления атомных ядер [1].

Специфика управления ИЯР определяется особенностями в режимах работы конкретного устройства. На ИЯР используются следующие режимы работы: стационарный, квазиимпульсный, импульсный с остановкой стержня в центре активной зоны и импульсный с пролетом стержня через активную зону. Режимы различаются функциональным назначением, предельными уровнями основных параметров и алгоритмом управления [1, 2].

Независимо от режима работы установки процедура генерирования импульса, как правило, осуществляется с помощью исполнительных механизмов (ИМ), предназначенных для перемеще-

ния рабочих органов (РО) в активной зоне реактора [3]. Особенностью ИЯР является наличие ИМ РО для быстрого перевода реактора в надкритическое состояние по мгновенным нейтронам, а также формирования заднего фронта импульса делений. В обоих случаях используются быстродействующие ИМ, в состав которых входят тормозные устройства, обеспечивающие сохранность и работоспособность механизма в целом.

Общие принципы разработки тормозных устройств

При работе быстродействующего ИМ подвижная система во время ускоренного движения приобретает значительную кинетическую энергию. Во избежание ударных нагрузок на элементы ИМ предусматривают специальные демпфирующие устройства, обеспечивающие торможение подвижной системы. Основными показателями качества демпфера являются величина энергии поглощения и характер изменения нагрузки при торможении.

Работа, совершаемая тормозным устройством, определяется из соотношения

$$A = \int_0^{x_{\text{кон}}} P(x) dx,$$

где $P(x)$ – сила, действующая на подвижную систему, x – рабочий ход демпфера.

Технический принцип, заложенный в конструкцию тормозного устройства, определяет характер воздействия нагрузки на подвижную систему. Графики изменения силы от перемещения, в зависимости от типа демпфера, представлены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что гидравлический демпфер 1 с постоянным кольцевым зазором может создавать значительные ударные нагрузки в начальной фазе перемещения, и это обстоятельство ограничивает применение данного способа в конструкции демпфера. Использование витой пружины 4 в качестве демпфера не практикуется, так как пружина приобретает собственную кинетическую энергию, которая производит обратную работу.

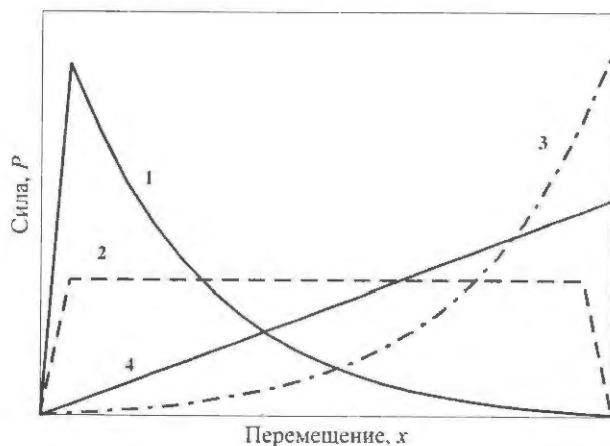


Рис. 1. График изменения силы в зависимости от перемещения при торможении на демпфере: 1 – гидравлический демпфер с постоянным кольцевым зазором; 2 – гидравлический демпфер с переменным кольцевым зазором; 3 – пневматический демпфер; 4 – упругий элемент сжатия (пружина)

Интерес представляют гидравлические демпферы с переменным кольцевым зазором 2 и пневматические демпферы 3. На ИЯР для торможения подвижной системы (в зависимости от величины энергии поглощения) обычно используются гидравлические демпферы с переменным кольцевым зазором или пневматические тормозные устройства в различных исполнениях.

При проектировании тормозного устройства ИМ РО решается комплекс технических задач, в частности, определяются:

- требуемая энергоемкость устройства, по которой выбирается тип демпфера;
- характер и значение нагрузки, действующей на элементы и узлы подвижной системы;
- конструктивный облик тормозного устройства.

Расчетная модель пневматического тормозного устройства

Для перевода ИЯР в подкритическое состояние часто используется технический прием, связанный со сбросом РО под действием силы тяжести. Приобретенная подвижной системой кинетическая энергия поглощается на тормозном устройстве. При использовании пневматического демпфера в качестве тормозного устройства следует учитывать, что воздух обладает высокой сжимаемостью. Данное свойство газа является положительным фактором для начальной фазы перемещения РО, так как эффективность РО в активной зоне реактора представляет функцию вида $\int \sin^2 x dx$. В конечной фазе газ при сжатии производит обратную работу, и подвижная система может совершать значительные колебания (осцилляции) на воздушной подушке. Поэтому при проектировании пневматического демпфера в рабочей полости цилиндра необходимо предусматривать дроссель, который с учетом утечки рабочего газа через конструктивные зазоры снижает уровень осцилляции подвижной системы и сокращает время работы механизма.

Рассмотрим ИМ, в котором подвижная система массой 30 кг перемещается под действием силы тяжести на пути 0,215 м, а торможение производится на пневматическом демпфере с ходом 0,12 м. Из условия компоновки ИМ демпфер состоит из двух пневматических цилиндров диаметром 0,032 м, рабочие полости которых связаны трубопроводом. Расчетная схема пневматического тормозного устройства представлена на рис. 2.

Расчетная модель пневматического демпфера согласно [4] включает:

- уравнение движения подвижной системы

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = 2 p_i F_i + mg - 2 p_j F_j \mp P_{\text{тр}}; \quad (1)$$

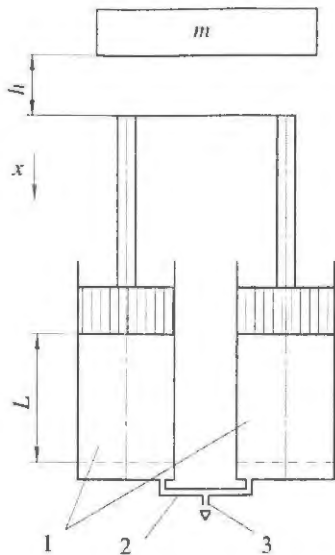


Рис. 2. Расчетная схема пневматического тормозного устройства: 1 – рабочая полость цилиндра; 2 – трубопровод; 3 – дроссель

– уравнения состояния газа в рабочей полости пневмоцилиндра

$$\left. \begin{aligned} T_j &= T_i \left(\frac{p_j}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \\ \frac{dp_j}{dt} &= \frac{k}{(L+h-x)} p_j \frac{dx}{dt} - \frac{k-1}{F_j(L+h-x)} \varepsilon_{ji} \end{aligned} \right\}; \quad (2)$$

– величины, входящие в уравнения (1) и (2),

$$\varepsilon_{ji} = \frac{k}{k-1} RT_j (G_{ji} + G_{1ji}); \quad T_j = \frac{p_j}{R\rho_j},$$

где

$$G_{ji} = \mu_{ji} f_{ji} \Phi \left(\frac{p_i}{p_j} \right) \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_i p_j};$$

$$G_{1ji} = \frac{\pi d s^3 \rho_j}{12 L_1 \eta} (p_j - p_i);$$

$$\Phi \left(\frac{p_i}{p_j} \right) = \begin{cases} 0,2588 & \text{при } \frac{p_i}{p_j} \leq 0,528; \\ \sqrt{\left(\frac{p_i}{p_j} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_i}{p_j} \right)^{\frac{k+1}{k}}} & \text{при } \frac{p_i}{p_j} > 0,528; \end{cases}$$

$$i = j+1; \quad j = 1.$$

Здесь m , x , h – приведенная масса, координата перемещения и величина свободного падения под-

вижной системы; p_j , ρ_j , T_j – давление, плотность и температура газа в рабочей полости цилиндра; p_i – атмосферное давление; F_i , F_j – площадь поршня; g – ускорение свободного падения; $P_{тр}$ – сила трения; $k = 1,4$ – коэффициент адиабаты; f_{ji} – площадь дросселя; R – газовая постоянная; μ_{ji} – коэффициент расхода; L – тормозной путь; G_1 – утечка газа по кольцевому зазору; d – средний диаметр кольцевого зазора; s – ширина зазора; L_1 – длина поршня; η – динамическая вязкость газа.

Расчетная и экспериментальная зависимости перемещения подвижной системы от времени для рассматриваемого ИМ представлены на рис. 3.

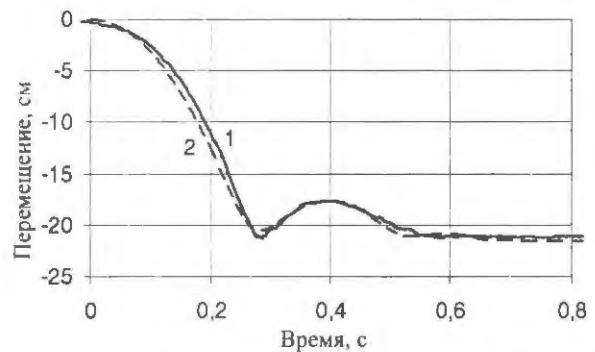


Рис. 3. Зависимость перемещения подвижной системы от времени: 1 – эксперимент; 2 – расчет

Расчетная зависимость изменения скорости подвижной системы от времени представлена на рис. 4.

Из графиков на рис. 3 и 4 видно, что конструктивные параметры пневматического демпфера подобраны оптимально. Осцилляция подвижной системы на конечной фазе перемещения незначительная и практически полностью исключен жесткий удар.

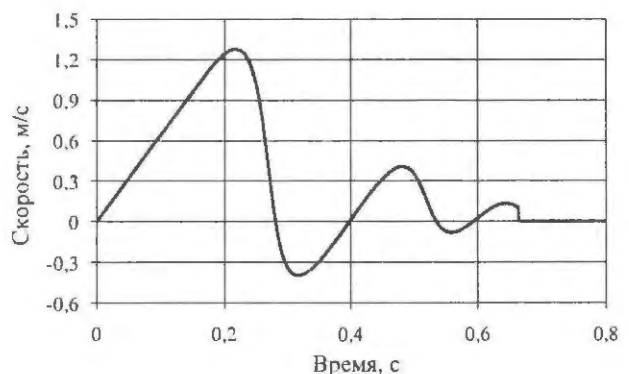


Рис. 4. Расчетная зависимость изменения скорости подвижной системы от времени

Гидравлические тормозные устройства

Использование гидравлического принципа торможения позволяет создавать компактные и энергосъемкие устройства. В основу принципа положено использование сил инерции жидкости при прохождении ее через кольцевой зазор. По характеру выброса жидкости относительно плунжера гидравлические демпферы подразделяются на два типа: встречного сброса и сброса по ходу. Схемы гидравлических демпферов с переменным кольцевым зазором представлены на рис. 5. Задача расчета гидравлического демпфера состоит в отыскании зависимости изменения зазора вдоль тормозного пути. При небольших по сравнению с радиусом плунжера кольцевых зазорах движение жидкости рассматривается как двумерное, установившееся [5].

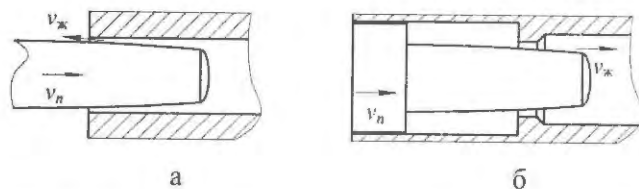


Рис. 5. Схема гидравлического демпфера: а – встречный сброс жидкости; б – сброс жидкости по ходу

Расчетная модель гидравлического устройства встречного сброса жидкости

Для определения скорости перемещения плунжера в камере, наполненной жидкостью, рассмотрим расчетную схему, представленную на рис. 6, а.

Площадь кольцевого зазора истечения жидкости $\varphi(x)$ равна $\varphi(x) = S_0 - F(x)$, где S_0 – площадь сечения камеры; $F(x)$ – площадь плунжера.

Рассмотрим:

– уравнение Бернулли движения жидкости

$$p(\xi) + \frac{\rho v^2(\xi)}{2} = p(x) + \frac{\rho v^2(x)}{2} = \text{const}; \quad (3)$$

– условие неразрывности потока

$$\varphi(\xi)v(\xi) = \varphi(x)v(x); \quad (4)$$

– уравнение движения плунжера

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -P, \quad (5)$$

где $p(\xi)$ и $p(x)$ – давление жидкости в сечениях I и II; $v(\xi)$ и $v(x)$ – скорость жидкости в сечениях I и II; ρ – плотность жидкости; $\varphi(\xi)$ и $\varphi(x)$ – площадь кольцевого зазора в сечениях I и II; m – масса плунжера (подвижная система); P – сила сопротивления; x – текущая координата перемещения плунжера.

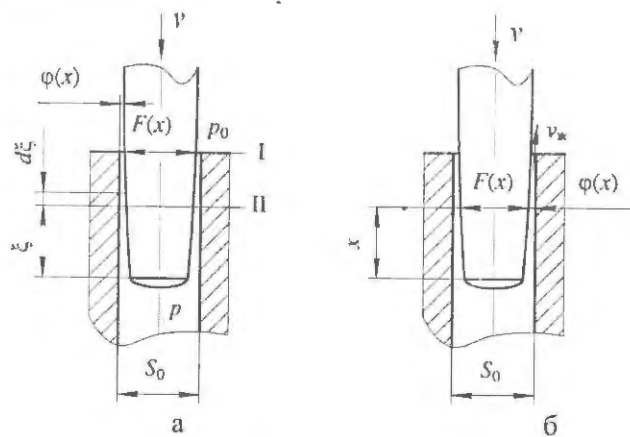


Рис. 6. Расчетная схема гидравлического демпфера встречного сброса жидкости

Для симметричных тел, расположенных так, что ось симметрии направлена по потоку, сила воздействия потока имеет то же направление (по потоку). В этом случае имеет место сила лобового сопротивления. Сила сопротивления зависит от формы и размеров тела, от скорости потока и от физических свойств жидкости, она пропорциональна площади поперечного сечения тела $F(x)$, скоростному напору $\rho v^2(x)/2$ и коэффициенту сопротивления c_x . Гидродинамическое воздействие струи на плунжер можно записать в виде

$$Q(x) = \int_0^x c_x \rho(\xi) dF(\xi). \quad (6)$$

Здесь c_x – коэффициент лобового сопротивления, зависит от числа Рейнольдса.

Проведя некоторые преобразования с уравнениями (3), (4) и подставив их в (6), получим для усилия гидродинамического воздействия струи на плунжер выражение

$$Q(x) = c_x \frac{\rho v^2(x)}{2} \left(\frac{S_0 - \varphi(x)}{\varphi(x)} \right)^2 \times \int_{\varphi(x)}^{S_0} \left(1 - \frac{\varphi^2(x)}{\varphi^2(\xi)} \right) d\varphi(\xi) = c_x \frac{\rho v^2(x)}{2} S_0 \psi(x), \quad (7)$$

где

$$\psi(x) = \frac{[S_0 - \varphi(x)]^4}{S_0^2 \varphi^2(x)}. \quad (8)$$

С учетом отражения струи под углом α уравнение (8) запишем в виде

$$\psi_1(x) = \psi(x) + 2[1 + \cos(\alpha)]\sqrt{\psi(x)}. \quad (9)$$

В окончательном виде усилие воздействия струи на плунжер имеет вид

$$Q(x) = c_x \frac{\rho v^2(x)}{2} S_0 \psi_1(x). \quad (10)$$

Из уравнений (5) и (10), с учетом того, что $P = Q(x)$, после некоторых преобразований определяем скорость движения плунжера,

$$v(x) = v_0 \exp \left[-c_x \frac{\rho S_0}{2m} \int_0^x \psi_1(x) dx \right]. \quad (11)$$

Для определения функции, описывающей профиль плунжера, используем расчетную схему, представленную на рис. 6,б.

Рассмотрим:

– уравнение воздействия струи на плунжер

$$Q(x) = c_x \frac{\rho v_{ж}^2(x)}{2} F(x); \quad (12)$$

– условие неразрывности в виде

$$\varphi(x) v_{ж}(x) = F(x) v(x); \quad (13)$$

– уравнение сохранения энергии

$$\frac{m[v_0^2 - v^2(x)]}{2} = \int_0^x Q(x) dx = Qx = umgx, \quad (14)$$

где v_0 и $v(x)$ – начальная и текущая скорость плунжера; u – перегрузка, действующая на плунжер; g – ускорение свободного падения.

Проведя некоторые преобразования с уравнениями (12), (13) и (14), получаем уравнение в виде

$$\frac{\rho}{2} (v_0^2 - 2ugx) \left[\frac{F^2(x)}{\varphi^2(x)} - 1 \right] = \frac{umg}{F(x)}. \quad (15)$$

Введем значения

$$h = \frac{v_0^2}{2ug} \quad (16)$$

и

$$a = c_x \frac{\rho h}{m} \left(1 - \frac{x}{h} \right). \quad (17)$$

Подставляя значения (16) и (17) в уравнение (15), получаем уравнение третьей степени

$$aF^3(x) - F^2(x) + 2S_0F(x) - S_0^2 = 0. \quad (18)$$

Для решения уравнения (18) используем формулу Кардано [6]. Уравнение имеет три действительных решения, так как дискриминант данного уравнения меньше нуля, одно из решений описывает нужную нам функцию изменения площади сечения плунжера от длины.

На рис. 7 приведены расчетные зависимости изменения радиуса (R) по длине плунжера (X) при торможении подвижных систем с различной массой на гидравлическом демпфере, начальная скорость 15 м/с (диаметр гидравлической камеры 0,03 м, тормозной путь 0,2 м).

Для определения профиля плунжера для демпфера встречного сброса жидкости можно использовать более простую формулу – квадратное уравнение вида

$$(1 - 2aS_0)F^2(x) - S_0(2 - aS_0)F(x) + S_0^2 = 0. \quad (19)$$

Решением уравнения (19) является корень вида

$$F(x) = \frac{S_0(2 - aS_0) - S_0 \sqrt{(2 - aS_0)^2 - 4(1 - 2aS_0)}}{2(1 - 2aS_0)}. \quad (20)$$

Для сравнения результатов решений уравнений (18) и (19) проведены расчеты по определению профиля плунжера гидравлического демпфера при торможении подвижных систем с различной массой и начальной скоростью 15 м/с. Значения радиуса $R_1(x)$ – решение уравнения (18) – и радиуса $R_2(x)$ – решение уравнения (19) – представлены на рис. 8 в виде зависимости разности $R_2(x) - R_1(x)$ от длины плунжера.

Как видно из рис. 8, решение уравнения (19) дает более высокие значения по сравнению с решением уравнения (18). Отличие результатов составляет единицы микрон, которыми в реальных условиях при изготовлении профиля плунжера можно пренебречь.

Тем не менее следует отметить, что область применения уравнения (19) ограничена длиной плунжера ввиду дальнейшего значительного расхождения параметра $R_2(x) - R_1(x)$. При определении профиля плунжера область оптимального применения уравнения (19) соответствует $x \leq 0,3$ м.

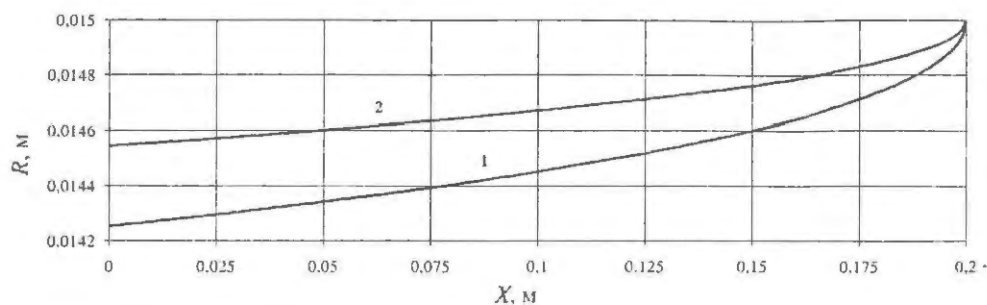


Рис. 7. Расчетная зависимость изменения радиуса по длине плунжера при торможении подвижной системы на гидравлическом демпфере (начальная скорость 15 м/с): 1 – масса 15 кг; 2 – масса 50 кг

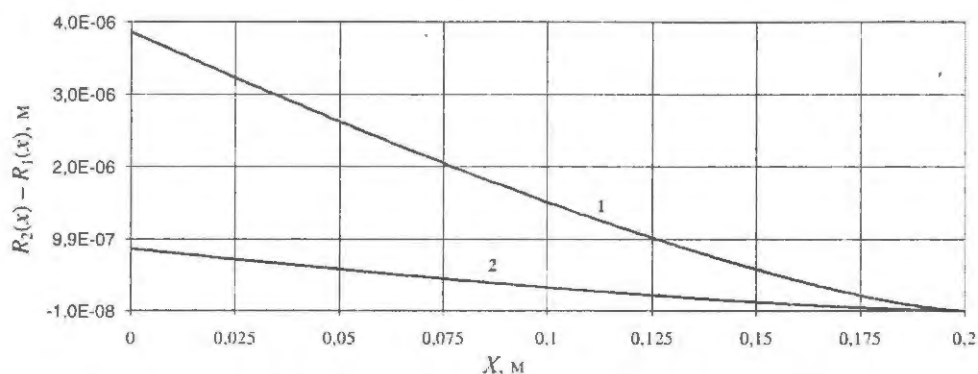


Рис. 8. Расчетная зависимость разности $R_2(x) - R_1(x)$ от длины плунжера: 1 – масса 15 кг; 2 – масса 50 кг

На ИЯР скорость перемещения РО является определяющим параметром. Значение скорости и конструктивная схема ИМ определяют уровни и характер нагрузки, действующей на элементы и узлы подвижной системы. Масса системы влияет на энергию газа, аккумулированную в ресивере, и энергоёмкость тормозного устройства.

Например, на реакторе БР-К1 генерирование импульса делений производилось в режиме пролета импульсного блока (ИБ) относительно активной зоны снизу вверх со скоростью ~ 15 м/с. Комбинированный механизм перемещает ИБ, в котором ускоренное движение производится пневматическим приводом (ход 0,42 м), а торможение осуществляется на гидравлическом демпфере с переменным кольцевым зазором (ход 0,2 м). Конструктивные параметры пневматического механизма приведены в работе [7], а профиль плунжера демпфера рассчитывался по формуле (19).

На рис. 9 представлены расчетные зависимости изменения скорости и перемещения ИБ от времени на реакторе БР-К1.

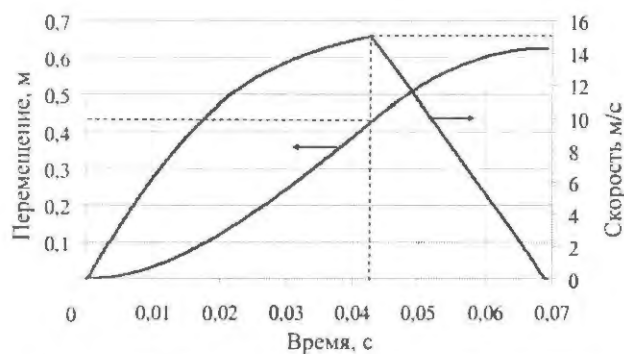


Рис. 9. Расчетные зависимости изменения скорости и перемещения ИБ от времени на реакторе БР-К1

График, иллюстрирующий уровни и характер нагрузки, действующей на элементы и узлы подвижной системы, при перемещении ИБ со скоростью ~ 15 м/с (реактор БР-К1) представлен на рис. 10.

Из графика рис. 10 видно, что для получения скорости перемещения ИБ ~ 15 м/с элементы подвижной системы подвергаются знакопеременным нагрузкам, значение перегрузки по модулю составляет более 130 g.

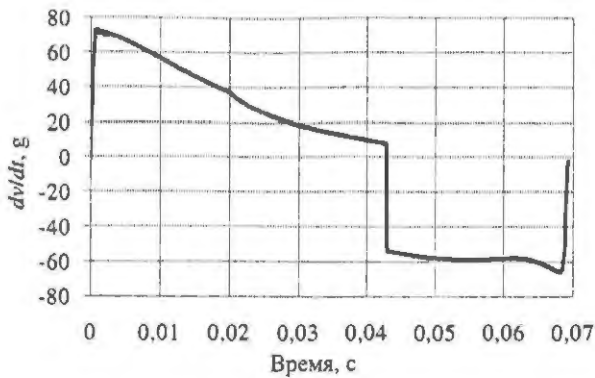


Рис. 10. График изменения ускорения (в единицах "g") от времени при перемещении ИБ (БР-К1)

Расчетная модель гидравлического устройства сброса жидкости по ходу

Гидравлическое тормозное устройство сброса жидкости по ходу отличается от ранее рассмотренного тем, что рабочим элементом, помимо плунжера, является кольцевой выступ площадью ΔF , который воспринимает основную нагрузку при торможении. Кольцевой выступ значительно снижает давление жидкости в рабочей камере, что является определяющим фактором широкого применения демпферов данного типа в быстродействующих ИМ РО. Расчетная схема демпфера сброса жидкости по ходу представлена на рис. 11.

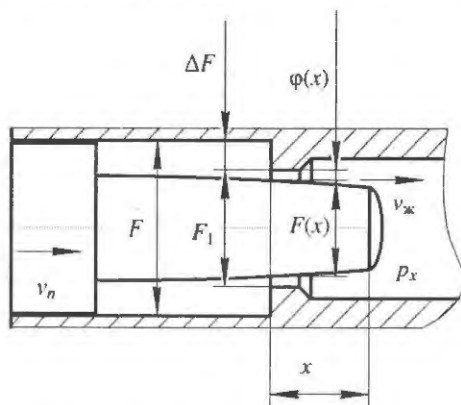


Рис. 11. Расчетная схема гидравлического демпфера сброса жидкости по ходу

Взаимозависимость параметров в расчетной схеме описывается соотношениями $\varphi(x) = F_1 - F(x)$ и $\Delta F = F - F_1$, где $\varphi(x)$ – площадь кольцевого зазора; F_1 – площадь калиброванного отверстия; $F(x)$ – площадь плунжера; F – площадь поршня.

Зависимость профиля плунжера определяем с привлечением:

– условия неразрывности потока в виде

$$\Delta F v_{п}(x) dt = \varphi(x) v_{ж}(x) dt ; \quad (21)$$

– уравнения движения жидкости

$$\frac{\rho v_{ж}^2(x)}{2} + p_x = \frac{\rho v_{п}^2(x)}{2} + p(x) = \text{const} ; \quad (22)$$

– уравнения движения плунжера

$$m \frac{dv_{п}(x)}{dt} = m g u = Q u = p(x) [F - F(x)] , \quad (23)$$

где p_x , $p(x)$ – давление жидкости на выходе из камеры и в камере; $v_{ж}(x)$, $v_{п}(x)$ – скорость жидкости и плунжера; ρ – плотность жидкости; $\varphi(x)$ – площадь кольцевого зазора; m – масса плунжера (подвижные части механизма); Q – сила сопротивления; x – текущая координата плунжера; u – перегрузка; g – ускорение свободного падения; t – время.

Интегрируя соотношение (21) и разрешая его относительно $v_{ж}(x)$, полученное выражение подставляем в (22). Полагая, что движение струйное и $p_x = 0$, получаем

$$p(x) = \frac{\rho v_{п}^2(x)}{2} \frac{\Delta F}{\varphi(x)} \left[\frac{\Delta F}{\varphi(x)} + 2 \right] . \quad (24)$$

Из уравнения (23) имеем

$$v_{п}^2(x) = v_{п0}^2 - 2 u g x , \quad (25)$$

где $v_{п0}$ – начальная скорость плунжера.

Подставляем (24), (25) в (23) и, проведя некоторые преобразования, получаем уравнение в виде

$$\frac{\Delta F}{\varphi^2(x)} [\Delta F + \varphi(x)] \cdot [\Delta F + 2\varphi(x)] = \frac{2uQ}{\rho v_0^2 \left(1 - \frac{2ugx}{v_0^2} \right)} ,$$

введя обозначения:

$$\psi(x) = \frac{\varphi(x)}{\Delta F} = \frac{F_1 - F(x)}{F - F_1} ; \quad a = \frac{2Qu}{\rho v_0^2 \Delta F} ; \quad h = \frac{v_0^2}{2ug} ;$$

$$b = 1 - \frac{x}{h} ,$$

получаем квадратное уравнение вида

$$(a - 2b)\psi^2(x) - 3b\psi(x) - b = 0 . \quad (26)$$

Решением квадратного уравнения (26) является корень

$$\psi(x) = \frac{3b}{2(a-2b)} + \sqrt{\left[\frac{3b}{2(a-2b)}\right]^2 + \frac{b}{(a-2b)}} \quad (27)$$

Радиус плунжера определяется по соотношению

$$R(x) = \sqrt{\frac{F_1 - \psi(x)(F - F_1)}{\pi}} \quad (28)$$

Гидравлические демпферы данного типа широко используются в ИМ ИЯР. Например, на стенде критических сборок ИКАР-С в качестве РО регулирования реактивности используются поглощающие стержни из карбида бора (B_4C), которые расположены в вертикальных каналах: две группы – стержни регулирования реактивности (СРР); две группы – стержни аварийного сброса (САС) [8]. Каждая группа содержит по два поглощающих стержня и перемещается в ИМ сверху вниз на 1,8 м, где масса подвижной системы составляет

45 кг. Группа СРР перемещается под действием силы тяжести и движется равноускоренно, группа САС начальное ускорение приобретает с помощью ускоряющего механизма, а далее движется равноускоренно. Торможение подвижной системы в ИМ производится на гидравлическом демпфере (ход 0,1 м), в котором использован принцип сброса жидкости по ходу.

Параметры демпфера: $F = 3,85 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$ (диаметр 70 мм); $F_1 = 4,91 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ (диаметр 25 мм); $h = 0,1 \text{ м}$.

Максимальная скорость перемещения подвижной системы на момент торможения для группы СРР составляет 5,8 м/с, а группы САС – 11,0 м/с. Энергия поглощения составляет, соответственно, 750 Дж и 2700 Дж.

На рис. 12 приведена расчетная зависимость изменения радиуса по длине плунжера, вычисленная по формуле (28).

На рис. 13 представлены экспериментальные зависимости перемещения подвижной системы от времени, стенд ИКАР-С.

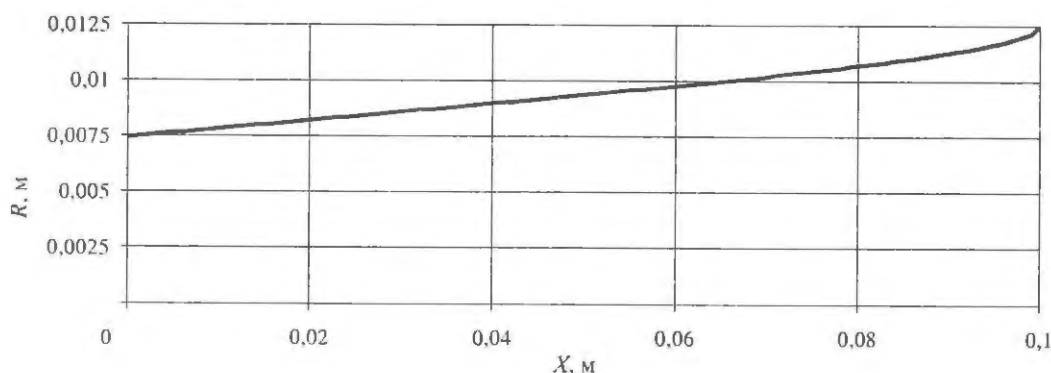


Рис. 12. Расчетная зависимость изменения радиуса по длине плунжера

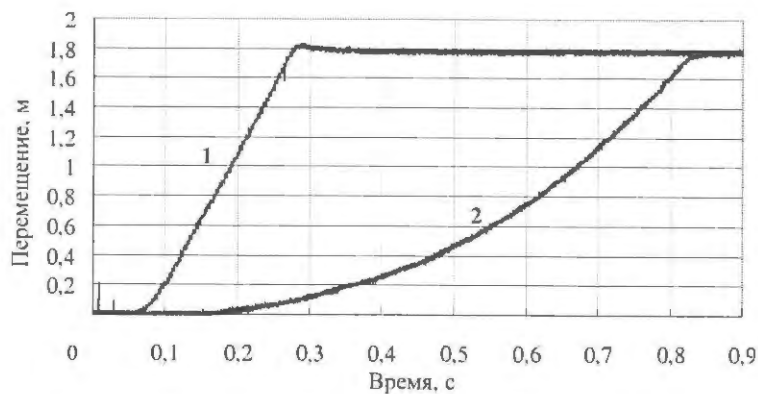


Рис. 13. Экспериментальная зависимость перемещения подвижной системы от времени, стенд ИКАР-С: 1 – САС; 2 – СРР

Заключение

Проведен анализ различных типов тормозных устройств и рассмотрены их конструктивные особенности. Представлены расчетные модели для определения конструктивных параметров, динамических характеристик пневматических и гидравлических демпферов. На примерах эксплуатируемых ИМ показано, что устройства работоспособны и отвечают эксплуатационным требованиям. Представленные расчетные модели рекомендуется применять при проектировании тормозных устройств быстродействующих ИМ РО, используемых на ИЯР.

Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 1.
2. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.
3. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1976.
4. Никитин И. А. Пневматические исполнительные механизмы рабочих органов системы управления и защиты импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2007, вып. 2, с. 47–58.
5. Козлов А. В. Принципы и расчеты гидравлических камер линейных ускорителей // Пневматика и гидравлика, 1961, т. 31, с. 179–187.
6. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗОВ. – М.: Наука, 1980.
7. Никитин И. А., Иванов Н. Р., Турутов В. И. Динамическая модель механизмов разгона и торможения импульсного стержня в исследовательском ядерном реакторе // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 50–54.
8. Воинов А. М., Влох Г. В., Воронцов С. В. и др. Стенд критических сборок ИКАР-С. Результаты физического пуска // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2007, вып. 2, с. 29–33.

Контактная информация –
Никитин Игорь Александрович
тел.: (83130) 2-88-76, e-mail: nikitin@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 26.02.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 43–51.

ИСТОЧНИК ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ЭИ-Т-22 РЕАКТОРА БР-1М

А. С. Кошелев, М. В. Мочкаев, А. В. Арапов, В. А. Богданов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

В. Д. Севастьянов

ФГУП «ВНИИФТРИ», 141570, п. Менделеево Московской обл.

Описано устройство, представлены экспериментальные данные, использованные при последующей аттестации, и рассмотрены формы практического применения источника тепловых нейтронов ЭИ-Т-22 со статусом рабочего эталона второго разряда при совместной работе с реактором БР-1М ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ».

Ключевые слова: источник тепловых нейтронов, реактор БР-1М, флюенс нейтронов, спектр единичного флюенса, температура нейтронного газа.

THERMAL NEUTRON SOURCE EhI-T-22 OF REACTOR BR-1M / A. S. KOSHELEV, M. V. MOCHKAEV, A. V. ARAPOV, V. A. BOGDANOV, V. D. SEVASTIANOV // There is described a design, the experimental data used at subsequent certification are presented, and considered the forms of practical application of EhI-T-22 thermal neutron source of a second grade working standard at its joint operation with BR-1M reactor of FSUE «RFNC-VNIEEF».

Key words: thermal neutron source, BR-1M reactor, neutron fluence, single fluence spectrum, neutron gas temperature.

Введение

Калиброванное поле тепловых нейтронов является одной из базовых составляющих системы метрологического обеспечения прикладных и исследовательских работ на ядерных реакторах ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ».

В зависимости от целевой ориентации для формирования полей тепловых нейтронов использовался либо высокочистый реакторный графит (как правило, габаритные устройства внешнего размещения вдали от активной зоны реактора), либо полиэтилен (как правило, компактные устройства внутризонного или околозонного расположения).

Графитовый куб с ребром ~ 1 м (так называемый Большой графитовый куб, БГК) создавался для использования на реакторе ТИБР [1, 2]. Впоследствии был перемещен на реактор БР-1 [1, 3, 4], где используется и в настоящее время. Поле тепловых нейтронов формируется во внутренней полости с размерами (100 × 100 × 100) мм³. Максимальные инструментальные возможности (согласно [3]) –

флюенс тепловых нейтронов $3,80 \cdot 10^{12}$ нейтр./см² (96,3 % от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $1,40 \cdot 10^{11}$ нейтр./см² (3,5 %) и флюенсе быстрых нейтронов $0,67 \cdot 10^{10}$ нейтр./см² (0,2 %). Эффективная температура тепловых нейтронов принимается выше температуры замедлителя (температуры окружающей среды) на 2,2 К (2,2 °С).

Двухкомпонентный куб минимизированных размеров (графитовый куб с ребром 30 см, окруженный слоем оргстекла толщиной 5 см; так называемый Малый графитовый куб, МГК) – малогабаритное транспортабельное устройство, рассчитанное на максимальное приближение к активной зоне любого реактора, в том числе с компактной активной зоной из металлического урана. Использовался на реакторах ТИБР, ВИР-2 [1], БР-1 [3, 4]. Поле тепловых нейтронов формируется во внутренней полости с размерами (100 × 100 × 100) мм³. Максимальные инструментальные возможности при использовании на реакторе БР-1 (согласно [3]) – флюенс тепловых нейтронов $8,06 \cdot 10^{13}$ нейтр./см² (73,2 % от полного) при флюенсе промежуточных и быстрых нейтронов $2,24 \cdot 10^{13}$ нейтр./см² (20,3 %)

и $0,72 \cdot 10^{13}$ нейтр./см² (6,5 %), соответственно. Эффективная температура тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя на 35,5 К (35,5 °С).

Тепловые колонны из графита ТК-1 и ТК-2 использовались в составе образцового источника тепловых нейтронов ОИ-Т-22 на реакторе БИР-2 [1, 3, 5, 6]. В отличие от БГК и МГК, рабочие полости устройств (области формирования поля тепловых нейтронов) имели значительные размеры: $(200 \times 200 \times 200)$ мм³ у ТК-1 и $(200 \times 200 \times 800)$ мм³ у ТК-2.

Прекращение активного использования реактора БИР-2 обусловило демонтаж устройств ТК-1 и ТК-2. С использованием графитовых блоков из состава разобранных изделий были созданы два новых устройства для формирования поля тепловых нейтронов – на реакторах ГИР-2 [1] и БР-1М [7]. Конструкция, характеристики и особенности применения созданного на БР-1М физико-технического устройства ЭИ-Т-22, аттестованного Государственной метрологической организацией ФГУП «ВНИИФТРИ» в качестве рабочего эталона тепловых нейтронов второго разряда, рассматриваются и обсуждаются в настоящей статье.

Конструкция и размещение в реакторном зале

Конструктивно ЭИ-Т-22 представляет собой графитовую призму длиной 1600 мм, шириной 1200 мм, высотой 1100 мм, которая сложена преимущественно из графитовых блоков с габаритными размерами $(200 \times 200 \times 400)$ мм³ и, дополнительно, графитовых блоков с габаритными размерами $(100 \times 100 \times 600)$ мм³. Сборка осуществлена внутри жесткого стального каркаса с облегченным кожухом из алюминиевого листа. Для транспортировки изделия в сборе массой ~ 3,5 т в верхней части каркаса предусмотрены четыре петлевых зацепа.

Поле тепловых нейтронов формируется во внутреннем канале прямоугольной формы (200×200) мм² длиной 1200 мм. Расположение канала внутри призмы асимметричное: по ширине толщина графита в грани, обращенной к реактору, составляет 600 мм; по высоте толщина графита в грани в сторону крышки составляет 500 мм; по длине один конец внутреннего канала имеет свободный выход наружу при толщине перекрытия по графиту в противоположную сторону 400 мм.

Со стороны входа во внутренний канал предусмотрено устройство, обеспечивающее процедуру координатно-фиксированного размещения калибруемых детекторов в поле тепловых нейтронов ЭИ-Т-22.

Общий вид изделия ЭИ-Т-22 в разрезе по оси канала формирования поля тепловых нейтронов представлен на рис. 1.

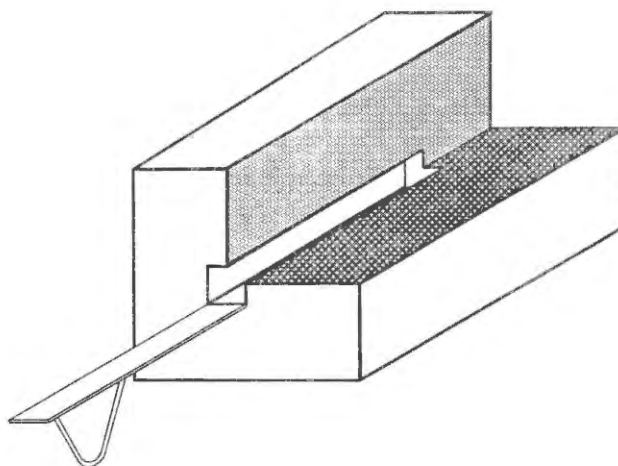


Рис. 1. Общий вид изделия ЭИ-Т-22 в разрезе

Возможность перемещения изделия ЭИ-Т-22 с помощью грузоподъемных механизмов из состава технологического оборудования реакторного зала допускает многовариантность его установки относительно реактора при обязательной аттестации поля тепловых нейтронов в каждой из них.

В настоящее время проведена аттестация поля тепловых нейтронов ЭИ-Т-22 при его размещении согласно схеме, представленной на рис. 2. Размеры реакторного зала – 14 м в длину, 10 м в шири-

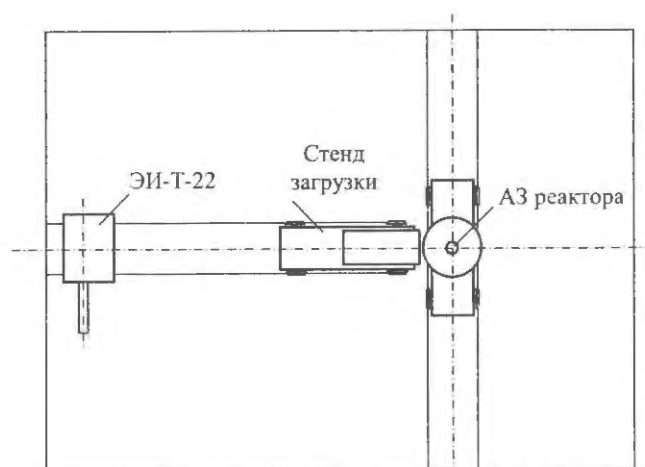


Рис. 2. Схема размещения ЭИ-Т-22 в реакторном зале

ну, 8 м в высоту. Изделие установлено на полу реакторного зала с фиксацией его месторасположения. Расстояние между центром активной зоны реактора БР-1М и аттестованной позицией поля ~ 9 м.

При толщине бетонной оболочки защитного каземата реакторного зала от 1 до 2 м вдали от реактора формируется поле преимущественно рассеянных в бетоне нейтронов утечки из активной зоны реактора (согласно [4], спектр нейтронов утечки содержит ~ 95 % нейтронов с энергиями выше 100 кэВ, а спектр рассеянных – не более 25 % таких нейтронов), что улучшает эффективность формирования поля тепловых нейтронов внутри графитовой призмы.

Характеристики поля тепловых нейтронов

Определение характеристик поля тепловых нейтронов в избранной опорной позиции осуществлено согласно Рекомендации [8].

Измерительный комплект интегральных активационных детекторов включал в себя два детектора из золота (оба толщиной ~ 4,4 мг/см²; из стандартных комплектов активационных детекторов, принадлежащих ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» и ФГУП «ВНИИФТРИ»), один детектор из меди толщиной 35,6 мг/см² и один детектор из лютеция (детекторы ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», использованные в [3]). Для детекторов из золота и меди измерялось кадмиевое отношение в фильтре толщиной 1 мм.

Поиск спектрального решения осуществлялся по программе КАСКАД [4] с использованием пяти модельных спектров:

– для компоненты тепловых (*thermal*) нейтронов модельный спектр в виде распределения Максвелла $\alpha_{th}^2 E e^{-\alpha_{th} E}$ с $\alpha_{th} = 3,52 \cdot 10^7$ МэВ⁻¹;

– для компоненты промежуточных (*epithermal*) нейтронов модельный спектр в виде распределения Ферми в установленных границах

$k_{th} k_f E^{-\alpha_{epi}}$ с $\alpha_{epi} = 1,09$; пограничный функционал со стороны тепловых нейтронов $k_{th} =$

$$= \left[1 + \left(10^{-7} / E \right)^7 \right]^{-1};$$

пограничный функционал со стороны быстрых (*fast*) нейтронов $k_f =$

$$= \left[1 + (E/0,2)^2 \right]^{-1};$$

– для компоненты быстрых нейтронов три модельных спектра в виде распределений Максвелла – Больцмана $\alpha_{f1}^2 E e^{-\alpha_{f1} E}$, $\alpha_{f2}^2 E e^{-\alpha_{f2} E}$, $\alpha_{f3}^2 E e^{-\alpha_{f3} E}$ с $\alpha_{f1} = 5,0$ МэВ⁻¹, $\alpha_{f2} = 0,97$ МэВ⁻¹, $\alpha_{f3} = 0,69$ МэВ⁻¹.

Генеральная выборка экспериментальных данных и соответствующих им расчетных величин для итогового спектрального решения в виде

$$F(E) = 8,346 \cdot 10^{14} \left(1,1725 \cdot 10^{15} E e^{-3,52 \cdot 10^7 E} + 1,679 \cdot 10^{-3} k_{th} k_f E^{-1,09} + 4,559 \cdot 10^{-2} E e^{-5E} + 6,366 \cdot 10^{-5} E e^{-0,97E} + 3,156 \cdot 10^{-5} E e^{-0,69E} \right)$$

представлена в табл. 1. Нормировка осуществлена на полное энерговыделение в активной зоне реактора $1,0 \cdot 10^{17}$ делений.

Аттестационное значение флюенса тепловых нейтронов в форме Максвелла установлено равным $7,90 \cdot 10^{11}$ нейтр./см² с погрешностью 3 % в доверительном интервале 0,95 в присутствии флюенса промежуточных нейтронов $4,47 \cdot 10^9$ нейтр./см². Указанная величина флюенса тепловых нейтронов реализуется при полном числе делений в активной зоне реактора $1,0 \cdot 10^{17}$ при погрешности относительного мониторингирования энерговыделения ~ 1 % в доверительном интервале 0,95.

Фигурирующий в представлении Максвелла параметр определяется как $\alpha_{th} = 1/kT_n$, где k – постоянная Больцмана, равная $8,6174 \cdot 10^{-11}$ МэВ/К; T_n – температура нейтронного газа. Для аттестованного флюенса тепловых нейтронов зафиксированному значению $\alpha_{th} = 3,52 \cdot 10^7$ МэВ⁻¹ соответствует температура $T_n = 329,7$ К (или 56,5 °С). Сравнение температуры нейтронов с температурой окружающей среды при проведении экспериментальной процедуры (20 ± 1) °С показывает превышение температуры нейтронного газа над температурой замедлителя на 36,5 °С.

Выбор опорной позиции для аттестации поля тепловых нейтронов ЭИ-Т-22 осуществлен по результатам относительных измерений в канале формирования поля тепловых нейтронов, проведенных детекторами из меди толщиной 35,6 мг/см². Детекторы (35 × 35) мм² размещались на оси диагональной плоскости канала формирования поля тепловых нейтронов равномерно, с шагом 50 мм. Общее количество использованных детекторов 23.

Генеральная выборка экспериментально-расчетных данных для аттестованной позиции поля тепловых нейтронов ЭИ-Т-22

Детектор	Толщина	Экран	Интегральный отклик (эксп.), реакц./ядро	Сечение, барн		Невязка, %
				Эксперимент	Расчет	
Золото (ВНИИФТРИ)	4,4 мг/см ²	нет	6,91-12	82,79	83,73	+1,12
Золото (ВНИИЭФ)	4,4 мг/см ²	нет	7,08-12	84,83	83,73	-1,31
Золото (ВНИИЭФ)	4,4 мг/см ²	Cd 1 мм	4,97-13	5,955	5,972	+0,29
Медь (ВНИИЭФ)	35,6 мг/см ²	нет	2,96-13	3,456	3,554	+0,20
Медь (ВНИИЭФ)	35,6 мг/см ²	Cd 1 мм	1,40-15	0,0168	0,0167	-0,25
Лютеций (ВНИИЭФ)	2,225 + 18 ядер	нет	2,64-10	3163	3145	-0,56

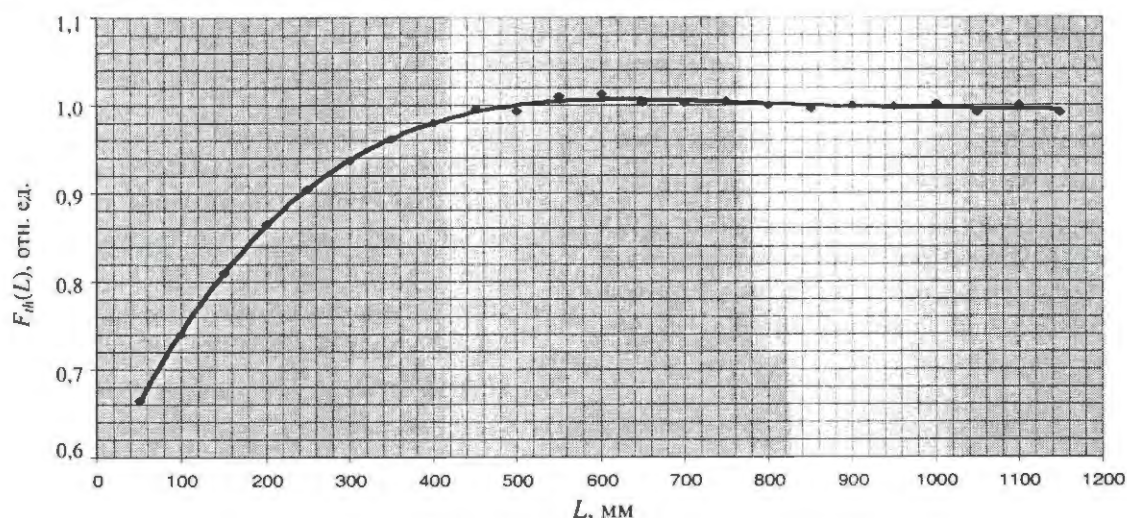


Рис. 3. Относительное распределение флюенса тепловых нейтронов в рабочей области ЭИ-Т-22

Относительное распределение активационных откликов детекторов из меди толщиной 35,6 мг/см² представлено на рис. 3. Нормировка исходных экспериментальных данных осуществлена путем установления значения 1,000 в координате $L = 800$ мм. Аппроксиманта графического представления $F_{th}(L)$ имеет вид

$$F_{th}(L) = -7,741 \cdot 10^{-13} L^4 + 2,805 \cdot 10^{-9} L^3 - 3,733 \cdot 10^{-6} L^2 + 2,135 \cdot 10^{-3} L + 0,564.$$

Начало координат по оси L совмещено с выходом канала из боковой грани графитовой призмы; соответственно, координата $L = 1200$ мм совпадает с графитовой стенкой в конце канала.

Особенности применения.

Мониторирование и контроль параметров

При использовании поля тепловых нейтронов, спектр которых соответствует распределению

Максвелла $\alpha_{th}^2 E e^{-\alpha_{th} E}$, для калибровки детекторов тепловых нейтронов необходимо иметь в виду следующее:

- при изменении температуры окружающей среды изменяется температура замедлителя и, соответственно, температура нейтронного газа, что приводит к изменению параметра α_{th} ;

- при сличении результатов калибровки в полях с различающейся температурой нейтронного газа следует учитывать различие в откликах калибруемого детектора на единичный флюенс с различными α_{th} ;

- в присутствии калибруемого детектора проявляется эффект деформации поля, зависящий от поглощающей способности и размеров детектора.

Влияние параметра α_{th} на процедуру калибровки связано с уменьшением сечения взаимодействия нейтронов с ядрами в области тепловых энергий по закону $\sim 1/v$ и, соответственно, уменьшением отклика детектора на единичный флюенс

нейтронов. С учетом указанного эффекта возможны три варианта конкретизации флюенса тепловых нейтронов с использованием распределения $\alpha_{th}^2 E e^{-\alpha_{th} E}$:

– с использованием фактической температуры нейтронов; так называемый фактический флюенс тепловых нейтронов, определяемый как $F_{th \phi} = Q_x / \sigma_x(T_n)$; Q_x и $\sigma_x(T_n)$ – отклик и среднее для спектра Максвелла с температурой T_n сечение взаимодействия детектора тепловых нейтронов типа x ;

– с использованием температурной нормы, рекомендованной в [9] из условия равенства $v_T = v_0 = 2200$ м/с, соответствующего температуре нейтронов $t_{n0} = 20,4$ °С ($T_{n0} = 293,6$ К); так называемый нормализованный флюенс тепловых нейтронов, определяемый как $F_{th n} = Q_x / \sigma_x(T_{n0})$;

– с использованием предложенного в [10] температурно-независимого подхода, сводящегося к представлению флюенса тепловых нейтронов в так называемой эквивалентной форме $K_3(T_n) \alpha_{th}^2(T_n) E e^{-\alpha_{th}(T_n) E} = \sigma_x(T_n) k_x(T_n) F_{th \phi} = Q_x \approx \text{const}$; в работе [10] предлагается принять $\sigma_x(T_n) = \sigma_{235}(T_n)$, где $\sigma_{235}(T_n)$ – сечение деления урана-235 для спектра нейтронов в форме Максвелла с температурой T_n ; в общем случае в качестве эквивалента может быть использован любой

функционал нейтронного взаимодействия, удовлетворяющий введенному выше условию эквивалентности; определенный указанным образом флюенс тепловых нейтронов $F_{th \phi}$ будем называть эквивалентным.

С использованием программы КАСКАД и прилагаемой к ней библиотеки функционалов нейтронных взаимодействий [4] для реакций $^{235}\text{U}(n,f)$, $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$, $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)$ при «нулевой» толщине детектора и $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$ при толщине детектора $35,6$ мг/см² были определены интегральные сечения на спектрах Максвелла в интервале изменения температур t_n от 0 до 100 °С. Выборка данных, включающая в себя результаты расчета и соответствующие им характеристики спектральных распределений, представлена в табл. 2.

Для сопоставительного количественного анализа фактического, нормализованного и эквивалентного представлений флюенса тепловых нейтронов по данным табл. 2 был очевидным образом определен ряд нормированных и специализированных величин, представленных в табл. 3.

Аппроксиманта функционального множества $R_{235}(t_n) = \sigma_{235}(t_n) / \sigma_{235}(t_{n0})$ имеет вид

$$R_{235}(t_n) = 1,0354 - 0,0017t_n. \quad (1)$$

Таблица 2

Результаты расчета избранных интегральных сечений для спектра тепловых нейтронов в форме Максвелла в избранном интервале температур

$t_n, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_n, \text{ K}$	$\alpha_n, 1/\text{MэВ}$	Сечение $\sigma, \text{ б}$			
			$^{235}\text{U}(n,f),$ $d = 0 \text{ г/см}^2$	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma),$ $d = 0 \text{ г/см}^2$	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma),$ $d = 35,6 \text{ г/см}^2$	$^{176}\text{Lu}(n,\gamma),$ $d = 0 \text{ г/см}^2$
0	273,15	4,2484+7	525,9	4,129	4,097	2882
10	283,15	4,0983+7	515,3	4,057	4,025	2952
20	293,15	3,9585+7	505,2	3,988	3,957	3024
20,4	293,55	3,9531+7	504,8	3,985	3,955	3027
30	303,15	3,8279+7	495,6	3,923	3,893	3097
40	313,15	3,7057+7	486,5	3,860	3,831	3170
50	323,15	3,5910+7	477,8	3,801	3,772	3243
60	333,15	3,4832+7	469,5	3,744	3,716	3316
70	343,15	3,3817+7	461,6	3,689	3,663	3387
80	353,15	3,2860+7	454,1	3,637	3,611	3458
90	363,15	3,1955+7	446,9	3,587	3,562	3526
100	373,15	3,1099+7	440,0	3,539	3,514	3594

Избранные нормированные и специализированные характеристики для спектра тепловых нейтронов в форме Максвелла

t_n , °C	$\frac{{}^{235}_0\sigma(t_n)}{{}^{235}_0\sigma(t_{n0})}$	$\frac{{}^{63}_0\sigma(t_n)}{{}^{63}_0\sigma(t_{n0})}$	$\frac{{}^{63}_{35,6}\sigma(t_n)}{{}^{63}_{35,6}\sigma(t_{n0})}$	$\frac{{}^{63}_{35,6}\sigma(t_n) \cdot {}^{235}_0\sigma(t_{n0})}{{}^{63}_{35,6}\sigma(t_{n0}) \cdot {}^{235}_0\sigma(t_n)}$	$\frac{{}^{176}_0\sigma(t_n)}{{}^{63}_{35,6}\sigma(t_n)}$	$\frac{{}^{235}_0\sigma(t_{n0})}{{}^{235}_0\sigma(t_n)}$
0	1,0418	1,0351	1,0358	0,9943	703,44	0,9599
10	1,0208	1,0181	1,0177	0,9970	733,42	0,9796
20	1,0008	1,0008	1,0005	0,9997	764,22	0,9992
20,4	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	765,36	1,0000
30	0,9818	0,9844	0,9843	1,0026	795,36	1,0186
40	0,9637	0,9686	0,9686	1,0051	827,46	1,0376
50	0,9465	0,9538	0,9537	1,0076	859,76	1,0565
60	0,9301	0,9395	0,9396	1,0102	892,36	1,0752
70	0,9144	0,9257	0,9262	1,0125	924,65	1,0936
80	0,8996	0,9127	0,9130	1,0150	957,63	1,1116
90	0,8853	0,9001	0,9006	1,0173	989,89	1,1296
100	0,8716	0,8881	0,8885	1,0193	1022,77	1,1473

Из (1) следует, что интегральное сечение урана-235, а следовательно, и чувствительность детектора с ураном-235, изменяется на ~ 0,17 % при изменении температуры нейтронного газа на градус (уменьшается для $t_n > t_{n0}$ и увеличивается для $t_n < t_{n0}$). Толстые бетонные стены реакторного зала и наличие приточной вентиляции с подогревом обеспечивают стабильность температурного режима в зале в пределах (20 ± 3) °C. Вариативность определяемой чувствительности детектора с ураном-235 в этих условиях составит ~ $\pm 0,5$ %.

Более существенна вариативность определяемой чувствительности детектора с ураном-235 при сличении результатов калибровки в полях со значимо различающимися температурами тепловых нейтронов. Так, в работе [11] приведены характеристики полей тепловых нейтронов на реакторе Ф-1, ориентированных на калибровку промышленных газонаполненных камер с ураном-235. В частности, в табл. 1 работы [11] представлены температурные параметры нейтронов в четырех позициях для калибровки, лежащие в диапазоне от 293 до 358 К (от 20 до 85 °C). Согласно (1), чувствительность детектора, определенная при температуре 20 °C, должна быть больше чувствительности детектора, определенной при температуре 85 °C, в 1,123 раза, или на ~ 12 %.

При сличении результатов калибровки детекторов с ураном-235 в поле ЭИ-Т-22 с результатами калибровки в полях реактора Ф-1 следует ожидать, согласно (1), вариативности чувствительности ~ ± 6 %.

Аппроксиманта функционального множества ${}^{63*}R_{235}(t_n) = \left[\frac{{}^{63}_0\sigma(t_n) \cdot {}^{235}_0\sigma(t_{n0})}{{}^{63}_{35,6}\sigma(t_{n0}) \cdot {}^{235}_0\sigma(t_n)} \right]$ имеет вид

$${}^{63*}R_{235}(t_n) = 0,9947 + 0,0003t_n. \quad (2)$$

Из (2) следует, что в рассматриваемом интервале изменения температур тепловых нейтронов различие между интегральными сечениями урана-235 и меди-63 толщиной 35,6 мг/см² не превышает 2,5 %, что позволяет рассматривать активационный детектор из меди толщиной 35,6 мг/см² как приемлемый имитатор детектора из урана-235 в случаях, не требующих высокой прецизионности.

Аппроксиманта функционального множества ${}^{176}R_{63*}(t_n) = \frac{{}^{176}_0\sigma(t_n)}{{}^{63}_{35,6}\sigma(t_n)}$ имеет вид

$${}^{176}R_{63*}(t_n) = 700,71 + 3,2057t_n. \quad (3)$$

Из (3) следует возможность экспресс-оценки фактической температуры тепловых нейтронов по отношению интегральных откликов детекторов из лютетия и меди толщиной 35,6 мг/см². В частности, для аттестованной позиции ЭИ-Т-22 соотношение экспериментальных значений интегральных откликов лютетия и меди 915,2, а оцененная температура нейтронов 66,9 °C, что в статусе оценки вполне удовлетворительно согласуется с аттестованным значением температуры 56,5 °C.

Следующая из (3) возможность экспресс-оценки температуры тепловых нейтронов в уст-

ройствах с высоким кадмиевым отношением для медного детектора (не менее 200) уже рассматривалась ранее в работе [12].

Аппроксиманта функционального множества $k_{235}(t_n) = {}^{235}_0\sigma(t_{n0}) / {}^{235}_0\sigma(t_n)$ имеет вид

$$k_{235}(t_n) = 0,9616 + 0,0019t_n. \quad (4)$$

Из (4) следует простой формализм определения соотношений между эквивалентным (равным 1 в принятом формате), нормализованным (также равным 1 в принятом формате) и фактическим (равным $k_{235}(t_n)$) при выборе в качестве меры эквивалентности делительного интеграла урана-235, или, в обобщенном виде, $k_x(t_n)$ при выборе x -меры эквивалентности) флюенсами тепловых нейтронов в зависимости от температуры нейтронов t_n .

Эффект деформации поля тепловых нейтронов в присутствии калибруемого детектора определить (или даже оценить) расчетным путем практически невозможно.

На примере промышленной газонаполненной ионизационной камеры КНТ-54-1 (см., например, [13]) была осуществлена экспериментальная оценка деформации поля тепловых нейтронов ЭИ-Т-22. Экспериментальная процедура включала в себя два этапа. На первом в опорную позицию ЭИ-Т-22 в координате $L = 800$ мм устанавливался детектор из меди толщиной 35,6 мм квадратной формы (35×35) мм², интегральный отклик которого (активационный интеграл) определялся с использованием радиометрического комплекса КРОНА-1-3-1 со статусом рабочего эталона первого разряда.

На втором этапе по центральной оси рабочей полости ЭИ-Т-22 устанавливалась камера КНТ-54-1 с фиксацией центра чувствительного объема камеры в координате $L = 800$ мм. Общая длина камеры ~ 190 мм, длина чувствительной области ~ 80 мм, диаметр камеры 50 мм, радиатор с содержанием урана-235 площадью 1000 см² и плотностью делящегося материала 1 мг/см². К поверхности камеры крепились четыре полосы из медной фольги толщиной 35,6 мг/см² прямоугольной формы (100 \times 35) мм² симметрично относительно центра чувствительной области. При установке камеры в канал ЭИ-Т-22 контролировалась ориентация медных полос, при которой они были обращены к стенкам канала (ориентация на переднюю, заднюю, верхнюю и нижнюю грани графитовой призмы).

После облучения каждая медная полоска разрезалась на пять равных частей шириной 20 мм. Активационный интеграл каждого из 20 детекторов с размерами (35 \times 20) мм² определялся с использованием радиометра КРОНА-1-3-1 с последующей нормировкой на среднее по выборке значение. Нормированные данные показали практическую равномерность активации по длине и окружности камеры в области размещения детекторов (имеющие место отклонения не превышают 3 %).

Сравнение активационных интегралов детекторов из меди из координатной позиции $L = 800$ мм в присутствии камеры в поле тепловых нейтронов и без нее в нормировке на энерговыделение в активной зоне реактора демонстрирует уменьшение активации меди в присутствии камеры в 0,812 раза, или на ~ 20 %. Отсутствие в измерительном комплекте детектора из лютеция не позволило на данном этапе экспериментальной оценки разделить эффекты от прямого поглощения нейтронов и от ожидаемого увеличения температуры тепловых нейтронов, косвенно связанного с процессом поглощения.

Значительность деформационного эффекта поля тепловых нейтронов ЭИ-Т-22 при работе с ординарными промышленными камерами исключает, вообще говоря, простые способы корректировки результатов калибровки к единой мере чувствительности. С учетом всех вышперечисленных факторов влияния на результаты калибровки в полях тепловых нейтронов, сформированных в массивных графитовых замедлителях, следует констатировать, что при аттестации поля с конкретизацией величины флюенса и температуры нейтронов единственной метрологически корректной формой определения чувствительности калибруемого детектора является выражение искомой чувствительности через отношение интегрального отклика детектора и невозмущенного флюенса с аттестованными параметрами.

Воспроизведение количественной величины флюенса надежно обеспечивается применением специальных средств мониторинга нейтронного выхода реактора (энерговыделения) выраженного относительного характера. В варианте относительного мониторинга с использованием хорошо изученных детекторов и средств их обработки методические погрешности не превышают 0,5 % в доверительном интервале 0,95.

Фактическое термостатирование температуры замедлителя в диапазоне 0,5 % в перерасчете се

влияния на эффективность флюенса тепловых нейтронов обеспечивает определения аттестованного аналога флюенса с погрешностью лучше 1 % в доверительном интервале 0,95.

В случаях сличения конкретных детекторов по чувствительности, определенной в иных калиброванных (аттестованных) полях тепловых нейтронов аналогичным способом, можно ожидать значимых расхождений, существенно превышающих декларируемые погрешности параметров участвующих в сличении полей тепловых нейтронов.

Принципиально изменить ситуацию, на наш взгляд, поможет только метрологическое освоение методики калибровки с использованием эквивалентного флюенса тепловых нейтронов, в которой предварительная аттестация невозмущенного поля нейтронов заменяется на аттестацию соответствующего эквивалентного детектора сопровождения, обеспечивающего проведение измерений флюенса непосредственно на калибруемом детекторе непосредственно в процессе калибровки.

При использовании эквивалентных детекторов мониторингирование как функция прецизионного опосредованного контроля параметров поля тепловых нейтронов трансформируется в функцию прогностической оценки ожидаемого значения со значительно сниженным уровнем требуемой точности.

Заключение

Технически оформлен и экспериментально исследован источник тепловых нейтронов ЭИ-Т-22, ориентированный на совместную работу с реактором БР-1М. По результатам проведенных исследований источник аттестован с выдачей сертификата установленной формы специализированной метрологической организацией ФГУП «ВНИИФТРИ» в качестве рабочего эталона второго разряда. В максимально-допустимом кратковременном (минуты) энергопуске реактора с полным числом делений в активной зоне $4,0 \cdot 10^{17}$ в опорной точке ЭИ-Т-22 реализуется флюенс тепловых нейтронов $3,16 \cdot 10^{11}$ нейтр./см² с температурой, превышающей температуру замедлителя на 36,5 °С. При максимально достижимой интенсивности делений в активной зоне $\sim 5 \cdot 10^{15}$ дел./с плотность потока тепловых нейтронов в опорной точке составляет $\sim 4 \cdot 10^9$ нейтр./см²·с.

Значительная протяженность рабочей области с постоянным уровнем флюенса (не менее 700 мм) и технологически удобный вывод соединительных кабельных линий обеспечивают возможность про-

ведения работ по определению чувствительности к тепловым нейтронам практически всех ионизационных камер промышленного производства для реакторной техники.

Множественные средства мониторингирования обеспечивают контроль величины флюенса тепловых нейтронов как через контроль энерговыделения реактора по штатной методике с двумя детекторами из никеля, так и по показаниям двух медных детекторов фиксированного размера и фиксированного месторасположения на крышке изделия ЭИ-Т-22.

Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы: Монография в 2 т. Т. 1. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. – Издание 2-е, переработанное и дополненное.

2. Одинцов Ю. М., Кошелев А. С., Малинкин А. А. Спектры тепловых и резонансных нейтронов в графитовом кубе // Атомная энергия, 1975, т. 38, вып. 4, с. 209–212.

3. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М., Севастьянов В. Д. Особенности и результаты определения эффективной температуры тепловых нейтронов для избранных нейтронных полей на ИЯР ВНИИЭФ // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 1999, вып. 3–4, с. 9–18.

4. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С., Маслов Г. Н. Характеристики полей нейтронов. Источники мгновенных нейтронов деления, генераторы 14 МэВ нейтронов, исследовательские и энергетические реакторы, устройства, конвертирующие нейтронное излучение. Справочник / Под ред. В. Д. Севастьянова. – Менделеево: «ВНИИФТРИ», 2007.

5. Борисов Г. А., Севастьянов В. Д., Ярына В. П. и др. Создание отраслевой метрологической базы нейтронных измерений // V Всесоюзное совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Тезисы докладов. – М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 3–4.

6. Сибгатуллин И. З., Кувшинов М. И., Чередулин П. Ф. и др. Модернизированный импульсный реактор БИР-2М // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 3–8.

7. Девяткин А. А., Романов В. И., Каргина М. Ю. и др. Модернизация конструкции активной зоны аперiodического импульсного реактора БР-1 //

Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2007, вып. 2, с. 13–18.

8. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С., Маслов Г. Н. Характеристики реакторных нейтронных полей. Метод расчета спектра нейтронов по результатам измерений с интегральными детекторами МИ 2804-2003. Рекомендация. Государственная система обеспечения единства измерений. – М.: ГНМЦ «ВНИИФТРИ», 2003.

9. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968.

10. Кошелев А. С., Севастьянов В. Д., Ярына В. П. Температурно-независимая форма определения чувствительности детекторов тепловых нейтронов // Атомная энергия, 1995, т. 78, вып. 1, с. 62–64.

11. Чукляев С. В., Воронцов О. М., Дикарев В. С., Польников Е. Ф. Образцовый источник нейтронов на базе реактора Ф-1 и образцовая поверочная установка – эффективный инструмент определения чувствительности газонаполненных ионизационных камер // Атомная энергия, 2009, т. 106, вып. 6, с. 348–349.

12. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М., Севастьянов В. Д. Измерение температур нейтронов детекторами из меди и лютетия // VII Российская научная конференция. Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Тезисы докладов. – Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 1998, с. 173–175.

13. Дмитриев А. Б., Малышев Е. К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. – М.: Атомиздат, 1975.

Контактная информация –
Кошелев Александр Сергеевич
тел.: (83130) 3-06-87

Статья поступила в редакцию 7.04.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 52–60.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ, СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ГАММА-ИСТОЧНИКА РЕАКТОРА БР-К1

А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Представлены пространственные, спектральные и временные характеристики специализированного гамма-источника реактора БР-К1, необходимые при калибровке детекторов дозы и мощности дозы γ -излучения, ориентированных на использование в радиационных полях реакторных установок РФЯЦ-ВНИИЭФ.

Ключевые слова: реактор БР-К1, специализированный гамма-источник, доза, мощность дозы, мгновенные γ -кванты, запаздывающие γ -кванты.

SPACE, SPECTRAL AND TIME CHARACTERISTICS OF A SPECIALIZED GAMMA-SOURCE OF BR-K1 REACTOR / A. S. KOSHELEV, V. Kh. KHORUZHYY // There are presented space, spectral and time characteristics of a specialized gamma-source of BR-K1 reactor required at calibration of dose detectors and detectors of gamma-radiation dose rate intended to be used in radiation fields of RFNC-VNIIEF reactor facilities.

Key words: reactor BR-K1, specialized gamma-source, dose, dose rate, prompt gamma-quanta, delayed gamma-quanta.

Введение

В 2008 г. на базе реактора БР-К1 конструктивно оформлен, метрологически исследован и аттестован специализированный источник гамма-излучения (СГИ) [1].

Собственно СГИ представляет собой фиксированное пространство во внутризонной полости реактора в форме параллелепипеда с размерами $100 \times 100 \times 50$ мм. Аттестованными параметрами являются поглощенная доза и мощность поглощенной дозы в воде в фиксированном элементарном объеме рабочей области СГИ, пространственно совмещенном с моделирующим опорным полем нейтронов МОП-К2 [2]. Воспроизведение аттестационных параметров обеспечивается путем использования двух никелевых мониторов, пространственно фиксированных вблизи СГИ, и регламентацией функционального пускового режима реактора.

При проведении метрологических исследований осуществлена оценка неравномерности поглощенной дозы в рабочей области СГИ вне аттестованного элементарного объема.

В работе [3] на основании экспериментальных результатов, полученных с помощью вакуумно-эмиссионных детекторов γ -излучения ВЭД-2-03 [4], и их расчетно-теоретического анализа, выполненного с использованием формализма работ [5, 6], на прецизионном уровне (с точностью 0,4–1,8 %) конкретизировано парциальное соотношение реализуемой в процессе функционального энергопуска реактора поглощенной дозы от мгновенных и запаздывающих γ -квантов реактора.

В интересах совершенствования прикладных возможностей СГИ в 2009 г. авторами был организован и осуществлен цикл экспериментально-расчетных исследований, направленных на развернутое изучение относительного пространственного распределения поглощенной дозы в рабочей области СГИ, и расчетных исследований, направленных на изучение спектрального состава формирующего дозовое поле СГИ γ -квантов.

Совокупному изложению вновь полученных данных в сочетании с ранее известными, позволяющему расширить количественное описание пространственных, спектральных и временных характеристик γ -поля СГИ, и посвящена настоящая статья.

Относительное пространственное распределение дозы

Для детального изучения распределения γ -дозы в пространстве СГИ был изготовлен специальный многопозиционный фиксатор под γ -детекторы типа ДТС-0.01/1.0 [7] с общим числом ячеек (гнезд) 125. Общий вид фиксатора с вырезанным сегментом в рабочем положении на горизонтальной площадке из состава конструкционного обеспечения СГИ приведен на рис. 1.

Фиксатор изготовлен из листового пенопласта плотностью $0,015 \text{ г/см}^3$. Выбранная толщина листа 5 мм соответствует толщине детектора ДТС-0.01/1.0. Пять пластин с габаритными размерами $(150 \times 140 \times 5) \text{ мм}^3$ имеют по 25 сквозных квадратных проемов (окон) с размерами $(15,5 \times 15,5) \text{ мм}^2$ под детекторы $(15 \times 15) \text{ мм}^2$; равномерно расположены в пределах квадрата $(100 \times 100) \text{ мм}^2$ на каждой пластине симметрично оси контейнера горизонтальной загрузки (КГЗ).

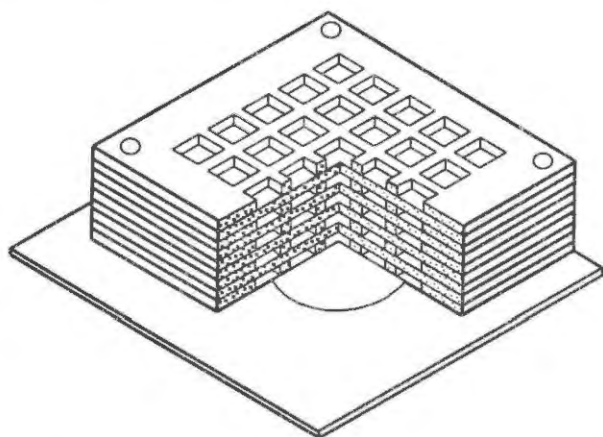


Рис. 1. Общий вид фиксатора под γ -детекторы ДТС-0.01/1.0

Четыре сплошные пластины обеспечивают фиксацию детекторов ДТС в примыкающих пластинах с отверстиями и координатную фиксацию по высоте. Нижняя в сборке пластина с отверстиями имеет приклеенное дно из тонкого картона. Для фиксации верхнего ряда ДТС снаружи

предусмотрена съемная картонная крышка. Общая масса пенопластового фиксатора в сборе не превышает 12 г.

Редакция измерений предусматривала одновременную установку 25 детекторов ДТС только в один из слоев фиксатора. При массе одного детектора $\sim 3 \text{ г}$ суммарная масса установленных детекторов составляет $\sim 75 \text{ г}$.

Облучение детекторов ДТС осуществлялось в пяти близких по форме кратковременных энергопусках реактора, иллюстративная форма одного из которых представлена на рис. 2. Использованная форма облучательного энергопуска обеспечивает оперативность его реализации (время нахождения на требующей тщательного контроля мощности не более 100 с) и высокий уровень сдвоенности по параметрам, ответственным за величину дозы (разброс индивидуально реализованных энерговыделений по пяти пускам составляет $\pm 0,39 \%$; статистическая погрешность расчетной доли реализованной дозы от запаздывающих γ -квантов $\pm 0,02 \%$).

Информационная обработка детекторов ДТС после облучения осуществлялась в рамках штатной методики дозиметрического контроля РФЯЦ-ВНИИЭФ сотрудниками специализированного подразделения института Головановым О. А. и Вертинским А. В.

Первичный полный набор дозовых значений преобразовывался следующим образом:

- каждая частная выборка (значения доз в индивидуальном облучательном энергопуске) нормировалась на соответствующее облучательному пуску энерговыделение;
- определялось нормированное на энерговыделение среднее для полного набора (5 частных выборок, 125 значений доз);
- полный набор нормировался на нормированное среднее (приравнивание нормированного среднего значению 1 точно).

Итоговые результаты вышеизложенного преобразования полного набора экспериментальных данных представлены в табл. 1. Индекс «e» в обозначении D_e – от *experiment*.

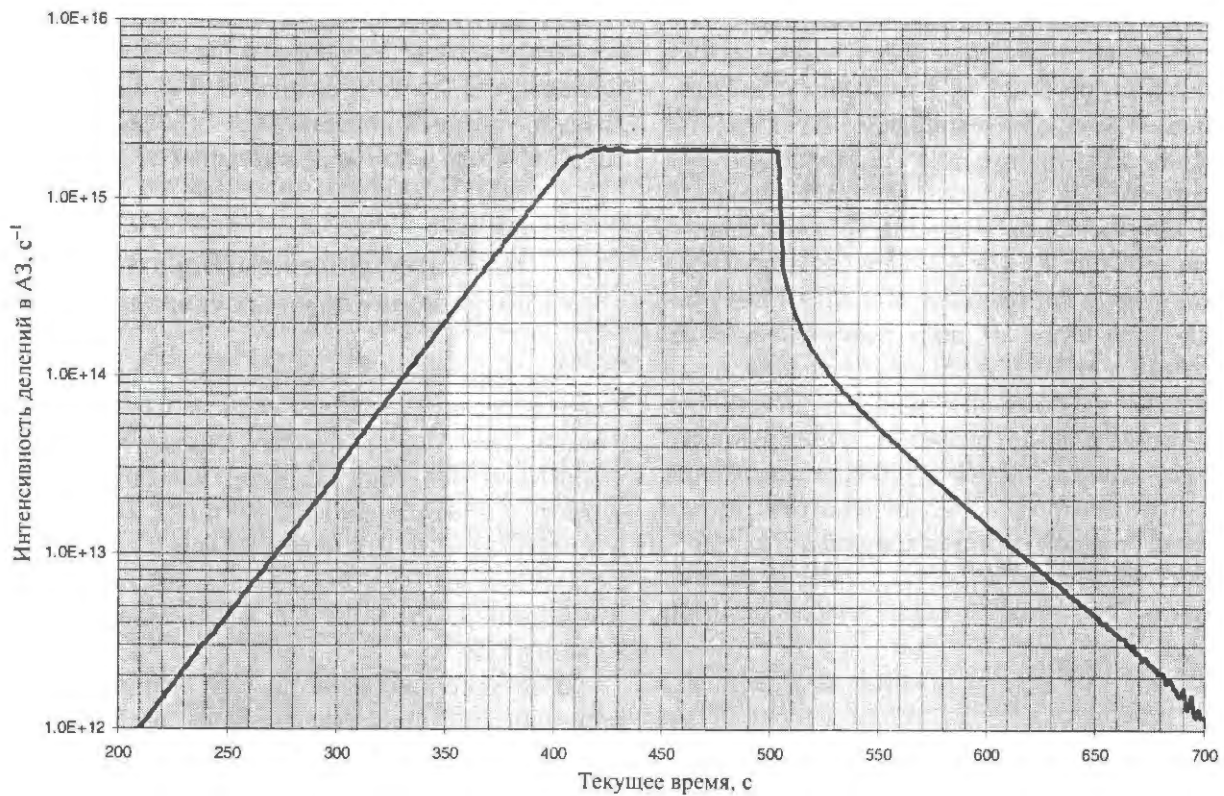


Рис. 2. Иллюстративная форма облучательного энергопуска

Таблица 1

Полный набор нормированных экспериментальных данных

x, мм	y, мм	$D_e(x, y, z)$, отн. ед.				
		$z = -42,5$ мм	$z = -21,25$ мм	$z = 0$ мм	$z = +21,25$ мм	$z = +42,5$ мм
-42,50	+22,50	0,8906	0,9550	1,0135	1,0572	1,1057
-21,25	+22,50	0,8636	0,9270	1,0041	1,0430	1,1271
0,00	+22,50	0,8794	0,9253	0,9827	1,0695	1,1403
+21,25	+22,50	0,8609	0,9423	0,9925	1,0529	1,1693
+42,50	+22,50	0,8706	0,9480	1,0276	1,0594	1,1237
-42,50	+11,25	0,8676	0,9380	1,0154	1,0586	1,1158
-21,25	+11,25	0,8731	0,9256	1,0090	1,0485	1,1075
0,00	+11,25	0,8889	0,9095	1,0231	1,0667	1,1247
+21,25	+11,25	0,8718	0,9379	1,0199	1,0638	1,1663
+42,50	+11,25	0,8718	0,9376	1,0150	1,0643	1,1345
-42,50	0,00	0,8947	0,8987	1,0141	1,0420	1,1143
-21,25	0,00	0,8664	0,9092	1,0154	1,0457	1,1117
0,00	0,00	0,8736	0,8909	1,0077	1,0638	1,1143
+21,25	0,00	0,8794	0,9302	0,9410	1,0570	1,1568
+42,50	0,00	0,8764	0,9536	0,9379	1,0621	1,1164
-42,50	-11,25	0,8884	0,9612	1,0193	1,0692	1,1482
-21,25	-11,25	0,8811	0,9319	1,0070	1,0454	1,1329
0,00	-11,25	0,8785	0,9110	1,0242	1,0621	1,1178
+21,25	-11,25	0,8841	0,9654	1,0070	1,0555	1,1834
+42,50	-11,25	0,8898	0,9560	1,0312	1,0827	1,1646
-42,50	-22,50	0,8805	0,9539	0,9939	1,0220	1,1048
-21,25	-22,50	0,8609	0,9230	1,0110	1,0402	1,1221
0,00	-22,50	0,8951	0,9392	1,0075	1,0524	1,1017
+21,25	-22,50	0,8707	0,9613	1,0086	1,0630	1,0937
+42,50	-22,50	0,8595	0,9272	1,0105	1,0444	1,1026

Система координат (x, y, z) совмещена с геометрическим центром СГИ. Ось Oz направлена вдоль центральной оси КГЗ с положительным направлением – внутрь активной зоны (АЗ). Ось Ox направлена перпендикулярно центральной оси КГЗ параллельно полу реакторного зала с положительным направлением – вправо от центральной оси по ходу ввода КГЗ в АЗ. Ось Oy направлена перпендикулярно центральной оси КГЗ и полу реакторного зала вверх от пола реакторного зала. Приведенные в табл. 1 численные значения x, y, z соответствуют положению центров детекторов ДТС в установочных позициях фиксирующего устройства, центр которого в рабочем положении совмещен с центром СГИ и, соответственно, с центром избранной системы координат (x, y, z) .

Анализ множества $D_e(x, y, z)$ табл. 1 выявил возможность его отображения аппроксимантой вида

$$D_a(x, y, z) = D_a(z) = 1,00000 + 0,00294z. \quad (1)$$

Сопоставление экспериментального и рассчитанного с использованием (1) множеств, выполненное с использованием множества невязок $\delta_{ea}(x, y, z)$ (в %), выявило возможность представления последнего в форме нормального распределения Гаусса вида

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\delta_{ea}^2/2\sigma^2}$$

с дисперсией $\sigma = 1,7\%$.

В целях выяснения возможности выхода за границы рабочей области СГИ в свете выраженного характера постоянства дозы по $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, следующего из (1), было организовано и осуществлено расчетное определение избранного множества значений $D_c(x, y, z)$ (расчетное множество, *computation*) для расширенного диапазона изменения координат x и y . Емкость расчетного множества – 51; три координатные плоскости (x, y) с центром $z = -45, 0, +45$ мм; 9 координатных позиций по x и по y равномерно в интервале от -140 до $+140$ мм (с общим центром в координате $x = y = 0$). Расчет проводился методом Монте-Карло по программе С-95 [8] с использованием конфигурационной модели АЗ БР-К1 с СГИ из [3].

Анализ расчетного множества, отнормированного селективно по условию $D_c(z) = 1$ для $z = -45, 0, +45$ мм, выявил возможность его отображения аппроксимантой вида

$$D_c(r) = -0,00005r + 1,00367. \quad (2)$$

Из соотношения (2) следует, что расчетная неравномерность дозового γ -поля вокруг центральной осевой КГЗ вплоть до 140 мм (при радиусе внутренней полости КГЗ – 150 мм) в пределах z от -45 до $+45$ мм не превышает 1 %.

Спектральные компоненты. Соотношение дозовых стандартов

Для определения спектральных характеристик γ -поля в границах рабочей области СГИ и формируемых этим полем дозовых стандартов (поглощенные дозы в воде, воздухе, материалах дозиметров ИС-7 методики ИКС [9] и ДТС-0.01/1.0 [7], и в стали 12Х18Н10Т, определяющей дозовый отклик детектора ВЭД-2-03) использовалась расчетная модель реактора БР-К1, аналогичная реализованной в [3].

В системе координат (x, y, z) , использованной при описании пространственного распределения дозы в СГИ, для расчета были выбраны 9 позиционных координат: по три координаты $(x = y = 0)$, $(x = 5 \text{ см}, y = 0)$, $(x = 0, y = 3 \text{ см})$ в плоскостях (x, y) , соответствующих $z = -45, 0, +45$ мм.

Для каждой из указанных позиционных координат СГИ рассчитывались:

- спектр флюенса мгновенных γ -квантов (деления, неупругого взаимодействия и учитываемых программой иных взаимодействий с мгновенным выходом γ -квантов) в принятом в практике представления спектров γ -излучения реакторов РФЯЦ-ВНИИЭФ 18-групповом энергетическом разбеге (см., например, [10]) и его средняя энергия;

- спектр флюенса запаздывающих γ -квантов деления в 18-групповом энергетическом разбеге и его средняя энергия;

- флюенс отдельно для мгновенных и запаздывающих γ -квантов на одно деление в АЗ реактора;

- дозы полного поглощения в воде, воздухе, стекле ДТС, стекле ИС-7 и в стали 12Х18Н10Т отдельно для мгновенных и запаздывающих γ -квантов на одно деление в АЗ реактора.

Девять полученных результатов для группового представления флюенса, средних энергий и поглощенных доз обрабатывались в плане поиска средних значений одноименных величин и их среднеквадратичных отклонений (СКО). Для определения СКО использовался общепринятый формализм его определения в допущении правоприменимости нормального распределения Гаусса к анализируемой выборке данных (см., например, [11]).

Результаты погруппового усреднения спектров мгновенных и запаздывающих γ -квантов в формате единичного флюенса представлены в табл. 2. Там же для каждой энергетической группы представлены СКО среднего и уровень статистической погрешности расчета (статистика расчета, СР), реализуемый в каждом индивидуальном спектральном решении, в сопоставимом с СКО формате.

Для средней энергии спектра флюенса мгновенных γ -квантов получено значение, равное 1,059 МэВ с СКО 0,25 %; для средней энергии запаздывающих γ -квантов – 0,820 МэВ с СКО 0,09 %.

Результаты расчета поглощенных доз для избранных материалов дозиметрической ориентации представлены в табл. 3. Для нивелирования масштабных различий, связанных с имеющим место значимым изменением рассчитанной на деление в АЗ реактора поглощенной дозы по оси СГИ O_z , исходные расчетные дозовые величины были пересчитаны на один квант γ -излучения.

В табл. 3 представлены также СКО средних и отношения дозовых величин различных материалов к дозе в воздухе (базовый дозовый стандарт,

используемый при определении уровней радиационного нагружения в полях γ -излучений на реакторах РФЯЦ-ВНИИЭФ) и в воде (аттестационный стандарт поглощенной дозы СГИ, используемый государственной метрологической организацией ФГУП «ВНИИФТРИ»).

Представленные в табл. 3 результаты позволяют сделать следующие, значимые в аспекте планируемого практического использования, выводы:

– соотношение поглощенных доз в рассмотренных материалах практически одно и то же для γ -компонент, формирующих γ -поле в СГИ (мгновенные и запаздывающие кванты);

– дозовые отклики основных γ -детекторов, используемых в практике работ на реакторах РФЯЦ-ВНИИЭФ (ДТС и ИС-7) фактически совпадают с поглощенной дозой в воздухе;

– поглощенная доза в воздухе на 10 % меньше поглощенной дозы в воде (корреляционный множитель 0,9, согласующийся с аналогичным значением, полученным в [10] для расширенной выборки реакторных γ -спектров).

Таблица 2

Спектры единичных флюенсов мгновенных и запаздывающих γ -квантов

Группа	Интервал, МэВ	Мгновенные γ -кванты			Запаздывающие γ -кванты		
		Флюенс в группе	СКО, %	СР, %	Флюенс в группе	СКО, %	СР, %
1	0,02÷0,20	0,09370	1,48	0,52	0,09484	1,00	0,34
2	0,20÷0,40	0,14325	0,81	0,54	0,14870	0,82	0,40
3	0,40÷0,50	0,08083	1,69	0,40	0,08475	0,45	0,64
4	0,50÷0,60	0,07527	0,61	0,60	0,09750	0,52	0,78
5	0,60÷0,70	0,05666	0,47	0,66	0,09487	0,60	0,74
6	0,70÷0,80	0,05230	0,83	0,76	0,09713	0,51	0,92
7	0,80÷1,00	0,12365	0,47	0,51	0,12195	0,34	0,82
8	1,00÷1,25	0,08521	0,36	0,17	0,05595	0,16	0,30
9	1,25÷1,50	0,07662	0,65	0,18	0,05796	0,08	0,30
10	1,50÷1,75	0,04573	0,29	0,23	0,05863	0,17	0,26
11	1,75÷2,00	0,03803	0,28	0,24	0,03881	0,17	0,30
12	2,00÷2,50	0,05160	0,19	0,21	0,04167	0,20	0,28
13	2,50÷3,00	0,03094	0,27	0,26	0,00528	0,18	0,70
14	3,00÷4,00	0,02842	0,16	0,26	0,00088	1,03	2,24
15	4,00÷5,00	0,01021	0,42	0,42	0,00078	0,71	2,10
16	5,00÷6,00	0,00456	0,45	0,59	0,00030	1,59	2,86
17	6,00÷8,00	0,00233	1,08	0,78	0,00000	0,00	0,00
18	8,00÷10,0	0,00070	1,68	1,37	0,00000	0,00	0,00

Поглощенные дозы в материалах метрологического назначения

Материал	Мгновенные γ -кванты				Запаздывающие γ -кванты			
	Поглощенная доза							
	на 1 квант, Гр	СКО, %	относит. воздуха	относит. воды	на 1 квант, Гр	СКО, %	относит. воздуха	относит. воды
Вода	4,693-12	0,15	1,1112	1,0000	3,915-12	0,11	1,1126	1,0000
Воздух	4,223-12	0,15	1,0000	0,8999	3,518-12	0,11	1,0000	0,8988
Стекло ДТС-0.01/1.0	4,265-12	0,13	1,0100	0,9089	3,533-12	0,10	1,0040	0,9024
Стекло ИС-7	4,223-12	0,15	1,0000	0,8999	3,500-12	0,11	0,9949	0,8942
Сталь 12Х18Н10Т	4,370-12	0,11	1,0346	0,9311	3,588-12	0,20	1,0198	0,9165

Временная вариативность компонентного состава γ -поля СГИ

Аттестованные параметры дозового поля СГИ соответствуют регламентированному энергопуску реактора в режиме ПЛАТО со следующими временными параметрами: выход на постоянный уровень мощности (ПЛАТО) ~ 200 с; выдержка на постоянном уровне мощности с колебаниями не более 1 % – от 1000 до 1500 с; интенсивный сброс мощности, обеспечиваемый за счет сброса соответствующих органов регулирования реактивности – в пределах нескольких секунд. Иллюстративная форма регламентированного энергопуска для СГИ длительностью ПЛАТО ~ 1200 с представлена на рис. 3.

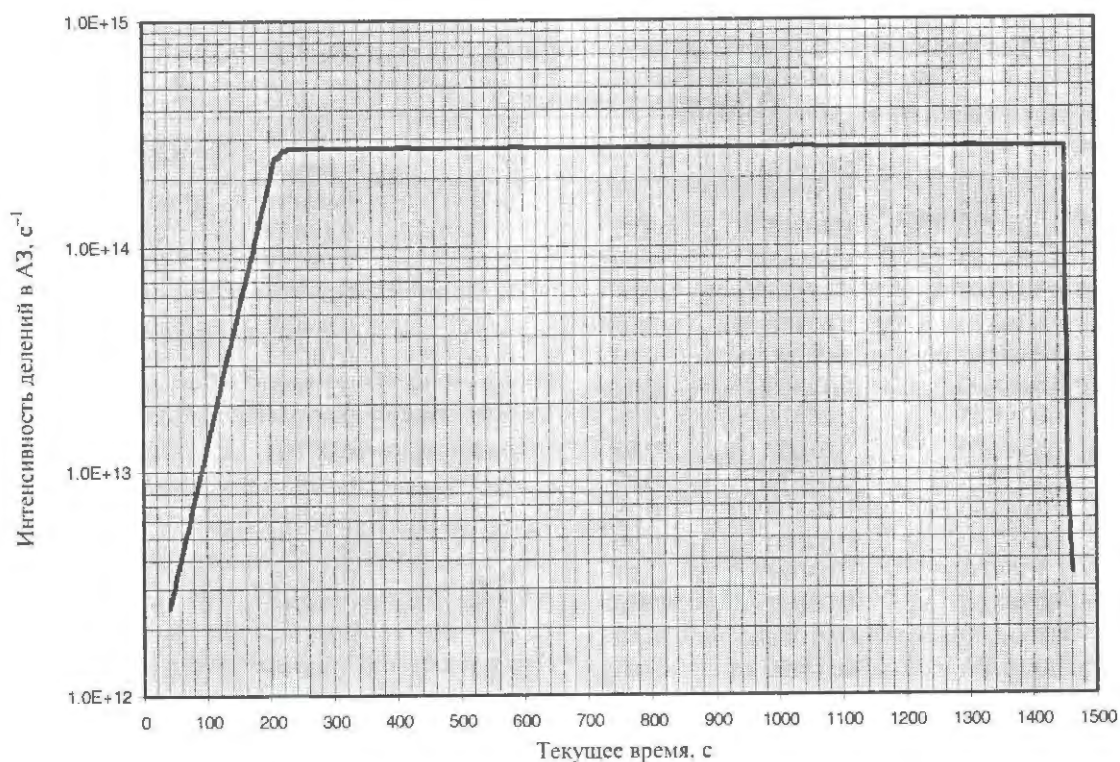


Рис. 3. Иллюстративная форма регламентного энергопуска для СГИ

Хотя в настоящей работе вопросы абсолютной калибровки γ -детекторов не рассматриваются, отметим, что при калибровке интегральных дозиметров типа ИС-7 и ДТС-0.01/1.0 в γ -поле СГИ проведение облучений в режиме СГИ-регламентационных энергопусков реактора достаточно для использования непосредственно аттестационных параметров СГИ.

При калибровке дифференциальных дозиметров типа ВЭД в СГИ-регламентационных пусках реактора следует иметь в виду имеющее место значимое изменение мощности дозы на ПЛАТО энергопуска, обусловленное увеличением вклада от запаздывающих γ -квантов (см. [3]). Для получения необходимых калибровочных данных в этом случае следует сопоставлять полученный интегрированием дифференциального сигнала отклик детектора с соответствующей аттестационной дозой СГИ.

При использовании материалов, перечисленных в табл. 3, вариативность спектрального состава γ -поля СГИ в процессе реализации СГИ-регламентационного пуска, обусловленная различием спектрального состава формирующих поле компонент (мгновенные и запаздывающие γ -кванты), нивелируется одномасштабностью дозовых откликов соответствующих дозиметров. При использовании дозиметров, изготовленных из других материалов, целесообразно проводить соответствующие оценки спектральной зависимости их откликов на γ -составляющих поля СГИ.

Для визуализации имеющего место перераспределения компонентного состава поля СГИ в процессе реализации регламентационного энергопуска реактора и соответствующей вариативно-

сти суперпозиционного γ -спектра был осуществлен моделирующий расчет с использованием выходов энергии запаздывающих γ -квантов во времени по Кипину и Петрову, согласно рекомендациям [3], при замене реальной формы энергопуска на модельную в форме ПЛАТО длительностью 1800 с без переходных процессов на его границах (мгновенный подъем и мгновенный сброс мощности на границах ПЛАТО).

Следующие из расчета соотношения доз от мгновенных (D_M) и запаздывающих (D_3) γ -квантов в графической форме отображены на рис. 4.

Там же представлено изменение средней энергии \bar{E} композиционного γ -поля в процессе реализации модельного энергопуска. Для определения \bar{E} использовались соответствующие значения отношения D_3/D_M и значения поглощенной дозы в воздухе на 1 квант соответствующей γ -компоненты из табл. 3. Графики для D_3/D_M и \bar{E} совмещены в шкале текущего времени реализации модельного энергопуска.

С практической точки зрения, результаты расчета по Кипину и по Петрову можно рассматривать как совпадающие. В среднем, из графиков рис. 4 следует, что через ~ 500 с работы реактора на постоянной мощности долевого вклад дозы от запаздывающих γ -квантов составляет $\sim 25\%$ от дозы мгновенных γ -квантов, или не менее 80% от величины, соответствующей текущему времени 1800 с. Среднюю энергию формирующих поле СГИ γ -квантов на интервале от 200 до 1800 с можно считать постоянной в пределах 2% с эффективным значением $1,005$ МэВ.

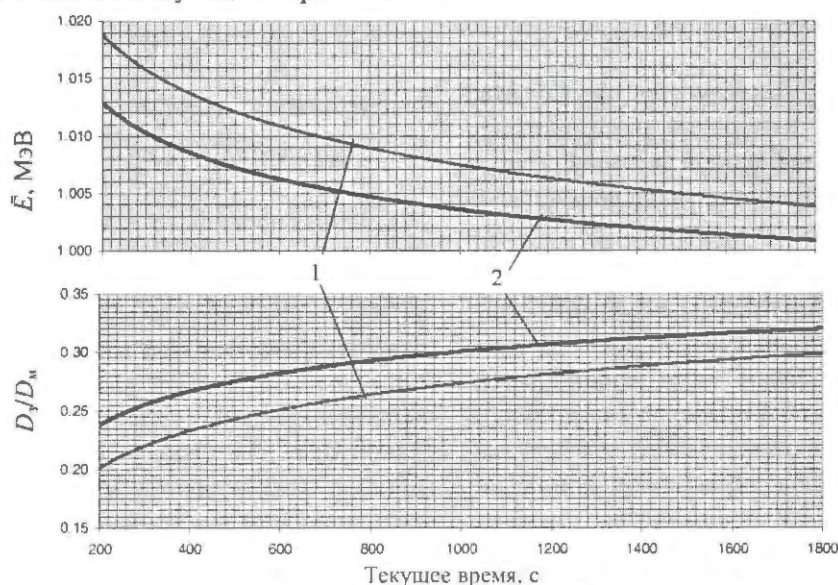


Рис. 4. Вариативность дозового соотношения γ -компонент и средней энергии суперпозиционного γ -поля СГИ: 1 – расчет по Кипину; 2 – расчет по Петрову

Заключение

Приведенные результаты позволяют расширить область использования γ -поля СГИ, аттестованного ФГУП «ВНИИФТРИ» в ограниченном объеме. В формате относительной нормировки аттестованное значение поглощенной дозы равно 1,0. По оси z СГИ имеет место линейное изменение дозы в интервале от 0,853 до 1,147 при равномерности поля вокруг z в пределах СГИ не хуже 1,7 % в доверительном интервале 0,68.

В рамках избранной формы реализации аттестационного энергопуска реактора спектр суперпозиционного γ -излучения, формируемый мгновенными и запаздывающими γ -квантами, можно рассматривать как практически неизменный во всей рабочей области с эффективной средней энергией 1,005 МэВ.

Расчетные соотношения поглощенных доз для метрологических (вода, воздух) и дозиметрических (стекло ДТС, стекло ИС-7, сталь 12Х18Н10Т) материалов обеспечивают требуемый на практике переход от γ -дозы, аттестованной по поглощению в воде, к ее аналогу для воздуха, используемому при описании радиационного воздействия в реакторных полях по показаниям дозиметров сопровождения методик ДТС-0.01/1.0 и ИКС.

Список литературы

1. Генералова В. В., Жанжора А. П., Кошелев А. С., Нарожный А. Т. Специализированный источник гамма-излучения, пространственно совмещенный с моделирующим опорным полем нейтронов МОП-К2 // Измерительная техника, 2010, № 1, с. 24–27.

2. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С., Маслов Г. Н. Характеристики полей нейтронов. Источники мгновенных нейтронов деления, генераторы 14 МэВ нейтронов, исследовательские и энергетические реакторы, устройства, конвертирующие нейтронное излучение. Справочник. / Под ред. В. Д. Севастьянова. – Менделеево: ВНИИФТРИ, 2007.

3. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Прецизионные особенности реализации поглощенной дозы от запаздывающих гамма-квантов в поле специализированного гамма-источника реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 28–35.

4. Чуляев С. В., Грудский М. Я., Артемьев В. А. Вторично-эмиссионные детекторы ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1995.

5. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967.

6. Петров Ю. И. Гамма-излучение осколков ^{235}U и ^{239}Pu // Атомная энергия, 1959, т. 7, вып. 2, с. 168–171.

7. Брискман Б. А., Генералова В. В., Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С. Внутриреакторная дозиметрия. Практическое руководство. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

8. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2003, с. 100–104.

9. Бочвар И. А., Гимадова Т. Н., Кеирим-Маркус И. Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. – М.: Энергоатомиздат, 1977.

10. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Влияние спектра гамма-квантов на величину поглощенной дозы в материалах различного элементного состава // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 17–27.

11. Брянский Л. Н., Дойников А. С. Краткий справочник метролога. Справочник. – М.: Издательство стандартов, 1991.

Контактная информация –
Хоружий Валентин Харлампиевич
тел.: (83130)2-74-92, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 22.03.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 61–68.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ГАММА-ДЕТЕКТОРОВ

А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Обсуждается возможность использования как меры сопоставимости спектров нейтронов по воздействию на детекторы γ -излучения полной поглощенной нейтронной дозы в материале детектора. Приведены групповые функционалы нейтронного воздействия для восьми дозиметрических материалов.

Ключевые слова: спектр нейтронов, гамма-дозиметр, мера сопоставимости, полная поглощенная доза, функционал нейтронного воздействия.

TO THE CHOICE OF THE MEASURE OF COMPARATIVE NEUTRON SENSITIVITY / A. S. KOSHELEV, V. Kh. KHORUZHNY // There is discussed the possibility of using complete absorbed neutron dose in detector material as a measure of neutron spectra comparability by the effect to gamma-radiation detectors. There are presented group functionals of neutron effect for eight dosimetric materials.

Key words: neutron spectrum, gamma-dosimeter, measure of comparability, complete absorbed dose, neutron effect functional.

Введение

В отечественной γ -дозиметрии отсутствует общепринятый критерий сопоставимости различающихся энергетически спектров нейтронов по воздействию на γ -дозиметры практического использования. Такое состояние дел очевидным образом обусловлено двумя основными причинами:

– основными источниками смешанных полей n - γ -излучений являются промышленные и исследовательские ядерные реакторы, характеризующиеся очевидным превалированием в парциальном составе поля γ -квантов;

– приоритетность практического использования получили стеклянные детекторы типа ИС-7 (методика ИКС [1] и ДТС-0.01/1.0 [2]).

Согласно [1], «дозовая чувствительность стекла к тепловым нейтронам при измерении эквивалентной дозы составит $\leq 4\%$ » с последующим убыванием «приблизительно пропорционально скорости нейтронов». Согласно [2], «поскольку керма нейтронов в стеклах составляет единицы и доли процента от суммарной поглощенной дозы, такие детекторы практически нечувствительны к быстрым нейтронам и применяются для измере-

ния γ -компонента поглощенной дозы смешанного излучения».

Столь низкая чувствительность стеклянных дозиметров к нейтронам произвольного реакторного спектра позволяет определять нейтронную чувствительность таких дозиметров в единицах «Гр·см²/нейтрон» (см., например, [1]) без уточнения спектрального состава нейтронного излучения.

Опыт показывает, что в случае реакторов на быстрых нейтронах, широко используемых во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» [3, 4] и во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ» [4, 5], учет нейтронного воздействия на γ -дозиметры, как пренебрежимо малого и не зависящего от спектра нейтронов, методически не обоснован.

В аттестационной документации на специализированный гамма-источник, созданный на реакторе БР-К1 в области определения моделирующего опорного поля нейтронов, МОП-К2 КГЗ-П (спектральные характеристики поля представлены как рекомендуемые справочные данные в [6, с. 162]), выданной профильной государственной метрологической организацией ФГУП «ВНИИФТРИ», неопределенность аттестованного значения поглощенной γ -дозы от поглощенной дозы нейтронов определяется 7 %.

Согласно [7], в конфигурации поля излучений реактора БР-К1 МОП-К2 КГЗ-СФ имеет место 4-кратное уменьшение γ -дозы по отношению к быстрым нейтронам (с энергией выше 0,1 МэВ). Соответственно, можно ожидать значительного вклада (до ~ 30 %) в показания детекторов ДТС-0.01/1.0, обусловленного нейтронами. Очевидно, что таким уровнем нейтронного влияния на дозиметр γ -излучения пренебрегать методически некорректно.

С возрастанием уровня нейтронной чувствительности следует ожидать проявления ее зависимости от спектра нейтронов, что, в свою очередь, предопределяет необходимость выработки меры сопоставимости различающихся нейтронных спектров по их воздействию на исследуемые γ -дозиметры. В настоящей работе предлагается использовать в качестве такой меры сопоставимости дозу полного поглощения от нейтронов в материале конкретного дозиметра γ -излучения.

Поглощенная доза от нейтронов как основополагающий фактор нейтронного воздействия

Известно несколько методических подходов решения проблемы сопоставимости нейтронных спектров по результатам воздействия прикладного интереса.

В книге [8] при определении нейтронной чувствительности дозиметра LiF к нейтронам использована следующая система соотношений:

$$\begin{aligned} \Phi_{\gamma} &= f_{\gamma}(E_{\gamma})D_{\gamma}; \quad \Phi_n = f_n(E_n)H_n; \\ N_H &= f_n(E_n)/f_{\gamma}(E_{\gamma}), \end{aligned} \quad (1)$$

в которой приняты обозначения: Φ_{γ} – световой выход LiF, соответствующий дозе γ -излучения D_{γ} ; Φ_n – световой выход LiF, соответствующий эквивалентной дозе от нейтронов H_n ; $f_{\gamma}(E_{\gamma})$ – коэффициент пропорциональности, зависящий от энергии γ -излучения E_{γ} ; $f_n(E_n)$ – коэффициент пропорциональности, зависящий от энергии нейтрона E_n ; N_H – искомая нейтронная чувствительность дозиметра, причем коэффициент $f_{\gamma}(E_{\gamma})$ обычно приводят для $E_{\gamma} = 1$ МэВ.

Для практического использования соотношения (1), очевидно, требуется знание функциональных множителей $f_{\gamma}(E_{\gamma})$ и $f_n(E_n)$.

В работах [9, 10] описывается методически схожий подход по определению «Fluence-to-Kerma Factor for the Human Body» с ориентацией на воз-

действие нейтронов на биообъекты [9] и «Kerma Equivalent Factor for Photons and Neutrons» также с преимущественной ориентацией воздействия излучений на биологические ткани [10]. В обоих случаях вышеупомянутые величины определяются как коэффициенты пропорциональности $f_k(E)$, $f_k(E, \Delta E)$ между флюенсом нейтронов с энергией E $F(E)$ (или $F(E, \Delta E)$ в интервале ΔE вокруг E) и искомой величиной кермы $K(E)$, $K(E, \Delta E)$ в соотношениях вида:

$$K(E) = f_k(E)F(E); \quad K(E, \Delta E) = f_k(E, \Delta E)F(E, \Delta E). \quad (2)$$

Расчетные версии коэффициентов $f_k(E)$ в работе [9] представлены в табличной форме на энергетическом интервале от 0,0050 до 15,14 МэВ (всего 101 произвольно избранное значение E), а расчетные версии коэффициентов $f_k(E, \Delta E)$ в работе [10] представлены в табличной форме на энергетическом интервале от $2,53 \cdot 10^{-8}$ до 19,5 МэВ (всего 112 произвольно избранных значений E).

Обе вышеупомянутые величины $K(E)$, $K(E, \Delta E)$ определяют полную керму (керму от всех видов взаимодействий рассматриваемого вида излучения с биоматериалом).

В работе [11] с целевой ориентацией на радиационное воздействие нейтронов на кремний, как материалообразующую основу широкого спектра изделий электронной техники, также использовано понятие коэффициента пропорциональности между флюенсом нейтронов $F(E)$ и эффектом энергетического воздействия в форме так называемых «Displacement Kerma» $DK(E)$ (керма от смещения атомов кремния) и «Ionization Kerma» $IK(E)$ (керма от ионизации атомов кремния). Расчетные версии соответствующих коэффициентов пропорциональности представлены в табличной форме для 103 произвольно выбранных значений E на энергетическом интервале от $1,0 \cdot 10^{-11}$ до 20 МэВ.

Во всех рассмотренных случаях в качестве обобщенной меры энергетического воздействия нейтрона используется либо полная поглощенная доза (керма), либо ее незначительно фрагментированное представление (DK , IK).

Ни в одной из известных авторам работ по практической дозиметрии не содержится конкретизации процессов, определяющих эффект формирования гамма-эквивалентного отклика при взаимодействии нейтрона с материалом γ -дозиметра.

Возможность практического использования программы С-95 [12] для определения величины полной поглощенной дозы от нейтронов для широкого круга материалов прикладного интереса

в рамках общей задачи расчета полей нейтронов и γ -квантов методом Монте-Карло с учетом вышесказанного в двух предыдущих абзацах обуславливает единственность выбора полной поглощенной дозы в качестве меры сопоставимости спектров нейтронов по воздействию на γ -дозиметры с рекомендацией ее приоритетного использования в разработке проблемы нейтронной чувствительности конкретных дозиметров до появления более детализованных физических моделей.

Функционал нейтронной дозы.

Определение. Формирование рабочих версий в энергетическом формате КАСКАД

Функционал нейтронной дозы (или функционал дозы от нейтронов) в общем случае определим как систему коэффициентов пропорциональности (множителей) $f_D(E)$ в формате поточечного представления флюенса нейтронов $F(E)$ в избранном энергетическом интервале и/или $f_D(\Delta E, E)$ в формате интервального (группового) представления флюенса нейтронов $F(\Delta E, E)$ в избранном энергетическом интервале с непрерывной, энергетически конкретизированной групповой дискретизацией, удовлетворяющей систему соотношений вида

$$D_{n\ tot}(E) = f_D(E)F(E), \quad (3)$$

$$D_{n\ tot}(\Delta E, E) = f_D(\Delta E, E)F(\Delta E, E). \quad (4)$$

В случае конкретного энергетического формата представления спектра флюенса нейтронов система соотношений (3), (4) может быть преобразована к виду

$$D_{n\ tot}(E_j) = f_D(E_j)F(E_j), \quad (5)$$

$$D_{n\ tot}(\Delta E_j) = f_D(\Delta E_j)F(\Delta E_j), \quad (6)$$

где индексом j обозначается конкретизированное форматом значение E_j для (5) и ΔE_j для (6). Далее по тексту вместо полного обозначения $D_{n\ tot}$ будет использоваться сокращенный вариант D_n .

В плане подготовки практического применения предлагаемого подхода освоены два варианта его реализации:

- полностью расчетный, включающий в себя расчет, по необходимости, суммарного значения D_n или избранной совокупной выборки значений $D_n(\Delta E_j)$ для расчетной версии спектра флюенса нейтронов $F(\Delta E_j)$;

- расчетно-экспериментальный, ориентированный на использование экспериментально обеспе-

ченных спектральных решений КАСКАД в 176-или 200-групповом энергетическом формате (см., например, [6]) и энергетически совмещенных с ними расчетных версий функционалов $f_D(\Delta E_j)$.

В рамках настоящей работы были получены рабочие версии функционалов $f_D(\Delta E_j)$ в указанных энергетических форматах КАСКАД для восьми избранных композитных материалов: стекло ДТС (материал γ -дозиметра ДТС-0.01/1.0), сталь 12X18H10T, полиэтилен CH_2 (материалы, использованные при изготовлении корпуса и электродной системы вакуумно-эмиссионного детектора γ -излучения и входящие в состав изоляции кабеля КТГВО 0.5, используемого для линии электрической связи [13]), полистирол СН (стандартный материал эталонов фотонного излучения), фторпласт-4 CF_2 (материал изоляции перспективной кабельной линии связи ВЭД-2), стекло ИС-7 (материал γ -дозиметра методики ИКС), кремний и германий (материалы, используемые при изготовлении полупроводниковых детекторов γ -излучения).

Данные табл. 1–8 являются точными версиями соответствующих функционалов дозы от нейтронов $f_D(\Delta E_j)$, дополнительно включенных в рабочий комплект функционалов нейтронных взаимодействий программы КАСКАД, конкретизированный в [6]. Графики, представленные на рис. 1–8, ориентированы на оперативный визуальный сопоставительный анализ потенциально возможной нейтронной чувствительности рассмотренных материалов.

Кодировка номера энергетического интервала (группы) КАСКАД в табл. 1–8, по аналогии с [6], построена на совмещении значения j в соответствующем столбце табл. 1–8 (десятки) со значением j в соответствующей строке табл. 1–8 (единицы). Например, номер группы 55 формируется из $j = 50$ по вертикали и $j = 5$ по горизонтали. Соответствующее группе 55 значение функционала $f_D(\Delta E_j)$ находится на пересечении строки при $j = 50$ и столбца при $j = 5$. В частном случае табл. 8 энергетической группе КАСКАД $j = 55$ соответствует значение $f_D(\Delta E_j) = 0,769$.

Использованные для составления табл. 1–8 исходные данные расчета по программе С-95 получены с большим количеством знаков после запятой (пять знаков после запятой в экспоненциальном формате ячейки Excel). Сравнительные расчеты на всех упомянутых далее по тексту экспериментальных спектрах нейтронов с использованием точных решений для функционалов дозы от нейтронов $f_D(\Delta E_j)$ и данных табл. 1–8 не выявили расхождений в итоговых результатах более, чем 0,02 %, каковы-ми, безусловно, можно пренебречь.

Функционал дозы от нейтронов в стекле ДТС $f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД,
пГр·см²/нейтрон (10^{-12} Гр·см²/нейтрон)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	–	86,84	77,40	69,15	61,50	54,70	48,87	43,72	39,03	34,70
10	30,91	27,50	24,50	21,89	19,47	17,34	15,50	13,86	12,39	11,03
20	9,828	8,746	7,783	6,960	6,189	5,522	4,935	4,413	3,951	3,515
30	3,138	2,800	2,496	2,235	1,995	1,775	1,590	1,426	1,278	1,140
40	1,020	0,911	0,814	0,731	0,656	0,587	0,527	0,474	0,425	0,382
50	0,344	0,309	0,279	0,252	0,227	0,205	0,186	2,523	0,183	0,140
60	0,368	0,119	0,106	0,102	0,682	0,548	0,411	0,375	0,763	0,249
70	0,115	0,075	0,166	0,129	0,307	0,922	0,910	0,2-2	0,118	0,085
80	0,179	0,085	0,151	0,106	0,103	0,109	0,146	0,117	0,182	0,207
90	0,169	0,172	0,201	0,232	0,423	0,515	0,484	0,505	0,622	1,115
100	1,057	0,671	0,724	0,878	1,081	1,859	2,187	1,477	1,678	1,497
110	1,329	1,406	1,862	1,488	2,183	2,088	1,997	2,002	2,467	1,858
120	2,476	2,392	2,322	2,575	3,279	2,766	3,569	5,258	5,087	5,351
130	5,097	5,357	6,339	5,660	6,054	6,470	8,202	6,529	6,621	7,921
140	8,278	8,229	9,094	10,24	11,92	12,32	14,79	18,21	17,60	20,22
150	20,79	19,43	24,11	22,89	24,63	23,81	23,48	23,38	24,97	25,80
160	27,92	27,52	30,10	33,04	32,13	33,49	35,34	35,38	35,68	35,89
170	36,11	36,22	36,20	36,26	36,20	36,27	36,24	–	–	–
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	27,92	27,52	30,10	33,04	32,13	33,49	35,18	35,44	35,56	35,51
170	35,35	35,31	35,33	35,41	35,48	35,62	35,65	35,79	35,85	35,93
180	36,00	35,90	35,84	35,82	35,96	36,07	36,07	36,17	36,25	36,23
190	36,23	36,24	36,18	36,22	36,22	36,19	36,20	36,26	36,20	36,27
200	36,24	–	–	–	–	–	–	–	–	–

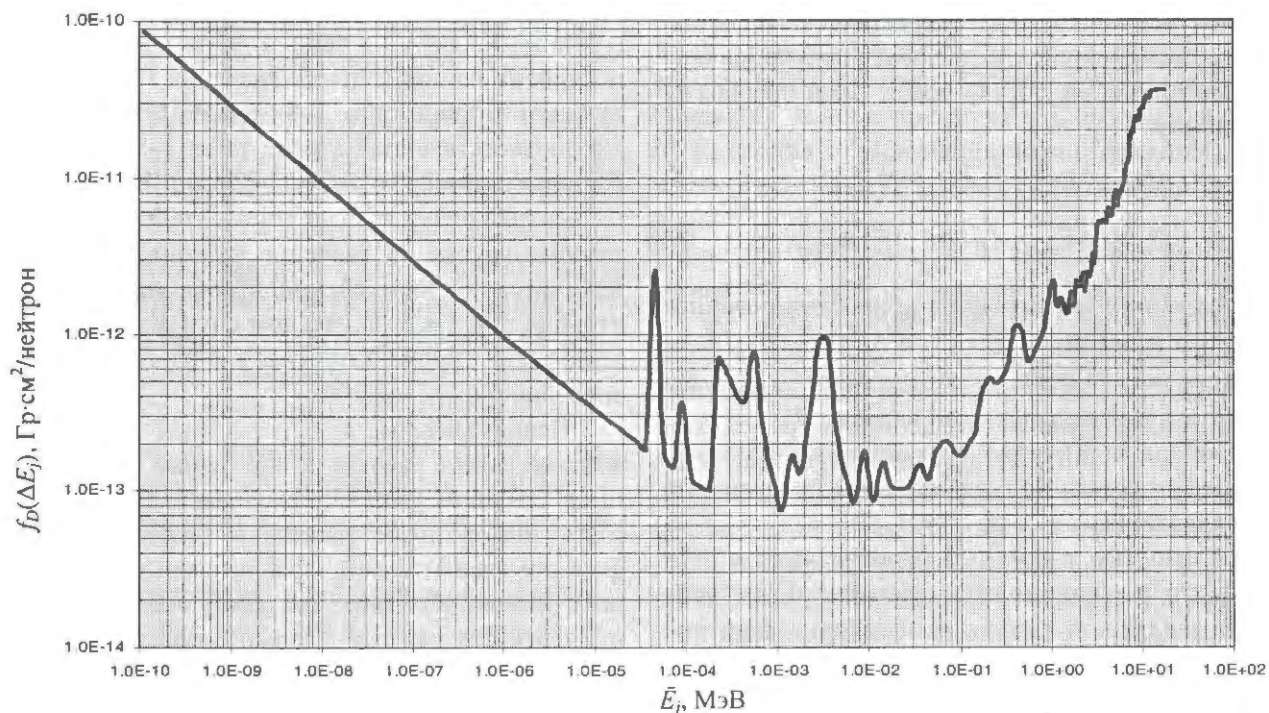


Рис. 1. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов в стекле ДТС

Таблица 2

Функционал дозы от нейтронов в стали 12X18H10T $f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД, $\mu\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$ ($10^{-12}\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	—	647,3	576,9	516,8	460,2	408,3	364,7	326,2	290,8	259,0
10	231,0	205,2	182,5	163,5	145,6	129,2	115,4	103,0	92,09	81,92
20	73,09	64,92	57,84	51,77	45,95	40,84	36,45	32,66	29,16	25,90
30	23,10	20,52	18,25	16,32	14,57	12,91	11,55	10,31	9,210	8,180
40	7,303	6,499	5,782	5,159	4,596	4,069	3,639	3,262	2,906	2,575
50	2,293	2,042	1,805	1,608	1,426	1,261	1,124	1,004	0,895	0,789
60	0,701	0,627	0,564	0,524	0,589	1,285	4,208	0,379	0,475	0,204
70	0,190	6,993	0,143	1,205	0,302	0,171	0,229	0,303	0,412	0,473
80	0,265	0,206	0,306	0,097	0,196	0,310	0,303	0,114	0,208	0,142
90	0,261	0,203	0,159	0,151	0,174	0,161	0,183	0,141	0,158	0,173
100	0,177	0,171	0,164	0,231	0,279	0,414	0,579	0,636	0,687	0,798
110	1,054	1,383	1,449	1,393	1,529	1,694	1,873	1,857	1,944	1,994
120	2,166	2,235	2,216	2,330	2,569	2,858	3,243	3,967	4,578	5,186
130	5,746	6,261	6,716	7,104	7,595	8,047	8,495	8,896	9,315	9,741
140	10,17	10,59	10,99	11,41	11,79	12,17	12,54	12,90	13,27	13,64
150	14,06	14,43	14,78	15,20	15,53	15,96	16,35	16,76	17,12	17,49
160	17,91	18,54	19,42	20,23	20,65	20,37	19,50	18,36	17,09	15,86
170	14,98	14,52	14,51	14,54	14,51	14,52	14,53	—	—	—
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	17,91	18,54	19,42	20,23	20,65	20,37	19,82	19,39	19,10	18,86
170	18,64	18,40	18,12	17,83	17,59	17,33	17,11	16,84	16,59	16,30
180	16,08	15,88	15,72	15,45	15,28	15,17	14,96	14,79	14,60	14,52
190	14,51	14,53	14,50	14,54	14,53	14,52	14,51	14,54	14,51	14,52
200	14,533	—	—	—	—	—	—	—	—	—

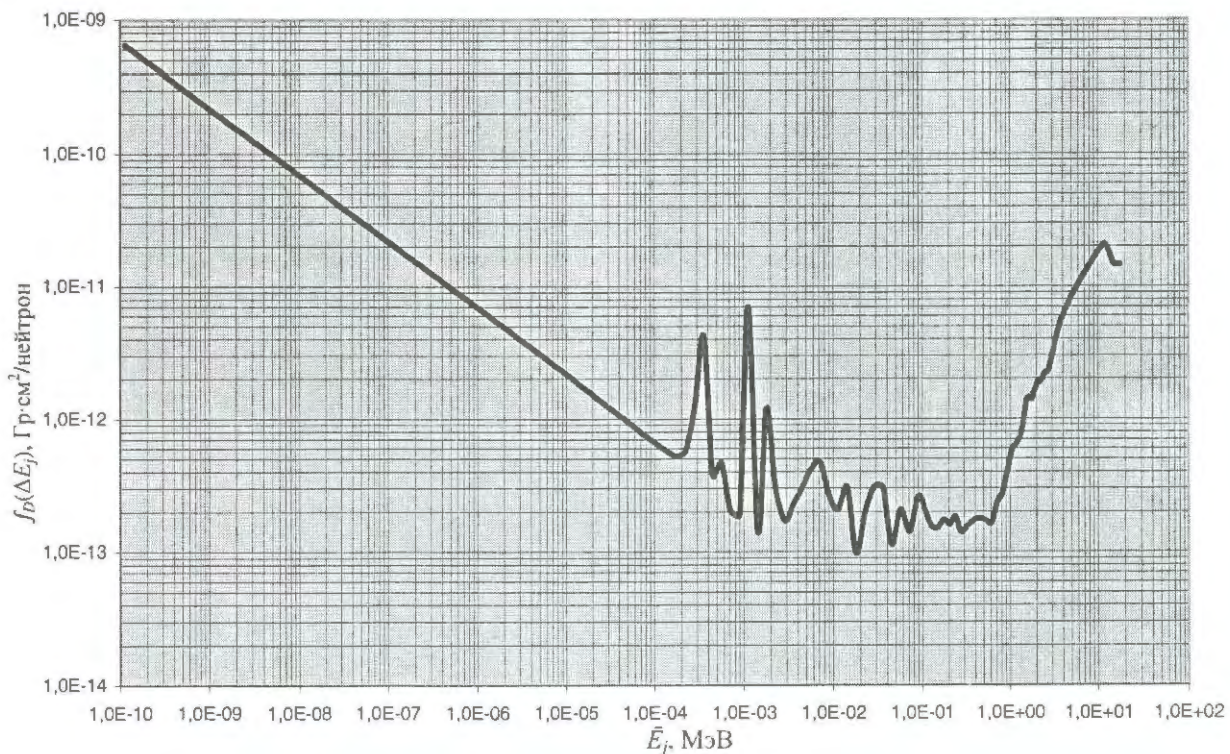
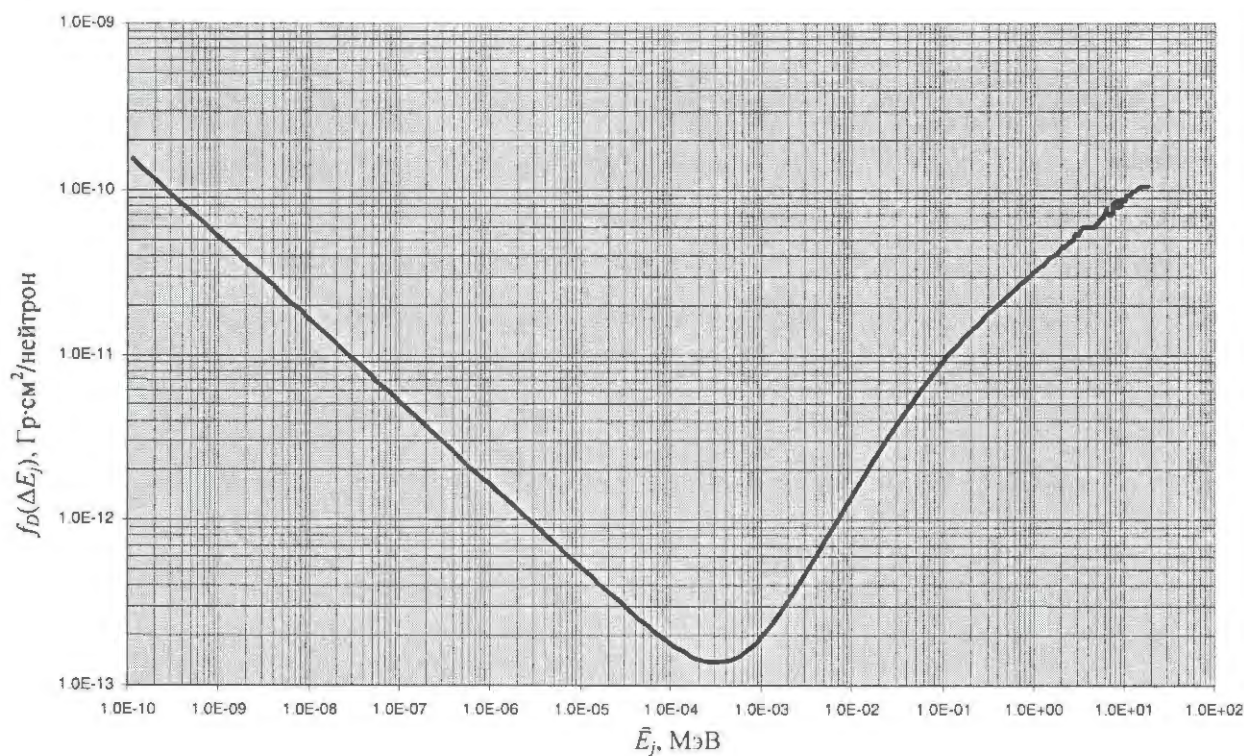


Рис. 2. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов в стали 12X18H10T

Таблица 3

Функционал дозы от нейтронов в полиэтилене $\text{CH}_2 f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД, $\text{пГр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$ ($10^{-12} \text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	–	153,5	137,0	122,4	109,0	96,83	86,52	77,50	69,11	61,43
10	54,82	48,72	43,32	38,77	34,45	30,62	27,41	24,48	21,83	19,45
20	17,31	15,39	13,72	12,25	10,89	9,697	8,656	7,741	6,917	6,143
30	5,472	4,876	4,331	3,868	3,444	3,062	2,734	2,449	2,183	1,941
40	1,731	1,539	1,368	1,225	1,088	0,967	0,866	0,773	0,690	0,615
50	0,548	0,488	0,435	0,389	0,347	0,310	0,278	0,251	0,227	0,204
60	0,186	0,170	0,158	0,148	0,142	0,138	0,138	0,142	0,150	0,165
70	0,184	0,212	0,250	0,297	0,359	0,440	0,537	0,660	0,814	1,011
80	1,252	1,555	1,918	2,363	2,904	3,549	4,288	5,139	6,133	7,284
90	8,584	9,687	10,65	11,77	13,03	14,27	15,49	16,88	18,44	20,12
100	21,87	23,53	25,16	26,96	28,88	30,80	32,49	33,94	35,25	36,49
110	37,61	38,77	39,86	40,92	42,00	43,00	45,02	44,88	45,78	46,70
120	47,64	48,74	49,80	51,00	53,23	54,22	53,02	56,94	59,24	59,92
130	59,91	60,06	59,45	59,46	59,96	61,51	63,04	64,98	66,42	67,66
140	69,91	72,25	77,19	71,72	70,32	70,21	70,96	74,96	81,43	84,11
150	84,06	85,32	79,90	78,01	79,03	82,42	85,92	87,80	87,37	87,26
160	86,38	87,14	92,06	93,36	95,12	97,74	97,69	99,32	101,3	102,9
170	104,1	105,2	105,2	105,2	105,2	105,3	105,2	–	–	–
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	86,38	87,14	92,06	93,36	95,12	97,74	97,58	97,71	97,86	98,30
170	98,88	99,31	99,74	100,3	100,8	101,0	101,4	101,6	101,8	102,2
180	103,0	103,3	103,1	102,9	103,1	103,8	104,2	104,4	104,9	105,2
190	105,2	105,2	105,2	105,2	105,2	105,2	105,2	105,2	105,2	105,3
200	105,2	–	–	–	–	–	–	–	–	–

Рис. 3. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов в полиэтилене CH_2

Функционал дозы от нейтронов в полистироле CH $f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД.
 $\text{пГр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$ ($10^{-12}\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	--	83,66	74,62	66,69	59,39	52,74	47,15	42,24	37,67	33,46
10	29,86	26,54	23,59	21,11	18,77	16,69	14,93	13,34	11,89	10,60
20	9,431	8,384	7,472	6,669	5,932	5,282	4,715	4,215	3,769	3,348
30	2,979	2,655	2,360	2,108	1,877	1,668	1,490	1,334	1,189	1,057
40	0,944	0,838	0,746	0,667	0,593	0,527	0,472	0,421	0,376	0,335
50	0,299	0,266	0,237	0,212	0,189	0,169	0,152	0,137	0,123	0,111
60	0,101	0,093	0,086	0,081	0,077	0,076	0,076	0,078	0,083	0,091
70	0,102	0,118	0,139	0,165	0,200	0,244	0,299	0,367	0,453	0,563
80	0,697	0,865	1,069	1,318	1,621	1,983	2,398	2,878	3,441	4,094
90	4,835	5,463	6,021	6,679	7,404	8,125	8,841	9,648	10,57	11,57
100	12,60	13,58	14,54	15,59	16,72	17,83	18,81	19,65	20,40	21,11
110	21,77	22,43	23,04	23,67	24,29	24,87	26,61	26,05	26,56	27,14
120	27,76	28,52	29,29	30,27	32,27	32,98	31,28	34,86	36,74	36,97
130	36,45	36,12	34,96	34,63	34,79	36,05	37,36	39,13	40,39	41,37
140	43,50	45,76	50,89	44,74	43,00	42,67	43,23	47,34	54,17	56,85
150	56,65	57,88	51,86	49,70	50,66	54,32	57,94	59,80	59,21	58,95
160	57,93	58,60	63,63	64,82	66,52	69,25	69,09	70,79	72,88	74,49
170	75,79	76,96	76,95	76,97	77,00	76,98	76,99	--	--	--
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	57,93	58,60	63,63	64,82	66,52	69,25	68,98	69,11	69,29	69,72
170	70,33	70,82	71,25	71,80	72,37	72,52	73,04	73,07	73,36	73,80
180	74,59	74,87	74,72	74,51	74,74	75,49	75,82	76,09	76,63	76,98
190	77,00	77,01	76,99	77,01	76,98	76,95	76,95	76,97	77,00	76,98
200	76,99	--	--	--	--	--	--	--	--	--

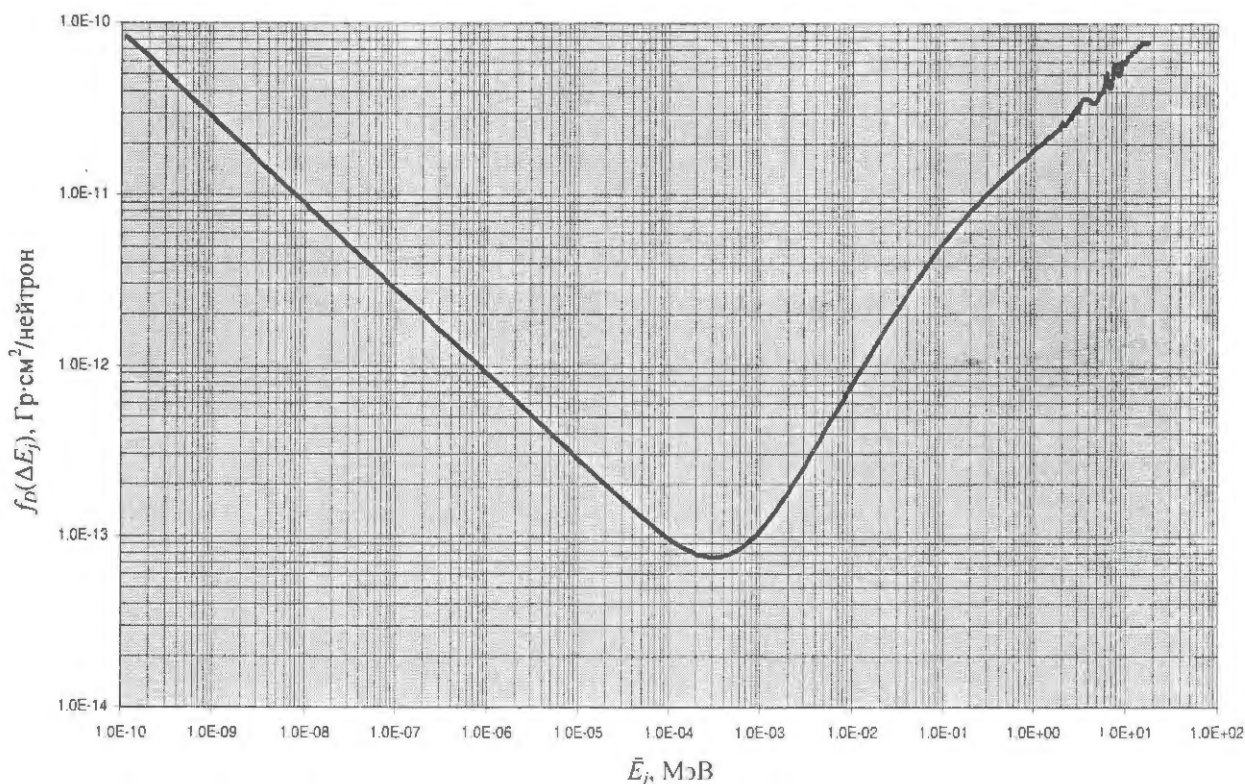


Рис. 4. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов в полистироле CH

Функционал дозы от нейтронов во фторпласте-4 $\text{CF}_2 f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД,
 $\text{пГр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$ ($10^{-12}\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	–	4,106	3,670	3,276	2,916	2,597	2,317	2,072	1,852	1,645
10	1,465	1,304	1,159	1,036	0,922	0,820	0,733	0,655	0,585	0,520
20	0,463	0,412	0,367	0,328	0,291	0,259	0,231	0,207	0,185	0,164
30	0,147	0,130	0,116	0,104	0,092	0,082	0,073	0,066	0,059	0,052
40	0,046	0,041	0,036	0,033	0,029	0,026	0,023	0,021	0,019	0,017
50	0,015	0,013	0,012	0,010	0,009	0,008	0,008	0,007	0,006	0,005
60	0,005	0,005	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004
70	0,004	0,005	0,005	0,006	0,007	0,009	0,011	0,013	0,016	0,020
80	0,026	0,033	0,042	0,055	0,118	1,838	0,113	0,410	0,204	0,201
90	0,642	0,687	0,662	0,718	0,773	1,068	1,812	2,445	2,167	2,756
100	2,403	2,092	2,066	2,045	2,493	2,390	2,432	2,802	3,171	2,804
110	2,824	3,387	3,715	3,720	3,929	4,613	4,972	4,657	5,056	4,977
120	5,362	5,718	5,787	5,914	6,271	6,278	5,907	6,694	7,371	7,368
130	7,220	7,202	7,870	8,178	8,370	9,010	9,726	10,97	12,39	13,47
140	14,50	15,37	16,76	15,62	15,41	15,85	16,54	17,48	19,69	20,02
150	19,69	20,06	18,83	18,33	18,84	19,67	20,51	21,05	20,94	20,95
160	20,89	21,38	22,94	23,50	24,16	25,00	24,97	25,50	26,10	26,82
170	27,54	28,09	28,10	28,11	28,10	28,09	28,09	–	–	–
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	20,89	21,38	22,94	23,50	24,16	25,00	24,95	24,95	25,04	25,18
170	25,36	25,49	25,64	25,80	25,96	26,01	26,12	26,16	26,26	26,46
180	26,79	26,94	26,96	26,95	27,10	27,38	27,57	27,74	27,95	28,09
190	28,09	28,09	28,10	28,08	28,09	28,09	28,11	28,11	28,10	28,09
200	28,09	–	–	–	–	–	–	–	–	–

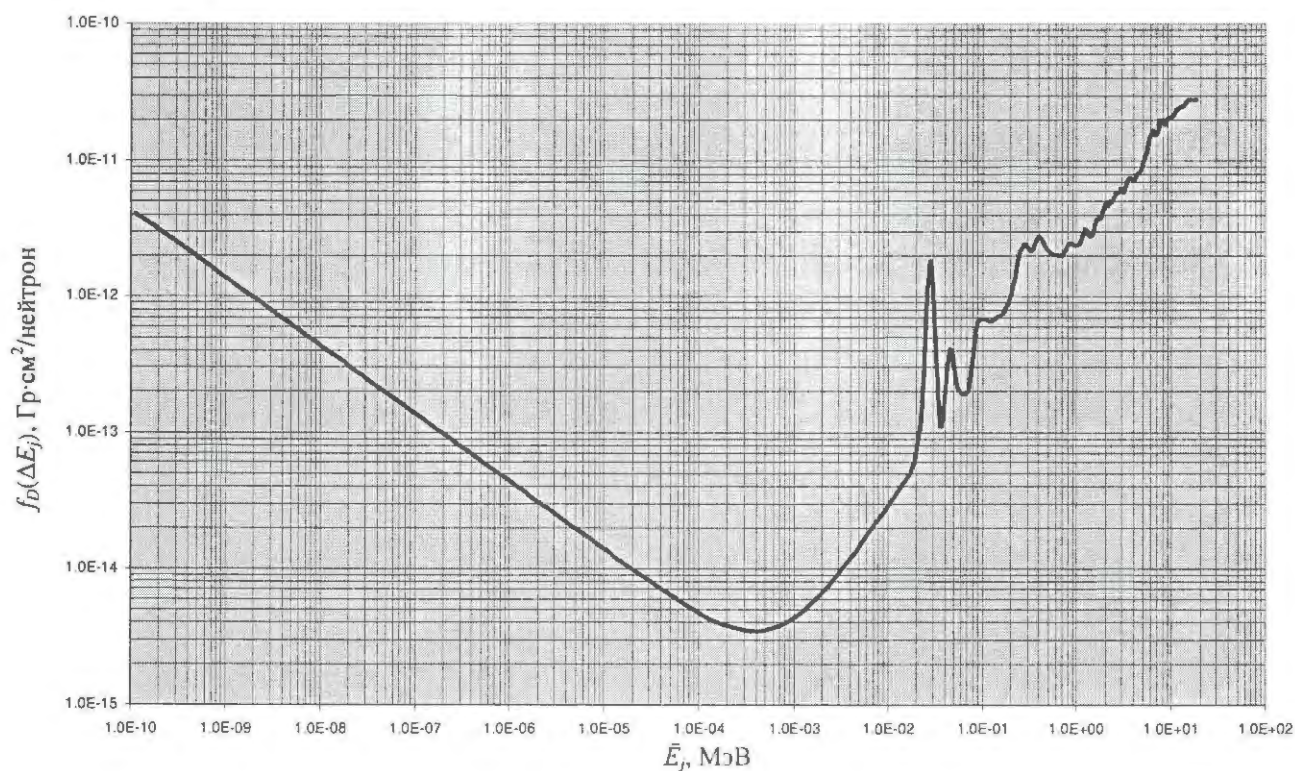


Рис. 5. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов во фторпласте-4 CF_2

Таблица 6

Функционал дозы от нейтронов в стекле ИС-7 $f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД,
 $\mu\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$ ($10^{-12}\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	–	28,51	25,59	22,99	20,55	18,37	16,50	14,84	13,31	11,90
10	10,66	9,530	8,523	7,654	6,844	6,130	5,509	4,951	4,442	3,970
20	3,559	3,183	2,846	2,556	2,287	2,047	1,837	1,645	1,455	1,282
30	1,139	1,011	0,898	0,800	0,710	0,629	0,560	0,499	0,444	0,397
40	0,357	0,319	0,284	0,254	0,226	0,201	0,180	0,160	0,142	0,127
50	0,114	0,110	0,107	0,105	0,102	0,100	0,097	0,095	0,093	0,091
60	0,089	0,087	0,086	0,084	0,083	0,082	0,081	0,080	0,079	0,078
70	0,077	0,076	0,076	0,077	0,077	0,078	0,080	0,082	0,135	0,086
80	0,087	0,089	0,094	0,101	0,111	0,117	0,157	0,144	0,159	0,195
90	0,271	0,237	0,256	0,309	0,339	0,389	0,442	0,536	0,651	1,256
100	1,233	0,641	0,701	0,803	0,979	1,951	2,313	1,604	1,732	1,612
110	1,390	1,510	1,932	1,772	2,332	2,054	2,200	2,259	2,258	1,715
120	2,274	2,845	3,138	3,112	3,308	3,220	3,613	4,979	5,003	5,716
130	4,905	5,097	6,054	5,841	6,123	7,357	9,139	7,107	7,255	8,212
140	8,754	8,712	9,325	10,64	12,07	12,46	14,92	18,45	17,21	19,80
150	19,97	18,64	24,58	22,82	24,89	23,80	23,46	23,14	24,70	25,55
160	27,88	27,05	29,92	33,12	31,67	33,46	35,46	35,57	36,39	37,16
170	37,82	38,31	38,29	38,29	38,29	38,28	38,30	–	–	–
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	27,88	27,05	29,92	33,12	31,67	33,46	35,34	35,51	35,60	35,49
170	35,40	35,50	35,66	35,84	36,03	36,21	36,35	36,60	36,73	37,00
180	37,11	37,19	37,19	37,28	37,51	37,63	37,75	37,99	38,23	38,28
190	38,29	38,30	38,30	38,29	38,31	38,29	38,29	38,29	38,29	38,28
200	38,30	–	–	–	–	–	–	–	–	–

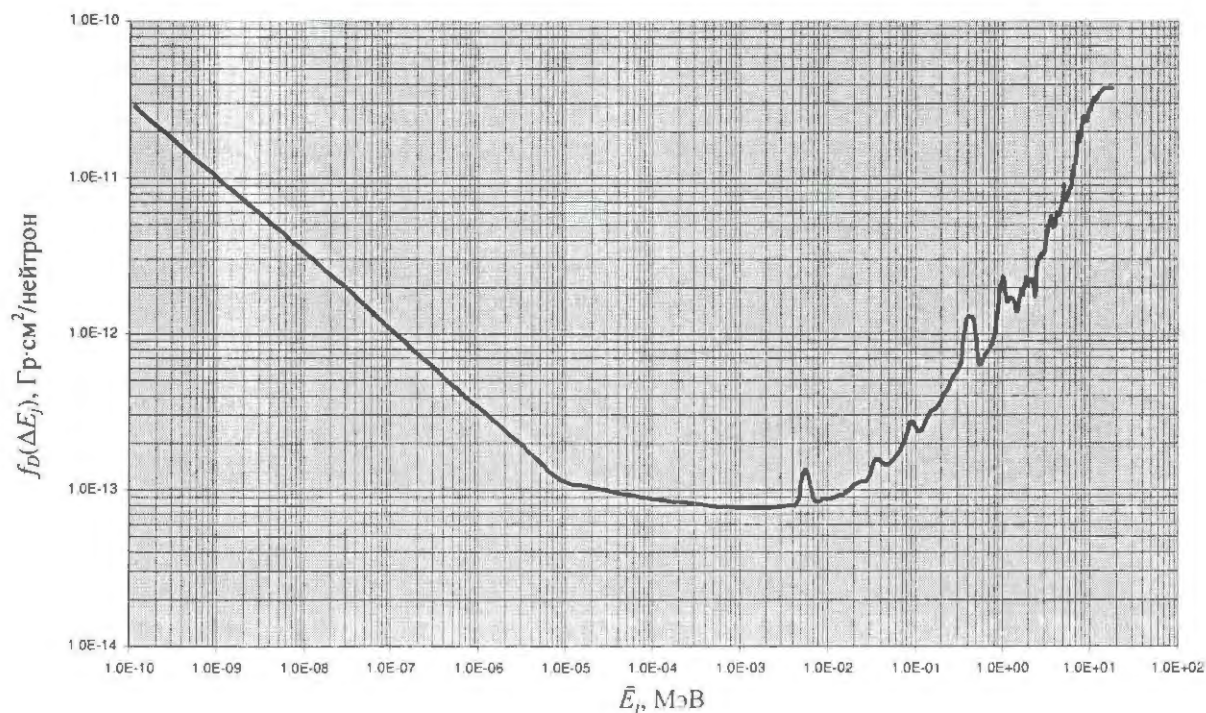


Рис. 6. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов в стекле ИС-7

Функционал дозы от нейтронов в кремнии $f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД, $\mu\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$ ($10^{-12}\text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон}$)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	–	72,19	64,47	57,60	51,19	45,54	40,68	36,36	32,47	28,84
10	25,67	22,85	20,36	18,18	16,17	14,40	12,87	11,51	10,28	9,143
20	8,1473	7,236	6,428	5,751	5,110	4,558	4,060	3,617	3,237	2,885
30	2,571	2,295	2,050	1,826	1,624	1,444	1,286	1,152	1,031	0,915
40	0,816	0,725	0,643	0,575	0,514	0,457	0,406	0,363	0,324	0,289
50	0,258	0,230	0,205	0,183	0,162	0,144	0,129	0,115	0,103	0,091
60	0,081	0,073	0,064	0,058	0,051	0,046	0,041	0,036	0,033	0,029
70	0,026	0,027	0,032	0,038	0,050	0,063	0,054	0,210	0,079	0,082
80	0,065	0,057	0,181	0,060	0,052	0,077	0,137	0,073	0,200	0,274
90	0,083	0,040	0,038	0,058	0,540	0,648	0,413	0,354	0,335	0,341
100	0,358	0,578	0,370	0,401	0,693	0,699	0,515	0,461	0,649	0,655
110	0,764	0,858	1,348	0,686	1,817	2,347	2,061	1,975	3,663	3,304
120	3,929	3,007	2,585	2,987	4,079	3,026	4,140	4,871	3,970	3,398
130	4,792	4,691	5,906	5,386	7,100	6,141	7,218	7,488	7,656	9,320
140	9,036	8,965	9,960	10,38	12,04	12,28	13,57	15,19	16,52	18,04
150	19,70	19,28	19,06	20,20	20,54	21,26	21,65	22,42	23,53	24,13
160	24,94	25,96	27,26	28,51	29,89	30,88	32,58	32,06	31,64	30,58
170	29,95	29,17	29,18	29,17	29,17	29,17	29,17	–	–	–
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	24,94	25,96	27,26	28,51	29,89	30,88	31,62	32,15	32,58	32,61
170	32,51	32,35	32,18	32,06	32,14	31,98	31,84	31,75	31,65	31,50
180	31,26	31,03	30,81	30,58	30,43	30,31	30,02	29,68	29,35	29,18
190	29,16	29,16	29,18	29,17	29,17	29,18	29,17	29,17	29,17	29,17
200	29,17	–	–	–	–	–	–	–	–	–

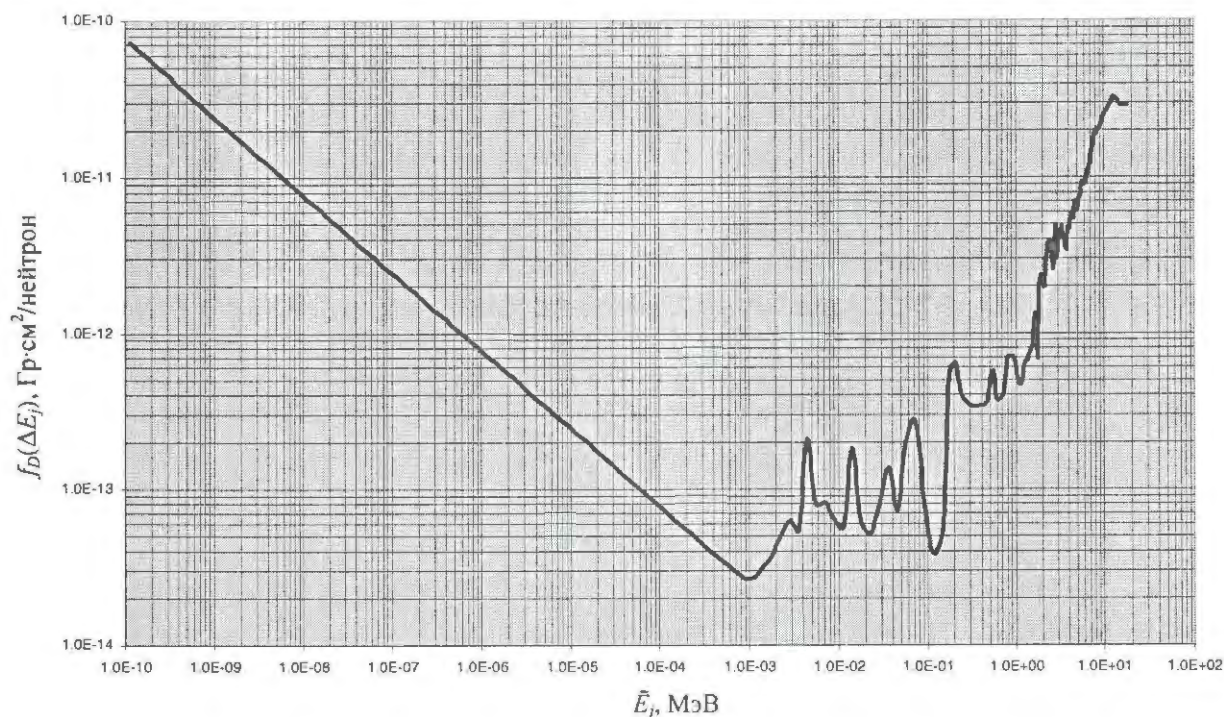


Рис. 7. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов в кремнии

Функционал дозы от нейтронов в германии $f_D(\Delta E_j)$ в энергетическом формате КАСКАД,
пГр·см²/нейтрон (10^{-12} Гр·см²/нейтрон)

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Энергетический формат КАСКАД 176										
0	–	380,6	339,6	304,3	271,1	240,3	214,7	191,7	171,3	152,3
10	136,1	120,8	107,4	96,20	85,77	75,99	67,85	60,63	54,19	48,17
20	43,06	38,20	33,95	30,42	27,02	24,04	21,46	19,24	17,13	15,22
30	13,60	12,07	10,72	9,612	8,563	7,590	6,788	6,084	5,442	4,815
40	4,281	3,819	3,381	3,012	2,676	2,367	2,110	1,885	1,679	1,481
50	1,311	1,169	1,035	0,927	0,839	0,769	0,738	0,757	0,877	1,448
60	15,87	106,4	0,741	0,842	45,36	1,659	33,11	12,31	8,127	1,290
70	2,355	7,943	4,434	2,196	1,932	4,734	0,439	1,872	1,056	0,897
80	1,295	1,157	1,060	0,967	0,862	0,762	0,678	0,585	0,515	0,463
90	0,411	0,378	0,362	0,342	0,323	0,307	0,300	0,292	0,289	0,293
100	0,299	0,310	0,353	0,450	0,559	0,705	0,804	0,923	1,053	1,205
110	1,315	1,458	1,605	1,744	1,942	2,089	2,225	2,371	2,551	2,771
120	2,963	3,169	3,455	3,738	3,984	4,194	4,574	5,049	5,602	6,124
130	6,576	6,976	7,338	7,684	7,966	8,235	8,484	8,704	8,932	9,155
140	9,383	9,614	9,859	10,10	10,34	10,58	10,84	11,11	11,38	11,65
150	11,91	12,18	12,46	12,74	13,01	13,28	13,54	13,80	14,08	14,34
160	14,60	14,77	14,86	14,32	13,19	11,89	10,49	9,374	8,553	7,999
170	7,699	7,551	7,556	7,554	7,555	7,549	7,553	–	–	–
Энергетический формат КАСКАД 200 (интервал повышенной дискретизации)										
160	14,60	14,77	14,86	14,32	13,19	11,89	10,90	10,34	9,935	9,713
170	9,541	9,377	9,210	9,042	8,886	8,718	8,557	8,388	8,230	8,124
180	8,058	8,000	7,941	7,877	7,819	7,761	7,698	7,638	7,579	7,550
190	5,551	7,548	7,554	7,555	7,552	7,555	7,556	7,554	7,555	7,549
200	7,553	–	–	–	–	–	–	–	–	–

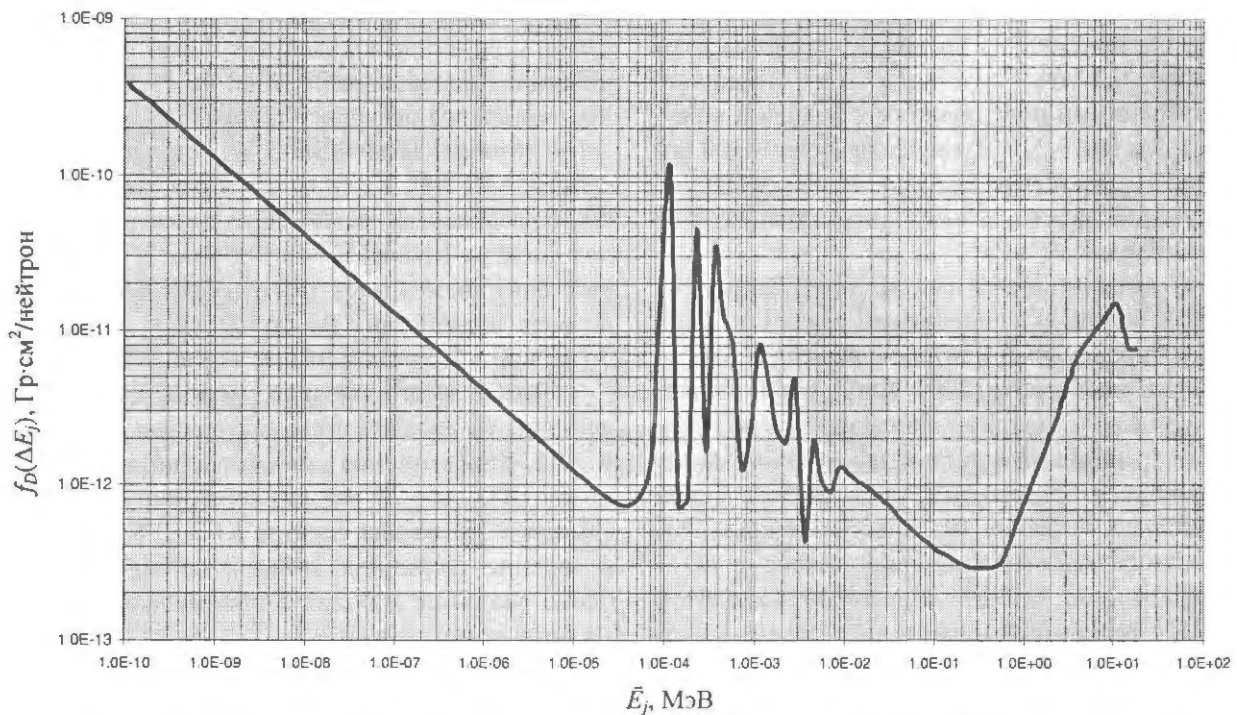


Рис. 8. Графическое отображение функционала полной поглощенной дозы от нейтронов в германии

Поглощенные дозы от нейтронов в избранных материалах для экспериментальной выборки спектров реактора БР-К1

Апробация предложенного подхода к определению меры сопоставимости спектров нейтронов по воздействию на γ -дозиметры (материалы, их комп-лекующие) была осуществлена на 4 экспериментально-расчетных спектрах нейтронов в специализированных устройствах (трансформерах) реактора БР-К1.

Конфигурационные параметры области формирования полей n - γ -излучений в КГЗ-П (пустой КГЗ), КГЗ-СФ (КГЗ со штатным свинцовым фильтром), КГЗ-НГК (КГЗ со штатным конвертером нейтронов в γ -кванты) описаны в [7]. Конфигурационные параметры области формирования полей n - γ -излучений в КГЗ-СПТ (КГЗ со специализированным полиэтиленовым трансформером – источником тепловых нейтронов для калибровки детекторов «нулевой» толщины) описаны в [13].

Спектральные характеристики флюенса нейтронов в вышеперечисленных конфигурациях КГЗ приведены в [6].

Собственно КГЗ включает в себя массивный стальной фланец для жесткой фиксации на крепежном узле механизма перемещения и формообразующий кожух с функцией экрана-поглотителя тепловых нейтронов за счет включения в его конструкцию прослойки из насыпного карбида бора толщиной $\sim 0,1 \text{ г/см}^2$ по ^{10}B . Размеры ограниченного внутренними поверхностями фланца и кожуха пространства $\sim 310 \text{ мм}$ по диаметру, $\sim 360 \text{ мм}$ по длине. В отсутствие загрузки трансформирующими устройствами данная конфигурация КГЗ обозначается как КГЗ-П.

Штатный свинцовый фильтр для КГЗ (с уточнением размеров, выполненным в связи с возникшими противоречиями при проведении специализированных расчетов в 2009 году) представляет собой круглый «стакан», вписанный в диаметр $\sim 310 \text{ мм}$, с толщиной стенки и дна $\sim 40 \text{ мм}$. Штатный n - γ -конвертер для КГЗ представляет собой шестигранный «стакан» (из пресс-материала, отформованного из смеси полипропилена с 10 % окиси кадмия по массе), вписанный в диаметр $\sim 310 \text{ мм}$, с толщиной стенки и дна $\sim 60 \text{ мм}$. Соответствующие конфигурационные обозначения – КГЗ-СФ и КГЗ-НГК.

Специализированный полиэтиленовый трансформер, обеспечивающий функционирование источника тепловых нейтронов для калибровки ней-

тронных активационных детекторов «нулевой» толщины, представляет собой полиэтиленовый цилиндр, вписанный в диаметр $\sim 310 \text{ мм}$, с внутренней полостью диаметром 170 мм . Толщина передней торцевой стенки (обращенной к центру АЗ) – 55 мм , задней (съёмной) – 25 мм . Конфигурационное обозначение – КГЗ-СПТ.

В табл. 9 представлены полные и парциальные дозы в композитах γ -дозиметров для спектров нейтронов в КГЗ-П, КГЗ-СФ, КГЗ-НГК и КГЗ-СПТ.

К парциальной компоненте спектра «тепловые нейтроны» отнесены нейтроны в энергетическом интервале от $1,0 \cdot 10^{-10} \text{ МэВ}$ (от нижней границы энергетического формата КАСКАД) до $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ МэВ}$ (до общепринятой границы «кадмиевой отсечки» $0,5 \text{ эВ}$). К парциальной компоненте спектра «быстрые нейтроны» отнесены нейтроны в энергетическом интервале от $0,1$ до $18,0 \text{ МэВ}$ (до верхней границы энергетического формата КАСКАД). Нейтроны в энергетическом интервале от $0,5 \text{ эВ}$ до $0,1 \text{ МэВ}$ отнесены к компоненте «промежуточные нейтроны».

Данные табл. 9 показывают:

– спектры КГЗ-П и КГЗ-СФ можно характеризовать как преимущественно быстрые; спектр КГЗ-НГК – с явно выраженной компонентой промежуточных нейтронов; спектр КГЗ-СПТ – как преимущественно тепловой;

– дозовое воздействие на стекло ДТС и ИС-7 для спектров КГЗ-П, КГЗ-СФ, КГЗ-НГК можно считать практически совпадающим; дозовое воздействие тепловых нейтронов на стекло ДТС более чем вдвое превышает таковое на стекло ИС-7;

– дозовое воздействие на стекло ДТС для спектров КГЗ-П, КГЗ-СФ в ~ 5 раз превышает дозовое воздействие на материал детектора ВЭД-2, а для спектра КГЗ-НГК – в ~ 2 раза; в поле тепловых нейтронов имеет место обратный эффект – дозовое воздействие на стекло ДТС оказывается более чем в 2,5 раза меньше, чем на ВЭД-2;

– имеет место высокий уровень дозового воздействия на изоляционные материалы линии связи ВЭД-2 (превышение дозового воздействия на стекло ДТС в ~ 20 раз для спектров КГЗ-П, КГЗ-СФ и в ~ 15 раз для спектра КГЗ-НГК); возможно появление сторонних токов в линии связи, особенно значимое в полях с преимущественно нейтронной компонентой;

– при замене кабелей линии связи ВЭД-2 на фторсодержащие можно ожидать значительного снижения уровня дозового воздействия на изоляционные материалы (более чем в 10 раз);

– дозовое воздействие на кремний практически равномерно меньше дозового воздействия на стекло ДТС в ~ 1,35 раза;

– дозовое воздействие на германий системно возрастает относительно дозового воздействия на стекло ДТС с уменьшением «жесткости» спектра от ~ 1 до ~ 4 раз.

Таблица 9

Полные и парциальные дозы композиционных материалов γ -детекторов для спектров нейтронов в КГЗ-П, КГЗ-СФ, КГЗ-НГК и КГЗ-СПТ

Параметр	КГЗ-П	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК	КГЗ-СПТ
Флюенс нейтронов:				
– полный на 10^{18} делений в АЗ, нейтр/см ²	4,545 + 14	3,201 + 14	1,257 + 14	2,641 + 14
– тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00208	0,74081
– промежуточных, отн. ед.	0,14007	0,24008	0,52628	0,13832
– быстрых, отн. ед.	0,85993	0,75992	0,47164	0,12087
Стекло ДТС (γ-дозиметр ДТС-0,01/1,0)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	1,145 – 12	9,700 – 13	8,996 – 13	3,991 – 12
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00335	0,93195
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,02122	0,03870	0,21043	0,01423
Доза от быстрых, отн. ед.	0,97878	0,96130	0,78622	0,05382
Сталь 12Х18Н10Т (γ-детектор ВЭД-2)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	7,141 – 13	5,626 – 13	1,287 – 12	2,793 – 11
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,01692	0,98563
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,04802	0,09298	0,61107	0,00911
Доза от быстрых, отн. ед.	0,95198	0,90702	0,37201	0,00526
Полиэтилен СН₂ (изоляция линии связи ВЭД-2)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	2,311 – 11	2,095 – 11	1,383 – 11	1,042 – 11
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00037	0,62664
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,03449	0,06080	0,06215	0,02272
Доза от быстрых, отн. ед.	0,96551	0,93917	0,93748	0,35054
Полистирол СН (стандартный материал эталонов фотонного излучения)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	1,343 – 11	1,214 – 11	8,054 – 12	5,826 – 12
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00035	0,61035
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,03332	0,05890	0,05955	0,02262
Доза от быстрых, отн. ед.	0,96668	0,94110	0,94010	0,36703
Фторпласт-4 CF₂ (изоляция перспективной линии связи ВЭД-2)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	2,360 – 12	2,048 – 12	1,438 – 12	5,862 – 13
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00010	0,29799
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,02386	0,04643	0,03862	0,02494
Доза от быстрых, отн. ед.	0,97617	0,95357	0,96128	0,67707
Стекло ИС-7 (γ-детектор методики ИКС)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	1,183 – 12	1,004 – 12	7,996 – 13	1,605 – 12
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00132	0,84895
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,02105	0,03926	0,08559	0,01254
Доза от быстрых, отн. ед.	0,97895	0,96074	0,91309	0,13851
Кремний (полупроводниковый γ-детектор)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	8,469 – 13	6,703 – 13	6,505 – 13	3,268 – 12
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00374	0,93768
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,02354	0,03839	0,13827	0,00904
Доза от быстрых, отн. ед.	0,97646	0,96161	0,85799	0,05328
Германий (полупроводниковый γ-детектор)				
Доза полная на 1 нейтрон/см ² , Гр	9,949 – 13	8,460 – 13	3,496 – 12	1,715 – 11
Доза от тепловых, отн. ед.	0,00000	0,00000	0,00368	0,94428
Доза от промежуточных, отн. ед.	0,11216	0,18638	0,82540	0,04544
Доза от быстрых, отн. ед.	0,88784	0,81362	0,17092	0,01028

Заключение

Выбор в качестве критерия сопоставимости спектров нейтронов по воздействию на γ -дозиметры полной поглощенной дозы от нейтронов в материале дозиметра позволяет перевести задачу определения нейтронной чувствительности γ -дозиметров в метрику с единой размерностью «Грей».

Искомая величина нейтронного гамма-эквивалента (НГЭ) конкретного γ -дозиметра при использовании выбранной меры сопоставимости оказывается безразмерной и может выражаться в относительных долях или в процентах.

Имеющиеся расчетные возможности (программа С-95, масштабные библиотеки констант) позволяют, в принципе, определять полную поглощенную дозу от нейтронов в практически неограниченной выборке материалов, используемых при изготовлении γ -дозиметров (детекторов), в отсутствие экспериментальных данных. Адаптированные к энергетическому формату КАСКАД функционалы дозы от нейтронов для семи избранных материалов, используемых при изготовлении γ -дозиметров приоритетного практического применения на ядерно-физических установках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», позволяют использовать также и соответствующие экспериментальные данные для спектров нейтронов.

Расчетные данные для избранных спектров нейтронов реактора БР-К1 можно рассматривать как прогнозный ориентир при целенаправленном использовании указанных полей в интересах решения проблематики НГЭ.

Список литературы

1. Бочвар И. А., Гимадова Т. Н., Кеирим-Маркус И. Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. – Москва: Энергоатомиздат, 1977.
2. Брисман Б. А., Генералова В. В., Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С. Внутриреакторная дозиметрия. Практическое руководство. – Москва: Энергоатомиздат, 1985.
3. Харитон Ю. Б., Воинов А. М., Колесов В. Ф. и др. Импульсные реакторы ВНИИЭФ (обзор) // Вопросы атомной науки и техники, серия Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 2, с. 3–12.
4. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы: Монография в 2 т. – Издание 2-е, переработанное и дополненное. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. Т. 1.
5. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: Издательство РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.
6. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С., Маслов Г. Н. Характеристики полей нейтронов. Источники мгновенных нейтронов деления, генераторы 14 МэВ нейтронов, исследовательские и энергетические реакторы, устройства, конвертирующие нейтронное излучение. Справочник / Под ред. В. Д. Севастьянова. – Менделеево: ВНИИФТРИ, 2007.
7. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М., Тарасова Е. Ю. Характеристики стационарного поля нейтронов и гамма-излучений во внутризонной облучательной полости реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники, серия Физика ядерных реакторов, 1997, вып. 2, с. 3–13.
8. Франк М., Шгольц В. Твердотельная дозиметрия / Перевод с немецкого / Под ред. И. Б. Кеирим-Маркуса. – М.: Атомиздат, 1973.
9. Ritts J. J., Solomito M., Stevens P. N. Calculation of Neutron Fluence-to-Kerma Factors for the Human Body // Nuclear Applications and Technology, 1969, vol. 7, p. 89–99.
10. Alekseev A. G., Golovachik V. T., Savinsky A. K. Kerma Equivalent Factor for Potons and Neutrons Up to 20 MeV // Radiation Protection Dosimetry, 1986, vol. 14, N 4, p. 289–298.
11. Verbinski V. V., Lurie N. A., Rogers V. C. Threshold-Foil Measurements of Reactor Neutron Spectra for Radiation Damage Applications // Nuclear Science and Engineering, 1978, vol. 65, p. 316–330.
12. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. с. 100–104.
13. Кошелев А. С., Одинцов Ю. М., Маслов Г. Н., Севастьянов В. Д. Источник тепловых нейтронов для калибровки детекторов «нулевой» толщины // Приборы и техника эксперимента, 1999, № 3, с. 19–26.

Контактная информация –
Хоружий Валентин Харлампиевич
Тел.: (83130) 2-74-92, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 26.02.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 69–82.

МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ, УПРАВЛЕНИЯ И ЗАЩИТЫ ИЯР РАСТВОРНОГО ТИПА

О. А. Мингазов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Рассмотрены вопросы построения структуры модернизированной СУЗ реактора ЯГУАР и ее технической реализации. Описаны каналы измерений и программное обеспечение.

Ключевые слова: система управления и защиты реактора, реактор ЯГУАР, программное обеспечение, каналы измерений.

MODERNIZED AUTOMATED SYSTEM OF CONTROL, GOVERNING AND PROTECTION OF PULSED WATER-SOLUTION REACTOR / O. A. MINGAZOV // Issues of building a structure of YAGUAR modernized pulse nuclear reactor and its technical implementation are discussed. Measuring channels and software are described.

Key words: system of reactor governing and protection, YAGUAR reactor, software, measurement channels.

Введение

Система управления и защиты ядерного реактора – это совокупность средств технического, программного и информационного обеспечения, предназначенных для обеспечения безопасного протекания цепной реакции. Система управления и защиты (СУЗ) является неотъемлемой и специфической частью реактора. Это система, важная для безопасности, совмещает в себе функции нормальной эксплуатации и безопасности и состоит из элементов систем контроля и управления и должна удовлетворять жестким требованиям обеспечения безопасности работы на ИЯР и обладать высокой надежностью. В то же время на исследовательском реакторе СУЗ должна быть достаточно гибкой для отработки различных режимов работы реактора и эксплуатации реактора в этих режимах.

Система управления и защиты относится к классу технически сложных и дорогостоящих устройств. При проектировании и разработке СУЗ ИЯР растворного типа требуется создание специальных физических методик измерения, специальной измерительной, контрольной и управляющей аппаратуры и специального программно-математического обеспечения для нее.

Таким образом, для обеспечения требуемых качеств СУЗ необходим комплексный подход к решению вопросов по обеспечению безопасности, идеологии построения, схемотехники, конструкции и технологии.

Разработка структуры СУЗ

С точки зрения организации управления, автоматизированная СУЗ реактора ЯГУАР – это иерархическая последовательно-параллельная структура с шестью узлами (рис. 1). Во главе этой иерархии находится человек – оператор за пультом управления (ПУ), он осуществляет контроль за состоянием ИЯР как реакторной установки (РУ) и задает управляющие команды посредством ПУ. Следующий уровень – главный компьютер. Он осуществляет прием и визуализацию информации о состоянии РУ, принятие команд с ПУ, проверку допустимости команд для текущего состояния РУ и передачу управляющих команд нижнему звену (ведомому компьютеру) на непосредственное формирование управляющих воздействий. Структурная схема автоматизированной системы управления и защиты растворного ИЯР представлена на рис. 2. При разработке новой структуры СУЗ особое внимание было уделено следующим требованиям:

- приоритет защитных функций над функциями управления;
- обеспечение контроля нейтронно-физических параметров ИЯР;
- уменьшение длины измерительных и сигнальных линий связи.

Дополнительные трудности представляла распределенная «география» компонентов СУЗ: пульт управления реактором расположен в 500 м от стенда ИЯР, исполнительные силовые элементы размещены непосредственно в реакторном зале, а силовые модули – во вспомогательном помещении в 40 м от стенда, ведомый управляющий компьютер и блоки аварийной защиты установлены в стойку в резервной пультовой в 30 м от стенда.

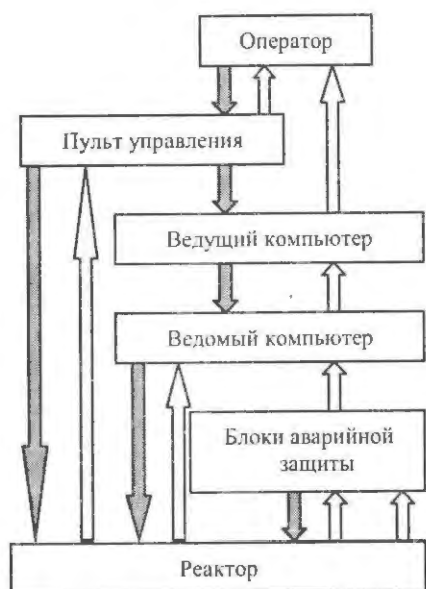


Рис. 1. Структура управления

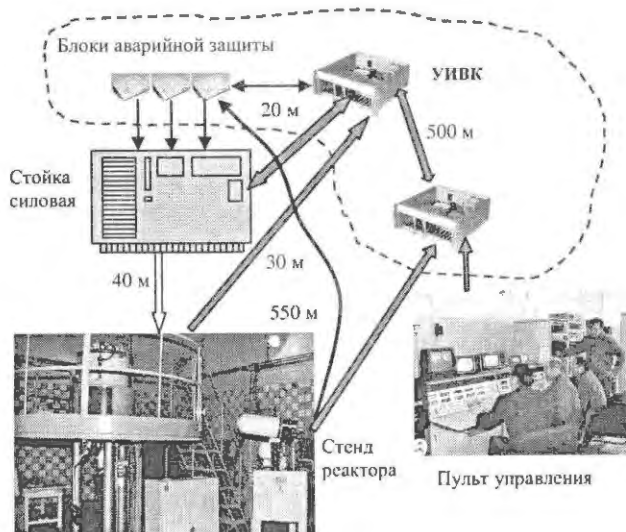


Рис. 2. Структура СУЗ

На рис. 2 выделен объект управления – стенд реактора, в состав которого входят исполнительные элементы и контактные датчики их состояния, датчики температуры, давления, уровня раствора, а также детекторы контроля нейтронного потока и аварийной защиты. Технологическая схема растворного ИЯР (рис. 3) включает в себя растворную систему, газовую систему и систему электропневмоприводов исполнительных элементов (ИЭ) [1]. Всего в технологической системе 28 ИЭ: 20 электропневмоклапанов и 8 электромагнитных реле. Включение исполнительных элементов производится подачей питания на силовые модули, установленные в блоки силовой коммутации, находящиеся в стойке силовой. Выведение регулирующих органов – импульсных стержней из АЗ осуществляется подачей управляющего питания на приводы. Соответственно ввод в АЗ производится снятием питания с приводов, чем обеспечивается пассивная безопасность ИЯР. Управление силовыми модулями осуществляется стандартными сигналами ТТЛ-уровня, вырабатываемыми устройствами цифрового вывода ведомого компьютера.

Ведущий компьютер осуществляет прием и визуализацию информации о состоянии РУ, принятие команд с ПУ, проверку допустимости команд для текущего состояния РУ и передачу управляющих команд ведомому компьютеру. Специфическими функциями ведущего компьютера являются: отображение информации о состоянии ИЯР на двух мониторах (мнемосхема технологической системы и графики мощности нейтронного потока и реактивности), прием кода о нажатой клавише с пульта управления и формирование управляющих команд, опрос дозиметрической аппаратуры, обработка зарегистрированной информации и печать протокола о сеансе работы. Также ведущий компьютер выполняет функции прогнозирования параметров пуска тремя способами: на основе данных предыдущих пусков, с помощью реактиметра и по математической модели. Ведомый компьютер выполняет следующие функции: ввод информации о состоянии ИЭ ИЯР с контактных датчиков посредством модулей цифрового ввода; ввод информации о температуре, давлении, уровне раствора, уровне нейтронного потока с модулей аналогового ввода; прием от ведущего компьютера управляющих команд, заданных оператором с ПУ; анализ текущего состояния ИЯР и принятие решения о формировании предупредительных и аварийных команд; исполнение управляющих команд при отсутствии запрета на их исполнение; асинхронный опрос со-

стояния блоков аварийной защиты; регистрацию нейтронного потока ИЯР в статическом и импульсном режиме; передачу информации о текущем состоянии ИЯР в ведущий компьютер; протоколирование всей информации о сеансе работы. Ведомый компьютер частично дублирует функции ведущего компьютера: анализ состояния ИЯР и принятие решения о формировании предупредительных и аварийных команд и протоколирование. Это сделано с целью обеспечения безопасной эксплуатации реактора. Предполагается повысить степень автоматизации СУЗ, возложив часть функций оператора на ведущий компьютер. В этом случае оператор будет вводить исходную информацию о параметрах предполагаемого пуска и запускать программу подготовки пуска. Компьютер будет пошагово, с обязательным запросом разрешения у оператора, готовить РУ к пуску.

Логика работы СУЗ основывается на таблице состояний, в соответствии с которой осуществляются разрешения и блокировки выполнения операций и формирование аварийных сигналов. Надежность этого технического решения подтверждается почти двадцатилетним опытом эксплуатации реактора.

Основной частью автоматизированной СУЗ являются управляющий информационно-вычислительный комплекс, созданный с использованием двух промышленных компьютеров, объединенных в техническую сеть (рис. 4), и блоки аварийной защиты. Компьютер в промышленном исполнении – это РС-совместимая станция сбора данных Н-2000 производства фирмы «Л-КАРД», сертифицированная как средство измерения по типу.

В состав главного компьютера входят следующие модули и вспомогательные платы: АЦП Н-11 (14 разрядов, 400 кГц), модуль цифрового ввода-вывода Н-43, Ethernet-адаптер и сетевой модем (100 Мбит/с), два монитора для отображения информации, принтер и источник бесперебойного питания.

В состав ведомого компьютера входят следующие модули и вспомогательные платы: АЦП Н-11, модуль гальванически изолированного цифрового ввода Н-41 (4 шт.), модуль цифрового ввода-вывода Н-43 (2 шт.), модуль АЦП мезонинный Н-27 для ввода медленноизменяющихся сигналов, Ethernet-адаптер и сетевой модем (2 Мбит/с), плата последовательного интерфейса RS-485, монитор для отображения информации и источник бесперебойного питания.

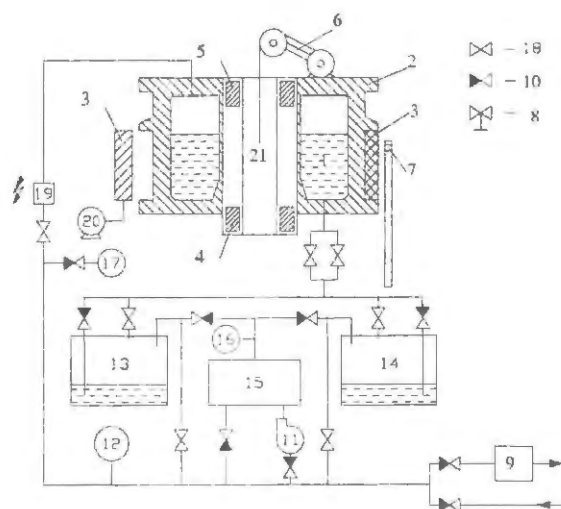


Рис. 3. Технологическая система реактора ЯГУАР: 1 – АЗ; 2 – корпус АЗ; 3 – биологическая защита; 4 – нижний ИС; 5 – верхний ИС; 6 – привод загрузки образцов; 7 – нейтронный источник; 8 – вентиль ручной; 9 – фильтр очистки газов; 10 – клапан нормально закрытый; 11 – насос мембранный; 12, 16, 17 – датчики давления; 13, 14 – баллоны-хранилища жидкого топлива; 15 – газовый баллон; 18 – клапан нормально открытый; 19 – искровой воспламенитель; 20 – привод биологической защиты; 21 – образец на облучательной позиции

Два идентичных блока аварийной защиты состоят из автономного контроллера Е-270 с мезонинным модулем ввода токового сигнала и модуля счетчика-таймера, который обменивается через последовательный интерфейс RS-485 информацией с управляющим компьютером. Контроллер Е-270 построен на основе микропроцессора с энергонезависимой памятью для хранения программы, выполнение которой начинается при подаче питания на контроллер. Измерительная часть контроллера имеет восемь слотов для установки измерительных модулей и восьмибитовые регистры цифрового ввода и вывода. В нашем случае мы использовали модуль измерителя тока для измерения сигнала со сцинтилляционного детектора и модуль ввода импульсов для приема частотно-импульсного сигнала со счетчика нейтронов типа СНМ. Программа с частотой 20 Гц опрашивает состояние измерительных каналов и сравнивает текущее значение с заданными пороговыми значениями и при их превышении выдает соответствующие сигналы в регистр цифрового вывода, который управляет твердотельными реле, размыкающими цепи питания соответствующих исполнительных элементов. Блок аварийной защиты

выдает следующие сигналы: наличие минимума счѐта, предупредительный уровень, аварийный уровень и защита по периоду разгона.

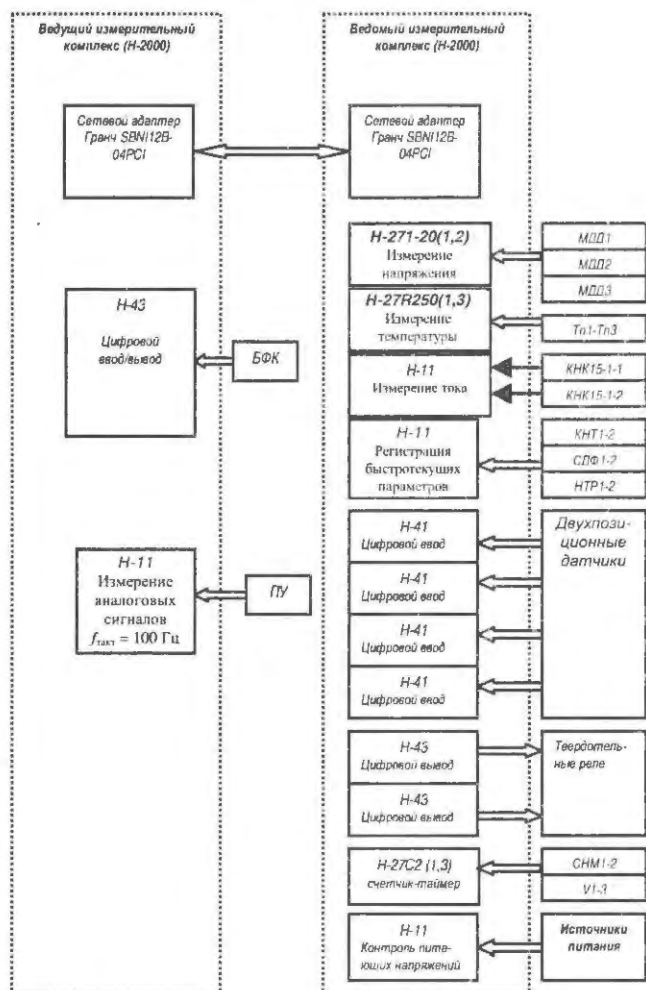


Рис. 4. Функциональная схема каналов ввода-вывода

Разработка каналов измерений

Для получения более точной и полной информации о состоянии реактора были заново разработаны и аттестованы каналы измерения мощности нейтронного потока, уровня раствора, давления в технологической системе и температуры. Каналы измерения мощности нейтронного потока состоят из двух чувствительных (импульсных) и двух грубых (токовых) каналов, которые имеют перекрытие диапазонов [2]. Детекторами чувствительных каналов служат датчики СНМ-18, а грубых – камеры деления КНК15-1. Специально для чувствительных каналов были разработаны усилители-формирователи. Скорость счѐта импульсов по чувствительным каналам измеряют счетчики

импульсов Н27С2, установленные в мезонинный модуль Н27. С помощью измерителей тока Н27И20 измеряется ток по грубым каналам. Давление в газовой системе измеряется с помощью датчиков «Метран-100», унифицированный токовый сигнал с которых принимается измерителями тока. Уровень раствора в баллонах-хранилищах измеряется с помощью емкостных уровнемеров, выдающих частоту ТТЛ-уровня в зависимости от уровня раствора. Частота измеряется счетчиками импульсов Н27С2. Регистрация мощности нейтронного потока и формы импульса в импульсном режиме производится с помощью камеры деления КНТ-54 и сцинтилляционного датчика формы.

Разработка программного обеспечения

Для выполнения функций ведущим и ведомым компьютерами было разработано специализированное программное обеспечение (ПО) – программный комплекс «Пума». ПО функционирует в операционной системе Windows 2000 Professional. В состав ПО входит ПО ведущего и ведомого измерительно-управляющего комплекса. ПО обоих компьютеров в основе имеют одну программную структуру, на которую положены процедуры реализации конкретных функций.

Схема основной рабочей программы представлена на рис. 5. Программа ведущего (главного) компьютера имеет три режима работы: «конфигурирование каналов ввода-вывода», «диагностика», «работа». Режим «конфигурирование каналов ввода-вывода» позволяет выбрать доступный физический канал и подключить его к внутреннему логическому каналу программы, который соответствует конкретному объекту реакторной установки. В этом режиме производится поиск установленных в компьютер устройств ввода-вывода, ввод из файла текущей конфигурации каналов ввода-вывода и при необходимости переконфигурирование каналов. Этот режим необходим при замене устройств ввода-вывода. «Диагностика» – это проверка работоспособности отдельных ИЭ реакторной установки и измерения времени их срабатывания. «Работа» – основной режим программы. В этом режиме обеспечивается полный контроль и управление реакторной установкой. Рабочие окна программы представлены на рис. 6.

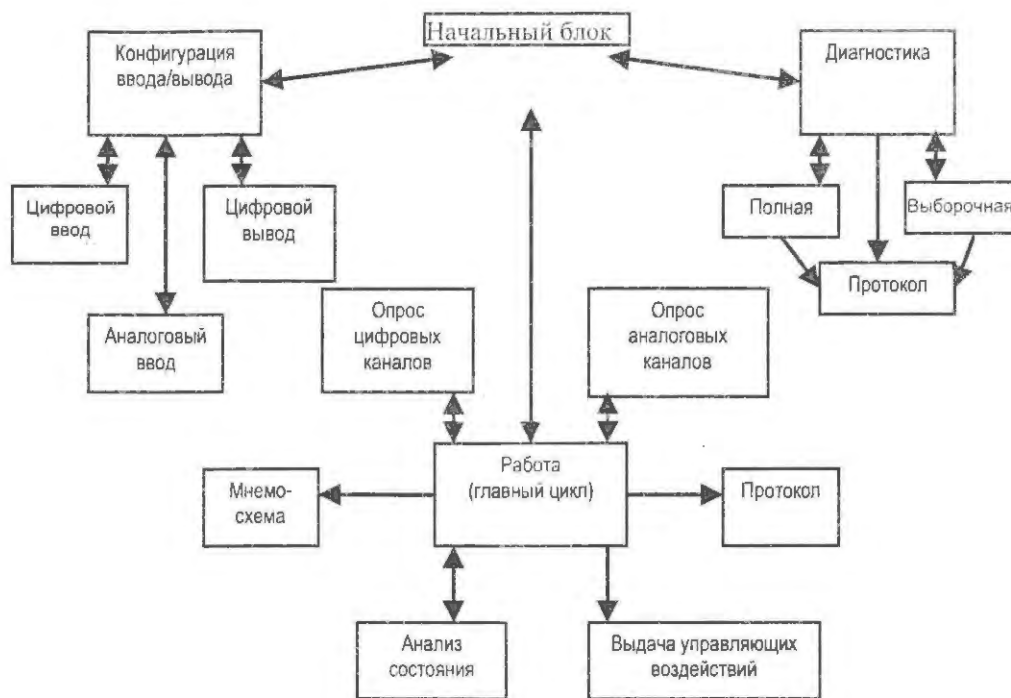


Рис. 5. Структурная схема программы «ПУМА-М»

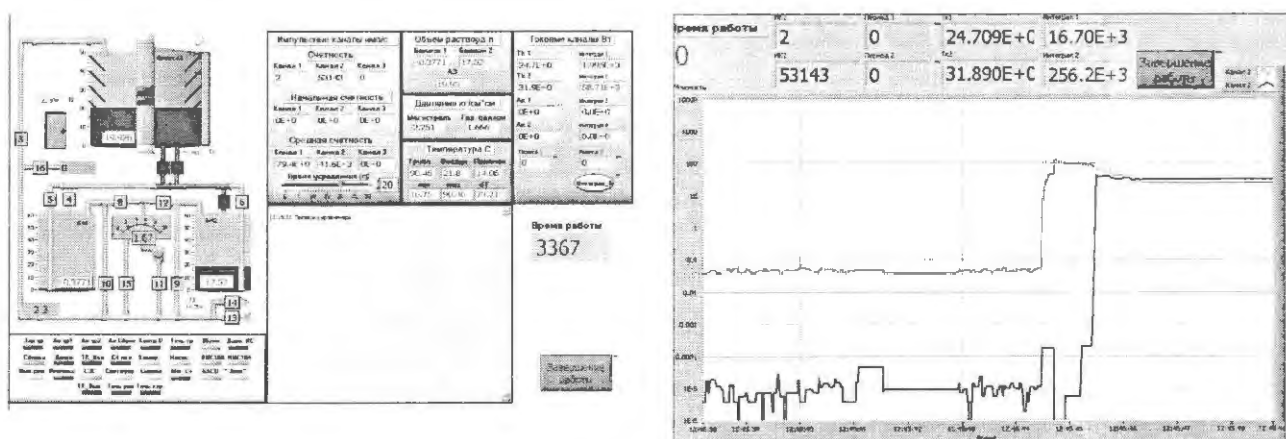


Рис. 6. Рабочие окна программы «ПУМА-М»

Программа ведомого компьютера всегда работает в одном режиме. Она обеспечивает ввод информации о состоянии ИЭ РУ с контактных датчиков посредством модулей цифрового ввода; ввод информации о температуре, давлении, уровне раствора, уровне нейтронного потока с модулей аналогового ввода; прием от ведущего компьютера управляющих команд; анализ текущего состояния ИЯР и принятие решения о формировании предупредительных и аварийных команд; исполнение управляющих команд при отсутствии запрета на их исполнение; асинхронный опрос состояния блоков аварийной защиты; регистрацию нейтронного потока ИЯР в статическом и им-

пульсном режимах; передачу информации о текущем состоянии ИЯР в ведущий компьютер; протоколирование всей информации о сеансе работы.

Заключение

Модернизация автоматизированной СУЗ ИЯР растворного типа повышает безопасность и надежность работы РУ. Улучшает качество управления реактором во всех режимах за счет повышения точности измерения параметров реактора и повышения степени автоматизации. На данный момент проводится подготовка к физическому пуску реактора.

Список литературы

1. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ / Под ред. А. В. Лукина. 2002, с. 269–277.
2. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Мингазов О. А. и др. Физические особенности импульсного реактора ЯГУАР с радиальным разлетом топлива // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2001, вып. 1/2, с. 14–15.

Контактная информация –

Мингазов Олег Адибович

тел.: 8(35146)40546, E-Mail: oleg_mingazov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 26.02.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 83–88.

ТЕСТОВЫЙ ПРИМЕР ПРОВЕРКИ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ВЕРОЯТНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ (ПН-1.1) С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДИКИ А. Р. РЖАНИЦЫНА

А. Ю. Кузьмичевский, А. Ф. Гетман

ОАО «ВНИИАЭС», 109507, г. Москва

Описан метод оценки ресурса оборудования и трубопроводов АЭС в вероятностном аспекте.

Метод является развитием классического подхода Ржаницына А. Р. к определению вероятности разрушения конструкции при статических нагрузках.

Метод позволяет учитывать качество конструкций, оборудования и трубопроводов по критерию их дефектности, в том числе после проведения неразрушающего контроля и ремонта выявленных дефектов.

На основе метода разработан один из модулей вычислительного комплекса на основе Maple 12, позволяющий проводить расчет вероятностей разрушения, течей и дефектов оборудования и трубопроводов АЭС, оптимизацию их неразрушающего контроля и технического обслуживания во время эксплуатации.

Даны примеры оценки ресурса и вероятности разрушения элементов оборудования АЭС.

Ключевые слова: ресурс оборудования АЭС, метод оценки ресурса, вероятность разрушения, циклическое нагружение.

TEST EXAMPLE OF CHECK OF THE SOFTWARE FOR CALCULATION OF PROBABILITY OF DESTRUCTION (ПН-1.1) WITH USE OF A. RZHANITSYN'S METHODOLOGY / A. Yu. KUZ'MICHEVSKIY, A. F. GETMAN // The method of the resource estimation of equipment and pipelines of nuclear power plants in probability aspect is described.

The method is development of the classical approach of A. Rzhanitsyn to definition of probability of destruction of a design at static loadings.

The method allows to consider quality of designs, the equipment and pipelines by criterion of their faultiness, including after carrying out of non-destroying test and repair of the revealed defects.

Based on the method developed by one of modules of the computer complex based on the Maple 12 to carry out the calculation of the probability of destruction, leaks and defects in equipment and pipelines of nuclear power plant, optimization of non-destructive testing and maintenance during operation.

There are examples of resource assessment and the probability of destruction of nuclear power plant equipment.

Key words: equipment resource of atomic power plant, resource evaluation method, destruction probability, cyclical loading.

На статистический разброс характеристик прочности и ресурса конструкции оказывает влияние большое число факторов. Однако можно выделить несколько факторов, которые оказывают решающее влияние. К таким факторам можно отнести статистический разброс прочностных характеристик материала, характеристик условий эксплуатации, прежде всего термосиловых и коррозионных, а также характеристик остаточной дефектности материала конструкций, если она содержит сварные соединения, литые или другие элементы, в которых под действием технологии

изготовления или условий эксплуатации могут возникнуть несплошности.

В методике учитывают законы распределения прочностных свойств, нагрузки, дефектов, а также влияние цикличности приложения нагрузки, влияние коррозионной среды и механизмов разрушения [1].

Основное уравнение для вычисления вероятности разрушения P_p имеет вид

$$P_p = \iiint_{\omega} \rho(x_1)\rho(x_2)\rho(a)dadx_1dx_2, \quad (1)$$

где $\rho(x_1)$ – дифференциальная функция распределения прочностной характеристики, конкретный вид которой зависит от критерия прочности или критерия разрушения; $\rho(x_2)$ – дифференциальная функция распределения характеристики нагружения, конкретный вид которой зависит также от критерия прочности (критерия разрушения) и условий эксплуатации; a – характеристический размер дефекта; ω – область интегрирования, зависит от используемых критериев прочности или критериев разрушения.

Для каждого механизма разрушения (хрупкое, вязкое и квазихрупкое) обобщенное уравнение имеет собственный вид. Например, если конструкция находится в состоянии, при котором возможно хрупкое разрушение, и имеется вероятность существования в ней несплошностей, то в этом случае вероятность хрупкого разрушения такой конструкции можно описать уравнением [1]:

$$P_p = \int_{K_{1c \min}^*}^{K_{1c \max}^*} \rho_{K_{1c}}(K_{1c}) \int_{\sigma_{\min}^*}^{\sigma_{\max}} \rho_{\sigma}(\sigma) P_a(a \geq a_{cr}) d\sigma dK_{1c}, \quad (2)$$

в котором $\rho_{K_{1c}}$ и ρ_{σ} – функции плотности вероятностей соответственно критических коэффициентов интенсивности напряжений K_{1c} и эксплуатационного напряжения σ ; P_a – интегральная функция вероятностей существования в рассматриваемом оборудовании трещины размером, не меньше a .

Область интегрирования в выражении (2) определяется условием

$$\sigma f_1 \sqrt{\pi a} > K_{1c}, \quad (3)$$

в котором f_1 – функция, зависящая от формы трещины, места ее расположения в конструкции и их геометрических размеров. Использование условия (3) дает следующие выражения для пределов интегрирования:

$$\begin{aligned} K_{1c \max}^* &= \sigma_{\max} f_1 \sqrt{\pi a_{\max}}, \\ \sigma_{\min}^* &= K_{1c} / (f_1 \sqrt{\pi a_{\max}}), \\ a_{cr} &= K_{1c}^2 / (\pi f_1 \sigma^2). \end{aligned} \quad (4)$$

При этом σ_{\max} – максимально возможное эксплуатационное напряжение; a_{\max} – максимально возможный в рассматриваемом оборудовании дефект; $K_{1c \min}$ – нижняя граница для возможных

значений коэффициента интенсивности напряжений.

Функции $\rho_{K_{1c}}$ и ρ_{σ} могут быть описаны уравнениями типа уравнений нормального закона Гаусса. При стремлении дисперсии к нулю нормальное распределение стремится к δ -функции. В этом случае из уравнения (2) можно получить более простые выражения:

$$P_p = \int_{K_{1c \min}}^{K_{1c \max}^*} \rho_{K_{1c}}(K_{1c}) P_a(a \geq a_{cr}) dK_{1c} \quad (5)$$

при отсутствии разброса σ ;

$$P_p = \int_{\sigma_{\min}^*}^{\sigma_{\max}} \rho_{\sigma}(\sigma) P_a(a \geq a_{cr}) d\sigma \quad (6)$$

при отсутствии разброса K_{1c} ;

$$P_p = P_a(a \geq a_{cr}) \quad (7)$$

при отсутствии разброса K_{1c} и σ .

В последнем выражении в наиболее простом виде проявляется прямая связь между неразрушающим контролем, остаточной дефектностью и прочностью.

Если в конструкции отсутствуют дефекты, то из уравнения (2) выпадает член, связанный с размером дефекта. Например, для вероятности разрушения бездефектной конструкции с критерием прочности материала в виде предела текучести σ_T и случайной статической нагрузкой, характеризуемой напряжением σ , получим

$$P_p = \int_{\sigma_{T \min}}^{\sigma_{\max}} \rho_{\sigma_T}(\sigma_T) \int_{\sigma_T}^{\sigma_{\max}} \rho_{\sigma}(\sigma) d\sigma d\sigma_T. \quad (8)$$

Видно, что в этом случае получено описание модели А. Р. Ржаницына [2].

При использовании описанной выше методики расчетов был разработан один из модулей программного комплекса ПН-1.1 (Определение вероятности разрушения, течей и дефектов оборудования и трубопроводов АЭС, оптимизация их неразрушающего контроля и технического обслуживания во время эксплуатации), предназначенный для расчета вероятности разрушения. Один из результатов расчета с использованием этого модуля приведен ниже для случая определения вероятности разрушения в задаче Ржаницына [2].

Сравнение результатов расчета по двум методикам проведем на примере расчета стальных конструкций.

Расчет стальных конструкций по методу А. Р. Ржаницына [2]

В соответствии с концепцией допускаемого напряженно-деформированного состояния условие прочности записывается в виде

$$\left(\begin{array}{l} \text{напряженно-деформи-} \\ \text{рованное состояние} \\ \text{элемента} \\ \text{конструкции} \end{array} \right) \leq \left(\begin{array}{l} \text{допускаемые} \\ \text{в эксплуатации} \\ \text{характеристики} \\ \text{напряженно-деформи-} \\ \text{рованного состояния} \end{array} \right).$$

Простейшим примером такого условия может служить формула прочности растянутого стержня

$$R = \sigma_{\text{пр}} - \frac{N}{F} > 0, \quad (9)$$

где N – растягивающее усилие; F – площадь сечения стержня; $\sigma_{\text{пр}}$ – предел прочности материала стержня.

В общем случае неравенство (9) можно записать в виде

$$R(x_1, x_2, \dots, x_n) > 0, \quad (10)$$

где x_1, x_2, \dots, x_n представляют собой некоторые расчетные величины.

Каждая из расчетных величин x_1, x_2, \dots, x_n может иметь некоторые отклонения от своего среднего (ожидаемого) значения, и эти отклонения могут быть охарактеризованы какой-то функцией распределения их $p_r(x_1, x_2, \dots, x_n)$, полученной статистическим путем или на основании теоретических соображений. От этой функции можно перейти к кривой распределения R при помощи формулы

$$p_R = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dR}{dx_1} p_r(x_1, x_2, \dots, x_n) dx_2 dx_3, \dots, dx_n. \quad (11)$$

(n-1 раз)

Остается определить вероятность невыполнения неравенства (10), или вероятность выполнения условия разрушения

$$R(x_1, x_2, \dots, x_n) < 0. \quad (12)$$

Зная кривую p_R , это сделать очень легко. Достаточно только проинтегрировать ее от минус бесконечности до нуля, т. е. определить ординату интегральной кривой распределения R для значе-

ния $R = 0$:

$$V = \int_{-\infty}^0 p_R dR = P_R(0). \quad (13)$$

Здесь V означает вероятность разрушения.

В общем случае произвольной функции распределения r и q вероятность разрушения V может быть определена по формуле

$$\begin{aligned} p_R &= \int_{-\infty}^{\infty} p(R+q, q) dq; \\ V = P_R(0) &= \int_{-\infty}^0 p_R dR = \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} p(R+q, q) dq dR = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{r=q} p(r, q) dr dq. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, функцию распределения $p(r, q)$ следует интегрировать в плоскости r, q по площади, лежащей ниже прямой $r = q$.

Практически это сделать нетрудно численным путем, так как значения функции $p(r, q)$ во всех направлениях довольно быстро затухают.

В стальных конструкциях условно за разрушающее напряжение принимают предел текучести σ_T . Допускаемое напряжение в конструкциях $[\sigma]$ определяется коэффициентом запаса прочности, который в разных нормативных документах может иметь разное значение, например, для стали марки Ст. 3 принимали его равным 1400 кг/см^2 , а затем оно было повышено до 1600 кг/см^2 . Предполагалось, что в первом случае обеспечивался запас прочности относительно минимального предела текучести – 2200 кг/см^2 ,

$$\frac{2200}{1400} = 1,57, \text{ а во втором} - \frac{2200}{1600} = 1,37.$$

В описанном выше подходе запас прочности должен исчисляться не относительно минимального, а относительно среднего ожидаемого предела текучести. Для определения последнего будем исходить из фактической кривой распределения пределов текучести для стали марки Ст. 3 (рис. 1). Обработывая эту кривую, получаем для предела текучести

$$m_{\sigma_T} = 2663 \text{ кг/см}^2; \sqrt{D_{\sigma_T}} = 284 \text{ кг/см}^2.$$

Коэффициент вариации предела текучести, таким образом, равен

$$A_r = A_{\sigma_T} = \frac{284}{2663} = 0,106.$$

Коэффициенты запаса по отношению к ожидаемому пределу текучести будут составлять

$$\frac{2663}{1400} = 1,90 \quad \text{и} \quad \frac{2663}{1600} = 1,67.$$

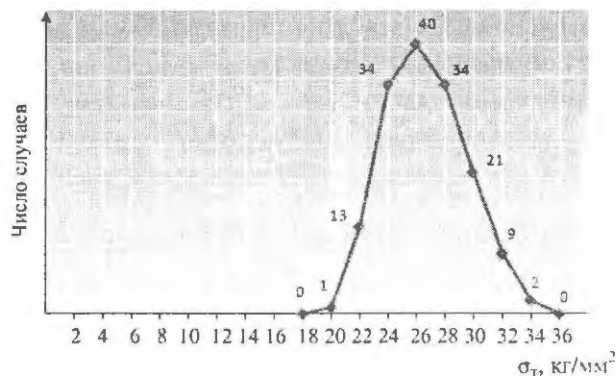


Рис. 1. Кривая распределения пределов текучести стали марки Ст. 3

При этом допускаемое напряжение принимаем за ожидаемое напряжение в опасном сечении при заданной нагрузке. Однако расчетчики иногда несколько преувеличивают нагрузки и сечения при проектировании, и поэтому ожидаемое напряжение будет несколько меньше. Учет этого обстоятельства может быть сделан лишь после статистической обработки физических опасных напряжений в конструкциях.

Примем коэффициент вариации нагрузки $A_q = 0,100$, т. е. примерно такой же, как и для прочности материала σ_r . Корреляцию между нагрузкой и прочностью будем считать равной нулю. Тогда характеристики безопасности и вероятности разрушения для обоих рассматриваемых случаев можно определить по формулам:

$$\text{при } [\sigma] = 1400 \\ \gamma = \frac{1,90 - 1,0}{\sqrt{0,106^2 \cdot 1,90^2 + 0,1^2}} = 4; \quad V = 0,000032;$$

$$\text{при } [\sigma] = 1600 \\ \gamma = \frac{1,67 - 1,0}{\sqrt{0,106^2 \cdot 1,67^2 + 0,1^2}} = 3,3; \quad V = 0,00045.$$

Отсюда следует, что повышение допускаемых напряжений на 200 кг/см^2 увеличило для данного случая вероятность разрушения примерно в 14 раз. Однако эта вероятность все же осталась достаточно малой. Фактическая вероятность разрушения будет еще меньше вследствие указанного выше уменьшения ожидаемого (расчетного) на-

пряжения в опасном сечении по сравнению с допускаемым.

Далее можно сделать вывод о том, что при расчете с подбором сечений дисперсия опасного напряжения будет больше, чем при проверочном расчете конструкций. Действительно, в первом случае отклонения напряжений зависят не только от отклонения внешней нагрузки от расчетной величины, как во втором случае, но и от ограниченности ассортимента размеров сечений элементов, которые может выбирать конструктор.

Поэтому при расчете с подбором сечений изменчивость будет больше, и допускаемые напряжения должны быть ниже (при условии, что конструктор в равной мере отклоняется от допускаемых напряжений в обе стороны).

Определения вероятности разрушения конструкции по предлагаемой методике

Используя программный комплекс ПН-1.1 [3], проводился расчет на основании примера для расчета стальных конструкций по методу А. Р. Ржаницына (см. выше). В результате проведенных расчетов были получены вероятности разрушения при входных данных из примера А. Р. Ржаницына.

Расчет № 1:

$\bar{\sigma}_r = 2663 \text{ кг/см}^2 \approx 266,3 \text{ МПа}$ — средний ожидаемый предел текучести;

$\sqrt{D_{\sigma_r}} = 284 \text{ кг/см}^2 \approx 28,4 \text{ МПа}$ — среднее квадратическое отклонение предела текучести;

$\bar{\sigma} = 1400 \text{ кг/см}^2 \approx 140 \text{ МПа}$ — среднее значение напряжения;

$\sqrt{D_{\sigma}} = 140 \text{ кг/см}^2 \approx 14 \text{ МПа}$ — среднее квадратическое отклонение напряжения.

Расчет № 2:

$\bar{\sigma}_r = 2663 \text{ кг/см}^2 \approx 266,3 \text{ МПа}$ — средний ожидаемый предел текучести;

$\sqrt{D_{\sigma_r}} = 284 \text{ кг/см}^2 \approx 28,4 \text{ МПа}$ — среднее квадратическое отклонение предела текучести;

$\bar{\sigma} = 1600 \text{ кг/см}^2 \approx 160 \text{ МПа}$ — среднее значение напряжения;

$\sqrt{D_{\sigma}} = 160 \text{ кг/см}^2 \approx 16 \text{ МПа}$ — среднее квадратическое отклонение напряжения.

Получили вероятности разрушения при варьировании размаха распределения нагрузки и предела текучести.

Расчет № 1

	$2\sqrt{D}_\sigma$	$3\sqrt{D}_\sigma$	$4\sqrt{D}_\sigma$	$5\sqrt{D}_\sigma$	$6\sqrt{D}_\sigma$
$2\sqrt{D}_{\sigma_T}$	—	—	—	$0,2 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$
$3\sqrt{D}_{\sigma_T}$	—	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$
$4\sqrt{D}_{\sigma_T}$	$8,7 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$
$5\sqrt{D}_{\sigma_T}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$
$6\sqrt{D}_{\sigma_T}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$

Расчет № 2

	$2\sqrt{D}_\sigma$	$3\sqrt{D}_\sigma$	$4\sqrt{D}_\sigma$	$5\sqrt{D}_\sigma$	$6\sqrt{D}_\sigma$
$2\sqrt{D}_{\sigma_T}$	—	—	$9,2 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
$3\sqrt{D}_{\sigma_T}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
$4\sqrt{D}_{\sigma_T}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$
$5\sqrt{D}_{\sigma_T}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$
$6\sqrt{D}_{\sigma_T}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$

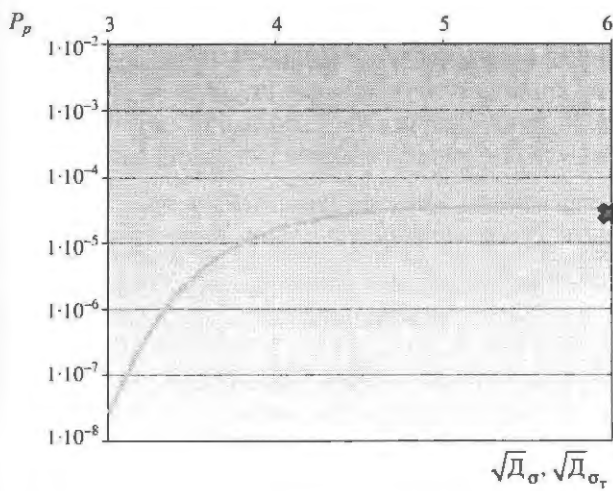


Рис. 2. Вероятность разрушения конструкции при $[\sigma] = 1400$

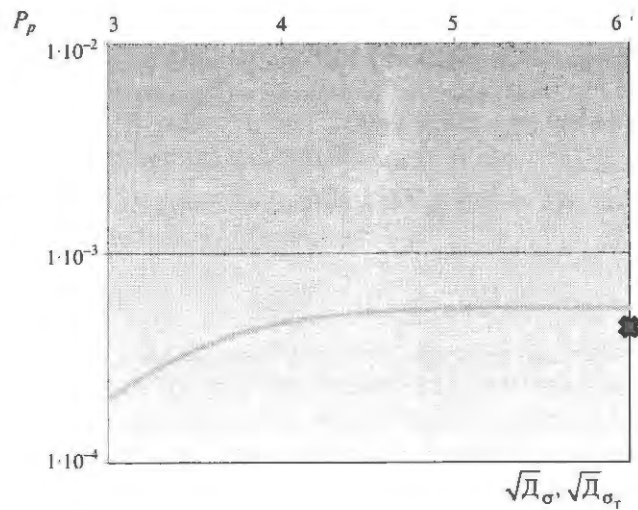


Рис. 3. Вероятность разрушения конструкции при $[\sigma] = 1600$

Получили при допускаемых напряжениях в конструкциях $[\sigma] = 1400$ вероятность разрушения $P_p = 3,3 \cdot 10^{-5}$ и при $[\sigma] = 1600$ вероятность разрушения $P_p = 5,5 \cdot 10^{-4}$. Полученные вероятности близки к результатам, полученным по методике А. Р. Ржаницына (отмечены крестиком на рис. 2, 3), небольшое расхождение связано с возможным различием выбора среднеквадратичного отклонения во втором случае и погрешностью компьютерного расчета (программа ПН-1.1) и расчета с использованием табличных значений [2].

Список литературы

1. Гетман А. Ф., Козин Ю. Н. Неразрушающий контроль и безопасность эксплуатации сосудов и трубопроводов давления. – М.: Энергоатомиздат, 1997.

2. Ржаницын А. Р. Расчет сооружений с учетом пластических свойств металлов. – Стройиздат, 1979, 236 с.

3. Аркадов Г. В., Гетман А. Ф., Кузьмичевский А. Ю. Программный комплекс ПН-1.1 (Определение вероятности разрушения, течей и дефектов оборудования и трубопроводов АЭС, оптимизация их неразрушающего контроля и технического обслуживания во время эксплуатации). – М.: ВНИИАЭС, 2007.

Контактная информация –
Кузьмичевский Александр Юрьевич
тел.: 8(965)298-34-78 akuzmichevskiy@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 26.02.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 89–94.

**Экспериментальные работы по нейтронным характеристикам
простых критических сборок,
выполненные во ВНИИЭФ во второй половине 50-х годов прошлого века**

УДК 621.039.51

**НЕЙТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК
ИЗ ^{235}U (89,6 %) и ^{239}Pu БЕЗ ОТРАЖАТЕЛЕЙ***

А. А. Малинкин, В. А. Давиденко, В. Ф. Колесов, М. И. Кувшинов, Б. Д. Сциборский

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приведены результаты исследования пространственно-энергетических распределений нейтронов и полных чисел реакции для сферических критическихборок из ^{235}U (89,6 %) и ^{239}Pu без отражателей. Исследование проведено на основе измерения плотностей и эффективных сечений различных энергочувствительных реакций, для которых с хорошей точностью известен ход сечений в зависимости от энергии монохроматических нейтронов. Использовались реакции деления ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{237}Np , ^{232}Th и реакции $^{32}\text{S}(np)$, $^{238}\text{U}(n2n)$, $^{232}\text{Th}(n2n)$, $^{238}\text{U}(n-\gamma)$, $^{197}\text{Au}(n-\gamma)$, $^6\text{Li}(n-\alpha)$, $^{10}\text{B}(n-\alpha)$. Приведены также некоторые локальные и средние для всей активной зоны интегральные спектральные характеристики нейтронов.

Ключевые слова: критические сборки, нейтронные характеристики критическихборок, уран-235, плутоний-239, сечения ядерных реакций, спектр нейтронов, энергочувствительные реакции, метод восстановления спектра.

NEUTRON CHARACTERISTICS OF CRITICAL ASSEMBLIES MADE OF ^{235}U (89.6 %) AND ^{239}Pu WITHOUT REFLECTORS / A. A. MALINKIN, V. A. DAVIDENKO, V. F. KOLESOV, M. I. KUVSHINOV, B. D. STCIBORSKI // The article presents results of studying of energy-spatial neutron distributions and total reaction numbers for spherical critical assemblies made of ^{235}U (89.6 %) and ^{239}Pu without reflectors. The study was performed on the basis of measurement of densities and efficient cross-sections of different energy-sensitive reactions for which a dependence of cross-sections on energy of monochromatic neutrons is known with good precision. There were used fission reactions of ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{237}Np , ^{232}Th and reactions of $^{32}\text{S}(np)$, $^{238}\text{U}(n2n)$, $^{232}\text{Th}(n2n)$, $^{238}\text{U}(n-\gamma)$, $^{197}\text{Au}(n-\gamma)$, $^6\text{Li}(n-\alpha)$, $^{10}\text{B}(n-\alpha)$. Some local and average (for the entire core) integral spectral neutron characteristics are also reported.

Key words: critical assemblies, neutron characteristics of critical assemblies, uranium-235, plutonium-239, nuclear reactions cross-sections, neutron spectrum, energy sensitive reactions, spectrum recovery method.

Введение

Исследованию свойств простых критическихборок на быстрых нейтронах посвящен ряд работ, выполненных в США [1, 2]. Экспериментальные исследования простых критическихборок представляют значительный интерес при разработке реакторов на быстрых нейтронах (проверка методик расчета и используемых в них ядерных констант). В настоящей работе приводятся результаты исследования пространственно-энергетических распределений нейтронов и полных чисел реакций для сферических критическихборок из ^{235}U (89,6 %) и ^{239}Pu без отражателей.

Пространственно-энергетические распределения нейтронов исследовались с помощью измерения плотностей и эффективных сечений различных энергочувствительных реакций, для которых с хорошей точностью известен ход сечения в зависимости от энергии монохроматических нейтронов. В качестве таких реакций использовались реакции деления ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{237}Np , ^{232}Th и реакции $^{32}\text{S}(np)$, $^{238}\text{U}(n2n)$, $^{232}\text{Th}(n2n)$, $^{238}\text{U}(n-\gamma)$, $^{197}\text{Au}(n-\gamma)$, $^6\text{Li}(n-\alpha)$, $^{10}\text{B}(n-\alpha)$.

Некоторые из перечисленных реакций происходят в самих критическихбороках. Измеренные для них распределения использовались для опре-

* Статья написана по работе, выполненной в 1957–1958 гг.

деления полных чисел реакций и баланса нейтронов в сборках.

Исследуемые критические сборки составлялись из полусферических слоев толщиной 7–8 мм. Сборка из обогащенного урана КС-1 общей массой 58,40 кг и средней по объему плотностью 18,20 г/см³ содержала (по массе) 89,6 % ²³⁵U и 10,4 % ²³⁸U. Она имела центральную полость радиусом 10,00 мм; внешний радиус 91,5 мм. Сборка из плутония КС-2 общей массой 19,34 кг и средней по объему плотностью 15,02 г/см³ содержала (по массе) 95,3 % ²³⁹Pu, 1,7 % ²⁴⁰Pu, 1,236 % Ni и 1,8 % балластных примесей. Сборка имела центральную полость радиусом 14 мм; внешний радиус 67,5 мм.

Для проведения измерений внутри активных зон имелись измерительные каналы диаметром 22 мм, которые можно было закладывать специальными вкладышами из материала активных зон.

Пространственные распределения плотностей реакций и потока нейтронов

Плотности всех реакций деления, а также реакций ⁶Li(nα) и ¹⁰B(nα) измерялись малогабаритными ионизационными камерами, имеющими форму диска диаметром 14–18 мм и толщиной 2–3 мм. Каждая камера содержала слои индикаторных веществ общей массой от 0,1 до 2 мг. Ошибка в определении количества вещества в слоях составляла для различных камер от 2 до 7 %.

Распределения плотностей реакций ²³⁸U(nγ), ¹⁹⁷Au(nγ), ³²S(np), ²³⁸U(n2n), ²³²Th(n2n) измерялись методом активации. После облучения измерялись β-активности ²³⁹Np, ¹⁹⁸Au, ²³⁷U и ²³¹Th. Во всех случаях, за исключением золота, прибегали к методу радиохимической очистки от продуктов сопутствующих реакций и от дочерних продуктов естественного распада исходного вещества. Абсолютный β-счет осуществлялся с помощью 4π-счетчиков.

При проведении измерений камеры или образцы индикаторных веществ устанавливались в различных точках по радиусу в вертикальном измерительном канале, который закладывался вкладышами из материала активной зоны. Измеряемые плотности реакций нормировались на один атом изотопа и на один нейтрон утечки из сборки. Поток нейтронов из сборок измерялся с помощью «длинных счетчиков» с точностью 3,5–4 %.

Результаты измерений представлены на рис. 1, 2. Как видно из рис. 1, 2, распределения плотностей различных реакций имеют приблизительно одинаковый ход. Это говорит о равновесном характере

спектра нейтронов по радиусу. В обеих сборках имеет место лишь небольшое ужесточение спектра по направлению от центра к границе сборок. Так отношение плотностей реакций ²³⁸U(nf) и ²³⁹Pu(nf), равное отношению сечений σ_f(²³⁸U)/σ_f(²³⁹Pu) и характеризующее долю жесткой части спектра нейтронов, на границе сборок на 8–9 % больше, чем в центре.

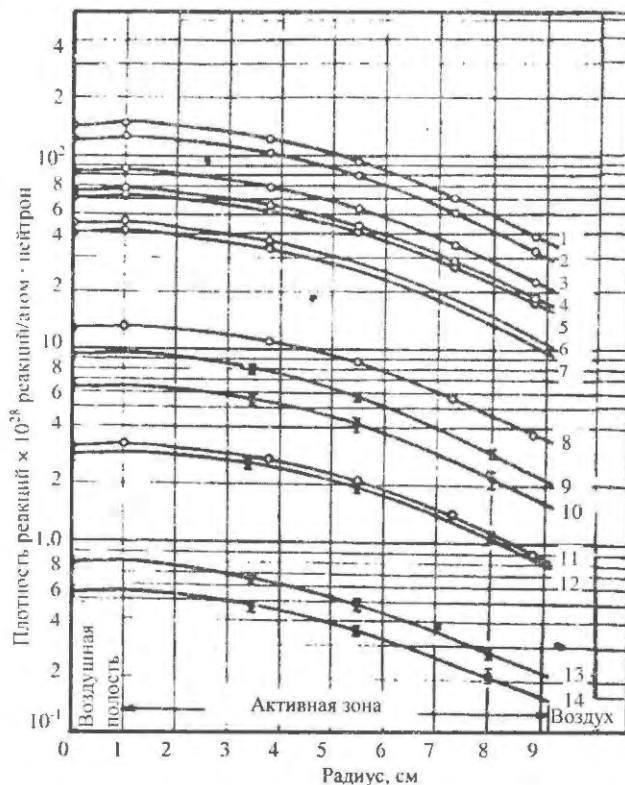


Рис. 1. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-1: 1 — ²³³U(nf); 2 — ²³⁹Pu(nf); 3 — ²³⁵U(nf); 4 — ²⁴⁰Pu(nf); 5 — ²³⁷Np(nf); 6 — ⁶Li(nα); 7 — ¹⁰B(nα); 8 — ²³⁸U(nf); 9 — ¹⁹⁷Au(nγ); 10 — ²³⁸U(nγ); 11 — ²³²Th(nf); 12 — ³²S(np); 13 — ²³⁸U(n2n); 14 — ²³²Th(n2n)

Из рисунков видно также, что распределения плотностей реакций имеют небольшой провал в центральной полости, связанный с уменьшением потока нейтронов в этом месте.

Распределение полного потока нейтронов в сборках находилось по распределению плотности делений ²³⁹Pu после введения небольшой поправки на изменение σ_f(²³⁹Pu) по радиусу*. Это распределение потока $f_i(r)$ удовлетворительно описывается одногрупповой формулой

$$\varphi(r) = A \frac{\sin Kr}{Kr}. \quad (1)$$

При $k(kc-1) = 0,28 \text{ см}^{-1}$ $k(kc-2) = 0,35 \text{ см}^{-1}$.

* В исследуемых сборках σ_f(²³⁹Pu) изменяется по радиусу не более чем на 2 %.

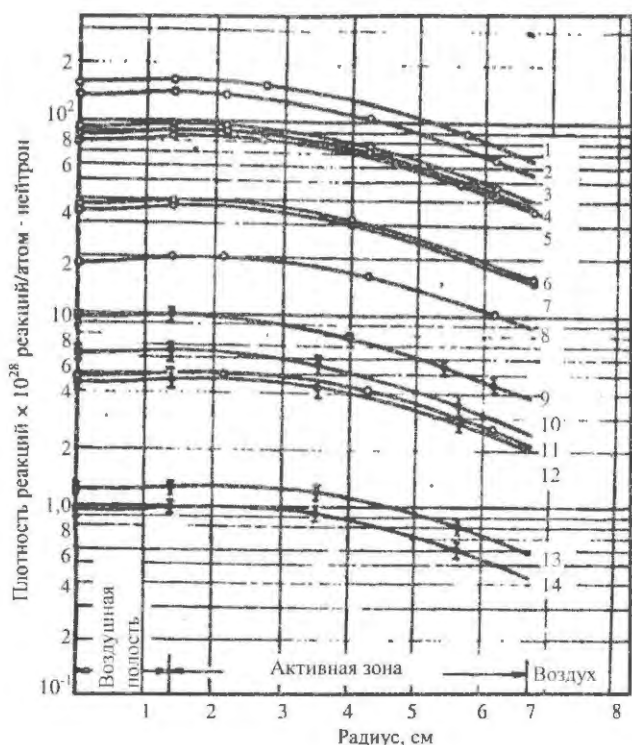


Рис. 2. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-2: 1 - $^{233}\text{U}(nf)$; 2 - $^{239}\text{Pu}(nf)$; 3 - $^{235}\text{U}(nf)$; 4 - $^{240}\text{Pu}(nf)$; 5 - $^{237}\text{Np}(nf)$; 6 - $^6\text{Li}(na)$; 7 - $^{10}\text{B}(na)$; 8 - $^{238}\text{U}(nf)$; 9 - $^{197}\text{Au}(n\gamma)$; 10 - $^{238}\text{U}(n\gamma)$; 11 - $^{232}\text{Th}(nf)$; 12 - $^{32}\text{S}(np)$; 13 - $^{238}\text{U}(n2n)$; 14 - $^{232}\text{Th}(n2n)$

Эффективные сечения реакций

Прямые измерения сечений производились на нейтронах утечки для большинства реакций деления. Для этой цели использовались хорошо откалиброванные делительные камеры, массы делящихся слоев которых были известны с точностью 2-3%. Поток нейтронов утечки измерялся с помощью «длинных счетчиков» путем сравнения с потоком от эталонного источника, мощность которого была известна с точностью $\pm 3\%$.

Сечения на нейтронах утечки для остальных реакций, а также сечения всех реакций для внутренних точек сборки $\sigma_j(r)$, определялись из соотношений

$$\sigma_j(r) = \frac{\alpha_j(r)}{\alpha_g(r)} \sigma_g(r), \quad (2)$$

где $\sigma_j(r)/\alpha_g(r)$ - отношение плотности ^{239}Pu реакции j к плотности деления Pu в точке r ; $\sigma_g(r)$ - сечение реакции деления ^{239}Pu в той же точке.

Результаты измерения сечений для центра и границы сборки КС-1 и КС-2 приведены в табл. 1.

Эти сечения сравниваются с сечениями для центра американских сборок «Godiva» (^{235}U - 94%) и «Jezebel» (^{239}Pu) [1, 2], близких по составу сборкам КС-1, КС-2. В таблице приводятся также значения сечений, полученные осреднением хода элементарных сечений $\sigma_j(E)$ [3] по спектру деления ^{235}U

$$\left(\text{принято } N_s(E) = a \text{Sh} \sqrt{2E} e^{-E} \right)$$

$$\text{и } ^{239}\text{Pu} \left(\text{принято } N_g(E) = a \text{Sh} \frac{\sqrt{2E}}{1,1} e^{-\frac{E}{1,1}} \right).$$

Как видно из табл. 1, экспериментальные сечения значительно отличаются от осредненных. Это свидетельствует о существенном смягчении спектра в шарах из ^{235}U (89,6%) и ^{239}Pu по сравнению со спектрами деления.

Спектральные характеристики

Измеренные сечения реакций использовались для построения нейтронных спектров. Построение производилось с помощью двух методов, приводящих к совпадающим в пределах ошибок результатам.

Первый метод - метод последовательных приближений - предполагает первоначальное построение спектральной гистограммы по сечениям пороговых индикаторов, а затем - по гистограмме приближенного монотонного спектра. Приближенный спектр подвергался многократной корректировке, в процессе которой производилось сравнение всех измеренных сечений с соответствующими сечениями, полученными осреднением хода $\sigma_j(E)$ по подбираемому спектру.

Второй метод предполагает аналитическое представление искомого спектра в виде суммы нескольких групп и применение для уравнивания этих групп метода наименьших квадратов. При использовании этого метода искомый спектр нейтронов представлялся в виде суммы четырех групп

$$N(E) = C_1 E e^{0,05 \frac{E}{T_f}} + C_2 E e^{-\frac{E}{0,15 T_f}} + C_3 E e^{-\frac{E}{T_f}} + C_4 \text{Sh} \frac{\sqrt{2E}}{T_f} e^{-\frac{E}{T_f}}, \quad (3)$$

где первые три члена описывают спектр неупруго рассеянных нейтронов, четвертый - спектр нейтронов деления.

Эффективные сечения реакций в КС-1 и КС-2

Реакция	Сечение реакций, б								
	Ошибка измерений для КС-1, КС-2, %	КС-1		КС-2		«Godiva» ^{235}U ~ 94 %	Спектр деления ^{235}U	«Jezebel» ^{239}Pu	Спектр деления ^{239}Pu
		Центр	Граница	Центр	Граница				
$^{235}\text{U}(nf)$	5	2,18	2,18	2,14	2,14	—	1,97	—	1,97
$^{239}\text{Pu}(nf)$	4	1,84	1,86	1,86	1,89	1,84	1,88	1,93	1,89
$^{235}\text{U}(nf)$	4–5	1,27	1,28	1,29	1,31	1,30 (принято)	1,29	1,30 (принято)	1,29
$^{240}\text{Pu}(nf)$	6–7	1,03	1,09	1,22	1,29	—	1,26	—	1,29
$^{237}\text{Np}(nf)$	4–5	0,96	1,03	1,14	1,19	1,02	1,20	1,20	1,23
$^{238}\text{U}(nf)$	5	0,201	0,224	0,260	0,286	0,200	0,314	0,261	0,336
$^{232}\text{Th}(nf)$	6–7	0,0483	0,0528	0,065	0,073	—	0,076	—	0,081
$^{241}\text{Am}(nf)$	8	—	1,22	—	1,54	—	—	—	—
$^{241}\text{Pu}(nf)$	8	—	—	—	1,45	—	—	—	—
$^{238}\text{U}(n\gamma)$	7–10	0,096	0,097	0,086	0,084	0,099	0,078	—	0,072
$^{197}\text{Au}(n\gamma)$	7	0,145	0,135	0,129	0,122	0,122	0,095	0,10	0,090
$^{32}\text{S}(np)$	8–10	0,045	0,051	0,061	0,070	0,048	0,075	—	0,085
$^{238}\text{U}(n2n)$	10–12	0,012	0,0135	0,0168	0,0194	—	0,0154	—	0,020
$^{232}\text{Th}(n2n)$	10–12	0,0084	0,0104	0,0132	0,0154	—	—	—	—
$^6\text{Li}(n\alpha)$	8–9	0,67	0,66	0,51	0,50	—	0,40	—	0,38
$^{10}\text{B}(n\alpha)$	10	0,62	0,61	0,49	0,48	—	0,44	—	0,43

Параметры T_1 , T_f принимались равными их значениям для элементарных процессов [4, 5, 7] (для ^{239}Pu $T_1 = 0,4$ МэВ, $T_f = 1,03$ МэВ; для ^{235}U $T_1 = 0,5$ МэВ, $T_f = 1,08$ МэВ), далее для каждой реакции « j » составлялось условное уравнение

$$\int_0^{\infty} \sigma_j(E) N(E) dE - \sigma_j^3 = \Delta_j,$$

где σ_j – экспериментальное сечение, Δ_j – невязка. Коэффициенты C_i определялись из уравнений

$$\sum_j (\Delta_j)^2 = \min$$

или

$$\frac{\partial}{\partial C_i} \sum_j (\Delta_j)^2 = 0 \quad (i = 1, 2, 3, 4).$$

Выражение (3) достаточно полно включает в себя заранее известные данные о форме спектра в сборках, в которых основную роль в спектрообразовании играют процессы деления и неупругого рассеяния. Точность описания спектров выражением (3) оценивалась из сравнения спектров утечки, измеренных прямым способом, с их оптимальным представлением выражением (3). Для $E > > 0,04$ МэВ неточность описания не превышает 10 %.

Метод позволяет также находить полную ошибку в спектрах, определяемую ошибками величин σ_j^3 , $\sigma_j(E)$ и неточностью описания выражением (3). Расчеты показали, что для основной части исследуемых спектров полная ошибка составляет 5–20 %.

Заметим, что параметр T_f в (3) может быть найден вместе с коэффициентами C_i как неизвестный параметр по методу наименьших квадратов. Однако обычно этот параметр определяется более простым способом – по построенным методом последовательных приближений спектрам или по отношениям сечений пороговых индикаторов.

По построенным спектрам получены некоторые интегральные спектральные характеристики:

1) средняя по потоку нейтронов энергия

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} EN(E) dE}{\int_0^{\infty} N(E) dE};$$

2) средняя по плотности нейтронов локальная скорость

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \frac{\int_0^{\infty} vn(E) dE}{\int_0^{\infty} n(E) dE} = \\ &= \frac{\int_0^{\infty} N(E) dE}{\int_0^{\infty} \frac{1}{v} N(E) dE}; \end{aligned}$$

3) средняя по плотности нейтронов и по объему сборки скорость

$$\bar{v} = \frac{\int_V g(r)\phi^2(r)dV}{\int_V \frac{1}{\bar{v}(r)} g(r)\phi^2(r)dV},$$

где $g(r) = \frac{4\pi}{\phi^2(r)} \int_{\Omega} \Phi(\bar{\Omega})\Phi^*(\bar{\Omega})d\bar{\Omega}$ – функция анизотропии потока [1]. Функция $g(r)$ рассчитывалась на основе численного решения односкоростного кинетического уравнения. Величины \bar{v} и \bar{v} являются важными характеристиками процесса размножения нейтронов. На рис. 3, 4 приводятся гистограммы и спектры нейтронов в центре и на границе КС-1 и КС-2, а также спектры деления ^{235}U и ^{239}Pu . В табл. 2 даны интегральные спектральные

характеристики для центра КС-1, КС-2 и для спектров деления ^{235}U и ^{239}Pu . Наиболее вероятная энергия в спектрахборок лежит в области 0,2 МэВ, вместо 0,7 МэВ для спектра деления. Значение величин \bar{E} , \bar{v} в сборках КС-1 и КС-2 на 20–35 % меньше соответствующих значений для спектра деления. При этом, однако, установлено, что форма жесткой части спектров (выше 2,5–3 МэВ) и параметр T_f для КС-1 и КС-2 не отличаются от таковых для спектра деления. По сравнению со спектром деления наиболее сильно смягчен спектр нейтронов в КС-1. Это связано с тем, что размеры сборки КС-1 больше размеров КС-2 и сечение неупругого рассеяния ^{235}U значительно превосходит сечение ^{239}Pu .

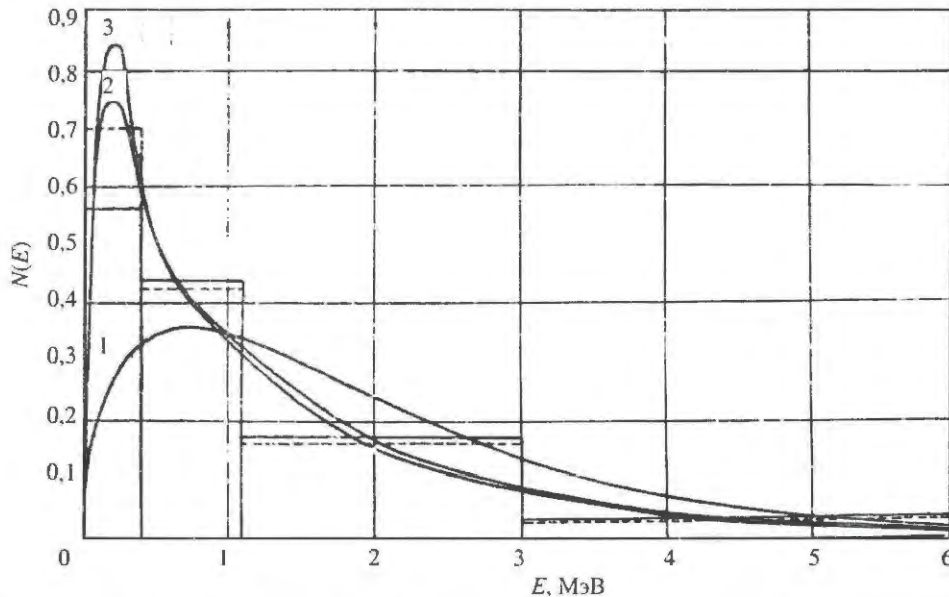


Рис. 3. Спектр нейтронов в центре и на границе сборки КС-1: 1 – спектр нейтронов деления ^{235}U ; 2 – спектр нейтронов на границе КС-1; 3 – спектр нейтронов в центре КС-1. Гистограммы: — — граница КС-1; - - - - центр КС-1

Таблица 2

Интегральные характеристики спектров

Спектральные характеристики	КС-1		КС-2		Спектр деления ^{235}U	Спектр деления ^{239}Pu
	Центр	Граница	Центр	Граница		
\bar{E} , МэВ	$1,4 \pm 0,1$	$1,49 \pm 0,1$	$1,70 \pm 0,12$	$1,81 \pm 0,12$	2,10	2,38
$\bar{v} \cdot 10^7$, см/с	107 ± 7	113 ± 8	124 ± 8	130 ± 8	141	155
C_f	$0,59 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,06$	$0,76 \pm 0,07$	$0,84 \pm 0,08$	1	1
C_{in}/C_f	$0,69 \pm 0,06$	$0,54 \pm 0,05$	$0,32 \pm 0,03$	$0,19 \pm 0,02$	–	–
T_f , МэВ	$1,02 \pm 0,05$	$1,03 \pm 0,05$	$1,08 \pm 0,05$	$1,08 \pm 0,05$	1,00	1,06
$\bar{v} \cdot 10^7$, см/с	$1,09 \pm 8$		125 ± 9			

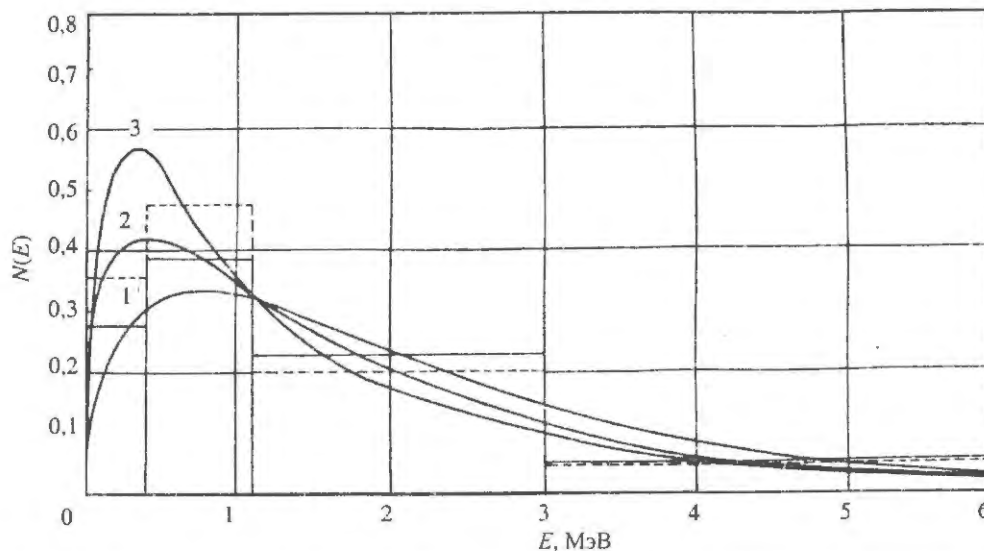


Рис. 4. Спектр нейтронов в центре и на границе сборки КС-2: 1 – спектр нейтронов деления ^{239}Pu

$$\left(N(E) = A \text{Sh} \frac{\sqrt{2E}}{1,1} e^{-\frac{E}{1,1}} \right); 2 - \text{спектр нейтронов на границе КС-2}; 3 - \text{спектр нейтронов в центре КС-2.}$$

Гистограммы: — — граница КС-2; - - - — центр КС-2

Полные числа реакций и баланс нейтронов

Таблица 3

Полные числа реакций в сборках определялись путем интегрирования по всему объему распределений плотностей реакций, имеющих место в самих сборках. Из всех происходящих в сборках реакций нами не измерялась реакция $(n\gamma)$ на ^{235}U и ^{239}Pu . Роль этих процессов оценивалась по данным измерения сечений $(n\gamma)$ на монохроматических нейтронах [4], а также по результатам измерения величины σ_c/σ_f в быстром реакторе ЕВР-1 [6].

В табл. 3 приводятся относительные значения утечки нейтронов и полных чисел реакций для КС-1 и КС-2. Число делений основного изотопа в активных зонах принято за 100.

Данные табл. 3 позволяют рассчитать баланс нейтронов в сборках. Главную роль в балансе играют процессы деления на ^{235}U и ^{239}Pu и утечка нейтронов. Это позволяет определить эффективные значения величины $\bar{\nu}$ для ^{235}U и ^{239}Pu . Было получено $\bar{\nu} (^{235}\text{U}) = 2,67 \pm 0,11$, $\bar{\nu} (^{239}\text{Pu}) = 3,14 \pm 0,13$.

Полные числа реакций и утечка нейтронов в КС-1 и КС-2

Процесс	КС-1	КС-2
$^{235}\text{U}(nf)$	100	—
$^{235}\text{U}(n\gamma)$	11 ± 2	—
принято		
$^{238}\text{U}(nf)$	$1,86 \pm 0,1$	—
$^{238}\text{U}(n\gamma)$	$0,36 \pm 0,1$	—
$^{238}\text{U}(n2n)$	$0,12 \pm 0,015$	—
$^{239}\text{Pu}(nf)$	—	100
$^{239}\text{Pu}(n\gamma)$	—	5 ± 1
принято		
$^{240}\text{Pu}(nf)$	—	$1,1 \pm 0,1$
Утечка	160 ± 5	213 ± 6

Список литературы

1. Коуд Д., Шеферд Л., Тайт Д. Успехи в области ядерной энергии. — М.: ИИЛ, 1958.

2. Хансен Дж. Доклад № 592, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958.

3. Hughes D., Harvey J. Neutron Cross Section, BNL-325, Second Edition, 1958.

4. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. – М.: Атомиздат, 1960.

5. Замятнин Ю. С. и др. // Атомная энергия, 4, 337, 1958.

6. Окрент Д. и др. Доклад № 609, представленный США на Первую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955.

7. Абагян Л. П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1964.

Контактная информация –
Колесов Владимир Федорович
тел.: (83130) 2-74-92, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 22.03.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 95–101.

НЕЙТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК ИЗ ^{235}U (36 %), ^{235}U (89,6 %), ^{239}Pu И ^{233}U С УРАНОВЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ*

А. А. Малинкин, В. А. Давиденко, В. Ф. Колесов, М. И. Кувшинов, Б. Д. Сциборский
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приведены результаты исследования пространственно-энергетических распределений нейтронов и полных чисел реакций для сферических критических сборок из ^{235}U (36 %), ^{235}U (89,6 %), ^{233}U , ^{239}Pu и с толстым отражателем из урана естественного изотопного состава. Исследование проведено на основе измерения плотностей и эффективных сечений различных реакций, для которых с хорошей точностью известен ход сечения в зависимости от энергии монохроматических нейтронов. Использовались реакции деления ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{237}Np , ^{232}Th и ^{240}Pu , и реакции $^{32}\text{S}(np)$, $^{238}\text{U}(n2n)$, $^{232}\text{Th}(n2n)$, $^{238}\text{U}(n\gamma)$, $^{197}\text{Au}(n\gamma)$, $^6\text{Li}(n\alpha)$, $^{10}\text{B}(n\alpha)$. Приведены некоторые локальные и средние по объему сборки интегральные спектральные характеристики нейтронов, а также коэффициенты размножения и воспроизводства для ограниченного и бесконечного уранового отражателя.

Ключевые слова: критические сборки, нейтронные характеристики критических сборок, уран-235, плутоний-239, сечения ядерных реакций, спектр нейтронов, энергочувствительные реакции, метод восстановления спектра.

NEUTRON CHARACTERISTICS OF CRITICAL ASSEMBLIES MADE OF ^{235}U (36 %), ^{235}U (89.6 %), ^{239}Pu AND ^{233}U WITH URANIUM REFLECTOR / A. A. MALINKIN, V. A. DAVIDENKO, V. F. KOLESOV, M. I. KUVSHINOV, B. D. STCIBORSKI // The article presents results of a study of energy-spatial neutron distributions and total reaction numbers for spherical critical assemblies made of ^{235}U (36 %), ^{235}U (89.6 %), ^{233}U and ^{239}Pu and for those with thick reflectors made of uranium of natural isotopic composition. The study was performed on the basis of measurement of densities and efficient cross-sections of different reactions for which a dependence of cross-sections on energy of monochromatic neutrons is known with good precision. There were used fission reactions of ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{237}Np , ^{232}Th and ^{240}Pu and reactions $^{32}\text{S}(np)$, $^{238}\text{U}(n2n)$, $^{232}\text{Th}(n2n)$, $^{238}\text{U}(n\gamma)$, $^{197}\text{Au}(n\gamma)$, $^6\text{Li}(n\alpha)$, $^{10}\text{B}(n\alpha)$. Also presented are some local and average (over the assemblies' volume) integral spectral neutron characteristics, as well as multiplication and reproduction factors for a restricted and infinite uranium reflector.

Key words: critical assemblies, neutron characteristics of critical assemblies, uranium-235, plutonium-239, nuclear reactions cross-sections, neutron spectrum, energy sensitive reactions, spectrum recovery method.

Введение

В настоящей работе, как и в [1], исследуются нейтронные характеристики простых сферических критическихборок на быстрых нейтронах. В отличие от [1], исследуемые здесь сборки имеют толстый отражатель из урана естественного изотопного состава. Геометрия и состав исследуемых в настоящей работеборок приводятся в табл. 1.

Активные зоны и отражателиборок набирались из полусферических слоев толщиной 0,7–2 см.

Приведенные в таблице плотности являются средними по объему активных зон и отражателей.

В сборках исследовались пространственно-энергетические распределения нейтронов, эффективные сечения реакций, полные числа различных процессов. Одной из основных целей исследования являлось изучение размножающих и воспроизводящих свойств естественного урана для различных спектров активных зон. Используемые методики исследования аналогичны описанным в [1].

* Статья написана по работе, выполненной в 1957–1958 гг.

Геометрия и состав критических сборок

Критическая сборка	Радиус центральной полости, см	Внешний радиус, см	Плотность, г/см ³	Состав. Массовая доля, %	Масса, кг	Отражатель из естественного урана	
						Внешний радиус, см	Плотность, г/см ³
КС-3	1,0	11,0	18,76	²³⁵ U – 36 ²³⁸ U – 64	104,55	25,0	18,3
КС-4	1,4	6,75	17,2	²³⁵ U – 89,6 ²³⁸ U – 10,4	21,96	25,0	18,2
КС-5	0,0	4,67	15,2	²³⁹ Pu – 95,3 ²⁴⁰ Pu – 1,7 Ni и др. – 3,0	6,49	32,4	18,3
КС-6	0,0	4,29	18,4	²³³ U – 96 ²³⁸ U – 4	6,05	32,4	18,3

Отметим, что к настоящему времени уже опубликовано значительное число работ, посвященных исследованию критических сборок с урановым отражателем [2–5]. Некоторые результаты этих работ могут быть сравнены с приведенными здесь результатами.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов

Пространственно-энергетические распределения нейтронов в сборках изучались с помощью измерения плотностей и эффективных сечений различных энергочувствительных реакций по радиусу сборок. Использовались реакции деления ²³⁵U, ²³³U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²³⁷Np, ²³²Th и реакции ³²S(np), ²³⁸U(n2n), ²³²Th(n2n), ²³⁸U(nγ), ¹⁹⁷Au(nγ), ⁶Li(nα), ¹⁰B(nα).

Результаты измерения распределений плотностей реакции по радиусу сборок представлены на рис. 1–4. Числа реакций нормировались на один атом изотопа и на один нейтрон утечки из критической сборки. При такой нормировке измеряемых величин экспериментальные ошибки составляли 4–7% при измерениях камерами и 7–12% в активационных измерениях.

На рис. 5 приведены относительные распределения плотностей реакций в КС-5.

Распределение плотности делений ²³⁹Pu в исследуемых сборках приближенно следует распределению полного потока нейтронов. Для перехода от измеренных распределений плотности делений ²³⁹Pu к распределению полного потока достаточно ввести поправку на изменение сечения деления ²³⁹Pu по радиусу, которое для исследуемых сборок не превышает 4%.

На рис. 6 приводятся распределения полного потока и плотности делений ²³⁸U в КС-5 и аналогичной сборке с бесконечным отражателем. Распределения в случае бесконечного отражателя получены расчетным путем методом отраженных источников [6].

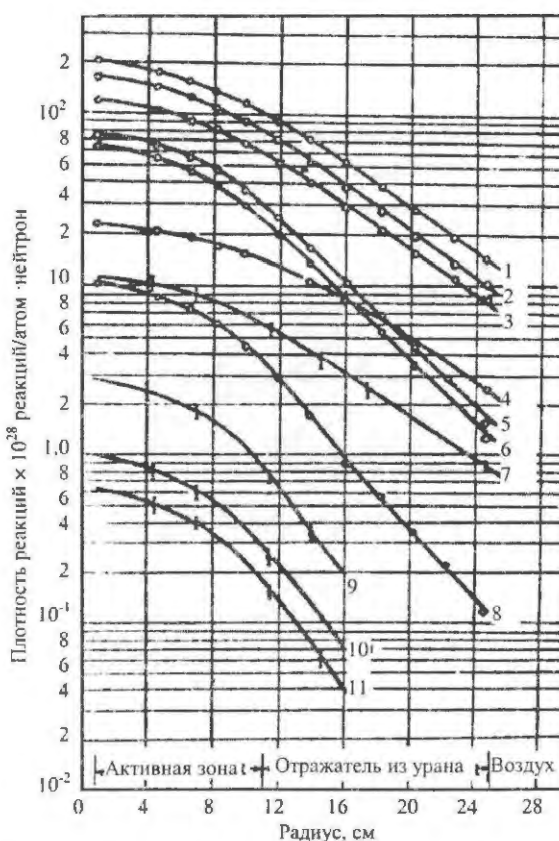


Рис. 1. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-3: 1 – ²³³U(nf); 2 – ²³⁹Pu(nf); 3 – ²³⁵U(nf); 4 – ¹⁹⁷Au(nγ); 5 – ²⁴⁰Pu(nf); 6 – ²³⁷Np(nf); 7 – ²³⁸U(nγ); 8 – ²³⁸U(nf); 9 – ³²S(np); 10 – ²³⁸U(n2n); 11 – ²³²Th(n2n)

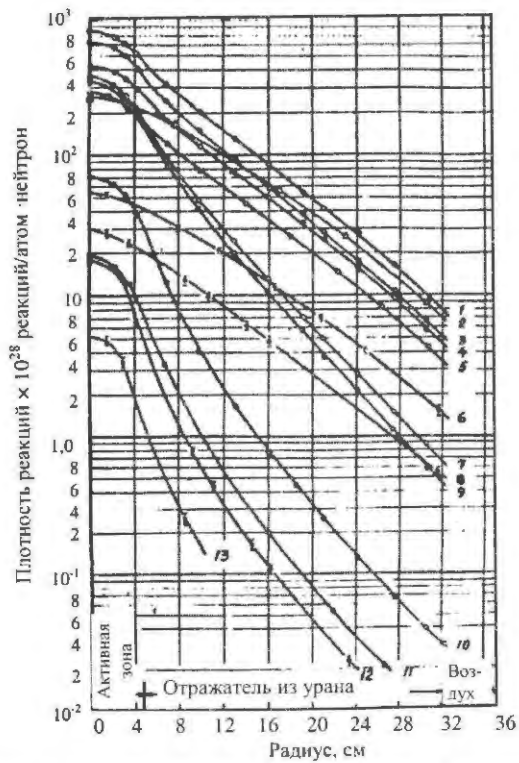


Рис. 2. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-5: 1 - $^{233}\text{U}(nf)$; 2 - $^{10}\text{B}(n\alpha)$; 3 - $^{239}\text{Pu}(nf)$; 4 - $^{235}\text{U}(nf)$; 5 - $^6\text{Li}(n\alpha)$; 6 - $^{197}\text{Au}(n\gamma)$; 7 - $^{240}\text{Pu}(nf)$; 8 - $^{238}\text{U}(n\gamma)$; 9 - $^{237}\text{Np}(nf)$; 10 - $^{238}\text{U}(nf)$; 11 - $^{232}\text{Th}(nf)$; 12 - $^{32}\text{S}(np)$; 13 - $^{238}\text{U}(n2n)$

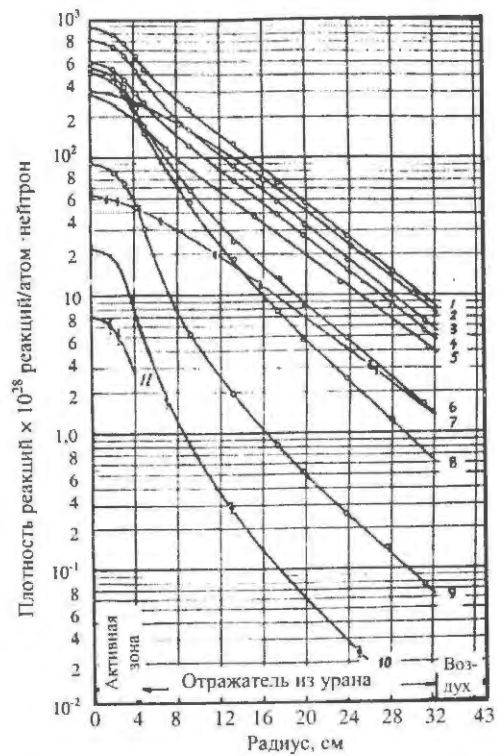


Рис. 4. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-6: 1 - $^{233}\text{U}(nf)$; 2 - $^{10}\text{B}(n\alpha)$; 3 - $^{239}\text{Pu}(nf)$; 4 - $^{235}\text{U}(nf)$; 5 - $^6\text{Li}(n\alpha)$; 6 - $^{240}\text{Pu}(nf)$; 7 - $^{197}\text{Au}(n\gamma)$; 8 - $^{237}\text{Np}(nf)$; 9 - $^{238}\text{U}(nf)$; 10 - $^{32}\text{S}(np)$; 11 - $^{238}\text{U}(n2n)$

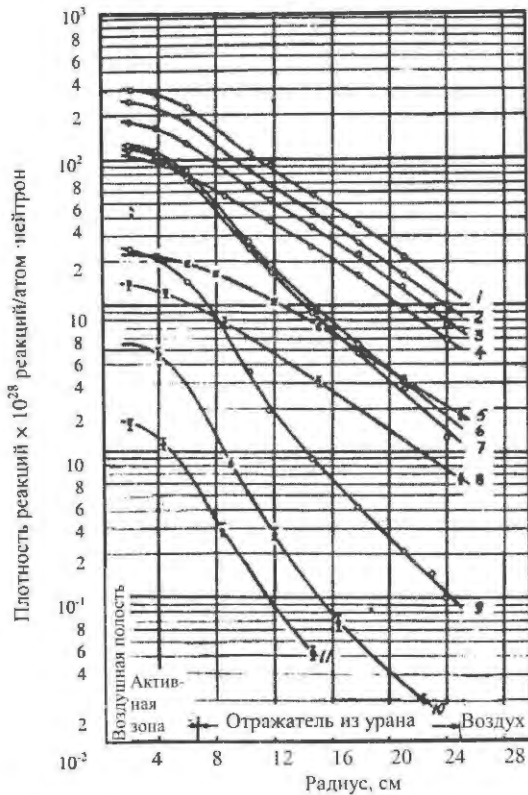


Рис. 3. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-4: 1 - $^{233}\text{U}(nf)$; 2 - $^{239}\text{Pu}(nf)$; 3 - $^{235}\text{U}(nf)$; 4 - $^6\text{Li}(n\alpha)$; 5 - $^{197}\text{Au}(n\gamma)$; 6 - $^{240}\text{Pu}(nf)$; 7 - $^{237}\text{Np}(nf)$; 8 - $^{238}\text{U}(n\gamma)$; 9 - $^{238}\text{U}(nf)$; 10 - $^{32}\text{S}(np)$; 11 - $^{238}\text{U}(n2n)$

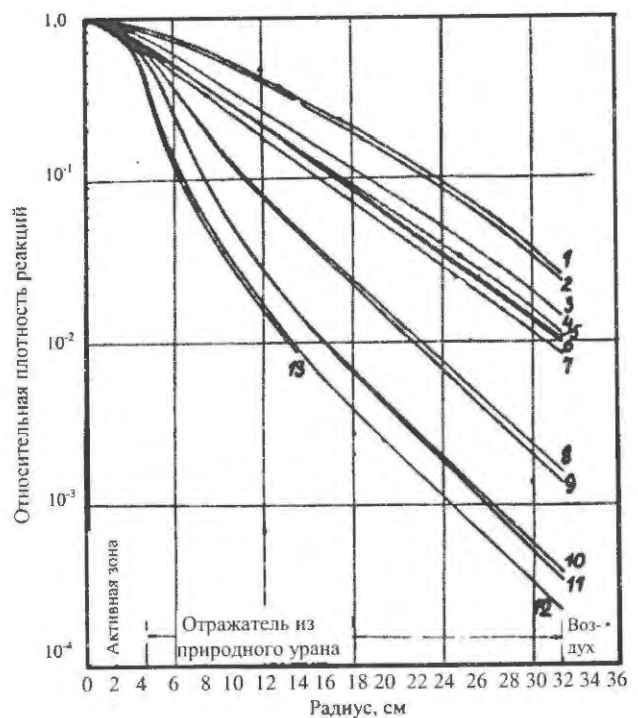


Рис. 5. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-5: 1 - $^{10}\text{B}(n\alpha)$; 2 - $^{197}\text{Au}(n\gamma)$; 3 - $^{238}\text{U}(n\gamma)$; 4 - $^6\text{Li}(n\alpha)$; 5 - $^{235}\text{U}(nf)$; 6 - $^{233}\text{U}(nf)$; 7 - $^{239}\text{Pu}(nf)$; 8 - $^{240}\text{Pu}(nf)$; 9 - $^{237}\text{Np}(nf)$; 10 - $^{238}\text{U}(nf)$; 11 - $^{232}\text{Th}(nf)$; 12 - $^{32}\text{S}(np)$; 13 - $^{238}\text{U}(n2n)$

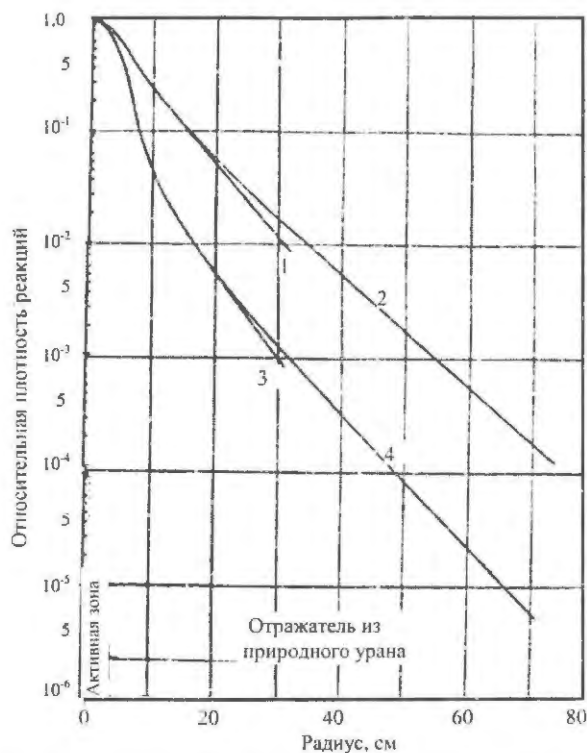


Рис. 6. Распределение полного потока нейтронов (1, 2) и плотности реакции $^{238}\text{U}(nf)$ (3, 4) в KC-5 с ограниченным и бесконечным отражателем

Пересчет производился для сборок KC-4, KC-5, KC-6 (для KC-3 пересчет не мог быть выполнен из-за малой толщины отражателя). Результаты этого пересчета используются далее при оценке размножающих и воспроизводящих свойств бесконечного уранового отражателя.

Как и в работе [1], распределения плотностей реакций вместе с измеренными эффективными сечениями реакций на нейтронах утечки из сборок использовались для определения сечений в любой точке по радиусу.

Значения сечений реакций для центра и границы активной зоны, а также для внешней границы отражателя приведены в табл. 2. На рис. 7 показано изменение сечений реакций по радиусу сборки KC-5.

Ход плотности и эффективных сечений различных реакций по радиусу наглядно свидетельствует о деформации спектра нейтронов. В активных зонах сборок (в особенности в сравнительно больших по размерам зонах из ^{235}U (36%) и ^{235}U (89,6%)) спектр мало изменяется. Резкая деформация спектра происходит в примыкающих к активной зоне слоях уранового отражателя. На достаточном большом расстоянии от активной зоны изменения сечений становятся незначительными и нейтронный спектр приближается к равновесному.

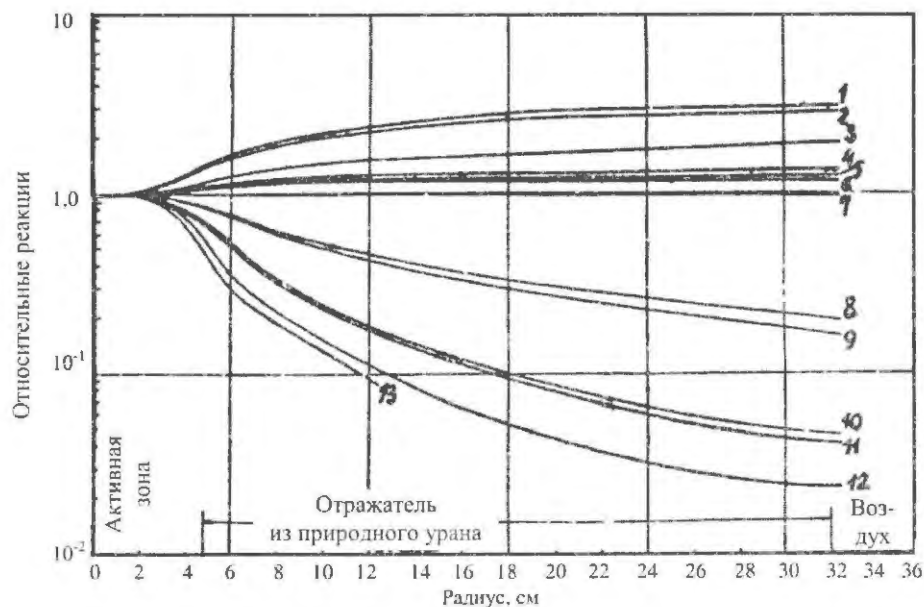


Рис. 7. Изменение сечения реакций по радиусу KC-5: 1 - $^{10}\text{B}(n\alpha)$; 2 - $^{197}\text{Au}(n\gamma)$; 3 - $^{238}\text{U}(n\gamma)$; 4 - $^6\text{Li}(n\alpha)$; 5 - $^{235}\text{U}(nf)$; 6 - $^{233}\text{U}(nf)$; 7 - $^{239}\text{Pu}(nf)$; 8 - $^{240}\text{Pu}(nf)$; 9 - $^{237}\text{Np}(nf)$; 10 - $^{238}\text{U}(nf)$; 11 - $^{232}\text{Th}(nf)$; 12 - $^{32}\text{S}(np)$; 13 - $^{238}\text{U}(n2n)$

Таблица 2

Эффективные сечения реакций в критических сборках КС-3, КС-4, КС-5, КС-6

Реакция	Ошибка измерений, %	Сечения реакций, б											
		КС-3			КС-4			КС-5			КС-6		
		Центр АЗ	Граница АЗ	Граница отражателя	Центр АЗ	Граница АЗ	Граница отражателя	Центр АЗ	Граница АЗ	Граница отражателя	Центр АЗ	Граница АЗ	Граница отражателя
$^{239}\text{Pu}(nf)$	4	1,82	1,79	1,78	1,83	1,81	1,77	1,83	1,81	1,78	1,85	1,83	1,77
$^{233}\text{U}(nf)$	5	2,26	2,29	2,57	2,24	2,29	2,45	2,23	2,34	2,76	2,25	2,29	2,68
$^{235}\text{U}(nf)$	4-5	1,33	1,39	1,52	1,33	1,36	1,45	1,28	1,31	1,63	1,27	1,29	1,58
$^{238}\text{U}(ny)$	7-10	0,125	0,134	0,155	0,105	0,112	0,140	0,094	0,102	0,167	-	-	-
$^6\text{Li}(n\alpha)$	7-9	-	-	-	0,81	0,87	1,06	0,81	0,88	1,23	0,74	0,87	1,25
$^{10}\text{B}(n\alpha)$	8-10	-	-	-	-	-	-	0,74	1,05	2,48	0,72	1,01	2,38
$^{197}\text{Au}(ny)$	5-7	0,256	0,316	0,45	0,166	0,216	0,41	0,158	0,213	0,466	0,14	0,184	0,405
$^{237}\text{Np}(nf)$	5	0,72	0,55	0,25	0,89	0,77	0,25	0,97	0,83	0,149	1,05	0,87	0,197
$^{240}\text{Pu}(nf)$	6-8	0,83	0,66	0,32	0,98	0,82	0,305	1,06	0,91	0,23	1,15	0,96	0,43
$^{238}\text{U}(ny)$	5-6	0,114	0,076	0,0214	0,181	0,150	0,019	0,21	0,155	0,0104	0,235	0,19	0,0212
$^{232}\text{Th}(nf)$	6	-	-	-	-	-	-	0,0561	0,0388	0,0023	-	-	-
$^{32}\text{S}(np)$	6-10	0,031	0,019	0,0039	0,0412	0,0262	0,00172	0,0524	0,0284	0,0012	0,058	0,0314	0,0025
$^{232}\text{Th}(n2n)$	10-12	0,00744	0,0038	0,00062	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$^{238}\text{U}(n2n)$	10-12	0,01022	0,0060	0,00109	0,0116	0,0070	0,00042	0,0142	0,0072	0,00031	0,0187	-	0,00071

Спектральные характеристики

Полученная информация об эффективных сечениях различных энергочувствительных реакций использовалась для построения спектров в различных точках сборок и для определения их некоторых интегральных характеристик. Построение спектров по сечениям реакций производилось или методом наименьших квадратов, или методом последовательных приближений [1]. В качестве интегральных характеристик спектров, как и в [1], находились средняя по потоку нейтронов энергия \bar{E} , средняя по плотности нейтронов скорость \bar{V} ,

доли нейтронов спектра деления C_f ; и неупруго-рассеянных нейтронов C_{in} и другие величины.

На рис. 8 и 9 показаны построенные по сечениям реакций спектры для центра активных зон сборок. На этих же рисунках представлены спектральные гистограммы, полученные по сечениям пороговых реакций, и спектры деления ^{235}U и ^{239}Pu . Форма жесткой части спектров в центре активных зон при энергии > 3 МэВ соответствует форме спектра нейтронов деления вида со значениями параметра T_f , приводимыми далее.

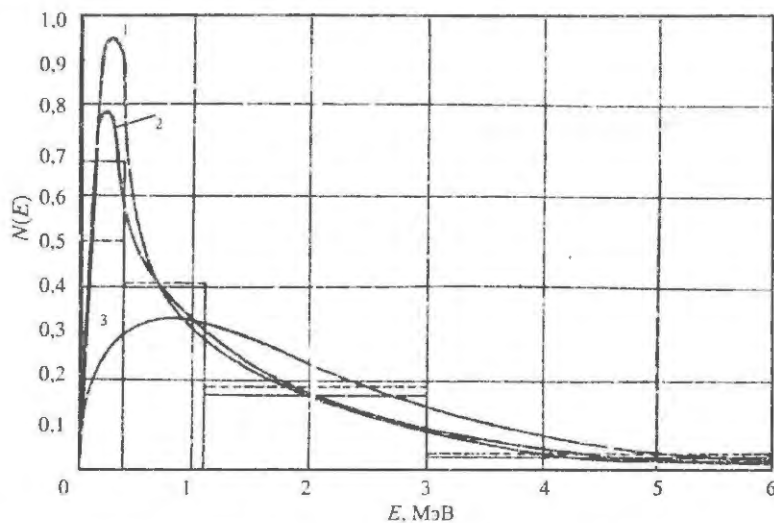


Рис. 8. Спектры нейтронов в центре активных зон КС-5 (1) и КС-6 (2) и спектр нейтронов деления ^{239}Pu ($N(E) = A \text{Sh} \sqrt{2E} e^{-E}$) (3). Гистограммы: — — центр КС-5, - - - — центр КС-6

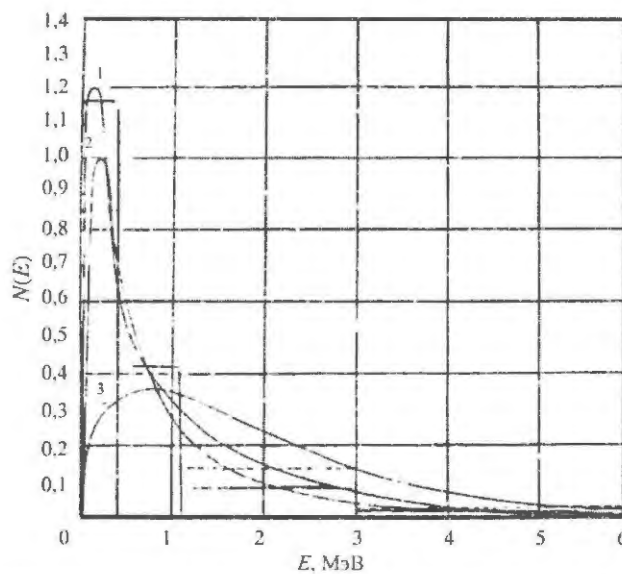


Рис. 9. Спектры нейтронов в центре активных зон КС-3 (1) и КС-4 (2) и спектр нейтронов деления ^{235}U ($N(E) = A \text{Sh} \sqrt{2E} e^{-E}$) (3). Гистограммы: — — центр КС-3; - - - — центр КС-4

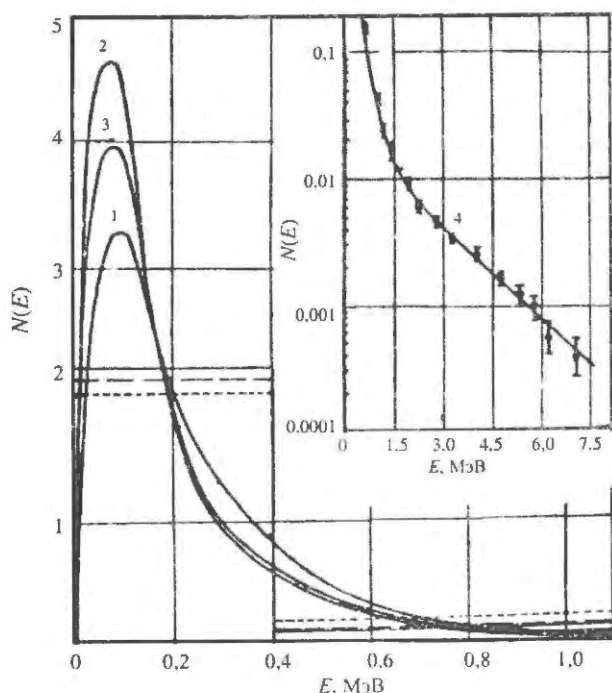


Рис. 10. Спектры нейтронов утечки из сборок КС-4 (1), КС-5 (2), КС-6 (3). Гистограммы: - - - - КС-4; — — — — КС-5; - · - · - КС-6. 4 – спектр нейтронов КС-5, измеренный с помощью фотопластинок

На рис. 10 показаны спектры нейтронов утечки сборок КС-4, КС-5 и КС-6. Жесткая часть этих спектров, начиная с энергии 0,5 МэВ, была измерена также с помощью фотопластинок.

Ошибки построения спектров, зависящие от ошибок в измеренных сечениях и в ходе $\sigma(E)$ реакций, уменьшаются при удалении от центра сборок. Ошибки для основной части спектров в центре сборки (0,1–5 МэВ) составляют 10–20 %, а для основной части спектров утечки (0,05–1 МэВ) – 5–10 %.

В табл. 3 приведены некоторые характеристики спектров для различных точек сборок. Значения этих характеристик в центрах сборок КС-4 и КС-5 заметно отличаются от значений в аналогичных сборках без отражателя [1]. Так, значения величин \bar{E} , v , C_f в центре КС-4 и КС-5 на 10–20 % ниже их значений в подобных сборках без отражателя.

Сравнение спектральных характеристик для центров сборок КС-5 и КС-6, отличающихся одна от другой практически лишь составом активных зон, показывает, что спектр в активной зоне из ^{235}U более жесткий, чем спектр в активной зоне из ^{239}Pu . Это отличие, по-видимому, можно объяснить разницей в сечении неупругого рассеяния ^{233}U и ^{239}Pu .

Из сопоставления спектров в центре активных зон из ^{235}U (89,6 %) и ^{239}Pu (36 %) следует, что разбавление ^{235}U изотопом ^{238}U приводит, с одной стороны, к общему смягчению спектра за счет неупругого рассеяния ядрами ^{238}U , с другой стороны – к увеличению «жесткости» высокоэнергичной части спектра нейтронов (увеличение параметра T_f). Последнее обстоятельство связано как с увеличением относительной доли делений изотопа ^{238}U , так и с особенностями полного сечения ^{238}U в области энергии 3–10 МэВ.

Из рис. 8–10 и табл. 3 видно, что в отражателе спектр нейтронов значительно смягчается по мере удаления от активной зоны. При этом жесткая часть спектра существенно не изменяется (параметр T_f несколько увеличивается с толщиной отражателя). На достаточно большом расстоянии от активной зоны обращает на себя внимание малая доля нейтронов деления в суммарном спектре, для одной и той же толщины уранового отражателя доля нейтронов деления C_f сильно зависит от спектра утечки из активной зоны, что видно из сравнения этих величин для границы отражателя КС-5 и КС-6.

Для осредненных по всему объему средних скоростей нейтронов V [1] получены следующие значения:

$$\bar{v}(\text{КС-3}) = (68 \pm 6) \cdot 10^7 \text{ см/с};$$

$$\bar{v}(\text{КС-4}) = (73 \pm 6) \cdot 10^7 \text{ см/с};$$

$$\bar{v}(\text{КС-5}) = (66 \pm 5) \cdot 10^7 \text{ см/с};$$

$$\bar{v}(\text{КС-6}) = (70 \pm 6) \cdot 10^7 \text{ см/с}.$$

Характерно, что значения V для исследуемых сборок с урановым отражателем близки друг другу. От соответствующих величин в случае отсутствия отражателя [1] они отличаются на 40–50 %.

Полные числа реакций в сборках. Размножающие и воспроизводящие свойства уранового отражателя

Полные числа реакций в сборках находились интегрированием плотностей реакций, проходящих в сборках, по объему. Радиационные захваты на ^{235}U , ^{239}Pu оценивались по результатам измерения сечений ($\mu\gamma$) на монохроматических нейтронах [7] и по результатам измерения величины $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$. В реакторе EBR-1 [2] величина α для ^{233}U принималась такой же, как и для ^{239}Pu .

Характеристики спектра нейтронов зависимости от радиуса в сборках КС-3, КС-4, КС-5, КС-6

r, см	КС-3					КС-4					КС-5					КС-6				
	\bar{E} , МэВ	\bar{v} , 10^7 см/с	C_f	T_f , МэВ	\bar{E} , МэВ	\bar{v} , 10^7 см/с	C_f	T_f , МэВ	\bar{E} , МэВ	\bar{v} , 10^7 см/с	C_f	T_f , МэВ	\bar{E} , МэВ	\bar{v} , 10^7 см/с	C_f	T_f , МэВ	\bar{E} , МэВ	\bar{v} , 10^7 см/с	C_f	T_f , МэВ
0	0,98	77	0,34	1,16	1,29	100	0,54	1,02	1,40	102	0,62	1,10	1,57	113	0,68	1,12	1,12	0,68	1,12	
4	0,97	76	0,33	1,16	1,24	95	0,50	1,02	1,12	86	0,39	1,10	1,18	95	0,40	1,12	1,12	0,40	1,12	
8	0,87	74	0,30	1,16	0,95	78	0,25	1,04	0,54	68	0,12	1,12	0,65	70	0,13	1,14	1,14	0,13	1,14	
12	0,72	69	0,19	1,16	0,58	65	0,096	1,05	0,46	60	0,065	1,13	0,49	62	0,072	1,15	1,15	0,072	1,15	
16	0,59	61	0,11	1,16	0,46	62	0,049	1,06	0,38	55	0,038	1,14	0,40	59	0,074	1,16	1,16	0,074	1,16	
20	0,47	54	0,075	1,16	0,40	59	0,030	1,07	0,33	51	0,025	1,14	0,36	55	0,036	1,17	1,17	0,036	1,17	
25	0,40	43	0,043	1,16	0,36	50	0,021	1,08	0,30	48	0,017	1,14	0,34	52	0,031	1,18	1,18	0,031	1,18	
32,4	-	-	-	-	-	-	-	-	0,26	47	0,013	1,14	0,32	50	0,027	1,18	1,18	0,027	1,18	
Ошиб- ка, %	8-10	6-8	10	8-10	6-8	5-7	10	6-8	6-8	5-7	10	6-8	6-8	6-8	10	6-8	6-8	10	6-8	

Распределение плотности реакции $^{238}\text{U}(n\gamma)$ в КС-6 (в КС-6 это распределение не измерялось) оценивалось на основании данных для КС-5.

Полные числа реакций в активных зонах и отражателях сборок КС-3, КС-4, КС-5, КС-6 приводятся в табл. 4. Там же приводятся экстраполированные значения полных чисел реакций для аналогичных сборок с бесконечным урановым отражателем. Полное число делений основного делящегося изотопа в активных зонах принято за 100.

Баланс нейтронов в критических сборках соблюдается при следующих эффективных значениях: $\bar{\nu}(^{235}\text{U}) = 2,56$ в активной зоне КС-3; $\bar{\nu}(^{235}\text{U}) = 2,60$ в активной зоне КС-4; $\bar{\nu}(^{235}\text{U}) = 2,53$ в урановых отражателях; $\bar{\nu}(^{239}\text{Pu}) = 3,07$; $\bar{\nu}(^{233}\text{U}) = 2,65$ и $\bar{\nu}(^{238}\text{U}) = 2,80$.

Из табл. 4 следует, что в сборках с толстым отражателем из естественного урана 40–45 % всех делений приходится на отрагатель, причем 30–35 % – на деление ^{238}U .

В качестве характеристик размножающих и воспроизводящих свойств уранового отражателя были определены коэффициент использования нейтронов в ^{238}U ($K_{и}$) и коэффициент воспроизводства горючего ($K_{в}$).

Под коэффициентом использования нейтронов обычно понимается полное число делений ^{238}U , происходящее в бесконечном блоке из ^{238}U на один впущенный в него нейтрон. По аналогии с этим коэффициент использования нейтронов утечки из активной зоны в урановом отражателе был определен выражением

$$K_{и} = \frac{N_f(^{238}\text{U})}{\sum_i [(v_i - 1)N_{f,i} - N_{c,i}] + v_5 N_f(^{235}\text{U}) - \Phi_y}$$

где $N_f(^{238}\text{U})$, $N_f(^{235}\text{U})$ – полные интегралы делений ^{238}U и ^{235}U в отражателе; $N_{f,i}$, $N_{c,i}$ – полные интегралы делений и захватов i -го изотопа в активной зоне; v_i – среднее число нейтронов на деление i -го изотопа в активной зоне; Φ_y – поток нейтронов утечки из отражателя.

Под коэффициентом воспроизводства горючего ($K_{в}$) подразумевалось отношение ядер ^{239}Pu , образующихся вследствие реакции $^{238}\text{U}(n\gamma)$, к числу ядер ^{235}U , ^{239}Pu или ^{233}U в активной зоне и отражателе, претерпевших деление или радиационный захват.

Полученные значения $K_{и}$, $K_{в}$ приводятся в табл. 5. В этой таблице приводится также отношение полного числа делений ^{238}U к полному числу делений горючего.

Из табл. 5 следует, что для сборок с бесконечным отражателем (а также для сборок с одинаковой толщиной отражателя) величины $N_f(^{238}\text{U})/N_f$ (горючее) и $K_{и}$ возрастают с увеличением средней энергии нейтронов утечки из активных зон. Экстраполированное значение коэффициента воспроизводства (бесконечный отрагатель) равно $2,42 + 0,24$ для сборки с активной зоной из ^{239}Pu и $1,85 + 0,20$ для сборки с активной зоной из ^{235}U (89,6 %).

Таблица 4

Полные числа реакций и утечка нейтронов в сборках КС-3, КС-4, КС-5, КС-6

Сборка	Процессы	Сборка с урановым отражателем \varnothing 500 мм или 648 мм		Сборка с бесконечным урановым отражателем (экстраполяция)	
		Активная зона	Отрагатель	Активная зона	Отрагатель
КС-3	$^{235}\text{U}(nf)$	100	$5,2 \pm 0,2$	–	–
	$^{235}\text{U}(n\gamma)$	$(16 \pm 1,4)$	$(1,2 \pm 0,1)$	–	–
	$^{238}\text{U}(nf)$	$12,8 \pm 0,5$	$21,9 \pm 1,1$	–	–
	$^{238}\text{U}(n\gamma)$	$17,7 \pm 1,7$	$78,1 \pm 8,0$	–	–
	$^{238}\text{U}(n2n)$	$1,2 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,2$	–	–
	Утечка	–	101 ± 4	–	–
КС-4	$^{235}\text{U}(nf)$	100	$6,8 \pm 0,4$	100	$18,5 \pm 2$
	$^{235}\text{U}(n\gamma)$	$(11,2 \pm 1,1)$	$(1,7 \pm 0,2)$	$(11,2 \pm 1,1)$	$(5,5 \pm 0,6)$
	$^{238}\text{U}(nf)$	$1,4 \pm 0,1$	$31 \pm 1,2$	$1,4 \pm 0,1$	$39,2 \pm 4,0$
	$^{238}\text{U}(n\gamma)$	$0,9 \pm 0,1$	$85,9 \pm 7,0$	$0,9 \pm 0,1$	250 ± 30
	$^{238}\text{U}(n2n)$	$0,08 \pm 0,01$	$1,5 \pm 0,2$	$0,08 \pm 0,01$	$1,5 \pm 0,2$
	Утечка	–	138 ± 4	–	0

Сборка	Процессы	Сборка с урановым отражателем Ø 500 мм или 648 мм		Сборка с бесконечным урановым отражателем (экстраполяция)	
		Активная зона	Отражатель	Активная зона	Отражатель
КС-5	$^{239}\text{Pu}(nf) + ^{240}\text{Pu}(nf)$	100	–	100	–
	$^{239}\text{Pu}(n\gamma)$	(5±0,5)	–	(5±0,5)	–
	$^{235}\text{U}(nf)$	–	14,8±0,6	–	23,5±1,2
	$^{235}\text{U}(n\gamma)$	–	(3,0±0,3)	–	(5,9±0,6)
	$^{238}\text{U}(nf)$	–	49,5±1,9	–	52,4±3,7
	$^{238}\text{U}(n\gamma)$	–	192±14	–	325±29
	$^{238}\text{U}(n2n)$	–	1,7±0,2	–	1,7±0,2
	Утечка	–	130±4	–	0
КС-6	$^{233}\text{U}(nf)$	100	–	100	–
	$^{233}\text{U}(n\gamma)$	(5±0,5)	–	(5±0,5)	–
	$^{235}\text{U}(nf)$	–	11,6±0,5	–	20,9±1,0
	$^{235}\text{U}(n\gamma)$	–	(2,9±0,3)	–	(5,1±0,5)
	$^{238}\text{U}(nf)$	0,4±0,02	48,7±2,4	0,4±0,02	58,4±4,7
	$^{238}\text{U}(n\gamma)$	(0,2±0,02)	(157±14)	(0,2±0,02)	(303±30)
	$^{238}\text{U}(n2n)$	–	1,7±0,3	1,7±0,3	1,7±0,3
	Утечка	–	107±3	–	0

Примечание. Числа в скобках получены путем косвенных оценок.

Таблица 5

Характеристики размножающих и воспроизводящих свойств ^{238}U в критических сборках КС-3, КС-4, КС-5, КС-6

Характеристика	Сборки						
	КС-4		КС-5		КС-6		КС-3
	Диаметр отражателя, см						
	50	∞	64,8	∞	64,8	∞	50
$K_{\text{и}}$	0,197± ±0,015	0,198± ±0,020	0,208± ±0,015	0,209± ±0,015	0,247± ±0,020	0,275± ±0,020	0,171± ±0,014
$K_{\text{в}}$	0,72±0,07	1,85± ±0,20	1,56±0,15	2,42±0,24	1,32±0,13	2,33±0,23	0,70± ±0,07
$\frac{N_f(^{238}\text{U})}{N_f(\text{горючее})}$	0,303±0,02	0,343± ±0,03	0,423± ±0,03	0,424± ±0,03	0,44± ±0,03	0,486± ±0,03	0,34± ±0,03

Список литературы

1. Малинкин А. А. и др. Нейтронные характеристики критических сборок из ^{235}U (89,6 %) и ^{239}Pu без отражателей // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010. Вып. 2. С. 95–101.
2. Окрент Д. и др. Доклад К 609, представленный США на Первую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. – Женева, 1955.
3. Кодд Д., Шеферд Л., Тайт Д. Успехи в области ядерной энергии. – М.: ИИЛ, 1958. С. 289.
4. Хансен Дж. Доклад № 592, представленный США на Вторую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. – Женева, 1958.
5. Лейпунский А. И. и др. Доклад В 2129, представленный СССР на вторую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. – Женева, 1958.
6. Глесстон С., Эдлунд Н. Основы теории ядерных реакторов. – М.: ИИЛ, 1954.
7. Гордеев И. В., Карданов Д. А., Мальшев А. В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов. – М.: Атомиздат, 1960.

Контактная информация –
Колесов Владимир Федорович
тел.: (83130) 2-74-92. e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 22.03.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 102–112.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ РЕАКТИВНОСТИ В ПРОСТЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ*

А. А. Малинкин, В. А. Давиденко, В. Ф. Колесов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приведены результаты измерения возмущений реактивности от малых образцов различных веществ в сферических сборках из ^{235}U (89,6 %) без отражателя (КС-1), из ^{239}Pu без отражателя (КС-2) и из ^{239}Pu с отражателем из естественного урана (КС-5). Дана интерпретация опытов на основе одногрупповой теории возмущений. Получены значения одногрупповых параметров $(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c$, σ_{tr} , $\nu\sigma_f + \sigma_{str}$ исследуемых возмущающих веществ для активных зон сборок. Приведены формулы связи возмущений реактивности от поглощающего или делительного образца с временем жизни мгновенных нейтронов. С их помощью оценены времена жизни мгновенных нейтронов для КС-1 и КС-2.

Ключевые слова: критические сборки, возмущения реактивности, малые образцы, уран-235, плутоний-239, естественный уран, одногрупповая теория возмущений.

INVESTIGATION OF REACTIVITY PERTURBATIONS IN SIMPLE CRITICAL ASSEMBLIES / A. A. MALINKIN, V. A. DAVIDENKO, V. F. KOLESOV // The article reports results of perturbation measurements of reactivity of small samples of different matters in spherical assemblies made of ^{235}U (89.6 %) without a reflector (KS-1) and those of ^{239}Pu without reflector (KS-2) and ^{239}Pu with reflector made of natural uranium (KS-5). Interpretation of experiences basing on one-group perturbation theory is presented. Values of one-group parameters $(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c$, σ_{tr} , $\nu\sigma_f + \sigma_{str}$ of studied perturbation matters for assemblies' cores are given. Here are also given relations of coupling between reactivity perturbation of an absorbing or fission sample and lifetime of prompt neutrons. Lifetimes of prompt neutrons for KS-1 and KS-2 are estimated with their aid.

Key words: critical assemblies, reactivity disturbances, small samples, uranium-235, plutonium-239, natural uranium, one-group perturbation theory.

Введение

Измерения возмущений реактивности в критических сборках дают ценную информацию как о ядерных свойствах веществ, входящих в состав сборки, так и о свойствах исследуемых возмущающих образцов. Во многих случаях опыты по возмущениям реактивности могут быть интерпретированы на основе одногрупповой теории возмущений. Если на расстоянии r от центра сферической сборки поместить малый образец вещества с одногрупповыми параметрами α и β , то, согласно этой теории, отнесенное к 1 см^3 образца изме-

нение реактивности $\delta\rho(r)$ дается соотношением

$$\delta\rho(r) = A[\beta - g(r)\alpha]\Phi^2(r), \quad (1)$$

где $\Phi(r)$ – поток нейтронов; $g(r)$ – функция анизотропии потока; $A = 1/\int_{\nu} \nu \Sigma_f \Phi^2(r) dv$ – некоторая постоянная критической сборки (Σ_f – максимальное сечение деления в невозмущенной сборке); $\alpha = n(\sigma_s + \sigma_f + \sigma_c^*)$; $\beta = n(\sigma_s + \nu\sigma_f)$; n – число ядер в 1 см^3 образца. В транспортном приближении именно σ_s заменяется транспортным сечением σ_{str} .

* Статья написана по работе, выполненной в 1960 г.

Используя диффузионное выражение для величины $g(r)$ [1]

$$g(r) = 1 - 3 \left[\frac{j(r)}{\Phi(r)} \right]^2, \quad (2)$$

соотношение (1) можно представить в виде

$$\delta\rho(r) = [(v-1)\sigma_f - \sigma_c^*] f_1(r) + \sigma_{tr} f_2(r), \quad (3)$$

где $f_1(r) = An\Phi^2(r)$; $f_2(r) = 3Anj^{-2}(r)$.

Величина $\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}$ в (3) является полным транспортным сечением, равным $\sigma_f + \sigma_{str} + \sigma_c^*$. Величина $(v-1)\sigma_f + \sigma_c^*$ характеризует размножающие или поглощающие свойства вещества. Эту величину иногда называют полным сечением поглощения.

Вид функций $f_1(r)$ и $f_2(r)$ можно определить, измеряя распределения возмущений реактивности для «чистых поглотителей» или «чистых рассеивателей».

Таким образом, измерение возмущений от вносимого в критическую сборку образца даст возможность определять параметры α и β , а также их комбинацию $(\beta - \alpha)$ (или аналогичные им величины $\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}$, $v\sigma_f + \sigma_{str}$ и $(v-1)\sigma_f - \sigma_c^* = \frac{\beta - \alpha}{n}$) для этого образца.

Для простейшихборок (дляборок без отражателей) все необходимые для определения одnogрупповых параметров величины, и в том числе абсолютную реактивность, измерить сравнительно легко. Однако ошибки в измерениях величин существенно сказываются на точности определяемых одnogрупповых параметров. Более надежным способом определения одnogрупповых параметров является относительный метод, в котором возмущения исследуемых образцов сравниваются с возмущением от эталонного образца, для которого одnogрупповые ядерные параметры известны достаточно хорошо.

Для раздельного определения параметров α и β или соответствующих им величин σ_{tr} и $v\sigma_f + \sigma_{str}$ необходимы измерения возмущений, по крайней мере, в двух точках сборки.

В настоящей работе эти параметры измерялись в центре ($r = 0$) и в точке r_1 вблизи границы активной зоны. Из уравнения (1) для этого случая получим соотношения

$$\delta\rho(0) = A_n \left(\frac{\beta - \alpha}{n} \right) \Phi^2(0); \quad (4)$$

$$\delta\rho(r_1) = A_n \left(\frac{\beta}{n} - g_1(r_1) \frac{\alpha}{n} \right) \Phi^2(r_1).$$

Величины $\delta\rho(0)$, $\delta\rho(r_1)$, $\Phi(0)$, $\Phi(r_1)$ измерялись в опыте. Коэффициент A определялся по возмущениям от эталонного образца ^{239}Pu , величина $\frac{\beta - \alpha}{n}$ для которого предполагалась известной. Функция $g(r)$ для исследуемыхборок рассчитывалась на основе численного решения кинетического уравнения. Определяемые из уравнений (4) параметры, очевидно, относятся к некоторому среднему по объему активной зоны спектру нейтронов.

В работе, кроме того, определялась величина $\frac{\beta - \alpha}{n} = (v-1)\sigma_f - \sigma_c^*$ возмущающих образцов для центра активных зон, которая находилась по известному значению $[(v-1)\sigma_f - \sigma_c^*]_{39}$ эталонного плутониевого образца из соотношения

$$(v-1)\sigma_f - \sigma_c^* = \frac{\delta\rho(0)}{\delta\rho_{39}(0)} [(v-1)\sigma_f - \sigma_c^*]. \quad (5)$$

Постановка опыта. Результаты измерений

Опыты проводились на трех критических сборках КС-1, КС-2, КС-5 [2, 3], две из которых (КС-1 и КС-2) были без отражателя. Сборка КС-1 представляла собой шар из ^{235}U (89,6 %) диаметром 183 мм, КС-2 – шар из ^{239}Pu диаметром 135 мм. Сборка КС-5 с активной зоной из ^{239}Pu диаметром 94 мм имела отражатель из урана естественного изотопного состава толщиной 280 мм. Все исследуемые сборки имели центральную полость диаметром 28 мм и вертикальный канал диаметром 20 мм для помещения возмущающих образцов.

В опытах использовался метод статических возмущений. В качестве возмущающих образцов использовались делящиеся вещества (^{239}Pu , ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th) и большое число неделящихся веществ. Почти все образцы имели форму цилиндра диаметром и длиной 18 мм. Некоторые из исследуемых веществ (H_2O , D_2O , ^6Li и др.) помещались в тонкие цилиндрические контейнеры из меди с размерами стандартных образцов. Возмущения от контейнеров определялись в отдельных опытах.

Возмущающий образец при измерениях вкладывался в тонкую алюминиевую трубу, которая помещалась в вертикальный канал сборки до упора в центральной полости. С целью исключения канального эффекта образец в трубке полностью закладывался цилиндрическими вкладышами из вещества активной зоны или отражателя. Геометрия образца и вкладышей в трубке строго фиксировалась. Реактивность критической сборки в опытах по возмущениям измерялась в единицах $\Delta = \frac{1000}{Q}$, где Q – определяемый через поток ней-

тронов утечки коэффициент умножения нейтронов центрального источника. Определялось изменение реактивности (подкритичности) при помещении образца на расстоянии r от центра сборки, т. е. находилась величина $\delta\Delta = \Delta_0 - \Delta$, где $\Delta_0 = \frac{1000}{Q}$ и

$\Delta = \frac{1000}{Q}$ – подкритичности сборки без образца и с образцом соответственно.

Единица $1000/Q$ для каждой конкретной сборки связана с абсолютной единицей реактивности постоянным множителем. Для исследуемыхборок получены экспериментально следующие соотношения (спектр нейтронов близок к спектру деления): для сборки КС-1 – $10^3 \frac{\Delta K}{K} = 0,92$ ед.

($1000/Q$); для КС-2 – $10^3 \frac{\Delta K}{K} = 0,93$ ед. ($1000/Q$);

для КС-5 – $10^3 \frac{\Delta K}{K} = 0,84$ ед. ($1000/Q$).

Большинство измерений проведено при значениях Q порядка 300–500. Предел чувствительности метода в измерениях составлял 10^{-2} ($1000/Q$) единиц. Влияние конечных размеров образца на измеряемую величину возмущения учитывалось на основании данных работы [4], в которой рассмотрены возмущения второго порядка. Поправка в значениях $\delta\Delta$ при переходе от конечных образцов к точечным достигает во многих случаях 10–20%. Поправка особенно велика в центреборок.

Результаты измерений возмущений для нескольких точекборок КС-1, КС-2, КС-5 приведены в табл. 1, 2. На рис. 1–3 представлены распределения возмущений для наиболее характерных веществ. Приведенные значения возмущений соответствуют вкладам в подкритичность от микроколичеств исследуемых веществ. Возмущения представлены в единицах ($1000/Q$) на грамм-атом вещества. Относительная ошибка в измеренных возмущениях составляет 2–4% для делящихся и 5–30% для остальных веществ. Относительная ошибка тем больше, чем меньше абсолютная величина измеренного возмущения.

Таблица 1

Вклад в подкритичность $\delta\Delta$ от точечных образцов веществ в сборках КС-1 и КС-2

Вещество	Возмущение в ед. ($1000/Q$) на грамм-атом							
	КС-1				КС-2			
	r , см							
	0	4,1	7,1	8,1	0	3,7	4,97	6,06
H	2,98	1,88	0,92	0,65	1,47	1,26	1,16	0,73
D	1,15	0,83	–	0,64	0,27	1,04	1,10	0,92
${}^6\text{Li}$	–2,46	–1,09	0,36	0,31	–2,40	–0,24	0,45	0,53
${}^9\text{Be}$	0,57	0,62	1,03	0,89	0,32	1,35	1,54	1,37
$\text{В}_{\text{сст.}}$	–0,57	–0,12	0,77	0,80	–0,77	0,53	1,08	1,04
${}^{12}\text{C}$	0,084	0,57	0,91	0,74	–0,128	1,01	1,25	1,09
${}^{16}\text{O}$	0,28	1,06	1,20	0,98	–0,086	1,19	1,72	1,63
${}^{23}\text{Na}$	–0,19	0,79	0,99	0,87	–0,51	1,23	1,65	1,39
${}^{27}\text{Al}$	–0,11	0,50	0,99	0,75	–0,23	1,10	1,46	1,16
${}^{56}\text{Fe}$	–0,026	0,52	0,80	0,76	–0,33	0,99	1,33	1,13
${}^{64}\text{Cu}$	–0,148	0,56	0,95	0,86	–0,53	0,99	1,46	1,25
${}^{65}\text{Zn}$	–0,164	0,61	1,03	0,88	–0,62	1,15	1,58	1,42
${}^{108}\text{Ag}$	–0,68	0,33	1,30	1,12	–1,33	1,10	1,81	1,74
${}^{112}\text{Cd}$	–0,34	0,61	1,40	1,18	–0,98	1,35	2,01	1,72
${}^{115}\text{In}$	–1,20	–	1,38	1,25	–1,70	1,39	2,07	1,82
${}^{119}\text{Sn}$	–0,31	0,68	1,64	1,29	–0,69	1,58	2,18	1,85
${}^{127}\text{J}$	–1,05	–0,05	1,82	1,64	–1,34	1,80	2,69	2,45
${}^{197}\text{Au}$	–0,67	0,65	1,91	1,58	–1,20	1,75	2,64	2,42

Вещество	Возмущение в ед. (1000/Q) на грамм-атом							
	КС-1				КС-2			
	r, см							
	0	4,1	7,1	8,1	0	3,7	4,97	6,06
²⁰⁷ Pb	-0,20	0,71	1,74	1,52	-0,55	2,09	2,78	2,44
²⁰⁹ Bi	-0,188	0,66	1,82	1,62	-0,27	2,16	2,96	2,51
²³³ I	+16,5	10,7	5,17	3,58	16,8	-	9,6	5,23
²³² Th	-0,152	1,91	2,53	2,40	-	2,86	3,05	2,77
²³⁵ U	9,90	6,73	4,01	2,84	11,16	8,19	6,34	4,11
²³⁸ U	1,35	1,64	1,92	1,72	1,61	3,22	3,39	2,69
²³⁹ Pu	18,38	12,68	6,23	4,20	22,84	15,0	10,7	6,65

Таблица 2

Вклад в подкритичность $\delta\Delta$ от точечных образцов в КС-5

Вещество	Возмущение в ед. (1000/Q) на грамм-атом				
	r, см				
	0	4,25	5,8	7,85	11,95
H	3,43	1,91	0,51	-0,034	-
D	0,46	1,72	0,83	0,25	0,018
⁶ Li	-5,85	-0,65	-0,19	-0,24	-0,28
⁹ Be	1,13	2,67	1,52	0,64	0,079
Вест.	-1,77	1,23	0,83	0,22	0,014
¹² C	0,17	2,14	1,32	0,54	0,078
¹⁶ O	0,38	3,03	2,01	0,75	0,038
²³ Na	-0,055	2,42	1,72	-	-
²⁷ Al	-0,108	2,32	1,44	0,59	0,083
⁵⁶ Fe	-0,32	2,13	1,28	0,50	0,096
⁶⁴ Cu	-0,59	2,26	1,39	0,55	0,11
⁶⁵ Zn	-0,70	2,52	1,56	-	0,10
¹⁰⁸ Ag	-2,70	2,26	1,21	-	0,29
¹¹² Cd	-1,54	3,03	1,83	-	0,12
¹¹⁵ In	-3,47	3,00	1,65	-	-
¹¹⁹ Sn	-0,91	3,38	1,98	0,87	-
¹²⁷ I	-2,94	4,19	2,37	0,75	-
¹⁹⁷ Au	-2,43	3,95	2,17	-	0,13
²⁰⁷ Pb	-0,12	4,55	2,75	1,16	0,27
²⁰⁹ Bi	-0,19	4,38	2,69	-	0,16
²³² Th	-1,2	6,20	3,82	2,25	0,44
²³³ U	31,8	28,7	16,0	7,36	2,05
²³⁵ U	22,1	15,1	8,71	3,79	1,04
²³⁸ U	2,69	5,43	3,02	1,12	0,24
²³⁹ Pu	44,4	24,1	13,5	5,81	1,51

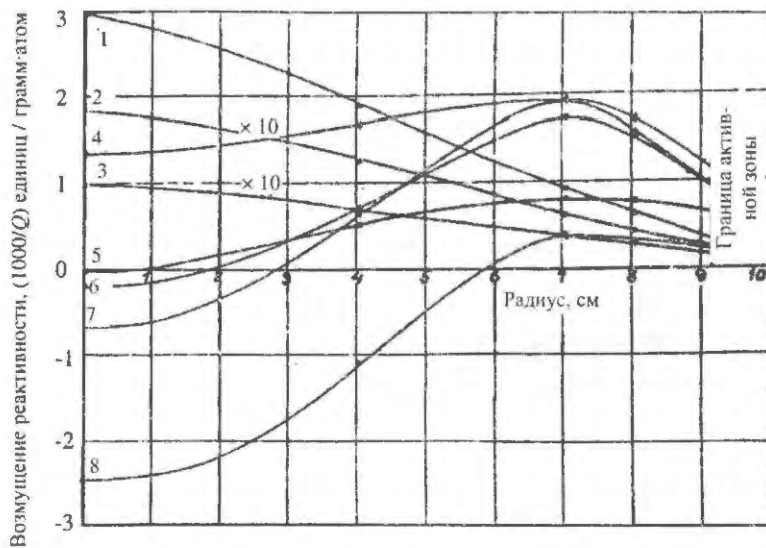


Рис. 1. Распределение возмущений для наиболее характерных веществ в сборке КС-1: 1 – Н; 2 – ^{239}Pu ; 3 – ^{235}U ; 4 – ^{238}U ; 5 – Fe; 6 – Pb; 7 – Au; 8 – ^6Li

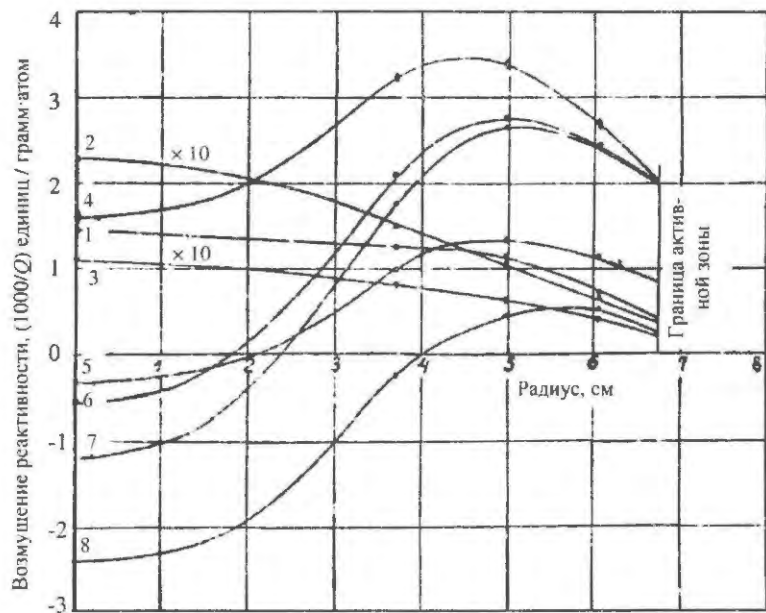


Рис. 2. Распределение возмущений для наиболее характерных веществ в сборке КС-2: 1 – Н; 2 – ^{239}Pu ; 3 – ^{235}U ; 4 – ^{238}U ; 5 – Fe; 6 – Pb; 7 – Au; 8 – ^6Li

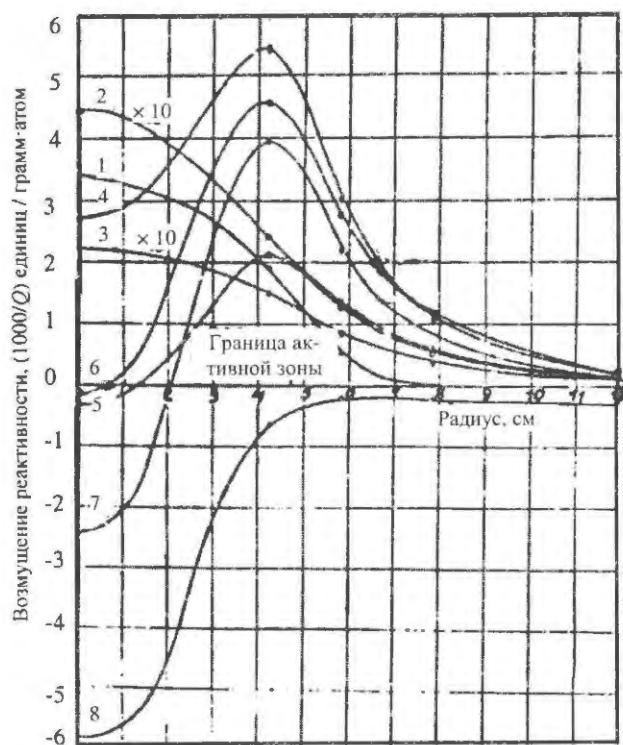


Рис. 3. Распределение возмущений для наиболее характерных веществ в КС-5: 1 - H; 2 - ^{239}Pu ; 3 - ^{235}U ; 4 - ^{238}U ; 5 - Fe; 6 - Pb; 7 - Au; 8 - ^6Li

Определение величин

$$(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c^*, \sigma_{tr} \text{ и } \nu\sigma_f + \sigma_{str}$$

Полученные по возмущениям значения $\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}$ и $(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c^* = \frac{\beta-\alpha}{n}$ для центра активных зон приведены в табл. 3. Значения

$(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c^*$ для эталонного образца ^{239}Pu определялись на основе данных [2, 3].

Для некоторых исследуемых веществ полученные значения одногрупповых параметров могут быть сравнены с параметрами, полученными на сборках «Godiva», «Jezebel» [1, 5] и на реакторах нулевой мощности БР-1 [6], «Зефир» [7].

Для различных активных зон из высокообогащенного горючего значения σ_{tr} мало отличаются друг от друга (величина σ_{tr} несколько увеличивается по мере смягчения спектра). Что касается величин $(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c^*$, то полученные по возмущениям их значения для неделящихся веществ с малым сечением радиационного захвата довольно сильно зависят от состава и геометрии исследуемых критическихборок. Это объясняется тем, что определяемое из опытов по возмущениям сечение σ_c^* отличается от истинного сечения радиационного захвата на некоторую добавочную величину $\sigma_x - \sigma_c^* - \sigma_c$, которая для различныхборок может быть как положительной, так и отрицательной. Добавка σ_x возникает вследствие изменения энергии нейтронов при рассеянии.

Из [5, 6] следует, что для всех легких и для магических тяжелых ядер величина σ_x обычно много больше сечения σ_c , а также для всех тяжелых немагических ядер в сечении σ_c преобладает истинный захват.

Таблица 3

Значения величин σ_{tr} , $\nu\sigma_f + \sigma_{str}$ и $(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c^*$ для активных зонборок КС-1, КС-2, КС-5

Вещество	$\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}, \text{ б}$			$\nu\sigma_f + \sigma_{str} = \frac{\beta}{n}, \text{ б}$			$(\nu-1)\sigma_f - \sigma_c^*, \text{ мб}$		
	КС-1	КС-2	КС-3	КС-1	КС-2	КС-3	КС-1	КС-2	КС-3
^1H	0,84±0,14	0,76±0,17	0,94±0,24	1,31±0,14	1,00±0,16	1,43±0,24	634±20	248±22	291±18
^2D	1,94±0,15	1,63±0,15	1,95±0,09	2,08±0,15	1,68±0,14	1,98±0,07	241±10	45±8	32±3
^6Li	2,32±0,33	1,98±0,11	1,97±0,21	2,82±0,33	1,61±0,10	1,53±0,20	-508±12	-399±14	-487±13
^9Be	2,38±0,16	2,34±0,07	-	2,48±0,16	2,39±0,07	-	119±5	54±9	-
Вест.	2,37±0,12	2,25±0,11	2,58±0,05	2,26±0,12	2,13±0,10	2,45±0,05	-118±4	-128±12	-147±4
^{12}C	2,40±0,10	2,24±0,04	2,53±0,04	2,41±0,10	2,22±0,04	2,54±0,04	17±2	-21±3	14±3
^{16}O	2,94±0,30	2,93±0,17	3,38±0,15	2,99±0,30	2,92±0,16	3,41±0,13	58±16	14±24	32±11
^{23}Na	2,68±0,20	-	2,60±0,24	2,65±0,20	-	2,61±0,24	-39±12	-	-4±7
^{27}Al	2,76±0,06	2,58±0,06	2,77±0,04	2,74±0,06	2,55±0,06	2,76±0,04	-22±3	-38±13	-9±2
^{56}Fe	2,67±0,06	2,58±0,04	2,86±0,05	2,68±0,06	2,53±0,04	2,84±0,04	-5±2	-53±3	-27±2
^{64}Cu	2,88±0,09	3,10±0,07	3,31±0,06	2,85±0,09	3,02±0,06	3,26±0,05	-31±2	-87±3	-50±2
^{65}Zn	2,98±0,06	3,20±0,07	3,52±0,05	2,95±0,06	3,11±0,07	3,47±0,04	-34±6	-102±7	-58±2

Вещество	$\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}, \text{ б}$			$v\sigma_f + \sigma_{str} = \frac{\beta}{n}, \text{ б}$			$(v-1)\sigma_f - \sigma_c^*, \text{ мб}$		
	КС-1	КС-2	КС-3	КС-1	КС-2	КС-3	КС-1	КС-2	КС-3
¹⁰⁸ Ag	4,01±0,07	3,89±0,08	4,30±0,05	3,88±0,07	3,69±0,09	4,10±0,04	-141±4	-220±12	-230±5
¹¹² Cd	4,14±0,06	4,10±0,07	4,53±0,05	4,07±0,06	3,96±0,07	4,41±0,05	-71±3	-163±7	-128±5
¹¹⁵ In	4,14±0,30	4,14±0,17	4,88±0,18	3,88±0,33	3,88±0,17	4,62±0,17	-248±26	-280±15	-289±13
¹¹⁹ Sn	4,30±0,14	3,98±0,09	4,37±0,11	4,24±0,08	3,87±0,08	4,30±0,11	-64±3	-115±7	-76±8
¹²⁷ J	5,11±0,07	4,85±0,21	5,90±0,40	4,91±0,67	4,65±0,20	5,68±0,33	-217±26	-222±20	-245±24
¹⁹⁷ Au	5,39±0,18	5,02±0,09	5,70±0,17	5,27±0,18	4,83±0,09	5,52±0,16	-138±7	-199±12	-202±10
²⁰⁷ Pb	5,36±0,08	5,03±0,11	5,42±0,07	5,32±0,10	4,94±0,10	5,41±0,06	-42±5	-91±10	-10±6
²⁰⁹ Bi	4,95±0,10	5,09±0,10	5,16±0,07	4,92±0,10	5,00±0,11	5,15±0,07	-39±6	-45±9	-16±6
²³² Th	6,4±0,6	5,68±0,04	7,0±0,3	6,45±0,60	5,36±0,40	6,98±0,32	-31±3	-	-108±20
²³³ U	5,9±0,4	5,20±0,9	7,03±1,4	9,08±0,40	8,34±0,90	10,4±1,4	3400±80	3230±80	-3320±70
²³⁵ U	4,9±0,3	4,8±0,3	5,53±0,40	6,81±0,30	6,72±0,32	7,46±0,40	2040±30	2060±30	-2060±30
²³⁸ U	5,16±0,09	5,04±0,12	5,31±0,07	5,41±0,09	5,28±0,12	5,51±0,07	279±4	268±5	224±4
²³⁹ Pu	5,08±0,40	4,91±0,34	6,21±0,53	8,88±0,40	8,70±0,34	9,89±0,53	3800	3800	3700

Определение из возмущений среднего времени жизни мгновенных нейтронов

Измерения возмущений можно использовать для определения среднего времени жизни мгновенных нейтронов τ . Для чисто поглощающего вещества величина τ определяется из соотношения

$$\tau = \frac{4\pi \int_0^R P(r) \delta\rho_c(r) r^2 dr}{\Sigma_c(0) v(0)}, \quad (6)$$

где $P(r) = \frac{v(0)\sigma_c(0)}{v(r)\sigma_c(r)}$ – распределение плотности возмущающего вещества по радиусу; $\delta\rho_c(r)$ – распределение возмущения от поглощающего вещества (в абсолютных единицах реактивности); $\Sigma_c(0)$ – среднее макроскопическое сечение захвата возмущающего вещества в центре; $v(r)$, $\sigma_c(r)$ – средняя скорость нейтронов и сечение захвата поглотителя в точке r ; R – внешний радиус сборки.

Для поглощающего вещества с ходом сечения $\sigma_c = \frac{K}{v}$ имеем $P(r) = 1$, $\Sigma_c(0) = \frac{nK}{v(0)}$ и

$$\tau = \frac{4\pi \int_0^R \delta\rho_c(r) r^2 dr}{nK}. \quad (7)$$

Для делящегося вещества τ определяется из соотношения

$$\tau = \frac{4\pi \int_0^R \delta\rho_c(r) r^2 dr}{v(0) \int_0^R \frac{1}{g(r)} v\Sigma_f(r) - \Sigma_a(r)}, \quad (8)$$

где $\Sigma_f(r)$, $\Sigma_a(r)$, $\delta\rho_f(r)$ – макроскопические сечения деления и полного захвата и возмущение реактивности для делящегося вещества в точке r .

Результаты расчета по формулам (5–8) величины τ для сборок КС-1 и КС-2 приведены в табл. 4. Значения средних скоростей нейтронов и сечений взяты из [2]. Величины $\delta\rho_c(r)$ и $\delta\rho_f(r)$ получены из данных по возмущениям для образцов ¹⁹⁷Au и ²³⁹Pu путем вычета вклада в реактивность от упругого и неупругого рассеяния.

Приведенные в табл. 4 времена жизни мгновенных нейтронов для КС-1 и КС-2 с точностью до ошибок измерений согласуются со значениями, полученными в измерениях временной постоянной α -Росси.

Таблица 4

Значение величины τ в сборках КС-1 и КС-2

Сборка	$\tau \cdot 10^8, \text{ с}$	
	Из возмущений	
	от ²³⁹ Pu	от ¹⁹⁷ Au
КС-1	0,56±0,06	0,57±0,06
КС-2	0,38±0,03	0,30±0,03

Список литературы

1. Кодд Д., Шеферд Д., Тайт Д. Успехи в области ядерной энергии. – М., ИИЛ, 1958.
2. Малинкин А. А. и др. Нейтронные характеристики критических сборок из ^{235}U (89,6 %) и ^{239}Pu без отражателей // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2010. Вып. 2. С. 95–101.
3. Малинкин А. А. и др. Нейтронные характеристики критическихборок из ^{235}U (36 %), ^{235}U (89,6 %), ^{239}Pu и ^{235}U с урановым отражателем // Там же. С. 102–112.
4. Hansen G. R., Maler C. Nucl. Sci. and Eng. 8, 532, 1960.
5. Engle L. B. et al. Nucl. Sci and Eng. 8, 543, 1960.
6. Лейпунский А. И. и др. Доклад № 2219, представленный СССР на Вторую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958.
7. Холмс и др. Доклад № 404, представленный Англией на Первую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955.

Контактная информация –
Колесов Владимир Федорович
тел.: (831 30) 2-75-11, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 22.03.2010.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 113–120.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Горелов В. П., Ильин В. И., Кайгородов А. А., Кувшинов М. И., Панин А. В., Пешехонов Д. П. Экспериментальные исследования кинетики мгновенных нейтронов в размножающих системах с активной зоной из плутония	3	Gorelov V. P., Il'in V. I., Kaigorodov A. A., Kuvshinov M. I., Panin A. V., Peshekhonov D. P. Experimental researches of prompt neutrons kinetics in assemblies with a core of plutonium	3
Хоружий В. Х. Уравнения кинетики реактора и бустера в терминах интенсивности делений	14	Khoruzhy V. Kh. Equations of reactor and booster point kinetic in terms of fission intensity	14
Фомушкин Э. Ф. Некоторые характеристики распространения излучений в сферических активных системах	17	Fomushkin E. F. Some characteristics of radiation distribution in the spherical active systems	17
Колесов В. Ф., Интяпина Е. В. Уточненные уравнения динамики импульсного реактора БИГР	22	Kolesov V. F., Intyapina E. V. Improved equations of BIGR pulsed reactor dynamics	22
Никитин И. А. Расчетные модели тормозных устройств исполнительных механизмов рабочих органов импульсных ядерных реакторов	43	Nikitin I. A. Calculated models of brake systems (dampers) for actuating units of pulse nuclear reactor control elements	43
Кошелев А. С., Мочкаев М. В., Арапов А. В., Богданов В. А., Севастьянов В. Д. Источник тепловых нейтронов ЭИ-Т-22 реактора БР-1М	52	Koshelev A. S., Mochkaev M. V., Arapov A. V., Bogdanov V. A., Sevastianov V. D. Thermal neutron source Ehi-T-22 of reactor BR-1M	52
Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Пространственные, спектральные и временные характеристики специализированного гамма-источника реактора БР-К1	61	Koshelev A. S., Khoruzhy V. Kh. Space, spectral and time characteristics of a specialized gamma-source of BR-K1 reactor	61
Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Исследование нейтронной чувствительности для гамма-детекторов	69	Koshelev A. S., Khoruzhy V. Kh. Study of gamma-detector neutron sensitivity	69
Мингазов О. А. Модернизированная автоматизированная система контроля, управления и защиты ИЯР растворного типа	83	Mingazov O. A. Modernized automated system of control, governing and protection of pulsed water-solution reactor	83

Кузьмичевский А. Ю., Гетман А. Ф. Тестовый пример проверки программного обеспечения для расчета вероятности разрушения (ПН-1.1) с использованием методики А. Р. Ржаницына	89	Kuz'michevskiy A. Ju., Getman A. F. Testexample of check of the software for calculation of probability of destruction (ПН-1.1) with use of a A. R. Rzhanitsyn's	89
Малинкин А. А., Давиденко В. А., Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Сциборский Б. Д. Нейтронные характеристики критических сборок из ^{235}U (89,6 %) и ^{239}Pu без отражателей	95	Malinkin A. A., Davidenko V. A., Kolesov V. F., Kuvshinov M. I., Sciborski B. D. Neutron characteristics of critical assemblies made of ^{235}U (89.6 %) and ^{239}Pu without reflectors	95
Малинкин А. А., Давиденко В. А., Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Сциборский Б. Д. Нейтронные характеристики критических сборок из ^{235}U (36 %), ^{235}U (89,6 %), ^{239}Pu и ^{233}U с урановым отражателем	102	Malinkin A. A., Davidenko V. A., Kolesov V. F., Kuvshinov M. I., Sciborski B. D. Neutron characteristics of critical assemblies made of ^{235}U (36 %), ^{235}U (89.6 %), ^{239}Pu and ^{233}U with uranium reflector	102
Малинкин А. А., Давиденко В. А., Колесов В. Ф. Исследование возмущений реактивности в простых критических сборках	113	Malinkin A. A., Davidenko V. A., Kolesov V. F. Investigation of reactivity perturbations in simple critical assemblies	113

Редактор *Е. А. Мясоедова*

Корректоры *Н. Ю. Костюничева, Л. В. Степченкова*

Компьютерная подготовка оригинала-макета *Н. А. Лештаева*

Подписано в печать	01.06.2010	Формат	60 × 84/8
Офсетн. печ.	Усл. печ. л. ~ 10	Уч.-изд. л. ~ 12	
Тираж 150 экз.	Зак. тип. 630-2010	13 статей	

Отпечатано в ИПК ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"
607189, г. Саров Нижегородской области, ул. Силкина, 23

Правила оформления статей

(уточненные в соответствии с требованиями ВАК 2008 г. – выделены п/ж шрифтом)

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом «Оригиналы авторские и текстовые издательские» (ОСТ 29.115–88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 шрифтом № 12 через 2 интервала. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – все вышеперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно в виде электронной версии обычным шрифтом № 11 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры (“.”).

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных подписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α , β , γ , ϕ и т. д.) набираются прямо, а латинские (x , y , z , w и т. д.) – курсивом. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d , $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде представляется отдельным файлом.

5. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть размечены и сразу расшифрованы. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении. Формулы выполняются в редакторе Equation 3.0 или MathType при невозможности набора на клавиатуре (x_n^2 , y_m^n , \sqrt{x} , $\int_0^1 x$, $\frac{1}{y}$ и т. д.). Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры

(x_3 , км^2 и т. д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 10. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 11. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т. д. и расшифровывается.

В электронном виде рисунки представляются отдельными файлами, выполненными в графических редакторах *Paint*, *PhotoShop*, *CorelDraw* в черно-белом цвете (фотографии – в растровом формате *tif*, *dpi*-300). Рисунки в Word не вставлять, кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку, арабскими цифрами в квадратных скобках. **Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу.** Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом «Библиографическая ссылка» (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

9. **В конце текста перед списком литературы указывается контактная информация о всех авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.**

**Уточненная информация для читателей
научно-технического сборника
«Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов»!**

Редколлегия сборника "ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов" информирует авторов и читателей сборника об организации подписки на «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов». Подписные индексы ОАО Агентства «Роспечать»: индекс 66675 со II полугодия 2007 г. в каталоге «Издания органов научно-технической информации» и индекс 32067 с 2010 г. в каталоге «Газеты. Журналы».

Напоминаем, что «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов» по-прежнему издается в трех выпусках: «Физика и методы расчета ядерных реакторов», «Динамика и безопасность ядерных энергетических установок» и «Импульсные реакторы и простые критические сборки».

Призываем заинтересованных специалистов поддержать активной подпиской сборник «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов».

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, 1-122