621.039.5
В 74

ISSN 0205-4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
"КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика ядерных реакторов

ВЫПУСК

1999

3–4

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ

621.039.5
В 74

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

380174/8

НАУЧНО–ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 3-4

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ

Москва – 1999

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
Центральная научно-техническая
библиотека
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор),
С.М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В.Ф. Колесов, С.Д. Малкин, Т.П. Федосеева (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), Е.В. Куличкова (отв. секретарь),
А.М. Воинов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов,
С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин,
С.К. Штарев, В.И. Юферев

В серии «Физика ядерных реакторов» публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

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

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров апериодического 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 topics described below are published in series «Nuclear Reactor Physics»:

- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

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.

© РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999
© Российский научный центр
"Курчатовский институт", 1999

УДК 621.039.571:539.1.084

СТАЦИОНАРНОЕ ДОЗОВОЕ ПОЛЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БР-1

А. С. Кошелев, А. А. Девяткин, Е. Ю. Тарасова

РФЯЦ–ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Экспериментально исследованы и систематизированы дозовые характеристики стационарного поля γ-излучения во внутризонной облучательной полости и в избранном направлении снаружи активной зоны импульсного реактора БР-1.

STATIONARY DOSE FIELD OF BR-1 PULSE REACTOR GAMMA-RADIATION/ A.S. KOSHELEV, A.A. DEVIATKIN, E.Yu. TARASOVA// There are experimentally investigated and systematized dose characteristics of stationary γ-radiation field in the in-zone irradiation cavity and in the selected direction outside the BR-1 reactor core.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование характеристик импульсных ядерных реакторов (ИЯР) с металлической активной зоной (АЗ) как источников γ-излучения имеет особенности, связанные с многофакторностью механизма возникновения испускаемых γ-квантов. Собственно процесс деления ядер урана-235 порождает мгновенные γ-кванты (7,97 МэВ на деление) и запаздывающие γ-кванты (7,55 МэВ на деление), высвечивание которых происходит в интервале от 10^{-6} до 10^{8} с и более (использованы данные из [1], с. 207). Вторым по значимости источником γ-квантов являются процессы неупругих взаимодействий нейтронов с материалами АЗ, преимущественно ураном-235 и ураном-238. Существенное влияние на пространственно-временную картину формирования поля γ-излучения как внутри, так и снаружи АЗ ИЯР оказывают перемещения крупных фрагментов АЗ во время облучательной процедуры, что связано с малой прозрачностью материалов АЗ для γ-квантов и, как следствие этого, изменением мощности γ-излучения в местах расположения облучаемых объектов из-за изменения конфигурации источника.

В настоящей статье представлены результаты исследования стационарного дозового поля γ-излучения во внутризонной облучательной полости ИЯР БР-1 [2] и в пространстве снаружи АЗ. При планировании экспериментов учитывались особенности высвечивания запаздывающих γ-квантов деления с учетом данных работ [1, 3], выходов γ-квантов неупругих взаимодействий (по проведенным расчетным оценкам с использованием программ ВНИИЭФ, реализующих метод Монте-Карло [4]), а также формы организации проведения исследований избранных пространственно-энергетических характеристик стационарного поля нейтронов снаружи АЗ ИЯР БР-1 [5].

В качестве основного измерительного средства использовались детекторы ИКС-А со стеклами ИС-7 в экспериментальной конструктивной компоновке (см. описание в [6], с. 108). Так как исходная калибровка дозиметров ИКС-А проводится на радиоизотопном источнике ^{60}Co (в нашем случае ^{60}Co № 036 ВЭТ 8-12-88 ОЛИТ ВНИИЭФ) в единицах экспозиционной дозы (рентген, Р), то для представления экспериментальных результатов предпочтение отдано единицам калибровки, т.е. Р. В практических приложениях принято отображать дозовые характеристики поля γ-излучения в единицах поглощенной дозы (рад или Гр) в воздухе, воде, графите и т.п. На ИЯР ВНИИЭФ выбрана форма представления поглощенной дозы в воздухе. Коэффициент связи между экспозиционной дозой в Р и поглощенной в воздухе дозой в рад (Гр) принят равным 0,873 рад/Р ($8{,}73\cdot10^{-3}$ Гр/Р) согласно рекомендациям [7].

При проведении исследований во внутризонной полости (во вводимом в центральный канал АЗ контейнере вертикальной загрузки, КВЗ) особое внимание уделялось возможной анизотропии γ-излучения, обусловленной пространственным расположением полости относительно делящихся материалов (ДМ) АЗ БР-1.

При проведении исследований снаружи АЗ для анализа и отображения результатов использовалась по аналогии с нейтронным излучением [5] двухкомпонентная модель описания поля γ-квантов в околозонном пространстве, предполагающая возможность выделения γ-квантов утечки, следующих закону $1/R^2$, и фоновых γ-квантов (γ-квантов, образованных в стенах защитного каземата и на оборудовании, размещенном в нем) с независимой от координаты пространства величиной дозы.

К ВЫБОРУ РЕДАКЦИИ ОБЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПРОЦЕДУРЫ

С учетом характера реализации удобно выразить соотношение доз от мгновенного и запаздывающего γ-излучений в форме коэффициента прироста дозы $K(t)$, определив его следующим очевидным образом:

$$K(t)=\left(D_{\text{м}}+D_{\text{з}}(t)\right)/D_{\text{м}},$$

где $D_{\text{м}}$ - доза, обусловленная мгновенными γ-кван-

тами; $D_з(t)$ - доза, обусловленная запаздывающими γ-квантами (для согласования с принятой на ИЯР ВНИИЭФ формой определения величины $D_м$ и $D_з$ - в единицах поглощенной дозы в воздухе).

Задача определения $K(t)$ для пространства внутри и снаружи АЗ БР-1 решалась в два этапа. На первом этапе коэффициент $K(t)$ определялся на интервале времени от 0,1 до $7{,}0\cdot10^7$ с для γ-квантов деления урана-235. Энергетические выходы мгновенных и запаздывающих γ-квантов в МэВ принимались согласно работе [3]. Пересчет соответствующих энерговыходов в величины $D_м$ и $D_з(t)$ осуществлялся с использованием рекомендаций по спектральному составу мгновенных и запаздывающих γ-квантов деления урана-235 из работ [1, 8] и данных по сечениям поглощения энергии γ-излучения $\sigma_{tot\,en}$ из [9]. Для $D_м$ получено значение $3{,}656\cdot10^{-12}$ Гр·см^2/квант, для $D_з(\infty)$ - $3{,}298\cdot10^{-12}$ Гр·см^2/квант.

составляет 0,253 Гр на 1 Гр дозы от мгновенных γ-квантов деления; для пространства снаружи АЗ – 0,333 Гр на 1 Гр дозы от мгновенных γ-квантов деления.

Результаты определения $K(t)$ для всех рассмотренных композиций – для γ-квантов деления урана-235 и для суперпозиционных полей γ-квантов деления и неупругих взаимодействий во внутренней полости и в околозонном пространстве - представлены в табл. 1 на интервале высвечивания запаздывающих γ-квантов от 0,1 до $7{,}0\cdot10^7$ с.

С учетом характера зависимости $K(t)$ в качестве оптимального, ориентированного на определение дозовых характеристик стационарного поля γ-излучения, был выбран следующий порядок реализации облучательной процедуры:

- активный участок работы с выходом на мощность на периоде 10–20 с и временем наработки планируемого энерговыделения 100–200 с (режим генерирования импульсов БР-1 на запаздывающих нейтронах);

- перевод реактора в подкритическое состояние за счет сброса регулирующего блока РБ (при размещении детекторов во внутризонной полости) или сброса импульсного блока ИБ (при размещении детекторов снаружи АЗ);

Таблица 1

Коэффициент прироста дозы $K(t)$ за счет запаздывающего γ-излучения

t, с	Деление ^{235}U	БР-1		t, с	Деление ^{235}U	БР-1	
		Внутри АЗ	Снаружи АЗ			Внутри АЗ	Снаружи АЗ
0,1	1,023	1,018	1,017	4,0+2	1,534	1,426	1,401
0,2	1,030	1,024	1,022	5,0+2	1,550	1,439	1,413
0,3	1,039	1,031	1,029	6,0+2	1,560	1,447	1,420
0,4	1,045	1,036	1,034	7,0+2	1,570	1,455	1,428
0,5	1,051	1,041	1,038	8,0+2	1,577	1,460	1,433
0,6	1,058	1,046	1,044	9,0+2	1,585	1,467	1,439
0,7	1,063	1,050	1,047	1,0+3	1,590	1,471	1,443
0,8	1,068	1,054	1,051	3,0+3	1,649	1,518	1,487
0,9	1,073	1,058	1,055	5,0+3	1,672	1,536	1,504
1,0	1,078	1,062	1,058	7,0+3	1,686	1,547	1,515
2,0	1,117	1,093	1,088	9,0+3	1,696	1,555	1,522
3,0	1,144	1,115	1,108	1,0+4	1,701	1,559	1,526
4,0	1,167	1,133	1,125	3,0+4	1,740	1,590	1,555
5,0	1,184	1,147	1,138	5,0+4	1,752	1,600	1,564
6,0	1,199	1,159	1,149	7,0+4	1,759	1,606	1,569
7,0	1,213	1,170	1,160	9,0+4	1,764	1,610	1,573
8,0	1,225	1,180	1,169	1,0+5	1,767	1,612	1,575
9,0	1,235	1,188	1,176	3,0+5	1,788	1,629	1,591
1,0+1	1,243	1,194	1,182	5,0+5	1,797	1,636	1,598
2,0+1	1,300	1,239	1,225	7,0+5	1,802	1,640	1,602
3,0+1	1,332	1,265	1,249	9,0+5	1,806	1,643	1,605
4,0+1	1,355	1,283	1,266	1,0+6	1,807	1,644	1,605
5,0+1	1,374	1,298	1,280	3,0+6	1,822	1,656	1,617
6,0+1	1,389	1,310	1,292	5,0+6	1,827	1,660	1,620
7,0+1	1,402	1,321	1,302	7,0+6	1,829	1,662	1,622
8,0+1	1,412	1,329	1,309	9,0+6	1,831	1,663	1,623
9,0+1	1,423	1,338	1,317	1,0+7	1,831	1,663	1,623
1,0+2	1,430	1,343	1,323	3,0+7	1,836	1,667	1,627
2,0+2	1,487	1,389	1,365	5,0+7	1,837	1,668	1,628
3,0+2	1,516	1,412	1,387	7,0+7	1,838	1,669	1,629

На втором этапе величина коэффициента $K(t)$ для деления урана-235 корректировалась с учетом увеличения дозы $D_м$ на величину дозы от γ-квантов неупругих взаимодействий мгновенных нейтронов деления с материалами АЗ, определенную расчетным путем (метод Монте-Карло, [4]). Для внутризонной полости доза от γ-квантов неупругих взаимодействий

- выдержка в течение ~20 мин в неизменной конфигурации АЗ с последующим разведением органов регулирования реактивности (ОРР) реактора, выводом КВЗ из АЗ или удалением держателя детекторов при их размещении снаружи АЗ.

Квазиоблучательная конфигурация АЗ БР-1 представлена на рис. 1. Конкретные облучательные конфигурации имели незначительные отличия при размещении γ-детекторов во внутризонной полости (в этом случае ИБ доводился до крайнего верхнего положения, как на рис. 1, а требуемая реактивность АЗ обеспечивалась соответствующим положением РБ) и снаружи АЗ (в этом случае практически до крайнего верхнего положения доводился РБ, а требуемая реактивность АЗ обеспечивалась соответствующим положением ИБ). Как видно из рис. 1, сброс РБ при облучении γ-детекторов во внутризонной полости и сброс ИБ при их облучении снаружи АЗ обеспечивают неизменность конфигурации эффективного γ-источника относительно γ-детекторов на этапе 20-минутной выдержки, необходимой для уменьшения неопределенности за счет времени вывода КВЗ и удаления держателя при внешнем размещении детекторов.

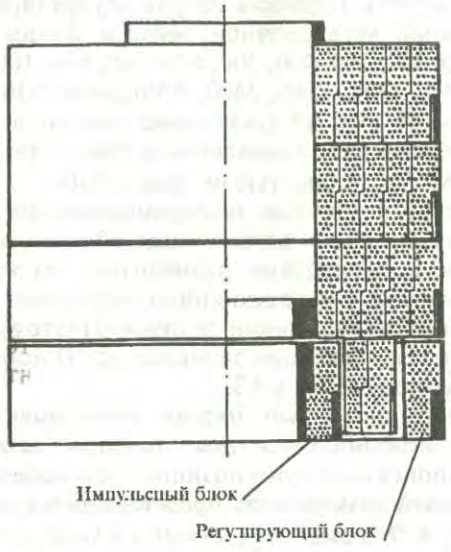


Рис. 1. Квазиоблучательная конфигурация АЗ БР-1

РАЗМЕЩЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ. ФОРМАЛИЗМ ОБРАБОТКИ ПЕРВИЧНОГО МАССИВА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Индивидуальный аварийный дозиметр ИКС-А в экспериментальном исполнении (см., например, [6], с. 108) состоит из стеклянной пластины (стекло марки ИС-7) диаметром 8±1 мм, толщиной 1±0,03 мм в алюминиевой кассете с компенсирующими фильтрами (диаметр кассеты ~15 мм, толщина ~5 мм).

Информация с детекторов после облучения считывалась с помощью стандартного пульта методики ИКС-А с расширенным диапазоном чувствительности в область высоких (до ~100 кР) доз. Принимая во внимание характер фединга детекторов от времени с момента облучения до момента измерения, все измерения облученных детекторов проводились через 24±2 часа с момента облучения (в указанных пределах измерения фединг не превышает 0,7%).

КВЗ изготовлен из стали в форме цилиндрического стакана с внутренней полостью диаметром 95 мм, высотой 312 мм; толщина стенок – 1,5 мм. На дно стакана помещен фильтр тепловых нейтронов с насыпным бором-10, полная толщина которого (с несущим кадмиевым чехлом) составляет 5 мм. Отсчет координат по высоте внутренней полости КВЗ ведется от образующего дно полости торца этого фильтра; полная высота свободного пространства внутри КВЗ (до крепежного фланца привода механизма вертикальной загрузки) равна 307 мм; уровню верхнего торца ДМ верхнего блока АЗ (см. рис. 1) соответствует координата 170 мм.

Исследованию дозовых характеристик стационарного γ-поля в КВЗ предшествовало исследование влияния ориентации детекторов относительно дна и стенок КВЗ на их показания (эффект анизотропии поля γ-излучения). Схема размещения детекторов при проведении ориентационного исследования представлена на рис. 2. Несущие элементы держателя детекторов изготавливались из луженой жести толщиной 0,3 мм.

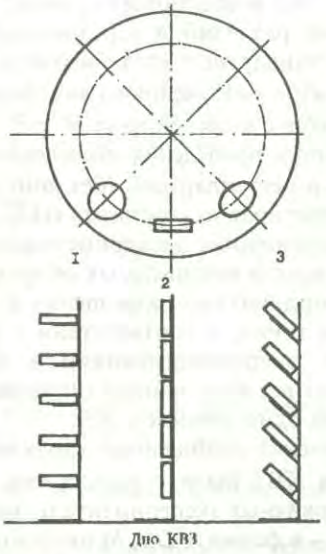


Рис. 2. Схема размещения детекторов при оценке анизотропии поля γ-излучения в КВЗ

С учетом полученных результатов (соотношение средних значений доз по сборкам 1, 2, 3 равно 0,935:1,000:0,989) и соображений удобства практической реализации для основной серии исследований была выбрана конфигурация с параллельным стенкам КВЗ размещением γ-детекторов. Было изготовлено специальное устройство (также из луженой жести толщиной 0,3 мм), представляющее собой два круглых диска, вписывающихся во внутренний диаметр КВЗ, соединенных четырьмя профилированными полосами длиной 305 мм. Вид устройства в сечении, параллельном дну КВЗ, представлен на рис. 3.

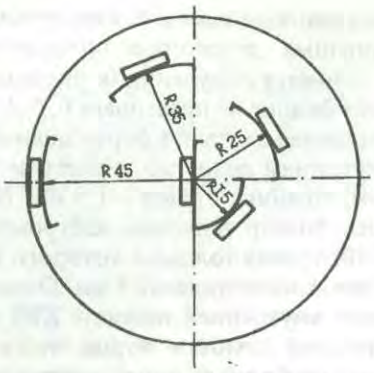


Рис. 3. Схема размещения детекторов при исследовании дозового поля γ-излучения в КВЗ (вид со стороны верхнего центрирующего диска)

Для детального исследования распределения доз γ-излучения по высоте КВЗ необходимо было разместить детекторы с возможно меньшим шагом, что могло быть достигнуто только за счет установки детекторов без стандартных контейнеров, вплотную друг к другу. Допустимость такого решения была исследована с помощью γ-источника ^{60}Co ОЛИТ ВНИИЭФ № 185. Детекторы в стандартных контейнерах и без них (на подложке из фторопласта) одновременно облучались на расстоянии R = 0,5 м до дозового уровня 20 Р.

Отсутствие различий в усредненных показаниях детекторов в стандартных контейнерах и без них и отсутствие в спектре γ-излучения во внутризонной полости БР-1 γ-квантов с энергией ниже 50 кэВ [10] обеспечивает возможность проведения исследований дозового γ-поля в КВЗ в нестандартной (без контейнеров) конфигурации детекторов из комплекта ИКС-А.

Массив первичных экспериментальных данных был получен в пяти независимых облучениях, различающихся координатами размещения и количеством детекторов, а также, в соответствии с конкретикой эксперимента, энерговыделениями в АЗ. Поэтому первоначально все полученные значения доз D нормировались на одно деление в АЗ.

Для получения обобщенных характеристик дозового γ-поля в КВЗ была осуществлена графическая обработка первичных экспериментальных данных. На первом этапе – в формате $D(r, h)$ относительно $h(r, h$ – координаты по радиусу и высоте КВЗ соответственно). На втором этапе – в формате $D(r, h)$ относительно r с использованием файла данных, сформированного с помощью графиков первого этапа обработки. Принималось, что трехмерное поле γ-излучения в КВЗ, благодаря цилиндрической форме АЗ и осесимметричному профилю плотности делений в ДМ, может быть сведено к двумерному, с координатами r и h.

Сформированная на втором этапе совокупность графиков и использовалась для описания дозовых характеристик стационарного поля γ-излучения в КВЗ в виде усредненных по кольцевому цилиндрическому элементу пространства КВЗ (высотой $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$ и шириной $\Delta r_j = r_{j+1} - r_j$) и нормированных на одно деление в АЗ БР-1 значений дозы $D(\Delta h_i, \Delta r_j)$.

Экспериментальный зал, в котором размещается стенд реактора БР-1 с АЗ, представляет собой помещение казематного типа длиной 14,0 м, шириной 10,4 м, высотой 8,0 м, с толстыми (1,5–2,2 м) защитными стенами из бетона. В рабочем положении реакторного стенда центр АЗ располагается на высоте 2,2 м от пола, симметрично относительно боковых стен, в 3,7 м от одной из торцевых стен.

Как и в [5], для исследования дозовых характеристик стационарного поля γ-излучения БР-1 было выбрано направление, перпендикулярное транспортной колее реакторного стенда, в сторону центра зала. Высота установки детекторов – 2230 мм над уровнем пола, что соответствует максимуму в распределении дозы γ-излучения на поверхности АЗ.

В каждом облучательном эксперименте одновременно использовалось по шесть детекторных сборок. В состав каждой индивидуальной сборки входило три детектора γ-квантов из комплекта ИКС-А (экспериментальный вариант контейнера с компенсирующими фильтрами), которые фиксировались на жесткой картонной подложке в индивидуализированной конфигурации, с целью исключить эффект взаимоэкранировки при последовательной установке сборок друг за другом. Подвеска сборок осуществлялась на специальной установочной рейке в координатных позициях 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 1000, 1200, 1400, 1600, 1800, 2100, 2400, 2700, 3000, 3300 мм от центральной оси АЗ (указанные координаты являются фактически радиальными расстояниями от центра АЗ R) с точностью не хуже ± 2 мм.

Массив первичных экспериментальных данных был получен в трех независимых облучениях с различными координатами размещения детекторов и в соответствии с конкретикой эксперимента различными энерговыделениями за пуск. Поэтому первоначально все численные значения доз D нормировались на одно деление в АЗ.

Отнормированный массив экспериментальных данных использовался для подбора параметров двухкомпонентной суперпозиционной модели, предполагающей возможность представления суммарной дозы $D_s = D$ в виде $D_s(R) = D_r(R) + D_f$, где D_r - компонента γ-поля, следующая закону $1/R^2$ (γ-кванты утечки); D_f - компонента, обусловленная фоновыми γ-квантами (в исследованной области пространства принимаемая независящей от R).

Из соображений удобства практического применения выражение для $D_s(R)$ очевидным образом может быть преобразовано к виду

$$D_s(R) = D_r(R_0)(R_0/R)^2 + D_f,$$

где R_0 - выбранное фиксированное расстояние по радиусу от центра АЗ с фиксированным значением $D_r(R_0)$. В такой преобразованной форме и использовалось модельное представление $D_s(R)$ для отображения массива экспериментальных данных.

Таблица 2

Результирующие дозовые характеристики $D(\Delta h_i, \Delta r_j)$ поля γ-излучения в КВЗ, Р/дел. в АЗ

j		1	2	3	4	5
i	Δh_i, мм	Δr_j, мм				
		0-10	10-20	20-30	30-40	40-50
1	0-10	0,655-12	0,765-12	0,765-12	0,730-12	0,705-12
2	10-20	0,685-12	0,700-12	0,720-12	0,710-12	0,690-12
3	20-30	0,720-12	0,700-12	0,725-12	0,710-12	0,690-12
4	30-40	0,750-12	0,740-12	0,750-12	0,730-12	0,710-12
5	40-50	0,780-12	0,785-12	0,780-12	0,760-12	0,765-12
6	50-60	0,800-12	0,835-12	0,800-12	0,800-12	0,810-12
7	60-70	0,810-12	0,870-12	0,820-12	0,830-12	0,830-12
8	70-80	0,800-12	0,860-12	0,830-12	0,845-12	0,835-12
9	80-90	0,790-12	0,830-12	0,820-12	0,835-12	0,820-12
10	90-100	0,750-12	0,780-12	0,780-12	0,800-12	0,780-12
11	100-110	0,710-12	0,740-12	0,735-12	0,750-12	0,735-12
12	110-120	0,665-12	0,690-12	0,690-12	0,700-12	0,670-12
13	120-130	0,610-12	0,635-12	0,635-12	0,640-12	0,595-12
14	130-140	0,550-12	0,575-12	0,575-12	0,570-12	0,510-12
15	140-150	0,490-12	0,520-12	0,515-12	0,500-12	0,430-12
16	150-160	0,430-12	0,460-12	0,460-12	0,430-12	0,370-12
17	160-170	0,375-12	0,405-12	0,405-12	0,365-12	0,310-12
18	170-180	0,315-12	0,350-12	0,345-12	0,310-12	0,260-12
19	180-190	0,270-12	0,300-12	0,300-12	0,265-12	0,210-12
20	190-200	0,230-12	0,255-12	0,255-12	0,225-12	0,180-12
21	200-210	0,195-12	0,220-12	0,215-12	0,190-12	0,150-12
22	210-220	0,165-12	0,190-12	0,185-12	0,160-12	0,125-12
23	220-230	0,145-12	0,160-12	0,155-12	0,135-12	0,110-12
24	230-240	0,120-12	0,135-12	0,135-12	0,120-12	0,100-12
25	240-250	0,110-12	0,115-12	0,115-12	0,105-12	0,090-12
26	250-260	0,095-12	0,100-12	0,095-12	0,090-12	0,085-12
27	260-270	0,085-12	0,090-12	0,090-12	0,085-12	0,080-12
28	270-280	0,075-12	0,080-12	0,080-12	0,080-12	0,075-12
29	280-290	0,065-12	0,075-12	0,075-12	0,075-12	0,070-12
30	290-300	0,060-12	0,070-12	0,075-12	0,070-12	0,065-12

ОБОБЩЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. АНАЛИЗ

Результирующие дозовые характеристики поля γ-излучения в КВЗ в двумерном формате $D(\Delta h_i, \Delta r_j)$ представлены в табл. 2. Как следует из таблицы, дозовое γ-поле в КВЗ достаточно равномерно по радиусу. Максимальные значения дозы достигаются в области на высоте 60–70 мм. В области на высоте от 0 до 120 мм наблюдается достаточно равномерное распределение дозы – в пределах ±10% от среднего значения. С приближением к границе ДМ в верхнем блоке АЗ (h = 170 мм) и особенно с выходом за эту границу заметно резкое снижение численной величины γ-дозы.

Для дозового поля γ-излучения снаружи АЗ для модельного решения в виде $D_s(R) = D_r(R_0)\,(R_0/R)^2 + D_f$ определены следующие значения фиксированных параметров: R_0 = 2400 мм, $D_r(R_0) = 0{,}629 \cdot 10^{-15}$ Р, $D_f = 0{,}369 \cdot 10^{-15}$ Р (при использовании коэффициента $8{,}73 \cdot 10^{-3}$ для перехода к поглощенной дозе в воздухе $D_r(R_0) = 0{,}549 \cdot 10^{-17}$ Гр, $D_f = 0{,}322 \cdot 10^{-17}$ Гр). Все численные значения – в нормировке на одно деление в АЗ БР-1.

Уровень согласованности экспериментальных и рассчитанных по зафиксированному модельному соотношению значений доз на измерительных позициях иллюстрируют данные, представленные в табл. 3. В качестве критерия согласованности данных используются невязки экспериментальных и рассчитанных значений доз, определяемые в виде $\delta = 100\times \times (D_s(R) - D(R))/D(R)$, где $D_s(R)$, $D(R)$ – рассчитанные и экспериментальные значения дозы в координатной позиции R соответственно; δ – в % по определению.

Как следует из табл. 3, двухкомпонентная суперпозиционная модель в области пространства снаружи АЗ БР-1 от 300 до 3300 мм дает хорошее, в плане практического использования, отображение дозовых характеристик стационарного γ-поля.

Таблица 3

Уровни согласования модельных $D_s(R)$ и экспериментальных $D(R)$ значений доз

R, мм	$D(R)$, Р	$D_s(R)$, Р	δ, %
200	0,106-12	0,910-13	-14
300	0,434-13	0,407-13	-6,2
400	0,243-13	0,230-13	-5,3
500	0,160-13	0,149-13	-6,9
600	0,108-13	0,105-13	-2,8
700	0,794-14	0,779-14	-1,9
800	0,612-14	0,606-14	-1,0
1000	0,381-14	0,402-14	+5,5
1200	0,276-14	0,292-14	+5,8
1400	0,218-14	0,225-14	+3,2
1600	0,173-14	0,182-14	+5,2
1800	0,152-14	0,152-14	0
2100	0,119-14	0,119-14	0
2400	0,100-14	0,998-15	-0,2
2700	0,874-15	0,866-15	-0,9
3000	0,777-15	0,772-15	-0,6
3300	0,704-15	0,702-15	-0,3

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На импульсном ядерном реакторе БР-1 выполнены исследования по определению пространственных характеристик стационарного дозового поля γ-излучения во внутризонной облучательной полости и снаружи АЗ на расстояниях до 3,3 м от ее центра. Для определения γ-доз использованы аварийные детекторы ИКС-А со стеклами ИС-7. Итоговые результаты представлены в виде численных значений поглощенной дозы в воздухе, нормированных на одно деление в АЗ реактора БР-1.

Для внутризонной облучательной полости пространственные характеристики дозового поля представлены в виде двумерного файла, численные величины доз в котором означают средние значения для кольцевых цилиндрических элементов пространства высотой Δh_i и шириной Δr_i. Выявлена небольшая (до 6,5%) анизотропия γ-излучения, вследствие чего основной цикл измерений проводился при ориентации γ-детекторов параллельно стенкам центрального канала АЗ, имеющего цилиндрическую форму. Отмечено наличие во внутризонной облучательной полости области протяженностью по высоте ~120 мм с неравномерностью не более ±10% от среднего значения дозы.

Для пространства снаружи АЗ показана возможность отображения пространственных характеристик стационарного дозового γ-поля на расстоянии до 3,3 м от центра зоны с помощью двухкомпонентной суперпозиционной модели, составляющими которой являются обусловленная γ-квантами утечки и следующая закону $1/R^2$ компонента $D_r(R)$ и независящая от R компонента D_f, обусловленная фоновыми γ-квантами. Окончательное решение получено в виде $D_s(R) = D_r(R_0)\,(R_0/R)^2 + D_f$, которое обеспечивает согласование экспериментальных и рассчитываемых значений доз в пределах изменения R от 0,3 до 3,3 м не хуже ±7%.

На этапе выработки редакции облучательной процедуры, ориентированной на обеспечение условий существования стационарного поля γ-излучения, получены расчетные значения коэффициента прироста дозы $K(t)$, определяющего изменение дозы во времени через отношение суммы мгновенной и запаздывающей составляющих к мгновенной составляющей. При проведении расчетов учтены вклады от γ-квантов неупругих взаимодействий раздельно для внутризонной полости и пространства снаружи АЗ, так как их численные значения различаются в ~1,3 раза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шиманская Н.С. Калориметрия ионизирующих излучений. – М.: Атомиздат, 1973.

2. Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Бустер-реактор БР-1. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 3-13.

3. Holden N.E., Mendelsen M.R., Dudley T.E. Total Gamma Energy Release to Thermal-Neutron Fission in ^{235}U. – NSE, 1967, vol. 30, № 3, p. 461-463.

4. Донской Е.Н., Ельцов В.А., Житник А.К. и др. Метод Монте-Карло во ВНИИЭФ. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1993, вып. 2, с. 61-64.

5. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. Избранные пространственно-энергетические характеристики поля нейтронов снаружи активной зоны импульсного реактора БР-1. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 38-48.

6. Крайтор С.Н. Дозиметрия при радиационных авариях. – М.: Атомиздат, 1979.

7. Власов А.Д., Мурин Б.П. Единицы физических величин в науке и технике. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1990.

8. Абагян А.А., Гасников Н.К., Дубинин А.А. и др. Вторичное гамма-излучение в радиационной защите. – М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 19-20.

9. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0,001–100 МэВ и элементов от 1 до 100). Справочник/ Пер. с англ. В.А.Климакова, Е.Ф.Чистова. – М.: Атомиздат, 1973.

10. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. и др. Характеристики поля *n*-γ-излучений для определения нейтронной чувствительности малогабаритных γ-дозиметров. – В сб.: Тезисы докл. V Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. – М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 194-196.

Статья поступила в редакцию 23.04.99 г.

УДК 539.125.5.162.2:621.039.571

ОСОБЕННОСТИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИЗБРАННЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ НА ИЯР ВНИИЭФ

А. С. Кошелев, Г. Н. Маслов, Ю. М. Одинцов, В. Д. Севастьянов

РФЯЦ–ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

В рамках единого методического подхода, в основе которого лежит высокая чувствительность к эффективной температуре тепловых нейтронов отношения интегральных откликов реакций активации лютеция-176 и меди-63, определены основные параметры полей тепловых нейтронов во всех устройствах, используемых на ИЯР ВНИИЭФ для исследовательских и прикладных целей.

Рассматривается проблематика методического подхода. Приводятся максимальные инструментальные возможности формирующих поля устройств. Спектры нейтронов в энергетическом диапазоне от 10^{-10} до 18 МэВ представляются в аналитической форме.

PECULIARITIES AND RESULTS OF DEFINING EFFECTIVE TEMPERATURE OF THERMAL NEUTRON FOR SELECTED NEUTRON FIELDS ON VNIIEF PNR/ A.S. KOSHELEV, G.N. MASLOV, Yu.M. ODINTSOV, V.D. SEVASTIANOV// Within the frames of a unique methodical approach based on high sensitivity to effective temperature of thermal neutrons of the relation of integral activation reaction responses of lutecium-176 and cuprum-63, there are determined basic parameters of thermal neutron fields in all devices used on VNIIEF PNR for research and applied purposes.

There are considered the problems of the methodical approach. There are given maximum instrumental possibilities of the devices forming the fields. The spectra of neutrons within the energy range from 10^{-10} to 18 MeV are presented in the analytical form.

ВВЕДЕНИЕ

В практике работ на импульсных ядерных реакторах (ИЯР) РФЯЦ-ВНИИЭФ, ориентированных на развитие базы метрологического обеспечения облучательных испытаний, заметное место занимают работы по созданию и изучению разнообразных по конструкции устройств, предназначенных для преобразования преимущественно быстрых нейтронов конкретного ИЯР в преимущественно тепловые нейтроны.

Отсутствие доступных, обеспечивающих достоверную прецизионность методик определения эффективной температуры тепловых нейтронов предопределяло до недавнего времени применение большинства создаваемых устройств, как правило, в рамках методик компараторного типа, с использованием в качестве меры сравнения параметров опорных полей, образованных в крупногабаритных конструкциях из реакторного графита (большой графитовый куб реактора БР-1 [1], две тепловые колонны реактора БИР-2М [2]).

В 1997 году объединенными усилиями специалистов ВНИИЭФ и ВНИИФТРИ в ходе исследований поля тепловых нейтронов внутри специализированного полиэтиленового трансформера (СПТ) реактора БР-К1 [1] удалось выявить и преодолеть ряд существенных неопределенностей методики измерения эффективной температуры тепловых нейтронов, в основе которой лежит использование реакции активации ^{176}Lu(n,γ) ^{177}Lu с высокой степенью зависимости интегрального сечения от температуры нейтронов [3].

Достигнутая простота процедуры определения температуры тепловых нейтронов в отработанном варианте методики в сочетании с расширением номенклатуры лютециевых детекторов в область со значительно большим ядерным содержанием ^{176}Lu (в ~30 раз по сравнению со стандартизованными детекторами из метрологического комплекта АКН-Т, относительно которого и определялось содержание ^{176}Lu при совместном облучении в СПТ) позволила в рамках единого подхода провести исследование всех используемых на ИЯР ВНИИЭФ устройств формирования специализированных полей тепловых нейтронов с акцентом на определение эффективной температуры и флюенса тепловых нейтронов в присутствии промежуточных и быстрых нейтронов.

Уникальные возможности комплексной вычислительной программы для метода интегральных детекторов КАСКАД [4] позволили для всех исследованных нейтронных полей получить спектральные решения в аналитической форме на энергетическом интервале от 10^{-10} до 18 МэВ.

ПРОБЛЕМАТИКА МЕТОДИЧЕСКОГО ПОДХОДА

В основу развитого методического подхода положена зависимость отношения сечений реакций радиационного захвата ^{176}Lu(n,γ) и ^{63}Cu(n,γ) от эффективной температуры тепловых нейтронов $R(T)$, которую в практически значимом для осуществленных исследований температурном диапазоне иллюстрируют данные табл. 1.

Таблица 1

Сечения реакций ^{176}Lu(n,γ) и ^{63}Cu(n,γ) и их соотношения R в зависимости от температуры тепловых нейтронов T

t, °C	T, K	σ_{Lu}, б	σ_{Cu}, б	$R(T)$	$\partial T/\partial R$
0	273,15	2882	4,129	698,0	-
10	283,15	2952	4,057	726,6	0,350
20	293,15	3024	3,988	758,3	0,315
30	303,15	3097	3,922	789,6	0,319
40	313,15	3170	3,860	821,2	0,316
50	323,15	3243	3,800	853,4	0,311
60	333,15	3316	3,744	885,7	0,310
70	343,15	3387	3,689	918,1	0,309
80	353,15	3458	3,637	950,8	0,306
90	363,15	3526	3,587	983,0	0,311
100	373,15	3594	3,539	1015,5	0,308

Численные значения сечений σ_{Lu} и σ_{Cu} соответствуют расчету по программе КАСКАД с использованием 176-групповых файлов сечений и модельного спектра тепловых нейтронов в форме Максвелла $\alpha^2 E e^{-\alpha E}$ (где $\alpha = 1/kT$, k = 8,6174·10^{-11} МэВ/К - постоянная Больцмана, T - эффективная температура тепловых нейтронов). Групповые файлы сечений реакций ^{176}Lu(n,γ) и ^{63}Cu(n,γ) сформированы на основе 620-групповых файлов сечений из библиотеки ENDF/B-У1 [5] с верификацией рабочих 176-групповых версий по рекомендованному Весткоттом соотношению (см., например, [6])

$$\sigma(T) = g(T)\frac{\sqrt{\pi}}{2}\sqrt{\frac{T_0}{T}}\,\sigma_0\,,$$

где $\sigma_0 = \sigma(v_0)$ - сечение реакции для нейтронов со скоростью 2200 м/с; $g(T)$ - параметр, учитывающий отклонение сечения от закона $1/v$, T_0 = 293,58 К - температура равновесного спектра нейтронов с наиболее вероятной скоростью v_0.

Для реакции ^{63}Cu(n,γ) рекомендации основных справочных источников (см., например, [7, 8, 9]) для численного значения σ_0 совпадают. Общепринятое значение σ_0 = 4,50 б и было использовано при проведении верификационных расчетов.

Для реакции ^{176}Lu(n,γ) рекомендации по величине σ_0 достаточно противоречивы (от σ_0 = 1778 б [8] до σ_0 = 2100 б по ТУ50.ПИ2.809.023 на комплект АКН-Т). По результатам исследований в большом графитовом кубе БР-1 и с учетом зафиксированного без комментариев в 620-групповом файле ENDF/B-У1 значения $\sigma(v_0)$ = 1953 б групповой файл сечения реакции ^{176}Lu(n,γ) программы КАСКАД отнормирован на значение σ_0 = 1953 б.

В ходе проведения исследований в поле тепловых нейтронов СПТ БР-К1 было выявлено также значительное противоречие в рекомендациях по содержанию ^{176}Lu в сплавных детекторах из состава АКН-Т. Согласно прилагаемому к использованным в работе комплектам АКН-Т ТУ50.ПИ2.809.023 содержание ^{176}Lu составляло 5,01·10^{15} ядер на 1 мг массы детектора. Однако было установлено, что впоследствии разработчиком детекторов АКН-Т было проведено уточнение по содержанию ^{176}Lu в сплавных детекторах, которое согласно ТУ50.ПИ2.809.036 составило 4,20·10^{15} ядер на 1 мг массы детектора (т.е. фактическое изменение по содержанию ^{176}Lu составило более 16% в сторону уменьшения).

При определении активности радионуклида ^{177}Lu на радиометрической установке КРОНА-II-3 [2] более устойчивые результаты были достигнуты при использовании идентифицирующей γ-линии с энергией 0,208 МэВ. Для выхода γ-квантов с указанной энергией принято значение $\eta(E_\gamma)$ = 11,0% согласно [9, 10].

При определении активности радионуклида ^{64}Cu для выхода аннигиляционных γ-квантов с энергией 0,511 МэВ предпочтение было отдано значению $\eta(E_\gamma)$ = 34,3% [7], подтверждаемому совокупностью измерений в СПТ БР-К1 и в большом графитовом кубе БР-1.

Данные по атомной массе естественной смеси изотопов A, долевого содержания активируемого изотопа a_m и периода полураспада $T_{1/2}$, также необходимые при определении активности радионуклидов ^{177}Lu и ^{64}Cu, непротиворечивы и для лютециевого детектора принимались равными A = 174,97 а.е.м., a_m = 2,60%, $T_{1/2}$ = 6,71 сут, а для медного детектора – A = 63,55 а.е.м., a_m = 69,10%, $T_{1/2}$ = 12,701 ч.

В интересах большей представительности результатов по флюенсу тепловых нейтронов в дополнение к реакциям ^{176}Lu(n,γ) и ^{63}Cu(n,γ) в разных комбинациях использовались реакции ^{197}Au(n,γ), ^{239}Pu(n,f) и ^{235}U(n,f). При определении активности радионуклида ^{198}Au на радиометре КРОНА-II-3 принималось: A = 196,97 а.е.м., a_m = 100%, $T_{1/2}$ = 2,696 сут, E_γ = = 0,412 МэВ, $\eta(E_\gamma)$ = 95,5% .

Реакции деления плутония-239 и урана-235 реализовывались в форме малогабаритных ионизационных камер деления (ИКД) из комплекта, использованного при измерениях опорного поля ОП-2 на реакторе БИР-2 [11].

Верификационные расчеты для 176-групповых файлов реакций ^{197}Au(n,γ), ^{239}Pu(n,f), ^{235}U(n,f) программы КАСКАД проводились с использованием следующих значений σ_0 : σ_0 = 98,65 б для реакции ^{197}Au(n,γ) [7], σ_0 = 744,0 б для реакции ^{239}Pu(n,f) [12], σ_0 = 584,0 б для реакции ^{235}U(n,f) [13].

Применение в полях тепловых и промежуточных нейтронов детекторов из меди и золота "ненулевой" толщины (35,6 мг/см^2 для меди и 4,4 мг/см^2 для золота) потребовало учета эффектов самоблокировки, что было сделано путем специальной корректировки групповых файлов сечений реакций ^{63}Cu(n,γ) и ^{197}Au(n,γ). Корректировка была осуществлена с ориентацией на преимущественно изотропный характер поля нейтронов.

Применение в полях тепловых нейтронов ИКД с мишенями из плутония-239 и урана-235 потребовало учета фактора деградации флюенса тепловых нейтронов, обусловленного металлическим корпусом ИКД. Специальные исследования по изучению деградационного влияния корпуса ИКД на показания детекторов из меди и золота позволили внести соответствующие поправки в результаты измерений с делящимися изотопами (численные значения поправок от 3 до 4,5%).

Уточнение ядерного содержания изотопов ^{197}Au и ^{63}Cu в детекторах "нулевой" толщины из комплекта АКН-Т, осуществленное в поле тепловых нейтронов СПТ БР-К1, позволило применить для одного из исследований и такие, свободные от самоблокировки, детекторы.

При измерениях экстремально низких флюенсов тепловых нейтронов были использованы прокалиброванные в СПТ БР-К1 "тяжелые" лютециевые детекторы, изготовленные в Институте физики Академии наук Грузинской ССР (ИФ АН ГССР) на основе формальдегидной смолы. Количество ядер ^{176}Lu

в детекторах диаметром 20 мм, толщиной 1,5 мм достигало значения $2{,}2\cdot10^{18}$, в то время как у сплавных детекторов из комплекта АКН-Т полное содержание ^{176}Lu не превышало $8\cdot10^{16}$ ядер.

Для определения спектра и флюенса промежуточных нейтронов в разных комбинациях использовались реакции ^{176}Lu(n,γ), ^{197}Au(n,γ), ^{63}Cu(n,γ), ^{239}Pu(n,f), ^{235}U(n,f) в кадмиевых экранах толщиной 0,5 и 1,0 мм. При использовании кадмиевых экранов толщиной 0,5 мм из состава комплектов АКН-Т принималось во внимание их большая приближенность к модели сферического экрана, что существенно в полостях малого размера.

Для оценки спектра и флюенса быстрых нейтронов в разных комбинациях использовались традиционные реакции ^{115}In(n,n'), ^{58}Ni(n,p), ^{32}S(n,p), ^{237}Np(n,f), ^{238}U(n,f). ИКД с мишенями из нептуния-237 и урана-238 применялись только в кадмиевых экранах толщиной 1,0 мм для исключения влияния примесных непороговых делящихся изотопов на показания детекторов в присутствии тепловых нейтронов. В отдельных измерениях для оценки спектра и флюенса быстрых нейтронов использовались ИКД в борном экране (толщиной по ^{10}B 0,58 г/см^2) с мишенями из плутония-239 и урана-235, а также деградационные детекторы (кремниевые транзисторы КТ301Е и КТ316Д), изменение измеряемых параметров которых принималось соответствующим керме от смещения атомов кремния (соответствующий групповой файл программы КАСКАД сформирован по данным работы [14] для displacement kerma). Индивидуальная калибровка каждого деградационного детектора проводилась в единицах флюенса нейтронов опорного поля ОП-2 [2].

Специфика работы ИЯР, ориентированных прежде всего на кратковременные энергопуски (в форме импульсов на мгновенных и запаздывающих нейтронах), определяет и наиболее удобную форму получения результата при проведении измерений - нормированный на выбранное энерговыделение в активной зоне (АЗ) ИЯР интегральный отклик (активационный или делительный интеграл, интегральный деградационный эффект и т.п.).

Поиск спектрального решения по выборке интегральных откликов для конкретного поля нейтронов осуществлялся с применением программы КАСКАД. Оказалось возможным во всех исследованных конфигурациях полей тепловых нейтронов для описания спектра собственно тепловых нейтронов ограничиться одним модельным спектром в форме Максвелла $\alpha^2(T)Ee^{-\alpha(T)E}$, где в качестве варьируемого параметра фигурирует эффективная температура тепловых нейтронов T, а для описания спектра промежуточных нейтронов – одним модельным спектром в форме Ферми $\left(1/E^{\alpha}\right)K_1(E)K_2(E)$, где в качестве варьируемого в малых (0,9-1,0) пределах параметра фигурирует показатель степени α (функционалы $K_1(E)=1\Big/\left(1+\left(10^{-7}/E\right)^7\right)$ и $K_2(E)=1\Big/\left(1+(E/0{,}2)^2\right)$ обеспечивают непрерывность модельного спектра $1/E^{\alpha}$ на энергетических границах 10^{-7} и 0,2 МэВ).

При описании спектра быстрых нейтронов в различных комбинациях использовались модельные спектры вида $\alpha^2Ee^{-\alpha E}$ и $\left(2\alpha^{3/2}/\sqrt{\pi}\right)\sqrt{E}e^{-\alpha E}$ (последний – один из принятых видов описания спектра деления в форме Максвелла).

Принимая во внимание реальный уровень погрешностей исходных экспериментальных данных для всех исследованных (и описанных ниже) полей тепловых нейтронов достаточными оказались спектральные решения непосредственно в аналитической форме (в форме суммы модельных спектров с соответствующим образом отнормированными "весовыми" множителями) без применения алгоритма группового итерирования, предусмотренного в программе КАСКАД (процедура МНР для повышения уровня согласованности экспериментальных и рассчитываемых значений интегральных откликов).

БОЛЬШОЙ ГРАФИТОВЫЙ КУБ БР-1

Большой графитовый куб (БГК) реактора БР-1 представляет собой модифицированный вариант графитового куба из работы [15]. Анализ поля рассеянных нейтронов в помещении малых размеров с толстыми бетонными стенами (местоположение куба в [15]) и рекомендации из [16] (с. 42), согласно которым "наличие водородосодержащей среды вокруг графитового блока с рабочей полостью заметно снижает размеры устройства", послужили основанием для внесения в исходную конструкцию (графитовая кладка 1,0×1,0×1,0 м) облицовки из полиэтилена толщиной 30 мм со всех сторон кроме лицевой (обращенной к реактору), толщина которой 60 мм.

Внутренняя рабочая полость БГК размером 100×100×100 мм образована в теле графитовой кладки на центральной оси, ориентированной через переднюю грань на центр АЗ БР-1, со смещением ее центра на 150 мм от центра кладки в сторону от АЗ (координата центра рабочей полости 650 мм от передней грани графитовой кладки). Зафиксированная жестким каркасом конструкция БГК устанавливается на специальной перемещаемой опоре так, что высота центра внутренней полости совпадает с высотой центра АЗ реактора, равной 2,2 м над уровнем пола. Ближайшее расстояние R_{min} между центрами АЗ и внутренней полости БГК, ограничиваемое конструкционными габаритами реакторного стенда и БГК, составляет ~1,7 м.

В штатной конструкции для установки детекторов в рабочей полости БГК используется коробчатое устройство со стенками из оргстекла толщиной 10 мм. При проведении измерений, связанных с отработкой методики определения эффективной температуры тепловых нейтронов с использованием лютециевых детекторов, для устранения возможных неопределенностей из-за неоднородности замедляющей среды в пределах рабочей полости все элементы из оргстекла были удалены, а для крепления

детекторов использованы максимально облегченные держатели из гофрированной бумаги. Детекторы устанавливались вокруг центра рабочей полости с пространственной ориентацией ~45° ко всем образующим полость графитовым плоскостям. Заметим, что дополнительные измерения, проведенные с использованием установочного устройства из оргстекла, не выявили значимого изменения эффективной температуры тепловых нейтронов (полученное увеличение температуры составило 3,3 °С) при уменьшении флюенса тепловых нейтронов в ~1,2 раза.

Состав рабочего исследовательского комплекта детекторов с конкретизацией их идентификационных особенностей (изготовитель, толщина материала, вид детектора, поглощающий экран), экспериментальные $A_{i\,э}$ и рассчитываемые $A_{i\,р}$ значения интегральных откликов соответствующих реакций, а также их невязки $\delta_{i\,эр} = 100\left(A_{i\,р} - A_{i\,э}\right) / A_{i\,э}$ представлены в табл. 2. Численные значения $A_{i\,э}$ соответствуют позиционной координате R_{min} и энерговыделению в АЗ 10^{17} делений.

Спектральное решение зафиксировано в аналитической форме и для единичного флюенса имеет вид

$$F(E) = 1{,}508\cdot10^{15}\,Ee^{-0.3958\cdot10^{8}E} + 2{,}762\cdot10^{-3}\,E^{-1}K_1(E)K_2(E) + 1{,}068\cdot10^{-3}\,Ee^{-5E} + 1{,}885\cdot10^{-3}\,Ee^{-2.5E} + 4{,}680\cdot10^{-4}\,Ee^{-E} + 1{,}174\cdot10^{-4}\,Ee^{-0.5E} + 2{,}757\cdot10^{-5}\,Ee^{-0.25E}.$$

Выбор параметра $\alpha_{th} = 0{,}3958\cdot10^{8}$ МэВ$^{-1}$, соответствующего эффективной температуре тепловых нейтронов T_n = 293,15 К (20 °С), осуществлен с использованием критериальных рекомендаций из [6, 16] и экспериментально измеренной температуры замедлителя T_A.

Согласно [6] связь между температурой нейтронов и температурой замедлителя может быть представлена в трех видах:

$$T_n = T_A(1 + (1{,}46\,\Sigma_a/\xi\Sigma_s)),\ T_n = T_A(1 + (0{,}73A\,\Sigma_a/\Sigma_s)),$$
$$T_n = T_A(1 + (0{,}91A\,\Sigma_a/\Sigma_s)),$$

где A - массовое число вещества замедлителя; Σ_a, Σ_s - макросечения поглощения и рассеяния; ξ - параметр замедления.

Согласно [16] связь между температурой нейтронов и температурой замедлителя может быть представлена в виде

$$T_n = T_A(1 + 1{,}11A\cdot\theta),\ \theta = (\Sigma_a/\Sigma_s)\sqrt{2T_0/3T_A},$$
$$T_0 = 293{,}6\ \text{К}.$$

При использовании всех четырех видов критериальных рекомендаций и численных значений Σ_a и Σ_s из [6, 16] получено $T_n - T_A = (2{,}2 \pm 0{,}2)$ К (ошибка указана для интервала доверительной информации $P = 0{,}95$).

В качестве температуры замедлителя T_A принималась температура воздуха в рабочей полости БГК, для измерения которой использовался термометр ртутный ГОСТ215-73-ТЛ-4 состаренный, со шкалой 0–55 °С при цене деления 0,1 °С. Показания термометра снимались непосредственно перед началом эксперимента по облучению детекторов. Время выдержки термометра в полости - не менее 18 часов. В период проведения экспериментов в БГК зафиксировано устойчивое значение T_A = 17,8 °С в пределах визуальной точности снятия показаний.

Максимальные инструментальные возможности БГК при работе БР-1 в кратковременном (менее двух минут) энергопуске $4\cdot10^{17}$ делений (допустимое энергонагружение при генерировании импульсов на запаздывающих нейтронах) соответствуют флюенсу тепловых нейтронов $3{,}80\cdot10^{12}$ нейтр./см^2 (96,3% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $1{,}40\cdot10^{11}$ нейтр./см^2 (3,5%) и флюенсе быстрых нейтронов $0{,}67\cdot10^{10}$ нейтр./см^2 (0,17%). Эффективная температура тепловых нейтронов принимается выше температуры замедлителя на 2,2 К (2,2 °С).

Таблица 2

Экспериментальные и рассчитываемые значения интегральных откликов, определяющие спектральное решение для БГК БР-1

i	Реакция	Детектор	Экран	$A_{i\,э}$	$A_{i\,р}$	$\delta_{i\,эр}$, %
1	^{176}Lu(n,γ)	ИФ АН ГССР	-	2,879-9	2,878-9	-0,03
2	^{197}Au(n,γ)	4,4 мг/см^2	-	8,547-11	8,580-11	+0,39
3	^{197}Au(n,γ)	4,4 мг/см^2	Cd, 0,5 мм	3,257-12	3,254-12	-0,09
4	^{63}Cu(n,γ)	35,6 мг/см^2	-	3,772-12	3,760-12	-0,32
5	^{237}Np(n,f)	ИКД	Cd, 1,0 мм	3,56-15	3,57-15	+0,28
6	^{238}U(n,f)	ИКД	Cd, 1,0 мм	7,57-16	7,56-16.	-0,13

МАЛЫЙ ГРАФИТОВЫЙ КУБ БР-1

Малый графитовый куб (МГК) реактора БР-1 – компактное транспортабельное устройство, разработанное для размещения непосредственно вблизи АЗ БР-1 (повышение инструментальных возможностей относительно БГК) и при необходимости на других ИЯР ВНИИЭФ. Конструктивно представляет собой кубическую сборку из реакторного графита размером 300×300×300 мм, окруженную слоем из оргстекла толщиной 50 мм (габаритный размер по оргстеклу 400×400×400 мм). Внутренняя рабочая полость имеет размер 100×100×100 мм. Для установки детекторов предусмотрено коробчатое устройство из оргстекла с толщиной стенок 10 мм.

В работах на БР-1 преимущественное позиционное размещение МГК – на платформе штатного механизма горизонтальной загрузки реактора. При таком размещении центр рабочей полости МГК находится на высоте 2,5 м от пола. Ближайшее расстояние R_{min} между центрами АЗ и рабочей полости составляет ~ 0,4 м.

Размещение активационных детекторов в рабочей полости МГК аналогично таковому в рабочей полости БГК. Состав рабочего исследовательского комплекта детекторов с конкретизацией их идентификационных особенностей, экспериментальные $A_{i\,э}$, рассчитываемые $A_{i\,р}$ значения интегральных откликов соответствующих реакции и их невязки $\delta_{i\,эр}$ представлены в табл. 3. Численные значения $A_{i\,э}$ соответствуют позиционной координате R_{min} и энерговыделению в АЗ БР-1 10^{17} делений.

Спектральное решение зафиксировано в аналитической форме и для единичного флюенса имеет вид

$$F(E) = 9{,}278\cdot10^{14}\,Ee^{-0{,}356\cdot10^{8}E} + 1{,}631\cdot10^{-2}\,E^{-0{,}985}K_1(E)K_2(E) + 0{,}4325\,Ee^{-5E} + 0{,}0825\,Ee^{-2{,}5E} + 0{,}0118\,Ee^{-E} + 2{,}86\cdot10^{-3}\,Ee^{-0{,}5E} + 7{,}02\cdot10^{-4}\,Ee^{-0{,}25E}.$$

Параметр $\alpha_{th} = 0{,}356\cdot10^{8}$ МэВ$^{-1}$ определен в процессе поиска спектрального решения из условия оптимизации согласования, в первую очередь значений $A_{i\,э}$ и $A_{i\,р}$ для реакций ^{176}Lu(n,γ) и ^{63}Cu(n,γ). Полученному значению α_{th} соответствует значение эффективной температуры тепловых нейтронов T_n = 325,97 К (52,8 °С). С учетом измеренной температуры замедлителя T_A = 17,8 °С (измерение температуры замедлителя аналогично таковому в БГК) имеем $T_n - T_A$ = 35,0 °С.

Худшая, чем в БГК, температурная характеристика поля тепловых нейтронов может быть связана как с недостаточным объемом замедляющих материалов, так и с использованием в качестве первичного замедлителя оргстекла, а не полиэтилена. В пользу последнего говорят результаты исследований в полиэтиленовых замедлителях, представленные в следующих разделах.

Максимальные инструментальные возможности МГК при работе БР-1 в кратковременном энергопуске $4\cdot10^{17}$ делений соответствуют флюсну тепловых нейтронов $8{,}06\cdot10^{13}$ нейтр./см^2 (73,1% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $2{,}24\cdot10^{13}$ нейтр./см^2 (20,3%) и флюенсе быстрых нейтронов $0{,}72\cdot10^{13}$ нейтр./см^2 (6,5%). Эффективная температура тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя на 35,0 К (35,0 °С).

ПОЛИЭТИЛЕНОВЫЙ ЗАМЕДЛИТЕЛЬ ДЛЯ КВЗ БР-1

Полиэтиленовый замедлитель (ПЗ) для контейнера вертикальной загрузки (КВЗ) реактора БР-1 – это устройство, ориентированное преимущественно на калибровку детекторов малого размера и ограниченного содержания ядер нуклида-мишени (слои с делящимися нуклидами, активационные детекторы "нулевой" толщины и т.п.).

Конструктивно представляет собой разборный цилиндр из полиэтилена размером 80 мм по диаметру и высоте. Внутренняя полость – цилиндр диаметром и высотой 30 мм. Для установки калибруемых детекторов используется минимизированная рамка из пенопласта. При проведении исследований использовались облегченные бумажные конструкции. В КВЗ ПЗ устанавливался в фиксированную позицию.

Состав рабочего исследовательского комплекта детекторов с конкретизацией их идентификационных особенностей, экспериментальные $A_{i\,э}$, рассчитываемые $A_{i\,р}$ значения интегральных откликов соответствующих реакций и их невязки $\delta_{i\,эр}$ представлены в табл. 4. Численные значения $A_{i\,э}$ соответствуют фиксированной позиции КВЗ в АЗ реактора и энерговыделению в АЗ $2\cdot10^{17}$ делений.

Спектральное решение зафиксировано в аналитической форме и для единичного флюенса имеет вид

$$F(E) = 4{,}403\cdot10^{14}\,Ee^{-0{,}389\cdot10^{8}E} + 0{,}0381E^{-0{,}935}K_1(E)K_2(E) + 4{,}619\,Ee^{-5E} + 0{,}160\sqrt{Ee}^{-0{,}786E}.$$

Таблица 3

Экспериментальные и рассчитываемые значения интегральных откликов, определяющие спектральное решение для МГК БР-1

i	Реакция	Детектор	Экран	$A_{i\,э}$	$A_{i\,р}$	$\delta_{i\,эр}$, %
1	^{176}Lu(n,γ)	ИФ АН ГССР	-	6,780-8	6,792-8	+0,18
2	^{197}Au(n,γ)	4,4 мг/см^2	-	2,141-9	2,129-9	-0,56
3	^{197}Au(n,γ)	4,4 мг/см^2	Cd, 0,5 мм	4,418-10	4,437-10	+0,43
4	^{63}Cu(n,γ)	35,6 мг/см^2	-	7,793-11	7,800-11	+0,09
5	^{63}Cu(n,γ)	35,6 мг/см^2	Cd, 0,5 мм	1,787-12	1,785-12	-0,11
6	^{237}Np(n,f)	ИКД	Cd, 1,0 мм	2,52-12	2,52-12	0

Таблица 4

Экспериментальные и рассчитываемые значения интегральных откликов, определяющие спектральное решение для ПЗ КВЗ БР-1

i	Реакция	Детектор	Экран	$A_{i\,э}$	$A_{i\,р}$	$\delta_{i\,эр}$, %
1	$^{176}Lu(n,\gamma)$	АКН-Т	-	9,534-7	9,519-7	-0,16
2	$^{176}Lu(n,\gamma)$	АКН-Т	Cd, 0,5 мм	1,655-8	1,637-8	-1,09
3	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см^2	-	4,472-8	4,506-8	+0,76
4	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см^2	Cd, 0,5 мм	2,008-8	1,993-8	-0,75
5	$^{197}Au(n,\gamma)$	АКН-Т-"0"	-	5,082-8	5,090-8	+0,16
6	$^{197}Au(n,\gamma)$	АКН-Т-"0"	Cd, 0,5 мм	2,517-8	2,552-8	+1,39
7	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см^2	-	1,220-9	1,229-9	+0,74
8	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см^2	Cd, 0,5 мм	9,468-11	9,743-11	+2,90
9	$^{63}Cu(n,\gamma)$	АКН-Т-"0"	-	1,262-9	1,248-9	-1,11
10	$^{63}Cu(n,\gamma)$	АКН-Т-"0"	Cd, 0,5 мм	1,100-10	1,072-10	-2,55
11	F(ДК)	КТ316Д	-	3,86+14	3,83+14	-0,78
12	$^{58}Ni(n,p)$	-	-	1,900-11	1,914-11	+0,74

Параметр $\alpha_{th} = 0{,}389\cdot10^{8}$ МэВ$^{-1}$ определен в процессе поиска спектрального решения. Полученному значению α_{th} соответствует значение эффективной температуры тепловых нейтронов T_n = 298,31 К (25,2 °С). С учетом измеренной температуры замедлителя T_A = 17,8 °С (измерение температуры замедлителя аналогично таковому в БГК) имеем $T_n - T_A$ = 7,4 °С.

Обратим внимание, что при весьма малой толщине замедлителя из полиэтилена (толщина стенок ПЗ не превышает 35 мм) температура нейтронов много ближе к температуре замедлителя, чем в значительно большем по размерам устройстве МГК БР-1 (толщина стенок по оргстеклу 50 мм, толщина стенок по графиту 100 мм).

Максимальные инструментальные возможности ПЗ КВЗ при работе БР-1 в кратковременном энергопуске $4\cdot10^{17}$ делений соответствуют флюенсу тепловых нейтронов $2{,}81\cdot10^{14}$ нейтр./см^2 (29,1% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $3{,}75\cdot10^{14}$ нейтр./см^2 (38,8%) и флюенсе быстрых нейтронов $3{,}10\cdot10^{14}$ нейтр./см^2 (32,1%). Эффективная темтература тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя на 7,4 К (7,4 °С).

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЙ ПОЛИЭТИЛЕНОВЫЙ ТРАНСФОРМЕР БР-К1

Специализированный полиэтиленовый трансформер (СПТ) реактора БР-К1 – наиболее универсальное устройство, ориентированное на калибровку самых разнообразных детекторов в условиях высоких параметров поля тепловых нейтронов по эффективной температуре, флюенсу и изотропности.

Конструктивно СПТ представляет собой разборный цилиндр размером 310 мм по диаметру и 250 мм по высоте. Внутренняя полость – цилиндр диаметром и высотой 170 мм; смещена на 30 мм по центральной оси от центра АЗ БР-К1 так, что толщина передней (обращенной к центру АЗ) крышки составляет 55 мм, а задней (съемной) – 25 мм; толщина стенок по полиэтилену – 70 мм.

При проведении исследований характеристик поля внутри СПТ с определением эффективной температуры тепловых нейтронов использовалось установочное устройство в виде катушки из пористого картона. Диаметр цилиндра, на поверхности которого размещались детекторы, ~105 мм, диаметр фиксирующих фланцев 170 мм, длина катушки 140 мм. В качестве основной измерительной области была выбрана область на расстоянии 70±5 мм от внутреннего торца передней стенки СПТ в пределах диаметра ~120 мм. По измерениям детекторами из меди градиент флюенса тепловых нейтронов по радиусу полости в выбранной измерительной области пренебрежимо мал (по данным измерений не выявляется), а по оси составляет ~ 2,5% на 1 см смещения.

Состав рабочего исследовательского комплекта детекторов с конкретизацией их идентификационных особенностей, экспериментальные $A_{i\,э}$, рассчитываемые $A_{i\,р}$ значения интегральных откликов соответствующих реакций и их невязки $\delta_{i\,эр}$ представлены в табл. 5. Численные значения $A_{i\,э}$, соответствуют фиксированной позиции СПТ во внутризонной полости АЗ БР-К1 и энерговыделению в АЗ 10^{18} делений.

Спектральное решение зафиксировано в аналитической форме и для единичного флюенса имеет вид

$$F(E) = 1{,}113\cdot10^{15}\,Ee^{-0.39\cdot10^{8}E} + 0{,}011E^{-1}K_1(E)K_2(E) + 1{,}25Ee^{-5E} + 0{,}0488\sqrt{E}\,e^{-0.786E}.$$

Параметр $\alpha_{th} = 0{,}39\cdot10^{8}$ МэВ$^{-1}$ определен в процессе поиска спектрального решения. Полученному значению α_{th} соответствует температура тепловых

Таблица 5

Экспериментальные и рассчитываемые значения интегральных откликов, влияющие на спектральное решение для СПТ БР-К1

i	Реакция	Детектор	Экран	$A_{i\,э}$	$A_{i\,р}$	$\delta_{i\,эр}$, %
1	$^{176}Lu(n,\gamma)$	АКН-Т	-	6,055-7	6,037-7	-0,30
2	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	-	2,013-8	2,013-8	0
3	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	Cd, 1,0 мм	3,431-9	3,372-9	-1,72
4	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см²	-	7,737-10	7,708-10	-0,37
5	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см²	Cd, 1,0 мм	1,244-11	1,259-11	+1,21
6	$^{239}Pu(n,f)$	ИКД	-	1,388-7	1,385-7	-0,22
7	$^{239}Pu(n,f)$	ИКД	Cd, 1,0 мм	1,010-9	9,904-10	-1,94
8	$^{235}U(n,f)$	ИКД	-	9,650-8	9,736-8	+0,89
9	$^{235}U(n,f)$	ИКД	Cd, 1,0 мм	8,260-10	8,499-10	+2,89
10	$^{237}Np(n,f)$	ИКД	Cd, 1,0 мм	2,84-11	2,75-11	-3,17
11	$^{115}In(n,n')$	-	-	2,93-12	3,09-12	+5,46
12	$^{238}U(n,f)$	ИКД	Cd, 1,0 мм	4,89-12	4,80-12	-1,84
13	$^{58}Ni(n,p)$	-	-	1,58-12	1,58-12	0

Таблица 6

Экспериментальные и рассчитываемые значения интегральных откликов, определяющие спектральное решение в ПЗ КТКД БР-К1

i	Реакция	Детектор	Экран	$A_{i\,э}$	$A_{i\,р}$	$\delta_{i\,эр}$, %
1	$^{176}Lu(n,\gamma)$	АКН-Т	-	7,22-7	7,30-7	+1,11
2	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	-	3,08-8	3,09-8	+0,32
3	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	Cd, 1,0 мм	1,17-8	1,18-8	+0,85
4	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см²	-	8,93-10	9,03-10	+1,12
5	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см²	Cd, 1,0 мм	4,76-11	4,82-11	+1,26
6	$^{239}Pu(n,f)$	ИКД	Бор-10, 0,58 г/см²	4,85-10	4,75-10	-2,06
7	$^{235}U(n,f)$	ИКД	-	1,14-7	1,12-7	-1,75
8	$^{235}U(n,f)$	ИКД	Cd, 1,0 мм	3,21-9	3,15-9	-1,87
9	$^{235}U(n,f)$	ИКД	Бор-10, 0,58 г/см²	4,64-10	4,68-10	+0,86
10	$^{237}Np(n,f)$	ИКД	Cd, 1,0 мм	9,53-11	9,77-11	+2,52
11	$^{115}In(n,n')$	-	-	9,64-12	9,78-12	+1,45
12	$^{58}Ni(n,p)$	-	-	5,01-12	4,87-12	-2,79

нейтронов T_n = 297,55 К (24,4 °С). С учетом измеренной температуры замедлителя T_A = 17,8 °С (измерение температуры замедлителя аналогично таковому в БГК) имеем $T_n - T_A$ = 6,6 °С.

Максимальные инструментальные возможности СПТ при работе БР-К1 в кратковременном энергопуске 10^{18} делений соответствуют флюенсу тепловых нейтронов $1{,}92\cdot10^{14}$ нейтр./см² (73,2% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $0{,}41\cdot10^{14}$ нейтр./см² (15,6%) и флюенсе быстрых нейтронов $0{,}29\cdot10^{14}$ нейтр./см² (11,2%). Эффективная температура тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя на 6,6 К (6,6 °С).

ПОЛИЭТИЛЕНОВЫЙ ЗАМЕДЛИТЕЛЬ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ТОКОВЫХ КАМЕР ДЕЛЕНИЯ БР-К1

Полиэтиленовый замедлитель для калибровки токовых камер деления (ПЗ КТКД) реактора БР-К1 – это устройство, ориентированное на проведение исследований и калибровок на тепловых нейтронах промышленных газонаполненных камер деления типа КНК-15 и их модифицированного вакуумированного варианта в токовом режиме работы [17].

Конструктивно ПЗ КТКД выполнен в виде короба квадратного сечения из полиэтиленовых плит толщиной 30 мм, оснащенного крышкой толщиной 30 мм со стороны, обращенной к центру АЗ, и открытого с противоположной стороны. Внутренняя полость, в которую на специальном держателе устанавливаются исследуемые (калибруемые) камеры, имеет размеры 135×135×320 мм. Позиция ПЗ КТКД во внутризонной облучательной полости БР-К1 фиксирована (обеспечивается жесткой позиционной фиксацией в контейнере горизонтальной загрузки, который вводится в АЗ до остановки на конструкционный упор).

Состав рабочего исследовательского комплекта детекторов с конкретизацией их идентификационных особенностей, экспериментальные $A_{i\,э}$, рассчитываемые $A_{i\,р}$ значения интегральных откликов соответствующих реакций и их невязки $\delta_{i\,эр}$ представлены в табл. 6. Численные значения $A_{i\,э}$ соответству-

Таблица 7

Экспериментальные и рассчитываемые значения интегральных откликов, определяющие спектральные решения для ТК-1 и ТК-2 БИР-2М

i	Реакция	Детектор	Экран	$A_{i\,э}$	$A_{i\,р}$	$\delta_{i\,эр}$, %
			ТК-1			
1	$^{176}Lu(n,\gamma)$	ИФ АН ГССР	-	4,132-10	4,133-10	+0,02
2	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	-	1,202-11	1,182-11	-1,66
3	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	Cd, 1,0 мм	4,355-13	4,358-13	+0,07
4	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см²	-	5,090-13	5,175-13	+1,67
			ТК-2			
1	$^{176}Lu(n,\gamma)$	ИФ АН ГССР	-	4,520-10	4,539-10	+0,42
2	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	-	1,330-11	1,310-11	-1,50
3	$^{197}Au(n,\gamma)$	4,4 мг/см²	Cd, 1,0 мм	6,074-13	6,078-13	+0,07
4	$^{63}Cu(n,\gamma)$	35,6 мг/см²	-	5,624-13	5,684-13	+1,07

ют координатной точке на центральной оси ПЗ КТКД в 50 мм от внутренней поверхности крышки при фиксированной позиции ПЗ в АЗ и энерговыделению в АЗ 10^{18} делений.

Спектральное решение зафиксировано в аналитической форме и для единичного флюенса имеет вид

$$F(E)=5{,}576\cdot10^{14}\,Ee^{-0.382\cdot10^{8}E}+$$
$$+0{,}018E^{-1}K_1(E)K_2(E)+60{,}81Ee^{-20E}+$$
$$+2{,}956Ee^{-5E}+0{,}0704\sqrt{Ee}^{-0.786E}.$$

Параметр α_{th} = 0,382·10⁸ МэВ$^{-1}$ определен в процессе поиска спектрального решения. Полученному значению α_{th} соответствует температура тепловых нейтронов T_n = 303,78 К (30,6 °С). С учетом измеренной температуры замедлителя T_A = 17,8 °С (измерение температуры замедлителя аналогично таковому в БГК) имеем $T_n - T_A$ = 12,8 °С.

Максимальные инструментальные возможности ПЗ КТКД при работе БР-К1 в кратковременном энергопуске 10^{18} делений соответствуют флюенсу тепловых нейтронов 2,14·10^{14} нейтр./см^2 (38,2% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов 1,44·10^{14} нейтр./см^2 (25,8%) и флюенсе быстрых нейтронов 2,01·10^{14} нейтр./см^2 (36,0%). Эффективная температура тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя на 12,8 К (12,8 °С).

ТЕПЛОВЫЕ КОЛОННЫ ТК-1 И ТК-2 БИР-2М

Тепловые колонны ТК-1, ТК-2 реактора БИР-2М являются устройствами, обеспечивающими функционирование опорного поля тепловых нейтронов ОИ-Т-22 [2, 18]. Собственно опорное поле тепловых нейтронов реализуется на нейтронах утечки реактора в центральной полости (200×200×200 мм) графитового куба с ребром 1400 мм. Так как воспроизведение флюенса ОИ-Т-22 правомерно только для невозмущенного поля тепловых нейтронов, то для облучательных экспериментов в поле тепловых нейтронов на реакторе БИР-2М используется дополнительная графитовая тепловая призма с рабочей полостью 200×200×800 мм и размером 1400×1400×2000 мм.

Обе тепловые колонны сложены из реакторного графита, установлены на полу реакторного зала, не имеют дополнительного окружения водородосодержащим замедлителем. ТК-1 ориентирована на АЗ реактора ребром, расстояние между центрами АЗ и рабочей полости равно 3,3 м. ТК-2 ориентирована на АЗ реактора длинной гранью, расстояние между центрами АЗ и рабочей полости 3,9 м.

При установке активационных детекторов использовалась штатная крепежная оснастка. Детекторы фиксировались точно в геометрических центрах рабочих полостей. В ТК-1 детекторы ориентировались плоскостью на торец рабочей полости, обращенный в сторону АЗ. В ТК-2 детекторы ориентировались плоскостью на длинную плоскость рабочей полости, также обращенную в сторону АЗ.

Состав рабочего исследовательского комплекта детекторов с конкретизацией их идентификационных особенностей, экспериментальные $A_{i\,э}$, рассчитываемые $A_{i\,р}$ значения интегральных откликов соответствующих реакций и их невязки $\delta_{i\,эр}$ представлены в табл. 7.

Спектральные решения зафиксированы в аналитической форме и для единичного флюенса имеют вид

ТК-1: $$F(E)=1{,}408\cdot10^{15}\,Ee^{-0.382\cdot10^{8}E}+$$
$$+2{,}708\cdot10^{-3}E^{-1}K_1(E)K_2(E);$$

ТК-2: $$F(E)=1{,}394\cdot10^{15}\,Ee^{-0.382\cdot10^{8}E}+$$
$$+3{,}409\cdot10^{-3}E^{-1}K_1(E)K_2(E).$$

Параметр α_{th} = 0,382·10⁸ МэВ$^{-1}$ определен в процессе поиска спектрального решения. Полученному значению α_{th} соответствует температура тепловых нейтронов T_n = 303,78 К (30,6 °С). С учетом данных по температуре в реакторном зале БИР-2М (по данным персонала реактора) температура замедлителя принималась равной T_A = 16,8 °С и для разности температур имеем $T_n - T_A$ = 14,0 °С. Долю быстрых нейтронов выявить не удалось из-за крайне малой величины флюенса таких нейтронов.

Максимальные инструментальные возможности ТК-1 и ТК-2 при работе БИР-2М в кратковременном энергопуске 3 МДж соответствуют флюенсу тепловых нейтронов $2{,}04\cdot10^{11}$ нейтр./см^2 (96,5% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $0{,}07\cdot10^{11}$ нейтр./см^2 (3,5%) для ТК-1 и флюенсу тепловых нейтронов $2{,}24\cdot10^{11}$ нейтр./см^2 (95,5% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $0{,}10\cdot10^{11}$ нейтр./см^2 (4,5%). Эффективная температура тепловых нейтронов в обоих устройствах превышает температуру замедлителя на 14,0 К (14,0 °С).

ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ ЗАЩИТНОГО КАЗЕМАТА БИГР

Рабочие залы ИЯР ВНИИЭФ, в которых размещаются механические стенды с АЗ реактора, обеспечивают как проведение облучательных экспериментов в широких пределах вокруг АЗ, в том числе и у ее поверхности, так и биологическую защиту персонала и работающих в зданиях размещения реакторов.

Наличие толстых бетонных стен (от 1,5 до 3 м) обуславливает формирование внутри реакторного зала своеобразного поля тепловых нейтронов, знание характеристик которого оказывается необходимым как для правильной оценки влияния фоновых нейтронов при проведении облучательных экспериментов на удаленных от АЗ позициях, так и для специализированных физических экспериментов, ориентированных на специфические особенности спектра фоновых нейтронов.

Цикл соответствующих исследований был осуществлен на реакторе БР-1 [19]. Для оценки эффективной температуры тепловых нейтронов было использовано соотношение интегральных откликов реакций деления ^{239}Pu(n,f) и ^{235}U(n,f), температурная чувствительность которого значительно ниже, чем у соотношения интегральных откликов реакций ^{176}Lu(n,γ) и ^{63}Cu(n,γ). Применение лютециевого и медного детекторов для определения параметров поля тепловых нейтронов в реакторном зале БР-1, однако, практически невозможно из-за крайне низкого флюенса тепловых нейтронов и отсутствия лютециевых детекторов достаточной эффективности.

Достаточные для проведения исследований с использованием лютециевого и медного детекторов условия реализуются в реакторном зале БИГР [20]. Соответствующие измерения были организованы в точке, расположенной на расстоянии R_r = 3650 мм от поверхности АЗ с радиусом r = 430 мм на уровне центра АЗ от пола 1,7 м. Разделение фоновой и реакторной компонент спектра флюенса нейтронов не проводилось.

Состав рабочего исследовательского комплекта детекторов с конкретизацией их идентификационных особенностей, экспериментальные $A_{i\,э}$, рассчитываемые $A_{i\,р}$ значения интегральных откликов соответствующих реакций и их невязки $\delta_{i\,эр}$ представлены в табл. 8.

Спектральное решение зафиксировано в аналитической форме и для единичного флюенса имеет вид

$$F(E)=1{,}439\cdot10^{14}\,Ee^{-0{,}3285\cdot10^{8}E}+0{,}0314E^{-0.95}K_1(E)\times$$
$$\times K_2(E)+2{,}078\cdot10^{3}\,Ee^{-320E}+2{,}398\cdot10^{2}\,Ee^{-80E}+$$
$$+52{,}30\,Ee^{-20E}+4{,}885\,Ee^{-5E}+0{,}4624\,Ee^{-2.5E}+$$
$$+0{,}1085\,Ee^{-1{,}667E}+0{,}0401Ee^{-1{,}25E}+0{,}0193Ee^{-E}+$$
$$+9{,}723\cdot10^{-3}\,Ee^{-0.8E}+4{,}386\cdot10^{-3}\,Ee^{-0.6E}.$$

Параметр α_{th} = $0{,}3285\cdot10^{8}$ МэВ$^{-1}$ определен в процессе поиска спектрального решения. Полученному значению α_{th} соответствует температура тепловых нейтронов T_n = 353,25 К (80,1 °С). Полученный результат в достаточной степени (с учетом уровня температурной чувствительности методики, опирающейся на соотношение реакций деления плутония-239 и урана-235) согласуется со значением $T_n \cong$ $\cong$ 383 К (~110 °С) из работы [19]. Точные измерения температуры в зале (температуры замедлителя – стен помещения) провести не удалось. С учетом времени

Таблица 8

Экспериментальные и рассчитываемые значения интегральных откликов, определяющие спектральное решение для позиции R_r = 3650 мм

i	Реакция	Детектор	Экран	$A_{i\,э}$	$A_{i\,р}$	$\delta_{i\,эр}$, %
1	^{176}Lu(n,γ)	ИФ АН ГССР	-	6,09-11	6,09-11	0
2	^{197}Au(n,γ)	4,4 мг/см^2	-	3,49-12	3,48-12	-0,29
3	^{197}Au(n,γ)	4,4 мг/см^2	Cd, 1,0 мм	2,22-12	2,20-12	-0,90
4	^{63}Cu(n,γ)	35,6 мг/см^2	-	6,81-14	6,82-14	+0,15
5	^{63}Cu(n,γ)	35,6 мг/см^2	Cd, 1,0 мм	1,17-14	1,18-14	+0,85
6	^{239}Pu(n,f)	ИКД	Бор-10, 0,58 г/см^2	1,38-13	1,39-13	+0,72
7	^{237}Np(n,f)	ИКД	Cd, 1,0 мм	3,22-14	3,30-14	+2,48
8	^{115}In(n,n')	-	-	2,78-15	2,81-15	+1,08
9	F(ДК)	КТ301Е	-	4,13+10	4,00+10	-3,15
10	^{58}Ni(n,p)	-	-	1,09-15	1,11-15	+1,83
11	^{32}S(n,p)	-	-	6,80-16	6,65-16	-2,21

года (конец ноября) и температуры в окружающих помещениях (~20 °С) для температуры замедлителя принято значение T_A = 20 °С, на основании которого имеем $T_n - T_A$ = 60 °С.

Максимальные инструментальные возможности в точке R_r = 3650 мм при работе БИГР в кратковременном энергопуске 280 МДж соответствуют флюенсу тепловых нейтронов $4{,}05 \cdot 10^{12}$ нейтр./см^2 (13,3% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $9{,}05 \cdot 10^{12}$ нейтр./см^2 (29,8%) и флюенсе быстрых нейтронов $1{,}73 \cdot 10^{13}$ нейтр./см^2 (56,9%). Эффективная температура тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя (стен реакторного каземата) на ~60 К (~60 °С).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках единого методического подхода определены основополагающие характеристики полей тепловых нейтронов – эффективная температура и флюенс – для всех устройств, используемых на ИЯР ВНИИЭФ в исследовательских и прикладных целях.

В практическом плане – детекторы, измерение активностей, облучательная процедура – методика измерения параметров флюенса тепловых нейтронов доведена до уровня, обеспечивающего оперативность и устойчивость получения результатов в большинстве представляющих интерес случаях.

Развернутая информация о спектральном составе нейтронов, включающая данные о промежуточных и быстрых нейтронах, позволяет разделять эффекты от тепловых и нетепловых нейтронов при проведении калибровочных и иных работ, требующих корректного учета этого фактора.

Представление всех полученных спектральных решений в аналитической форме упрощает проведение разнообразных расчетов в произвольных энергетических форматах на энергетическом диапазоне от 10^{-10} до 18 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

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

3. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. – М.: Атомиздат, 1976.

4. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. КАСКАД – комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. – В сб.: V Всес. совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Тезисы докладов. – М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116-118.

5. Rose P., Dunford C. ENDF-6. BNL-NCS 44945, ENDF-102, Rev. 10/91, 1991.

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

7. Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакций взаимодействия нейтронов с ядрами. Таблицы стандартных справочных данных ГСССД 131-89. – М.: Изд-во стандартов, 1989.

8. Handbook on Nuclear Activation Data. Technical Reports Series. № 273. – IAEA, Vienna, 1987.

9. ENDF/B-VI Decay Data Library, by US National Nuclear Data Center, IAEF-NDS-108, 1992.

10. Публикация 38 МКРЗ, часть 2, кн. 1. – М.: Энергоатомиздат, 1987.

11. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Стандартное поле нейтронов в центре активной зоны БИР-2. – Атомная энергия, 1994, т. 76, вып. 1, с. 55-61.

12. Анципов Г.В.,Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. – Минск: Наука и техника, 1982, с. 19.

13. Shibata K., Nakagawa T., Asami T. at al. Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3, JENDL-3, JAERI-1319, 1990.

14. Verbinsky V., Lurie N., Rogers V. Threshold-foil Measurements of Reactor Neutron Spectra for Radiation Damage Applications. – NSE, 1978, vol. 65, p. 316-330.

15. 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.

16. Климентов В.Б., Копчинский Г.А., Фрунзе В.В. Активационные измерения потоков и спектров нейтронов в ядерных реакторах. – М.: Изд-во стандартов, 1974.

17. Одинцов Ю.М., Попов В.А., Кошелев А.С. и др. Исследование характеристик газонаполненных и вакуумированных камер деления типа КНК-15 в полях излучений с различным составом n-, γ-компонент. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1993, вып. 1-2, с. 3-8.

18. Сибгатуллин И.З., Кувшинов М.И., Чередник П.Ф. и др. Модернизированный импульсный реактор БИР-2М. – Там же, 1991, вып. 2, с. 3-8.

19. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. Избранные пространственно-энергетические характеристики стационарного поля нейтронов снаружи активной зоны импульсного реактора БР-1. –Там же, 1996, вып. 1, с. 38-48.

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

Статья поступила в редакцию 13.04.99 г.

УДК 621.039.051

ФОРМАЛИЗМ РАСЧЕТОВ ЭЛЕМЕНТОВ МАТРИЦЫ ПОГРЕШНОСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СФЕРИЧЕСКИХ СБОРОК НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В. П. Горелов, В. П. Егоров, В. И. Ильин, М. И. Кувшинов

РФЯЦ–ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

В работе представлен формализм расчетов элементов матрицы погрешностей измерений $k_{эф}$, отношений сечений деления и возмущений реактивности применительно к сферическим сборкам на быстрых нейтронах с активными зонами из металлических делящихся материалов высокого и промежуточного обогащений.

FORMALISM OF ACCOUNTS OF ERRORS MATRIX ELEMENTS OF SOME INTEGRAL CHARACTERISTICS OF SPHERICAL ASSEMBIES ON FAST NEUTRONS/ V.P. GORELOV, V.P. YEGOROV, V.I. ILYIN, M.I. KUVSHINOV// In work is submitted the formalism of accounts of errors matrix elements of measurements $k_{эф}$, relations of crossections of fission and perturbations of reactivity with reference to spherical assemblies on fast neutrons with core from metal fission materials of high and intermediate enrichment.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из возможных практических приложений результатов измерений интегральных характеристик той или иной совокупности сборок из делящихся материалов является их использование при корректировке систем групповых нейтронных констант. Согласно изложенному в работах [1, 2] задача корректировки сводится к минимизации квадратичной формы

$$\Phi = f^{\mathrm{T}} C^{-1}(I) f + (Q - Sf)^{\mathrm{T}} V^{-1}(N)(Q - Sf) .$$

Верхний индекс "Т" означает операцию транспонирования матрицы. Компоненты I-мерного вектора f равны минимизирующим Ф искомым относительным смещениям корректируемых нейтронных констант. Квадратная $I \times I$ матрица $C(I)$ есть ковариационная матрица относительных погрешностей исходных нейтронных констант. Компонента N-мерного вектора Q с номером n равна отношению разности между результатом измерения интегральной характеристики в опыте с номером n и результатом ее расчета для подходящей модели сборки по исходным константам к результату этого расчета. Прямоугольная $N \times I$ матрица S состоит из N строк и I столбцов. При фиксированном n значения $S_{n,i}$ есть соответствующие безразмерные коэффициенты чувствительности интегральной характеристики с номером n к различным из I корректируемых констант. Наконец, квадратная $N \times N$ матрица $V(N)$ есть ковариационная матрица относительных погрешностей рассматриваемой совокупности результатов интегральных экспериментов. Минимизация квадратичной формы Ф достигается, если искомый вектор f равен

$$f = M^{-1} Y .$$

Здесь $I \times I$ матрица M – информационная матрица Фишера, имеющая вид

$$M = S^T V^{-1}(N) S + C^{-1}(I) ,$$

а I-мерный вектор Y равен

$$Y = S^T V^{-1}(N) Q .$$

Симметричная $I \times I$ матрица

$$C(I + N) = M^{-1}$$

есть ковариационная матрица погрешностей уточненных констант. Эта матрица определяет константные погрешности N рассмотренных интегральных характеристик после проведения корректировки. Квадраты этих погрешностей равны диагональным элементам симметричной $N \times N$ матрицы

$$W(I + N) = SC(I + N) S^T .$$

До проведения корректировки квадраты константных погрешностей рассмотренных функционалов равнялись диагональным элементам симметричной $N \times N$ матрицы

$$W(N) = SC(I)\ S^T .$$

Все вышеприведенное служит лишь цели иллюстрации того, что наряду с учетом недиагональных элементов матрицы $C(I)$ важен и учет недиагональных элементов матрицы $V(N)$, описывающих корреляции погрешностей измерения различных интегральных характеристик. Замечание о важности такого учета сделано в работе [2].

В дополнение к сказанному в этой работе следует указать, что использование диагональной матрицы $V(N)$ может приводить к нарушению нижеприводимых неравенств, выполнение которых для всех i и n свидетельствует о непротиворечивости результатов корректировки. Эти неравенства имеют вид

$$\begin{cases} f_i^2 \le C_{i,i}(I); \\ C_{i,i}(I+N) \le C_{i,i}(I); \\ W_{n,n}(I+N) \le W_{n,n}(N). \end{cases} \qquad (1)$$

При корректировке желательно привлекать результаты измерений таких характеристик, каждая из которых предоставляла бы по сравнению с другими дополнительные возможности по проверке и уточнению констант. Как показано, например, в работе [3], наряду с результатами измерений k_{eff} и спектральных индексов, например отношений сечений деления, при корректировке желательно использовать и результаты измерений возмущений реактивности микро- или макрообразцами из представляющих интерес материалов, в том числе и из материалов, входящих в заметных количествах в составы активных зон или отражателей сборок, на которых проводились перечисленные измерения.

Ковариационная матрица полных погрешностей определения k_{eff}, отношений сечений деления и возмущений реактивности будет предметом нашего рассмотрения. Оно проведено применительно к сферическим сборкам на быстрых нейтронах с активными зонами из металлических делящихся материалов высокого и промежуточного обогащений.

В качестве коэффициента чувствительности значений k_{eff} или возмущений реактивности $\Delta\rho$ по отношению к какому-либо параметру y (например, групповому сечению) будем использовать величину $S_y(x) = y(\partial x/\partial y)$, где $x = k_{\text{eff}}$ или $x = \Delta\rho$. Компонента вектора Q, соответствующая какой-либо из этих характеристик, равна разности между измеренным значением и результатом расчета по исходным константам. Блоки ковариационной матрицы $V(N)$, также соответствующие какой-либо из этих характеристик, описывают их абсолютные ошибки и корреляции между ними. Для отношения сечений деления F будем использовать коэффициент чувствительности $S_y(F) = y(\partial F/\partial y)/F$, и для этой характеристики приведенные выше определения компонент вектора Q и соответствующих элементов матрицы $V(N)$ остаются без изменений. Все упоминаемые далее коэффициенты чувствительности считаются вычисленными каким-либо способом.

Используемый термин "стендовая сборка" относится к реальной сборке, находящейся в окружении оборудования измерительного стенда (стенда критических сборок, СКС) и стен помещения. Описание СКС приводится в работах [4, 5]. Стендовая сборка разделена зазором на две неравные части, собранные из полусферических деталей. Возможно отсутствие в ее активной зоне одной или нескольких деталей малой массы, так называемых полюсных или боковых пробок. Большая часть массы активной зоны сборки сосредоточена в нижней части. Верхняя часть сборки лежит на диафрагме, которая лежит на верхней опоре, опирающейся на подставку. Нижняя часть сборки лежит на нижней опоре, опирающейся на подставку. Нижняя часть подвижна в вертикальном направлении, что обеспечивает возможность сближения верхней и нижней частей сборки до упора нижней части в диафрагму.

Целью проводимых на СКС измерений ряда характеристик таких сборок являлось получение для них как можно более точных, изолированных от влияния оборудования измерительного стенда (опоры, подставки и диафрагма) и стен помещения сферических моделей и по необходимости их условного перевода в критическое состояние. Это позволяет избавиться от упоминаемой в работе [1] проблемы адекватности модели, используемой при расчетах, и экспериментальной конфигурации. Адекватность модели и экспериментальной конфигурации дает уверенность в том, что разница между экспериментальными и расчетными значениями рассматриваемой интегральной характеристики k_{eff} целиком обусловлена погрешностями интегральных измерений и погрешностями исходных нейтронных констант.

В разделе 1 настоящей работы изложен формализм расчетов элементов ковариационной матрицы W_k погрешностей k_{eff}, в разделе 2 – формализм расчетов элементов ковариационной матрицы W_F погрешностей отношения сечений деления, в разделе 3 – формализм расчетов ковариационной матрицы W_R погрешностей возмущений реактивности. Матрицы W_k, W_F и W_R являются диагональными блоками итоговой ковариационной матрицы V. В разделе 4 показано, как определить коэффициенты корреляции погрешностей различающихся интегральных характеристик, т.е. элементы недиагональных блоков матрицы V.

1. КОВАРИАЦИОННАЯ МАТРИЦА ПОГРЕШНОСТЕЙ k_{eff}

Изложим первоначально формализм расчетов полной погрешности k_{eff} в критическом состоянии, а также критической массы m_{cr}, чтобы показать связь между отдельными составляющими погрешностей этих величин.

Методика оценки состояния стендовой сборки основана на измерении на СКС коэффициента умножения M, определяемого как отношение потока нейтронов из сборки с центральным источником к полному числу нейтронов источника. Величина $\Delta = 10^3/M$, называемая подкритичностью, характеризует близость стендовой сборки к критическому состоянию. Вблизи критического состояния величина эффективного коэффициента размножения k_{eff} связана с подкритичностью Δ формулой

$$10^{-3}\Delta \approx (1/k_{\text{eff}} - 1),$$

и это приближение приемлемо при $M > 100$. Таким образом,

$$k_{\text{eff}} = (1 + 10^{-3}\Delta)^{-1}. \qquad (2)$$

Полная ошибка определения k_{eff} в критическом состоянии может быть оценена по формуле

$$\delta k_{\text{eff}} = \Big[(\delta k_{\text{exp}})^2 + (\delta k_{m,\text{core}})^2 + (\delta k_{R,\text{core}})^2 + (\delta k_{\alpha,\text{core}})^2 + (\delta k_{\beta,\text{core}})^2 + (\delta k_{m,\text{ref}})^2 + (\delta k_{R,\text{ref}})^2 + (\delta k_{\alpha,\text{ref}})^2 + (\delta k_{\beta,\text{ref}})^2 + \sum_s \delta k_s^2 \Big]^{1/2}. \qquad (3)$$

Здесь использованы обозначения:

- δk_{exp} – погрешность, обусловленная ошибками процедур измерений на СКС подкритичности стендовой сборки и ее возмущений, знание которых необходимо для перехода к сферической модели и дальнейшей экстраполяции в критическое состояние; при вычислении δk_{exp} мы использовали абсолютную предельную погрешность величины Δ в критическом состоянии, считая массу сборки фиксированной; согласно выражению (2) погрешность k_{eff} связана с погрешностью $\delta\Delta$ величины Δ равенством

$$\delta k_{\text{exp}} = 10^{-3}\delta\Delta(1 + 10^{-3}\Delta)^{-2};$$

на практике $\Delta = \sum_{k=0} a_k \Delta_k$, где a_k - известные числа ($a_0 \equiv 1$), Δ_0 - результат измерения подкритичности стендовой сборки, $\Delta_{k>0}$ - результаты измерений возмущений подкритичности стендовой сборки; в критическом состоянии, когда $\Delta = 0$, имеем

$$\delta k_{\text{exp}} = 10^{-3} \sum_{k=0} |a_k| \, \delta\Delta_k, \qquad (4)$$

где $\delta\Delta_k$ - погрешности измерений Δ_k;

- δk_m, δk_R, δk_α, δk_β – погрешности, обусловленные неопределенностями в знании масс, размеров, атомного содержания основного компонента и примесей соответственно; дополнительные индексы "core" и "ref" указывают, что соответствующие параметры относятся к активной зоне и к отражателю; для конкретного параметра y величина δk_y оценивалась по формуле $\delta k_y = S_y(k_{\text{eff}})(\delta y/y)$, где $(\delta y/y)$ - относительная погрешность знания параметра;

- сумма по s распространяется на все упрощения сферической модели конкретной стендовой сборки; соответствующие этим упрощениям смещения δk_s величины k_{eff} должны определяться расчетно.

Формула (3) получена в предположении, что не коррелируют погрешности измерений на СКС и погрешности измерений параметров y, погрешности измерения различающихся параметров, погрешности параметров и условно введенные погрешности из-за упрощений сферической модели и условно введенные погрешности из-за различных упрощений.

Оценка погрешности критической массы m_{cr} может быть проведена по аналогичной формуле

$$\delta m_{\text{cr}} = \Big[(\delta\Delta m_{\text{core}})^2 + (\delta m_{s,\text{core}})^2 + (\delta m_{R,\text{core}})^2 + (\delta m_{\alpha,\text{core}})^2 + (\delta m_{\beta,\text{core}})^2 + (\delta m_{m,\text{ref}})^2 + (\delta m_{R,\text{ref}})^2 + (\delta m_{\alpha,\text{ref}})^2 + (\delta m_{\beta,\text{ref}})^2 + \sum_s \delta m_s^2 \Big]^{1/2}.$$

Здесь использованы обозначения:

- $m_{s,\text{core}}$ – масса активной зоны сферической изолированной от влияния оборудования СКС и стен помещения сборки до вывода в критическое состояние;

- Δm_{core} – изменение этой массы (приращение или уменьшение), необходимое для условного перевода сферической модели в критическое состояние;

- $\delta m_{s,\text{core}}$ – погрешность $m_{s,\text{core}}$ из-за ошибок взвешивания деталей активной зоны;

- $\delta\Delta m_{\text{core}}$ – погрешность определения Δm_{core} из-за ошибок измерений на СКС.

Смысл остальных составляющих в формуле для δm_{cr} соответствует пояснениям к формуле (3).

Рассмотрим сначала вопрос оценки погрешности $\delta\Delta m_{core}$. Способ перехода в критическое состояние индивидуален для каждой сборки. Пусть, например, переход осуществляется изменением массы слоя i активной зоны сферической модели. Для определения Δm_{core} необходимо располагать измеренной величиной возмущения Δ_i подкритичности из-за внесения (удаления) в этот слой (из этого слоя) единицы массы делящегося материала этого слоя. При наличии такого измерения имеем

$$\Delta m_{core} = |\Delta_s| / |\Delta_i|,$$

где Δ_s - подкритичность сферической изолированной модели стендовой сборки до вывода в критическое состояние, которая становится известной после измерения на СКС всех необходимых характеристик стендовой сборки.

Для погрешности $\delta\Delta m_{core}$ в рассматриваемом примере можно записать

$$\delta\Delta m_{core} = \left[\delta\Delta_s^2 + (\Delta m_{core})^2\,\delta\Delta_i^2 - 2q_{s,i}\Delta m_{core}\delta\Delta_s\delta\Delta_i\right]^{1/2} / |\Delta_i|,$$

где $\delta\Delta_s$ - абсолютная предельная погрешность Δ_s; $\delta\Delta_i$ - погрешность измерения Δ_i; $q_{s,i}$ - коэффициент корреляции погрешностей измерения Δ_i и определения Δ_s по результатам измерений. Оценка $\delta\Delta m_{core}$ при $q_{s,i} = -1$ является верхней, и тогда формула для расчета $\delta\Delta m_{core}$ как абсолютной предельной погрешности приобретает вид

$$\delta\Delta m_{core} = (\delta\Delta_s + \Delta m_{core}\,\delta\Delta_i)/|\Delta_i|.$$

В рассматриваемом примере и в соответствии с вышесказанным погрешность δk_{exp} в критическом состоянии сферической модели равна

$$\delta k_{exp} = 10^{-3}(\delta\Delta_s + \Delta m_{core}\delta\Delta_i),$$

так что

$$\delta\Delta m_{core} = 10^3\delta k_{exp}/|\Delta_i|.$$

Как видим, формулы для расчетов Δm_{core} и $\delta\Delta m_{core}$ содержат множитель, обратно пропорциональный эффективности $|\Delta_i|$ единицы массы материала активной зоны в ее конкретной области. Эта характеристика увеличивается при перемещении от края активной зоны к ее центру.

Если полную погрешность δk_{eff} в критическом состоянии связать с относительной погрешностью критической массы с помощью вышеопределенного коэффициента чувствительности $S_{m,core}$, расчет абсолютной погрешности критической массы должен проводиться по формуле

$$\delta m_{eq} = m_{cr}\frac{\delta k_{eff}}{S_{m,core}} \equiv m_{cr}\frac{\delta k_{eff}}{\delta k_{m,core}}\left(\frac{\delta m}{m}\right)_{core}.$$

Назовем такую оценку эквивалентной. Как видим, при вычислении δm_{eq} используется средняя по активной зоне эффективность $S_{m,core}/m_{cr}$ единицы массы материала активной зоны. Поэтому для сборок, в которых вывод сферических моделей в критическое состояние осуществлялся путем условного добавления материала активной зоны в ее центральную область, должно иметь место неравенство $\delta\Delta m_{core} < \delta m_{eq}$. При условном же добавлении делящегося материала в периферийную часть активной зоны должно выполняться обратное неравенство $\delta\Delta m_{core} > \delta m_{eq}$, и в этом случае использование эквивалентной оценки может привести к занижению погрешности критической массы, что и подтверждают расчеты.

Величина $\delta m_{s,core} = m_{s,core}\left(\delta m/m\right)_{core}$. Значение относительной погрешности взвешивания деталей активной зоны $(\delta m/m)_{core}$ должно быть указано в описании каждой сборки.

Обозначим остальные составляющие полной погрешности δm_{cr} через δm_p. Изменение параметра p на величину его абсолютной погрешности δp приводит к изменению k_{eff} на величину δk_p (при упрощении сферической модели величина δk_p есть соответствующее этому упрощению смещение k_{eff}). Чтобы скомпенсировать это изменение k_{eff}, необходимо изменить (уменьшить или увеличить) массу активной зоны на величину δm_p - составляющую полной погрешности δm_{cr} из-за ошибки знания параметра p (или из-за дополнительной ошибки, вносимой упрощением сферической модели). Как и для эквивалентной погрешности δm_{eq}, будем использовать при определении δm_p среднюю по активной зоне эффективность $S_{m,core}/m_{cr}$ единицы массы материала активной зоны, так что величина δm_p может быть оценена по формуле

$$\delta m_p = m_{\rm cr} \frac{|\delta k_p|}{\delta k_{m,\rm core}} \left(\frac{\delta m}{m}\right)_{\rm core},$$

где $p \Rightarrow (R, \text{core}), (\alpha, \text{core}), (\beta, \text{core}), (m, \text{ref}), (R, \text{ref}), (\alpha, \text{ref}), (\beta, \text{ref})$ или s, а значения δk_p должны быть вычислены заранее. Такой способ позволяет оценить средние значения δm_p и δm_s.

Как видим из выражения (3), полная погрешность определения $k_{\rm eff}$ для сферической модели конкретной стендовой сборки состоит из нескольких составляющих, которые удобно разбить на две группы: параметрические составляющие (это погрешности из-за ошибок знания параметров активной зоны и отражателя стендовой сборки; к этой же группе будем относить и искусственно введенные или принятые погрешности, равные модулям смещений δk_s величины $k_{\rm eff}$ из-за каких-либо упрощений типа s активной зоны или отражателя стендовой сборки); экспериментальные составляющие (это вклады в полную погрешность определения $k_{\rm eff}$ от погрешностей измерений на СКС характеристик стендовой сборки, знание которых необходимо для перехода к сферической изолированной модели и для дальнейшей экстраполяции в критическое состояние).

В соответствии со сказанным ковариационную матрицу W_k погрешностей определения $k_{\rm eff}$ сферических моделей совокупности N стендовых сборок можно записать в виде суммы

$$W_k = W_{k,\rm par} + W_{k,\rm exp}.$$

Рассмотрим сначала матрицу $W_{k,\rm par}$, передающую вклад в W_k параметрических погрешностей.

Деталями одной партии будем называть детали, изготовленные из одного и того же материала в один календарный срок, предполагая, что они взвешивались на одних и тех же весах, их размеры измерялись одной и той же "линейкой", а составы анализировались на одном и том же масс-спектрометре. Деталям одной партии приписан единый набор ошибок ($\delta y/y$) параметров. Будем считать, что погрешности параметров деталей разных партий не коррелируют. Остаются в силе и предположения, использованные при получении выражения (3).

Квадратная $N \times N$ матрица $W_{k,\rm par}$ симметрична. Ее диагональные элементы равны квадратам параметрических составляющих полных погрешностей определения $k_{\rm eff}$, и им соответствует выражение

$$\left\| W_{k,\rm par} \right\|_{n,n} = \delta k^2_{{\rm par},n} = \sum_{y(n)} S^2_y (k_{{\rm eff},n}) (\delta y / y)^2 + \sum_{s(n)} \delta k^2_s .$$

Здесь сумма по y распространяется на все параметры активной зоны и отражателя сборки с номером n, а сумма по s – на все осуществленные для нее модельные упрощения.

Недиагональные элементы матрицы $W_{k,\rm par}$ описывают корреляции параметрических составляющих и равны

$$\left\| W_{k,\rm par} \right\|_{n,n''} = \sum_{y(n,n'')} S_y (k_{{\rm eff},n}) (\delta y / y)^2 S_y (k_{{\rm eff},n''}) + \sum_{s(n,n'')} \delta k^2_s .$$

Здесь сумма по y распространяется на все параметры, которые соответствуют деталям одной партии активных зон сборок с номерами n и n'' и/или деталям одной партии отражателей тех же сборок, а сумма по s – на все осуществленные и для сборки n, и для сборки n'' модельные упрощения типа s, которым соответствуют одинаковые для этой пары сборок смещения δk_s. Из всего ранее сказанного должно быть понятно, что для отдельных пар $n \neq n''$ значения $\left\| W_{k,\rm par} \right\|_{n,n''} \equiv 0$.

Прежде чем конкретизировать вид элементов матрицы $W_{k,\rm exp}$, дадим необходимый для дальнейшего изложения справочный материал. Каждая из сборок собирается на одном и том же СКС, а сами измерения на нем представляют собой совокупность ряда операций. Список указанных операций содержит в себе измерение подкритичности стендовой сборки и измерение возмущений этой подкритичности из-за удаления оборудования СКС, сближения верхней и нижней частей сборки до упора без диафрагмы, размещения в активной зоне отсутствовавших в стендовой сборке пробок, удаления стен помещения на бесконечность и еще измерения некоторых возмущений подкритичности, знание которых необходимо для перевода сферической модели в критическое состояние. Поскольку при измерениях в каждой операции используется один и тот же тракт регистрации нейтронов, погрешности этих операций как на отдельной сборке, так и на различных сборках должны коррелировать между собой.

Будем приписывать каждой из перечисленных операций индекс l. Отдельной операции соответствует составляющая $\delta k_{{\rm exp},n,l}$ полной экспериментальной погрешности $\delta k_{{\rm exp},n}$. Квадратная $N \times N$ матрица $W_{k,\rm exp}$ симметрична. Ее диагональные элементы равны квадратам экспериментальных составляющих полных погрешностей определения $k_{\rm eff}$, и им соответствует выражение

$$\|W_{k,\exp}\|_{n,n} = \delta k^2_{\exp,n} = \sum_l \delta k_{\exp,n,l} \sum_{l''} q_{n,l;n,l''} \delta k_{\exp,n,l''} .$$

Здесь $q_{n,l;n'',l''} = q_{n'',l'';n,l}$ есть коэффициент корреляции погрешностей операции l на сборке n и операции l'' на сборке n''. Значения $q_{n,l;n,l} \equiv 1$.

Недиагональные элементы матрицы $W_{k,\exp}$ описывают корреляции экспериментальных погрешностей и равны

$$\|W_{k,\exp}\|_{n,n''} = \sum_l \delta k_{\exp,n,l} \sum_{l''} q_{n,l;n'',l''} \delta k_{\exp,n'',l''} .$$

Для того чтобы вычислить коэффициент корреляции погрешностей двух определяемых по результатам измерений на СКС величин, необходимо располагать не только оценками их средних значений и дисперсий, полученных по результатам измерений в двух, своей для каждой величины, сериях измерений, но и самими результатами измерений в сериях. Если последняя информация недоступна (например, утеряна), приходится идти на упрощения.

Первым шагом на этом пути является предположение, что для любых пар $l \neq l''$ и всех n величины $q_{n,l;n,l''} = 1$. Далее возможны три простейших приближения: приближение слабых корреляций, когда для всех пар $n \neq n''$ значения $q_{n,l;n'',l''} = 0$; приближение промежуточных корреляций, когда для всех пар $n \neq n''$ значения $q_{n,l,n'',l''} = q$, где $|q| < 1$; приближение сильных корреляций, когда для всех пар $n \neq n''$ значения $q_{n,l;n'',l''} = 1$.

Таким образом, для элементов матрицы W_k можно записать выражения:

$$\|W_k\|_{n,n''} = \left\{ \sum_{y(n,n'')} S_y(k_{\text{eff},n})(\delta y / y)^2 S_y(k_{\text{eff},n''}) + \sum_{s(n,n'')} \delta k_s^2 \right\} + q \delta k_{\exp,n} \delta k_{\exp,n''};$$

$$\|W_k\|_{n,n} = \left\{ \sum_{y(n)} S_y^2(k_{\text{eff},n})(\delta y / y)^2 + \sum_{s(n)} \delta k_s^2 \right\} + (\delta k_{\exp,n})^2 . \qquad (5)$$

Здесь через $\delta k_{\exp,n}$ обозначена величина

$$\delta k_{\exp,n} = \sum_l \delta k_{\exp,n,l} .$$

Эта сумма представляет собой абсолютную предельную погрешность оцениваемой величины или половину ее вариационного размаха. Такой подход гарантирует, что при заданных парциальных погрешностях значения $\delta k_{\exp,n}$ не занижены. Расчет $\delta k_{\exp,n}$ должен проводиться по формуле (4).

Как видим, выражение (5) находится в соответствии с выражением (3). О критерии выбора подходящего значения эффективного коэффициента корреляции q из интервала [-1, 1] будет сказано в разделе 4 настоящей работы.

2. КОВАРИАЦИОННАЯ МАТРИЦА ПОГРЕШНОСТЕЙ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ

При измерениях отношений сечений деления в сборках, размещаемых на представленном в работах [4, 5] стенде, стремятся к тому, чтобы отличие стендовой сборки от сферической было вызвано только наличием оборудования стенда и стен помещения. Суммарная масса диафрагмы, верхней и нижней опор и их подставок существенно меньше массы сборки. Их влияние на результаты измерений отношений сечений деления, а также влияние стен измерительного зала максимально экранируется толщиной отражателя, толщиной активной зоны и толщиной заполнителя центральной полости или при отсутствии отражателя и заполнителя толщиной активной зоны, если измерения проводятся в центральной полости. Канал, через который детекторы опускаются в центральную полость, закладывается пробками из соответствующего материала. Поэтому отличия такой сборки в смысле сохранения результатов измерений спектральных индексов в центральной полости от сферической столь незначительны, что ими можно пренебречь. Об этом свидетельствовали и результаты специальных экспериментов. По этой причине мы ограничиваем свое рассмотрение случаями измерения отношений сечений деления в центральных полостях.

Для ковариационной матрицы W_F запишем

$$W_F = W_{F,\exp} + W_{F,\text{par}} + W_{F,d} .$$

Здесь $W_{F,\exp}$ передает вклад погрешностей измерений на СКС и погрешностей используемых стандартов, $W_{F,\text{par}}$ передает вклад погрешностей параметров сборок, на которых проводились измерения, $W_{F,d}$ передает вклад дополнительных погрешностей из-за возможного возмущения детекторами потока нейтронов.

При измерениях акты деления регистрируют малогабаритными детекторами осколков деления, размещаемыми поочередно в центральной полости установленной на стенде сборки. Будем рассматривать только однослойные детекторы, считая слой делящегося материала в каждом из них "изотопно чистым", т.е. содержащим ядра только одного веса. Замечания по поводу использования двухслойных детекторов будут делаться по ходу изложения.

Число $N_{f,p}$ импульсов детектора, в который помещен слой из делящихся ядер с индексом p, связано с величиной $<\varphi(E)\ \sigma_{f,p}(E)>$ соотношением

$$N_{f,p} = <\varphi(E)\ \sigma_{f,p}(E)>\ n_p\varepsilon_p,$$

где $\varphi(E)$ - средняя по центральной полости энергетическая зависимость потока нейтронов; $\sigma_{f,p}(E)$ - энергетическая зависимость микроскопического сечения деления нейтронами ядра с индексом p; n_p - количество таких ядер в камере деления; ε_p - эффективность регистрации осколков деления ядра с индексом p нейтронами, угловые скобки означают интегрирование по всем углам перемещения нейтрона и его энергиям. О нормировке $N_{f,p}$ будет сказано далее.

Если в этой же области сборки и при той же нормировке получено и число $N_{f,235}$ импульсов детектора со слоем ^{235}U, для отношения микроскопических сечений деления, усредненных по $\varphi(E)$, можно записать выражение

$$<\sigma_{f,p}>/<\sigma_{f,235}> = \frac{N_{f,p}}{N_{f,235}}\ \frac{A_p}{235.0439}\ \frac{m_{235}\varepsilon_{235}}{m_p\varepsilon_p}. \qquad (6)$$

Здесь $m_{p"}$ – масса слоя из делящегося материала, состоящего из ядер с индексом $p"$ в соответствующем детекторе; A_p - масса ядра с индексом p в атомных единицах; A_{235} = 235.0439 - масса ядра ^{235}U. Далее числитель и знаменатель левой части, а также значения $N_{f,p}$ и $N_{f,235}$ будут сопровождаться и дополнительным индексом n сборки, в которой проведены измерения, а произведения $m_{p"}\varepsilon_{p"}$ будем называть эффективными массами.

Пусть полное число сборок равно N. Будем считать, что на каждой из сборок проведено измерение всех величин из набора спектральных индексов, общее число которых равно P.

Как сказано, например, в работе [4], для определения отношения эффективных масс $(m_{235}\,\varepsilon_{235})/(m_p\varepsilon_p)$ можно измерить отношение числа импульсов $(N_{f,235})_{st}$ детектора со слоем из ^{235}U на единичный поток нейтронов источника к так же нормированному числу импульсов $(N_{f,p})_{st}$ детектора со слоем из делящихся ядер с индексом p. Оба детектора облучают потоком нейтронов с известным спектром, для которого известны средние сечения деления каждого из ядер, причем время облучения может быть своим для каждого из однослойных детекторов. При использовании двухслойного детектора, в котором один из слоев содержит только ядра с индексом p, а другой – только ядра ^{235}U, необходимость указанной нормировки отпадает, так как оба слоя находятся в потоке нейтронов источника одно и то же время. Таким образом, отношение $(m_{235}\,\varepsilon_{235})/(m_p\varepsilon_p)$ может быть вычислено по формуле

$$\frac{m_{235}\varepsilon_{235}}{m_p\varepsilon_p} = \frac{235.0439}{A_p}\ \frac{<\sigma_{f,p}>_{st}}{<\sigma_{f,235}>_{st}}\ \frac{(N_{f,235})_{st}}{(N_{f,p})_{st}},$$

где $<\sigma_{f,p}>_{st}$ и $<\sigma_{f,235}>_{st}$ – средние по стандартному спектру микроскопические сечения деления, считающиеся известными. Заметим, что при наличии среди рассматриваемых ядер и порогово делящихся необходимо в качестве стандартного спектра использовать спектр нейтронов, содержащий выше максимального из порогов заметное количество нейтронов. Таким требованиям удовлетворяет, например, спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf.

Использовав приведенное выражение для отношения эффективных масс $(m_{235}\,\varepsilon_{235})/(m_p\varepsilon_p)$, получим вместо (6) следующую формулу:

$$<\sigma_{f,p}>/<\sigma_{f,235}> = \frac{N_{f,p}}{N_{f,235}}\ \frac{<\sigma_{f,p}>_{st}}{<\sigma_{f,235}>_{st}}\ \frac{(N_{f,235})_{st}}{(N_{f,p})_{st}}. \qquad (7)$$

Будем считать, что погрешности $<\sigma_{f,p}>_{st}$ и $<\sigma_{f,235}>_{st}$ не коррелируют с погрешностями измерений $(N_{f,p})_{st}$, $(N_{f,235})_{st}$, $N_{f,p}$ и $N_{f,235}$, а погрешности измерений $(N_{f,p})_{st}$ и $(N_{f,235})_{st}$ не коррелируют с погрешностями измерений $N_{f,p}$ и $N_{f,235}$. С другой стороны, как было сказано выше, $(N_{f,p"})_{st}$ = $= (n_{f,p"})_{st}/(S_{p"})_{st}$, где $(n_{f,p"})_{st}$ – зарегистрированное число импульсов однослойного детектора со слоем

из делящихся ядер с индексом p'', облучаемого в течение определенного отрезка времени потоком нейтронов стандартного источника, $(S_{p''})_{st}$ – интегральный по тому же отрезку времени поток нейтронов стандартного источника. Если погрешности $(n_{f,p''})_{st}$ и $(S_p)_{st}$ не коррелируют, то погрешность $(N_{f,p''})_{st}$ равна

$$\delta(N_{f,p''})_{st}/(N_{f,p''})_{st} = \left\{\left[\delta(n_{f,p''})_{st}/(n_{f,p''})_{st}\right]^2 + \left[\delta(S_{p''})_{st}/(S_{p''})_{st}\right]^2\right\}^{1/2}.$$

Если используется стационарный источник, то $\delta(S_{p''})_{st}/(S_{p''})_{st} = \delta s_{st}/s_{st}$, где $\delta s_{st}/s_{st}$ – относительная погрешность интенсивности стандартного источника, которая должна быть указана в его описании. В этом случае $(\delta s_{st}/s_{st})^2$ является корреляционной составляющей всех $\left[\delta(N_{f,p''})_{st}/(N_{f,p''})_{st}\right]^2$.

Значения $N_{f,p}$ и $N_{f,235}$ в каждой сборке нормированы на один нейтрон утечки, т.е. $(N_{f,p})_n = n_{f,p,n}/J_{p,n}$, $(N_{f,235})_n = n_{f,235,n}/J_{235,n}$. Здесь $n_{f,p'',n}$ – зарегистрированное в течение определенного отрезка времени число импульсов однослойного детектора со слоем из делящихся ядер с индексом p'', помещенного в сборку с номером n; $J_{p'',n}$ - зарегистрированное в течение того же отрезка времени число нейтронов утечки из той же сборки, в которой размещен тот же детектор осколков деления. Дополнительными измеряемыми величинами, от которых зависит спектральный индекс с номером p, являются отношения $n_{f,p,n}/J_{p,n}$ и $n_{f,235,n}/J_{235,n}$.

В дальнейшем будем считать, что погрешности $n_{f,p'',n}$ и $J_{p'',n}$ не коррелируют, т.е.

$$\delta(n_{f,p'',n}/J_{p'',n})/(n_{f,p'',n}/J_{p'',n}) = \left\{(\delta n_{f,p'',n}/n_{f,p'',n})^2 + (\delta J_{p'',n}/J_{p'',n})^2\right\}^{1/2}.$$

Далее, будем считать, что погрешности $\delta n_{f,p'',n}/n_{f,p'',n}$ и $\delta J_{p'',n}/J_{p'',n}$ не зависят от n. Кроме того, будем считать, что $\delta J_{p''}/J_{p''} = \delta J/J$. Последнее предположение означает, что $(\delta J/J)^2$ является корреляционной составляющей всех $[\delta(n_{f,p'',n}/J_{p'',n})/(n_{f,p'',n}/J_{p'',n})]^2$. Всю совокупность предположений назовем условно "приближением совпадающих погрешностей". Его привлечение оправданно при хорошей статистике измерений числа импульсов детекторов осколков деления и числа нейтронов утечки, т.е. при отсутствии систематических погрешностей и при малых относительных случайных погрешностях измерений указанных величин. В работе [4] сказано, что при этих условиях погрешность измерения отношения сечений деления определяется в основном ошибками эффективных масс слоев в детекторах осколков деления.

Учитывая изложенное, можно показать, что симметричная квадратная $PN\times PN$ матрица $W_{F,\exp}$ состоит из N^2 одинаковых блоков. Блоки есть квадратные $P\times P$ матрицы $W_{F,\exp,n,n''}$, симметричные относительно своих главных диагоналей. Для элементов блока $W_{F,\exp,n,n''}$ можно записать:

$$\|W_{F,\exp,n,n''}\|_{p,p''} = (1-\delta_{p,p''})\left\{(\delta n_{f,235}/n_{f,235})^2 + (\delta<\sigma_{f,235}>_{st}/<\sigma_{f,235}>_{st})^2 + \right.$$

$$+\left[\delta(n_{f,235})_{st}/(n_{f,235})_{st}\right]^2 + q_\sigma\left[\frac{\delta<\sigma_{f,p}>_{st}}{<\sigma_{f,p}>_{st}}\frac{\delta<\sigma_{f,p''}>}{<\sigma_{f,p''}>} - \frac{\delta<\sigma_{f,235}>}{<\sigma_{f,235}>}\times\left(\frac{\delta<\sigma_{f,p}>}{<\sigma_{f,p}>}+\frac{\delta<\sigma_{f,p''}>}{<\sigma_{f,p''}>}\right)\right]\Bigg\} +$$

$$+\delta_{p,p''}\left\{(\delta n_{f,p''}/n_{f,p''})^2 + \{\delta[(m_{235}\varepsilon_{235})/(m_{p''}\varepsilon_{p''})]/[(m_{235}\varepsilon_{235})/(m_{p''}\varepsilon_{p''})]\}^2 + (\delta n_{f,235}/n_{f,235})^2\right\}, \quad (8)$$

где $\delta_{p,p''}$ - символ Кронекера, $p = 1\div P$, $p'' = 1\div P$, $q_\sigma = 1$ при полной корреляции погрешностей эталонных сечений деления, $q_\sigma = 0$ при отсутствии таких корреляций, погрешность $\delta[(m_{235}\varepsilon_{235})/(m_{p''}\varepsilon_{p''})]/[(m_{235}\varepsilon_{235})/(m_{p''}\varepsilon_{p''})]$ следует вычислять по формуле

$$\delta[(m_{235}\varepsilon_{235})/(m_p\varepsilon_p)]/[(m_{235}\varepsilon_{235})/(m_p\varepsilon_p)] = \left\{(\delta<\sigma_{f,p}>_{st}/<\sigma_{f,p}>_{st})^2 + (\delta<\sigma_{f,235}>_{st}/<\sigma_{f,235}>_{st})^2 - \right.$$

$$-2q_\sigma(\delta<\sigma_{f,p}>_{st}/<\sigma_{f,p}>_{st})(\delta<\sigma_{f,235}>_{st}/<\sigma_{f,235}>_{st}) + \left[\delta(n_{f,p})_{st}/(n_{f,p})_{st}\right]^2 +$$

$$\left.+\left[\delta(n_{f,235})_{st}/(n_{f,235})_{st}\right]^2\right\}^{1/2}.$$

То, что все блоки $W_{F,\exp,n,n''}$ имеют квадратную форму, является следствием предположения о проведении на каждой сборке измерений одного и того же набора спектральных индексов. Независимость же элементов блоков от n и n'' является следствием использования "приближения совпадающих погрешностей".

Наконец, следствием использования этого же приближения является и то, что в окончательное выражение для элементов блоков $W_{F,\exp,n,n"}$ не вошла погрешность ($\delta J/J$). Это имело бы место и в случае измерений двухслойными детекторами, когда оба слоя детектора находятся в сборке одновременно и необходимость в нормировке на один нейтрон утечки отпадает. Погрешность $\delta s_{st}/s_{st}$ не вошла в окончательное выражение из-за независимости от p.

Пусть теперь на одной из сборок проведены измерения не всех спектральных индексов из рассматриваемого набора. Конкретнее, пусть на сборке с номером $\bar{n}$ не проведено измерение спектрального индекса с номером $\bar{p}$. В этом случае блок $W_{F,\exp,\bar{n},\bar{n}}$ ковариационной матрицы $W_{F,\exp}$ становится квадратной симметричной (P-1)×(P-1) матрицей: по сравнению с другими блоками $W_{\exp,n,n}$ этой же матрицы в нем отсутствуют строка и столбец с номерами $\bar{p}$. При $n" \neq \bar{n}$ блоки $W_{F,\exp\bar{n},n"}$, расположенные в одной строке с блоком $W_{F,\exp,\bar{n},\bar{n}}$, становятся прямоугольными (P-1)×P матрицами: по сравнению с другими блоками $W_{F,\exp,n,n"}$ в блоках $W_{F,\exp\bar{n},n"}$ отсутствует строка с номером $\bar{p}$. Блоки $W_{F,\exp,n",\bar{n}}$, расположенные в одном столбце с блоком $W_{F,\exp,\bar{n},\bar{n}}$, становятся прямоугольными P×(P-1) матрицами: по сравнению с другими блоками $W_{F,\exp,n",n}$ в блоках $W_{F,\exp,n",\bar{n}}$ отсутствуют столбцы с номером $\bar{p}$. Имеет место соотношение $W_{F,\exp,n",\bar{n}} = W_{F,\exp\bar{n},n"}{}^{T}$, так что и в этом случае матрица $W_{F,\exp}$ симметрична относительно своей главной диагонали.

Предположим, что систематические погрешности исключены или пренебрежимо малы, а число измерений в сериях измерений для определения $(n_{f,235})_n$, $(n_{f,p"})_n$, $(n_{f,235})_{st}$ и $(n_{f,p"})_{st}$ достаточно велико для того, чтобы считать случайные ошибки $\delta n_{f,p}/n_{f,p}$, $\delta n_{f,235}/n_{f,235}$, $\delta(n_{f,235})_{st}/(n_{f,235})_{st}$ и $\delta(n_{f,p})_{st}/(n_{f,p})_{st}$ малыми. В этом случае погрешности спектральных индексов $<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n$ будут определяться в основном погрешностями стандартных сечений $<\sigma_{f,p}>_{st}$ и $<\sigma_{f,235}>_{st}$. В идеале для элементов блока $W_{F,\exp,n,n"}$ можно записать

$$\left\|W_{F,\exp,n,n"}\right\|_{p,p"} = (1-\delta_{p,p"})\left\{\left(\delta<\sigma_{f,235}>_{st}/<\sigma_{f,235}>_{st}\right)^2 + q_\sigma\left[\frac{\delta<\sigma_{f,p}>_{st}}{<\sigma_{f,p}>_{st}}\frac{\delta<\sigma_{f,p"}>}{<\sigma_{f,p"}>} - \frac{\delta<\sigma_{f,235}>}{<\sigma_{f,235}>}\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\left(\frac{\delta<\sigma_{f,p}>}{<\sigma_{f,p}>}+\frac{\delta<\sigma_{f,p"}>}{<\sigma_{f,p"}>}\right)\right]\right\} + \delta_{p,p"}\left\{\left(\delta<\sigma_{f,p"}>_{st}/<\sigma_{f,p"}>_{st}\right)^2+\left(\delta<\sigma_{f,235}>_{st}/<\sigma_{f,235}>_{st}\right)^2-\right.$$
$$\left.-2q_\sigma\left(\delta<\sigma_{f,p"}>_{st}/<\sigma_{f,p"}>_{st}\right)\left(\delta<\sigma_{f,235}>_{st}/<\sigma_{f,235}>_{st}\right)\right\}. \qquad (9)$$

Выражение (9) можно было бы получить и сразу, если при использовании для этого формулы (7) учитывать только погрешности эталонных сечений.

Квадраты теоретических оценок относительных погрешностей величин $<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n$, равные диагональным элементам блоков $W_{f,\exp,n,n}$, не зависят от n как при учете случайных ошибок $\delta n_{f,p}/n_{f,p}$, $\delta n_{f,235}/n_{f,235}$, $\delta(n_{f,235})_{st}/(n_{f,235})_{st}$ и $\delta(n_{f,p})_{st}/(n_{f,p})_{st}$, так и в случае идеальной статистики измерений. Эти теоретические оценки принимают верхние из возможных значения при q_σ = - 1. Это значение q_σ мы и предлагаем использовать в практических приложениях формул (8) и (9).

Возможно использование и авторских оценок погрешностей измеренных величин $<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n$, которые могут зависеть от n. Мы предлагаем для этого при $n = n"$ и $p = p"$ в качестве элементов $\left\|W_{F,\exp,n,n"}\right\|_{p,p"}$ использовать квадраты авторских значений $[\delta(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)/(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)]_{aut}$. При $n = n"$ и $p \neq p"$ или $n \neq n"$ и всех p и $p"$ предлагаем использовать для расчетов либо выражение (8), либо выражение (9), в которых величине q_σ приписывается роль эффективного коэффициента корреляции. Этот коэффициент должен быть найден так, чтобы коэффициенты корреляции для всех недиагональных элементов матрицы $W_{f,\exp}$ при указанной замене диагональных элементов не превосходили по модулю единицу. Поясним сказанное на примере использования формулы (9). Пусть для всех пар (n, $n"$) и всех p выполняются неравенства

$$\left(\frac{\delta<\sigma_{f,p}>_{st}}{<\sigma_{f,p}>_{st}} - \frac{\delta<\sigma_{f,235}>_{st}}{<\sigma_{f,235}>_{st}}\right)^2 < \left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}{(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}\right]_{aut}\left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_{n"}/<\sigma_{f,235}>_{n"})}{(<\sigma_{f,p}>_{n"}/<\sigma_{f,235}>_{n"})}\right]_{aut},$$

а для нескольких пар (n, n') и некоторых p имеют место неравенства

$$\left(\frac{\delta<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}+\frac{\delta<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}\right)^2>\left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}{(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}\right]_{\mathrm{aut}}\left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_{n''}/<\sigma_{f,235}>_{n''})}{(<\sigma_{f,p}>_{n''}/<\sigma_{f,235}>_{n''})}\right]_{\mathrm{aut}}.$$

Для этих пар (n, n'') и этих значений p вычислим значения $q_{n,n'';p}$ по формуле

$$q_{n,n'';p}=\frac{\left(\frac{\delta<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}\right)^2+\left(\frac{\delta<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}\right)^2-\left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}{(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}\right]_{\mathrm{aut}}\left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_{n''}/<\sigma_{f,235}>_{n''})}{(<\sigma_{f,p}>_{n''}/<\sigma_{f,235}>_{n''})}\right]_{\mathrm{aut}}}{2\left(\frac{\delta<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}\right)\left(\frac{\delta<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}\right)}.$$

Искомым эффективным коэффициентом корреляции q_σ является наибольшее из значений $q_{n,n'';p}$.

Если же для какой-то пары (n, n'') и какого-то p имеет место неравенство

$$\left(\frac{\delta<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,p}>_{\mathrm{st}}}-\frac{\delta<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}{<\sigma_{f,235}>_{\mathrm{st}}}\right)^2>\left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}{(<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n)}\right]_{\mathrm{aut}}\left[\frac{\delta(<\sigma_{f,p}>_{n''}/<\sigma_{f,235}>_{n''})}{(<\sigma_{f,p}>_{n''}/<\sigma_{f,235}>_{n''})}\right]_{\mathrm{aut}},$$

это означает, что при доверии к погрешностям стандартов какая-то из авторских оценок, стоящих в правой части, нуждается в переоценке в сторону повышения.

Введем для отношения сечений деления $<\sigma_{f,p}>_n/<\sigma_{f,235}>_n$ более краткое обозначение $F_{p,n}$. Ковариационная $NP\times NP$ матрица $W_{F,\mathrm{par}}$ погрешностей спектральных индексов из-за погрешностей параметров сборок состоит из N^2 блоков $W_{F,\mathrm{par},n,n''}$. Каждый блок есть квадратная $P\times P$ матрица. Если какие-либо области сборок с номерами n и n'' изготовлены из деталей одних партий, для элементов блока $W_{F,\mathrm{par},n,n''}$ можно записать

$$\left\|W_{F,\mathrm{par},n,n''}\right\|_{p,p''}=\sum_{y(n,n'')}S_y(F_{p,n})(\delta y/y)^2S_y(F_{p'',n''}).$$

Здесь сумма по y распространяется на все параметры, которые соответствуют деталям одной партии областей сборок с номерами n и n''. Имеют место равенства

$$W_{F,\mathrm{par},n'',n}=W_{F,\mathrm{par},n,n''}{}^{\mathrm{T}},$$

так что матрица $W_{F,\mathrm{par}}$ симметрична относительно своей главной диагонали.

Из-за конечности размеров детектора возможно возмущение им потока нейтронов. В частности, из-за неупругого рассеяния нейтронов на материалах конструкции детектора может происходить деформация энергетического распределения нейтронов. Относительный сдвиг величины $F_{p,n}$ по этой причине обозначим $(\delta F_{p,n}/F_{p,n})_d$, считая, что имеют место зависимости и от p, и от n. Эту величину можно определить расчетно. Если модель сборки является сферической, то удобно заменять и детектор сферической моделью. Если считать указанные смещения дополнительными некоррелированными погрешностями, то матрицу $W_{F,d}$ можно представить состоящей из N^2 квадратных $P\times P$ блоков $W_{F,d,n,n''}$. Ненулевые элементы имеют только блоки, расположенные по главной диагонали матрицы $W_{F,d}$. Элементы таких блоков равны

$$\left\|W_{d,n,n}\right\|_{p,p''}=\delta_{p,p''}\left(\delta F_{p'',n}/F_{p'',n}\right)_d^2.$$

3. КОВАРИАЦИОННАЯ МАТРИЦА ПОГРЕШНОСТЕЙ ВОЗМУЩЕНИЙ РЕАКТИВНОСТИ

Как и при измерениях отношений сечений деления, при измерениях возмущений реактивности стремятся к тому, чтобы отличия стендовых сборок от сферических были вызваны только наличием оборудования стенда и стен помещения. В этом смысле наиболее идеальными являются измерения возмущений реактивности образцами, имеющими либо форму шара, либо сферического слоя и размещаемыми в центральной полости исходной сборки без эксцентриситета. Как и при измерениях k_{eff}, проводят дополнительные измерения возмущений реактивности стендовых сборок без образца и с образцом из-за удаления оборудования стенда (влияние стен помещения, как правило, проводится расчетно) для того, чтобы перейти к сферическим моде-

лям. Используемые процедуры измерений реактивности перечислены в работах [4, 5], и они таковы, что реактивности сферических моделей становятся известными в единицах эффективной доли запаздывающих нейтронов. Эта доля в сборке с образцом может отличаться от эффективной доли запаздывающих нейтронов в невозмущенной сборке.

Введем обозначения: R_{ni} - реактивность сферической модели сборки под номером n, в центральной полости которой размещен образец под номером i, выраженная в единицах эффективной доли запаздывающих нейтронов β_{ni}; R_n - реактивность сферической модели сборки под номером n без образца, выраженная в единицах эффективной доли запаздывающих нейтронов β_n. Для величины соответствующего возмущения реактивности в абсолютных единицах имеем

$$\Delta\rho_{ni} = \beta_{ni} R_{ni} - \beta_n R_n .$$

Будем считать массу образца достаточно большой для того, чтобы можно было вычислять $\Delta\rho_{ni}$ с приемлемой точностью прямыми методами, не прибегая к теории возмущений, но много меньшей массы сборки без образца. Это означает, что величина β_{ni} мало отличается от величины β_n. Будем считать поэтому, что относительные погрешности этих величин совпадают и равны $(\delta\beta/\beta)_n$, т.е. относительные погрешности всех β_{ni} полностью коррелируют между собой и с относительной погрешностью β_n. Кроме того, будем считать, что относительные погрешности $(\delta\beta/\beta)_n$ не коррелируют при разных n, и они же не коррелируют с относительными погрешностями определения $R_{n"i}$ и $R_{n"}$ по результатам измерений на СКС.

Будем считать, что на каждой из N рассматриваемых сборок проведены измерения возмущений реактивности каждым из I образцов. Представим ковариационную $IN\times IN$ матрицу полных погрешностей возмущений реактивности в виде суммы

$$W_R = W_{R.\exp} + W_{R.\,par.}$$

Здесь $W_{R.\exp}$ - ковариационная матрица погрешностей из-за погрешностей измерений на СКС и погрешностей оценок эффективных долей запаздывающих нейтронов на различных сборках, матрица $W_{R.\,par}$ связана с погрешностями параметров сборок, на которых проводятся измерения.

Матрица $W_{R.\exp}$ может быть представлена состоящей из N^2 квадратных $I\times I$ блоков $W_{R,\exp,n,n"}$. Рассмотрим сначала симметричные блоки, лежащие на диагонали матрицы $W_{R.\exp}$. В соответствии с вышесказанным для диагональных элементов таких блоков можно получить выражение

$$\left\| W_{R,\exp,n,n} \right\|_{i,i} = \left[(\beta_{ni} R_{ni})^2 (\frac{\delta R_{ni}}{R_{ni}})^2 - 2 q_{ni} (\beta_n R_n)(\beta_{ni} R_{ni})(\frac{\delta R_n}{R_n})(\frac{\delta R_{ni}}{R_{ni}}) + (\beta_n R_n)^2 (\frac{\delta R_n}{R_n})^2 \right] +$$

$$+ (\Delta\rho_{ni})^2 (\frac{\delta\beta}{\beta})_n^2 ,$$

где $i = 1 \div I$, $i" = 1 \div I$, $(\delta R_{ni}/R_{ni})$ и $(\delta R_n/R_n)$ - относительные погрешности определения R_{ni} и R_n по результатам измерений на СКС, q_{ni} - коэффициент корреляции этих погрешностей. Правильный предельный переход при устремлении масс образцов к нулю обеспечивают значения $q_{ni} = 1$, которые мы и предлагаем использовать.

Для недиагональных элементов блоков $W_{R.\exp.n.n}$ матрицы $W_{R.\exp}$ можно получить

$$\left\| W_{R,\exp,n,n} \right\|_{i,i"} = (\beta_{ni} R_{ni})(\frac{\delta R_{ni}}{R_{ni}}) \times \left[q_{ni;ni"} (\beta_{ni"} R_{ni"})(\frac{\delta R_{ni"}}{R_{ni"}}) - (\beta_n R_n)(\frac{\delta R_n}{R_n}) \right] - (\beta_n R_n)(\frac{\delta R_n}{R_n}) \times$$

$$\times \left[(\beta_{ni"} R_{ni"})(\frac{\delta R_{ni"}}{R_{ni"}}) - (\beta_n R_n)(\frac{\delta R_n}{R_n}) \right] + \Delta\rho_{ni} \Delta\rho_{ni"} (\frac{\delta\beta}{\beta})_n^2 .$$

Здесь мы уже учли, что все $q_{ni} = 1$. Значения $q_{ni;\,ni"} \equiv q_{ni";ni}$ есть коэффициенты корреляции относительных погрешностей измерений R_{ni} и $R_{ni"}$. Мы ограничились использованием приближения полных корреляций относительных погрешностей измерений R_{ni} и $R_{ni"}$, когда $q_{ni;\,ni"} \equiv q_{ni";ni} = 1$. В этом случае обеспечивается правильный предельный переход при устремлении масс образцов к нулю.

Для элементов недиагональных блоков $W_{R.\exp.n.n"}$ можно получить следующее выражение:

$$\left\| W_{\exp,n,n"} \right\|_{i,i"} = (\beta_{ni} R_{ni})(\frac{\delta R_{ni}}{R_{ni}}) \times \left[q_{ni;n"i"} (\beta_{n"i"} R_{n"i"})(\frac{\delta R_{n"i"}}{R_{n"i"}}) - q_{n";ni} (\beta_{n"} R_{n"})(\frac{\delta R_{n"}}{R_{n"}}) \right] - (\beta_n R_n)(\frac{\delta R_n}{R_n}) \times$$

$$\times \left[q_{n;n"i"} (\beta_{n"i"} R_{n"i"})(\frac{\delta R_{n"i"}}{R_{n"i"}}) - q_{n;n"} (\beta_{n"} R_{n"})(\frac{\delta R_{n"}}{R_{n"}}) \right].$$

Здесь $q_{ni;\,n"i"} \equiv q_{n"i";\,ni"}$ – коэффициент корреляции относительных погрешностей измерений R_{ni} и $R_{n"i"}$, $q_{n;n"i"} \equiv$ $\equiv q_{n"i";n}$ – коэффициент корреляции относительных погрешностей измерений R_n и $R_{n"i"}$, $q_{n";ni} \equiv q_{ni;n"}$ – коэффи-

циент корреляции относительных погрешностей измерений $R_{n''}$ и R_{ni}, $q_{ni;n''} \equiv q_{n'';n}$ – коэффициент корреляции относительных погрешностей измерений R_n и $R_{n''}$. Имеет место равенство $W_{R.\exp.n'',n} = W_{R.\exp.n,n''}^{\mathrm{T}}$, так что $W_{\exp}$ – симметричная матрица. В практических приложениях можно ограничиться приближением полных корреляций, когда $q_{ni;n''i''} = q_{ni;n''i''} = q_{n'';ni} = q_{ni;n''} = 1$.

Для удобства будем использовать обозначения: $S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{ni})$ - коэффициент чувствительности величины $\Delta\rho_{ni}$ по отношению к параметрам образца i, размещенного в центральной полости сборки с номером n; $S_{\mathrm{core}}(\Delta\rho_{ni})$ - коэффициент чувствительности величины $\Delta\rho_{ni}$ по отношению к параметрам активной зоны сборки с номером n, в центральной полости которой размещен образец с номером i; $S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{ni})$ - коэффициент чувствительности величины $\Delta\rho_{ni}$ по отношению к параметрам отражателя сборки с номером n, в центральной полости которой размещен образец с номером i.

Использовав то, что реактивность R в единицах эффективной доли запаздывающих нейтронов β_{eff} связана с величиной k_{eff} известным равенством

$$R = \frac{k_{\mathrm{eff}} - 1}{\beta_{\mathrm{eff}} k_{\mathrm{eff}}},$$

для коэффициентов чувствительности можно записать выражения

$$S_{\mathrm{core}}(\Delta\rho_{ni}) = (1-\beta_{ni}R_{ni})^2 S_{y_{\mathrm{core},n}}(k_{ni}) - (1-\beta_n R_n)^2 S_{y_{\mathrm{core},n}}(k_n);$$

$$S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{ni}) = (1-\beta_{ni}R_{ni})^2 S_{y_{\mathrm{ref},n}}(k_{ni}) - (1-\beta_n R_n)^2 S_{y_{\mathrm{ref},n}}(k_n);$$

$$S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{ni}) = (1-\beta_{ni}R_{ni})^2 S_{y_{\mathrm{sample},i}}(k_{ni}).$$

Здесь k_{ni} есть величина k_{eff} в сборке с номером n, в центральной полости которой размещен образец с номером i, k_n – величина k_{eff} в невозмущенной сборке с номером n.

Матрица $W_{R.\mathrm{par}}$ также может быть представлена состоящей из N^2 квадратных $I \times I$ блоков $W_{R.\mathrm{par},n,n''}$. Рассмотрим сначала симметричные блоки, лежащие на диагонали матрицы $W_{R.\mathrm{par}}$.

Если детали образца i не являются деталями одной партии ни с деталями активной зоны сборки с номером n, ни с деталями ее отражателя, можно записать

$$\left\| W_{R,\mathrm{par},n,n} \right\|_{i,i} = \sum_{y_{\mathrm{core},n}} S_{\mathrm{core}}^2(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{core},n} + \sum_{y_{\mathrm{ref},n}} S_{\mathrm{ref}}^2(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{ref},n} + \sum_{y_{\mathrm{sample},i}} S_{\mathrm{sample}}^2(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{sample},i}.$$

Если детали образца i принадлежат к той же партии, что и детали активной зоны сборки с номером n, будем иметь

$$\left\| W_{R,\mathrm{par},n,n} \right\|_{i,i} = \sum_{y_{\mathrm{core},n}} \left[S_{\mathrm{core}}(\Delta\rho_{ni}) + S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{ni})\right]^2 \left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{core},n} + \sum_{y_{\mathrm{ref},n}} S_{\mathrm{ref}}^2(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{ref},n}.$$

Если, наконец, детали образца i принадлежат к той же партии, что и детали отражателя сборки с номером n, можно записать

$$\left\| W_{R,\mathrm{par},n,n} \right\|_{i,i} = \sum_{y_{\mathrm{core},n}} S_{\mathrm{core}}^2(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{core},n} + \sum_{y_{\mathrm{ref},n}} \left[S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{ni}) + S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{ni})\right]^2 \left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{ref},n}.$$

Будем считать, что все возмущающие образцы изготовлены из различных материалов. Тогда для расчета недиагональных элементов блока $W_{\mathrm{par},n,n}$ следует использовать выражение

$$\left\| W_{R,\mathrm{par},n,n} \right\|_{i,i''} = \sum_{y_{\mathrm{core},n}} S_{\mathrm{core}}(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{core},n} S_{\mathrm{core}}(\Delta\rho_{ni''}) + \sum_{y_{\mathrm{ref},n}} S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{ref},n} S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{ni''}).$$

Пусть активные зоны всех сборок состоят из различных материалов. Если и отражатели сборок с номерами $n \neq n''$ состоят из различных материалов, для расчетов элементов недиагонального блока $W_{\mathrm{par},n,n''}$ следует использовать формулу

$$\left\| W_{R,\mathrm{par},n,n''} \right\|_{i,i''} = \delta_{i,i''} \sum_{y_{\mathrm{sample},i}} S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{sample},i} S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{n''i}).$$

Если отражатели сборок с номерами $n \neq n''$ изготовлены из деталей одной партии, но ни один из образцов с номерами $i \neq i''$ не принадлежит к деталям одной партии с деталями отражателя, формула для расчетов элементов недиагонального блока $W_{R.\mathrm{par},n,n''}$ приобретает вид

$$\left\| W_{R,\mathrm{par},n,n''} \right\|_{i,i''} = \delta_{i,i''} \left[\sum_{y_{\mathrm{sample},i}} S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{sample},i} S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{n''i}) + \right.$$

$$+(1-\delta_{i,i''})\sum_{y_{\mathrm{ref},n}} S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{ref},n} S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{n''i''}).$$

Наконец, если в этом же случае, например, образец с номером $i'' \neq i$ принадлежит к деталям одной партии с деталями отражателя, для расчетов при $i'' \neq i$ следует использовать формулу

$$\left\|W_{R,\mathrm{par},n,n''}\right\|_{i,i''} = \sum_{y_{\mathrm{ref},n}} S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{ni})\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2_{\mathrm{ref},n} \times\left|S_{\mathrm{ref}}(\Delta\rho_{n''i''})+S_{\mathrm{sample}}(\Delta\rho_{n''i''})\right|.$$

Во всех этих случаях имеет место равенство $W_{R.\mathrm{par}.n''.n} = W_{R.\mathrm{par}.n.n''}{}^{\mathrm{T}}$. Следовательно, матрица $W_{R.\mathrm{par}}$ симметрична, а значит симметрична, как и должно быть, матрица W_R.

4. УЧЕТ КОРРЕЛЯЦИЙ МЕЖДУ ПОГРЕШНОСТЯМИ РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ХАРАКТЕРИСТИК И КРИТЕРИЙ ВЫБОРА ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА КОРРЕЛЯЦИИ q

Как сказано во введении, квадратные симметричные матрицы W_k, W_F и W_R являются диагональными блоками итоговой ковариационной матрицы V. Пусть число строк или столбцов блока W_k равно K, число строк или столбцов блока W_F равно PN, число строк или столбцов блока W_R равно IN_1. Будем считать, что верхнюю позицию на диагонали ковариационной матрицы V занимает блок W_k, среднюю – блок W_F и нижнюю – блок W_R.

На одной горизонтали с блоком W_k и справа от него расположены $K\times PN$ блок W_{kF} из K строк и PN столбцов и $K\times IN_1$ блок W_{kR}; на одной горизонтали с блоком W_F слева от него $PN\times K$ блок W_{Fk}, справа $PN\times IN_1$ блок W_{FR}; на одной горизонтали с блоком W_R и слева от него $IN_1\times K$ блок W_{Rk} и $IN_1\times PN$ блок W_{RF}. Имеют место равенства $W_{BA} = W_{AB}{}^{\mathrm{T}}$.

Элементы недиагональных блоков описывают корреляции погрешностей соответствующих различающихся интегральных характеристик. Если считать методики, использовавшиеся при измерениях k_{eff}, отношений сечений деления и возмущений реактивности, независимыми, то эти корреляции обусловлены корреляциями погрешностей параметров сборок, на которых проводились измерения. Рассмотрим, например, блок W_{Fk}.

Пусть какая-либо из областей сборки (присвоим сборке индекс $k \le K$), на которой проведено измерение k_{eff}, и какая-то область сборки с номером n, на которой проведено измерение P отношений сечений деления, собраны из деталей одной партии. Тогда в столбце с номером $k \le K$ блока W_{Fk} позиции с номерами $k'' = [(n-1)P+1] \div nP$ заняты величинами

$$\left\|W_{Fk}\right\|_{k'',k} = \sum_{y(k,n)} S_y(k_{\mathrm{eff},k})(\delta y/y)^2 S_y(F_{k'',n}).$$

Здесь сумма по y распространяется на все параметры, которые соответствуют деталям одной партии для областей сборок с номерами k и n. Для блока W_{kF} эти элементы расположены в строке с номером $k \le K$ на позициях с номерами $k'' = [(n-1)P+1] \div nP$. Аналогично могут быть определены остальные элементы блока W_{Fk}, а также элементы блоков W_{Rk} и W_{RF}.

Недиагональные элементы блока W_k содержат слагаемые, пропорциональные пока не установленному эффективному коэффициенту корреляции q экспериментальных составляющих погрешностей k_{eff} для различных сборок. При изменении q требуется пересчет не всех элементов итоговой матрицы V, а только недиагональных элементов блока W_k. Этот пересчет удобно проводить по формуле

$$V(q) = V(0) + q[V(1) - V(0)],$$

где $V(0)$ отличается от $V(1)$ только недиагональными элементами блоков $W(0)$ и $W(1)$, которые могут быть рассчитаны заранее.

Приемлемым можно считать такое значение эффективного коэффициента корреляции q из интервала [-1, 1], которое обеспечит выполнение неравенств (1) из введения. Если таких значений несколько, из них следует выбрать то, которому соответствует

$$\min_q (Q-Sf)^{\mathrm{T}}(Q-Sf).$$

Здесь каждому значению q соответствует свой вектор f. Величина $(Q-Sf)^{\mathrm{T}}(Q-Sf)$ есть сумма (для k_{eff} и $\Delta\rho$) квадратов разностей между измеренными и расчетными интегральными характеристиками, подправленными по результатам корректировки, и (для отношений сечений деления) квадратов отношений разностей измеренных и расчетных интегральных характеристик, подправленных по результатам корректировки, к расчетным значениям до корректировки. Таким образом, для выбора приемлемого значения q требуется осуществить несколько процедур корректировки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен формализм расчетов элементов матрицы погрешностей измерений k_{eff}, отношений сечений деления и возмущений реактивности применительно к сферическим сборкам на быстрых нейтронах с активными зонами из металлических делящихся материалов высокого и промежуточного обогащений.

Недиагональные элементы матрицы погрешностей k_{eff} содержат слагаемые, пропорциональные q – эффективному коэффициенту корреляции экспериментальных составляющих погрешностей k_{eff} на различных сборках. Эти составляющие предложено определять как абсолютные предельные погрешности совокупности измерений на стенде критических сборок. Указана связь отдельных составляющих погрешности k_{eff} в критическом состоянии и погрешности критической массы. Предложен критерий выбора приемлемого значения q из интервала [-1, 1].

При определении элементов матрицы погрешностей отношений сечений деления предложено полагать коэффициенты корреляции погрешностей эталонных сечений деления равными -1, что приводит к верхней теоретической оценке погрешностей отношений сечений деления. Указан способ учета авторских оценок этих погрешностей при эффективном учете корреляций погрешностей эталонных сечений деления.

При определении элементов матрицы погрешностей возмущений реактивности предложено полагать коэффициенты корреляции погрешностей измерений реактивностей различных сборок равными +1, что обеспечивает правильный предельный переход при устремлении масс возмущающих образцов к нулю.

Результаты работы могут быть использованы при корректировке нейтронных констант по результатам измерений k_{eff}, отношений сечений деления и возмущений реактивности в сферических сборках на быстрых нейтронах с активными зонами из металлических делящихся материалов высокого и промежуточного обогащений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. – М.: Атомиздат, 1980.
2. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Юрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. – М.: Атомиздат, 1977.
3. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. – М.: Атомиздат, 1979.
4. 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 критических сборок // ВАНТ. Сер.: Физика ядерных реакторов, – 1992, № 2, с. 21-29.
5. Zakharov A.N., Kuvshinov M.I., Smirnov I.G. The modern problems and research program on nuclear criticality in VNIIF. – The Fifth International Conference on Nuclear Criticality Safety, vol. 1, pp. 4.8-4.11. September 17-21, 1995, Albuquerque, New Mexico, USA.

Статья поступила в редакцию 21.10.98 г.

УДК 620.178.7

ДЕФОРМИРОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ СВИНЦОВЫХ ОБОЛОЧЕК ПРИ ДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ПЕРЕГРУЗОК

И. Г. Иванов, С. А. Новиков

РФЯЦ–ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

В работе представлены результаты исследований поведения замкнутых сферических оболочек из свинца при воздействии импульса давления трапецеидальной формы длительностью $3 \cdot 10^{-4}$ с. Создаваемые при этом перегрузки имеют величину 10^4 g. В полости оболочки имелось избыточное давление газа до 6 МПа. Получены экспериментальные зависимости, характеризующие деформирование оболочек. Отмечено явление существенного изменения толщины оболочек за счет пластического течения материала.

DEFORMATION OF SPHERICAL LEAD SHELLS UNDER INTENSIVE MECHANICAL OVERLOADS/ I.G. IVANOV, S.A. NOVIKOV// The paper presents results obtained by studies of behaviors of closed spherical lead shells under effect of pressure pulse having trapezoidal shape and duration of $3 \cdot 10^{-4}$ s. The caused overloadings had value of 10^4 g. Surplus pressure of gas up to 6 MPa was in the shell cavity. Experimental relations characterizing shells deformation were obtained. The paper authors pointed out the phenomenon of significant change of shell thickness due to plastic flow of material.

В практике эксплуатации машин и механизмов различного назначения, содержащих тонкостенные оболочки (космонавтика, авиация и т.п.), существуют ситуации, когда эти оболочки подвергаются действию интенсивных механических нагрузок. Наиболее часто это имеет место при различного рода авариях, связанных с ударами, падениями, взрывами.

В настоящей работе приводятся результаты исследований поведения в таких условиях тонкостенных оболочек, изготовленных из пластичного мате-

риала – свинца. Выбор материала был обусловлен также тем, что его относительно малая прочность и большая пластичность позволяют исследовать процесс значительного деформирования оболочек при сравнительно небольшом уровне динамических нагрузок.

Для упрощенного анализа поведения пластической оболочки 1, заключенной в жесткий корпус 2 (рис. 1), под действием перегрузок величиной n выделим элемент 3 оболочки и будем пренебрегать его

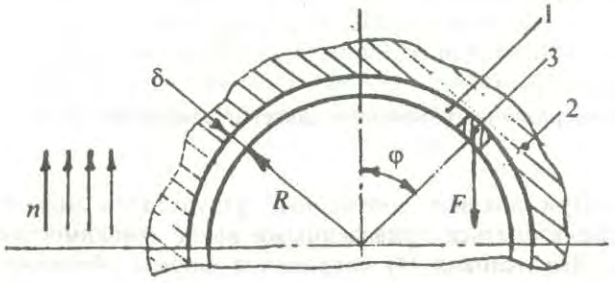


Рис. 1. Свинцовая оболочка в жестком корпусе

взаимодействием с соседними элементами (такое предположение дает нижнюю границу оценок). Выделенный элемент оболочки радиусом R и толщиной δ с плотностью ρ и объемом $\delta \times 1$ см^2, находящийся под углом φ, будет оставаться неподвижным, если выполнены следующие условия:

$$\delta\rho\, n \sin\varphi \le kP \text{ (условие перемещения);}$$
$$\delta\rho\, n \cos\varphi \le P \text{ (условие отрыва).}$$

Здесь k и P соответственно коэффициент трения поверхности оболочки и корпуса и давление (избыточное) в полости оболочки.

Кроме того, при отсутствии деформации сдвига в материале оболочки за счет тангенциальных напряжений должно выполняться условие

$$\delta\rho\, n \sin\varphi < \sigma_т ,$$

где $\sigma_т$ – предел текучести материала оболочки.

Переходя к оболочке в целом, можно утверждать, что для обеспечения исходной геометрии оболочки при нагружении должны выполняться следующие условия:

- отсутствие перемещения оболочки в экваториальной зоне ($\sin\varphi = 1$) относительно корпуса

$$\delta\rho\, n < kP ; \qquad (1)$$

- прилегание оболочки к корпусу в полюсной зоне

$$\rho n < P ; \qquad (2)$$

- отсутствие пластического течения материала оболочки в зоне экватора

$$\delta\rho\, n < \sigma_т . \qquad (3)$$

Поскольку $k < 1$, то (2) есть частный случай выражения (1), поэтому вместо трех имеем два условия

$$n < kP\frac{1}{\delta\rho}; \qquad n < \sigma_т \frac{1}{\delta\rho}. \qquad (4)$$

Надо отметить, что возникающая при перемещении элемента оболочек сила трения (и соответственно коэффициент трения) в начальный момент заметно выше, чем сила трения скольжения, действующая при последующем движении этого элемента. Эта начальная сила трения, как известно (см., например, [1]), называется силой трения покоя. Она действует на очень малом начальном пути смещения (порядка нескольких микрон) и превышает последующую постоянную силу трения скольжения, характеризующуюся соответственно постоянным коэффициентом трения скольжения k.

Эксперименты проводились с замкнутыми свинцовыми оболочками относительной толщины δ/R = = 0,057, изготовленными из технически чистого свинца марки С1. Физико-механические характеристики материала приведены в таблице. Оболочки

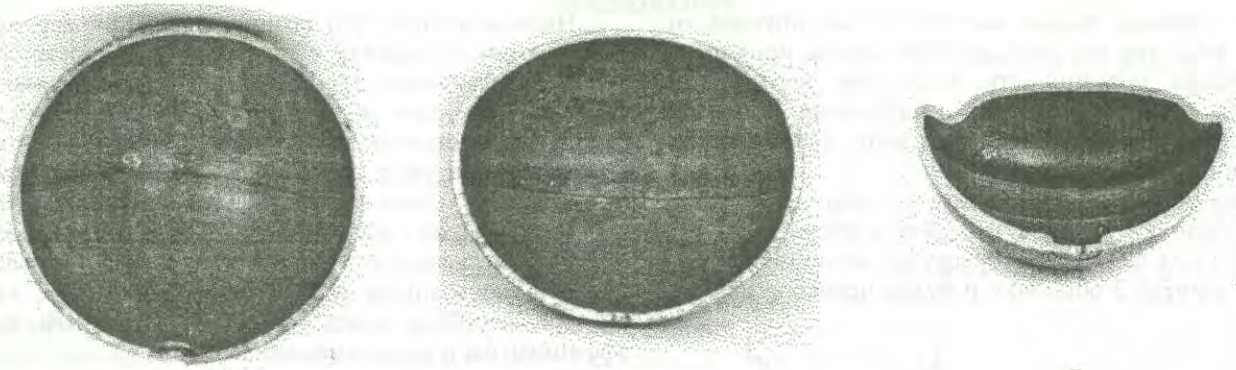
Характеристики материала оболочек

Характеристика	Значение
Плотность	11,34 г/см^3
Предел прочности при растяжении	14 МПа
Предел прочности при сжатии	50 МПа
Относительное удлинение	50%
Модуль упругости	$1{,}8\cdot10^4$ МПа
Модуль сдвига	$0{,}78\cdot10^4$ МПа
Коэффициент Пуассона	0,45

помещались в жесткий контейнер из алюминиевого сплава Д16, в котором имелся узел для создания избыточного давления газа в полости оболочки.

Нагружение осуществлялось с помощью взрывного устройства, состоящего из слоя взрывчатого вещества (ВВ), пластины-ударника и демпфера, трансформирующего импульс от взрыва ВВ в трапецеидальный с заданными параметрами. Расчет параметров такого взрывного устройства описан в [3]. Давление газа в полости оболочки создавалось непосредственно перед испытанием. В процессе движения после окончания действия механического импульса трубопровод, по которому подавался газ в полость оболочки, перерубался с помощью узкой ленты пластического ВВ, и из оболочки стравливался газ. Это позволяло после торможения и улавливания устройства с оболочкой осуществлять его безопасную разборку. Во всех опытах длительность действия перегрузок составляла ~$3\cdot10^{-4}$ с, ширина фронта их нарастания и спада составляла ~$10\cdot10^{-6}$ с, величина перегрузки – 10^4 g. Торможение устройства осуществлялось системой демпферов. Перегрузки при торможении не превышали 10% значений, реализуемых при взрывном нагружении.

На рис. 2 представлены фотографии некоторых испытанных оболочек при различных значениях избыточного давления в полости: $P = 0$ (атмосферное



а б в

Рис. 2. Фотографии сечений трех испытанных оболочек при различных значениях давления в полости

давление) – рис. 2,в; 1,0 МПа – рис. 2,б; 3,0 МПа – рис. 2,а.

В оболочках в процессе деформирования происходили:

- потеря устойчивости;
- скольжение оболочки по стенке корпуса;
- пластическое течение материала оболочки, направленное в сторону, противоположную действию перегрузок.

При этом наблюдалось значительное изменение толщины оболочки. При отсутствии избыточного давления в полости происходит максимальное изменение толщины и формы оболочки (рис. 2,в). В опытах, где давление в полости более 3,0 МПа, потери устойчивости оболочки не происходило (рис. 2,а).

Графические зависимости, характеризующие изменения толщины оболочек – δ по углу φ, (рис. 1) при различных давлениях газа в полости, приведены на рис. 3, где кривые 1–5 соответствуют давлению P = 0, 1, 3, 5, 6 МПа. Из графиков видно, что изменение толщины оболочки может составлять почти 20% от ее исходного номинального значения.

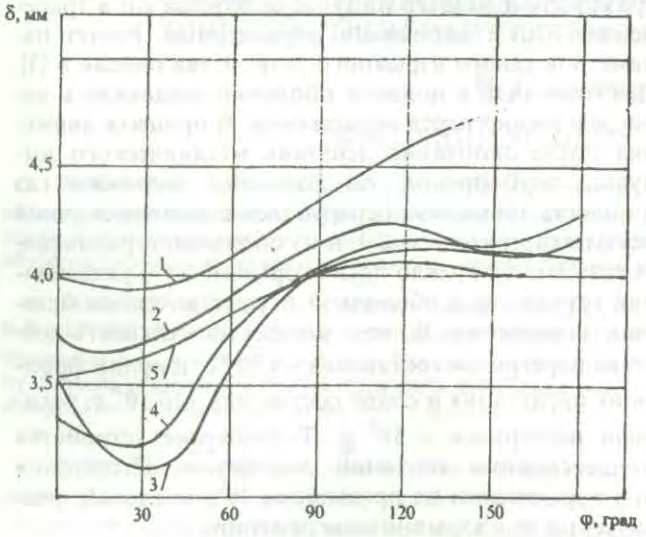


Рис. 3. Графики изменения толщины оболочек в различных сечениях при изменении избыточного давления газа в полости

При анализе полученных результатов можно воспользоваться приведенными выше зависимостями. Два условия (4) сохранения формы оболочки можно записать в виде:

$$n < k \cdot P \cdot (4\pi R^2/\mathrm{M}), \quad n < \sigma_т \cdot (4\pi R^2/\mathrm{M}),$$

где R – радиус оболочки; M – масса. Графически эти условия в координатах $n - R$ для исследуемой оболочки массой M = 2,8 кг представлены на рис. 4 при различных давлениях (P) в полости, прочности оболочки ($\sigma_т$) и коэффициентах трения (k). Здесь кривые 1 и 2 построены для значений прочности $\sigma_т$ = = 1 кг/мм^2 и $\sigma_т$ = 0,5 кг/мм^2 соответственно; кривые 3, 4, 5 соответствуют сочетаниям значений P и k: 3 – 6,0 МПа и 0,7; 4 – 3,0 МПа и 1,0; 5 – 3,0 МПа и 0,4. При этом заметим, что величина указанного коэффициента k в паре "свинец-алюминий" по литературным данным может иметь значения вплоть до единицы (см., например, [4]). Из графиков видно, что даже при малых значениях предела текучести ($\sigma_т$) одно из условий не является определяющим. При перегрузках $n = 10^4$ ед. и ниже для данных оболочек более важными являются условия скольжения оболочки. Такое определяющее влияние трения было проверено в экспериментах, в которых на внутренней поверхности корпуса устройства для увеличения

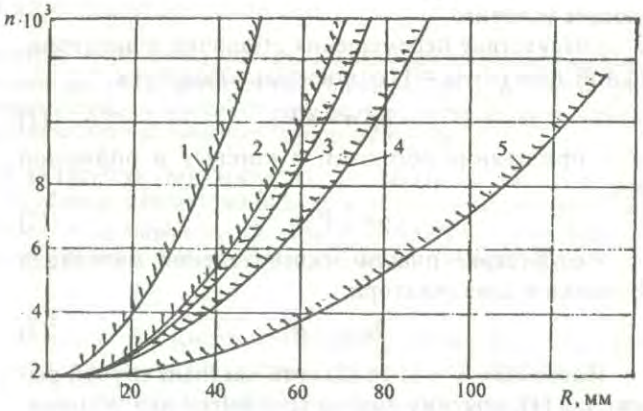


Рис. 4. Графическое представление условий сохранения формы оболочки при нагружении

трения были сделаны мелкие насечки. Эксперименты показали значительное уменьшение (более чем в два раза) величины смещения экваториального сечения оболочки.

Таким образом, показано, что при действии кратковременных перегрузок в оболочках из пластичных материалов происходит течение материала, приводящее к значительному изменению толщины оболочки. Если считать, что течение материала происходит во время действия перегрузок ($3 \cdot 10^{-4}$ с), то характерная скорость его перетекания в экспериментах должна составлять сотни метров в секунду.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 97-01-00344).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по трибонике. Т. 1. Теоретические основы/ Под ред. А.В.Чичинадзе и М.Хебды. Изд-во машиностроение. Москва-Варшава, 1989.

2. Справочник металлиста. – Изд-во машиностроительной литературы. Т. 3, Москва, 1959.

3. Новиков С.А., Синицын В.А., Погорелов А.П. Расчет взрывного нагружающего устройства для создания импульса давления заданных параметров. – Физика горения и взрыва, 1980, № 6.

4. Крагельский И.В., Виноградова И.Э. Коэффициенты трения (справочное пособие) – Изд-во машиностроительной литературы. Москва, 1955.

Статья поступила в редакцию 17.03.99 г.

УДК 519.245:539.12

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСКОРИТЕЛЯ ЛИУ-30 АКТИВАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Ю. М. Одинцов, А. А. Крыжановский, Г. Н. Маслов, А. С. Кошелев, А. В. Гришин, В. А. Савченко, Б. И. Модель, А. С. Гончаров, Е. А. Соснин

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г.Саров Нижегородской обл.

Для определения γ-спектра использованы измеренные плотности (γ, *n*) реакций для нуклидов ^{197}Au, ^{63}Cu, ^{65}Cu, ^{90}Zr, ^{58}Ni, ^{19}F, ^{12}C, реакция ^{115}In(γ,γ')^{115m}In, поглощенная доза γ-излучения и рассчитанные для ускорителя ЛИУ-30 γ-спектры. Рассмотрены вопросы согласования и влияния использованных реакций на характеристики спектра.

DETERMINATION OF LIA-30 ACCELERATOR BREMSSTRAHLUNG SPECTRUM USING ACTIVATION METHOD/ Yu.M. ODINTSOV, A.A. KRYZHANOVSKI, G.N. MASLOV, A.S. KOSHELEV, A.V. GRISHIN, V.A. SAVCHENKO, B.I. MODEL', A.S. GONCHAROV, E.A. SOSNIN// To define the spectrum of accelerator bremsstrahlung there are used the measured densities of photo-nuclear reactions for ^{197}Au, ^{63}Cu, ^{65}Cu, ^{90}Zr, ^{58}Ni, ^{19}F, ^{12}C and reaction ^{115}In(γ,γ')^{115m}In the absorbed dose of γ-radiation and γ-spectra for LIA-30 accelerator calculated by Monte-Carlo method. There are considered the problems of coordination for the reactions used and their effect to the characteristics of spectra.

ВВЕДЕНИЕ

Спектр тормозного излучения (ТИ) зависит от энергетического состава электронного пучка, угла падения электронов на мишень, угла наблюдения относительно нормали к мишени, материала и толщины мишени. Известно, что спектр ТИ должен быть непрерывным и гладким в области фотонов от нуля до максимальной энергии электронов.

Экспериментальное определение в импульсе ускорителя электронов спектра ТИ с максимальной энергией до нескольких десятков МэВ является сложной метрологической задачей. Возможности использующихся методов измерения характеристик импульсного γ-излучения описаны в работе [1]. На ускорителе ЛИУ-30 [2] используется метод поглощающих фильтров (МПФ) и метод определения спектра ТИ по измеренному спектру фотонейтронов (времяпролетный метод). МПФ ограничен верхней границей по энергии фотонов примерно до 7 МэВ. В настоящее время на ускорителе отрабатывается способ измерения этим методом вплоть до энергии ~100 МэВ, но для его использования необходимо проводить довольно сложные расчеты влияния различных факторов на показания детекторов. Времяпролетный метод хотя и позволяет определять спектр ТИ с энергией фотонов до ~30 МэВ, но его реализация возможна в специальных условиях (большая пролетная база, громоздкая защита от фона излучений в помещении).

В настоящей работе рассмотрены вопросы определения спектра ТИ ускорителя ЛИУ-30 [2] с использованием активационного метода. Этот метод давно успешно используется для определения спектров нейтронов на ядерных реакторах. Обусловлено это хорошо известными сечениями активации в различных областях энергии нейтронов и с существенно различным характером поведения этих сечений в за-

висимости от энергии нейтронов. Для фотоядерных реакций сечения активации имеют в основном резонансный характер в области энергии 10–20 МэВ. Это ограничивает возможность использования метода определения спектров ТИ в области энергии ниже 10 МэВ. И все же относительная простота активационного метода и возможность его использования в условиях, где вышеуказанные методы неприменимы, привлекли наше внимание к изучению вопросов его освоения. Известны лишь несколько работ, в которых изучались возможности этого метода для определения спектров тормозного излучения. Так, в работе [3] этот метод был использован для определения спектра тормозного излучения линейного ускорителя при энергии электронов 18, 22, 26, 30 МэВ. Для определения спектра ТИ авторы работы [3] использовали эффективные сечения и соответствующие им интервалы энергии фотонов. Спектры ТИ были определены для энергии электронов 26 и 30 МэВ, образующих фотоны с энергией выше ~12 МэВ. Эти спектры неплохо согласовались с расчетными. Нами был сделан несколько другой подход определения спектра ТИ. В совокупности с измеренными активационными интегралами для определения спектров ТИ ускорителя ЛИУ-30 в энергетическом интервале от 0 до 30 МэВ были использованы и измеренные поглощенные дозы. Для восстановления спектров ТИ использовалась итерационная процедура, подобная той, которая используется в программе восстановления нейтронных спектров КАСКАД [4]. В качестве модельных спектров в этой процедуре использовались рассчитанные методом Монте-Карло спектры ТИ ускорителя ЛИУ-30 [5].

МЕТОДИКИ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились при работе ускорителя с мишенью, изготовленной из смеси порошка вольфрама с эпоксидной смолой. Диаметр мишени 430 мм, толщина 3,3 г/см^2 по вольфраму. В выводном устройстве ускорителя в мишенном узле после мишени были размещены экраны из оргстекла, полиэтилена и сплава алюминия марки Д16 толщиной 20, 60 и 14 мм соответственно. Диаметр экранов был равен ~400 мм. Детекторы размещали на расстоянии 18 см от мишени под углом ~15° к центральной оси мишени и на расстоянии 100 см от мишени на ее центральной оси. В табл. 1 приведены характеристики реакций, которые были использованы в измерениях. Данные для периодов полураспада, регистрируемой энергии γ-квантов и их выход взяты из работ [6, 7, 8]. Значение $E_п$ = 1 МэВ для реакции на индии взято из работы [3]. Все остальные данные табл. 1 взяты из работы [9].

Детекторы из никеля, фторопласта, циркония, меди и индия имели диаметр 65 мм и толщину 1 мм.

Для реакции $^{12}C(\gamma,n)$ использовали детекторы из реакторного графита (ρ = 1,6 г·см$^{-3}$) в виде пластин размером 50×50×5 мм. Детекторы из золота имели квадратную форму 10×10 мм, толщину 90 мг·см$^{-2}$. Все детекторы имели естественный изотопный состав.

Наведенную активность в детекторах определяли на радиометрической установке КРОНА-11-3 [10]. Эта установка аттестована во ВНИИФТРИ по чувствительности к внешнему фотонному излучению в диапазоне энергий 0,1–3 МэВ, с погрешностью не более 3% (P = 0,95).

Таблица 1

Характеристики фотоядерных реакций

Реакция (состав изотопа, %)	$T_{1/2}$	Энергия γ-излучения, МэВ (выход, %)	$E_п$, МэВ	E_{max}, МэВ	σ_{max}, мб	$E_{\gamma max}$, МэВ	σ_{int}, МэВ·мб
$^{115}In(\gamma,\gamma')^{115m}In$ (95,6)	4,49 ч	0,336 (45,9)	1	-	-	-	-
$^{197}Au(\gamma,n)^{196}Au$ (100)	6,18 сут	0,333+0,356 (22,9+86,9)	11	13,8	560	24,7	2190
$^{63}Cu(\gamma,n)^{62}Cu$ (69,1)	9,74 мин	0,511 (196)	14	16,2	60,8	27,8	528
$^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$ (30,9)	12,7 ч	0,511 (35,8)	14	16,7	75,2	27,8	421
$^{90}Zr(\gamma,n)^{89}Zr$ (51,5)	78,4 ч	0,909 (99,9)	14	16,7	211	25,9	1211
$^{58}Ni(\gamma,n)^{57}Ni$ (67,9)	36,1 ч	1,378 (77,9)	14	-	-	33,5	278
$^{19}F(\gamma,n)^{18}F$ (100)	109,8 мин	0,511 (200)	12	-	-	27,8	99
$^{12}C(\gamma,n)^{11}C$ (98,9)	20,38 мин	0,511 (200)	20	~23	~9	37,4	46,8

Примечание. $E_п$ - порог реакций; E_{max} - энергия максимального значения сечения реакций σ_{max}; $E_{\gamma max}$ - энергия γ-квантов для $\sigma_{int} = \int_{E_п}^{E_{\gamma max}} \sigma(E)\,dE$.

Экспозиционную дозу ТИ измеряли термолюминесцентным дозиметром АИСТ-5М-2 [11] с использованием стекол ИС-7 [12]. Диапазон измерения дозиметра 10^{-5}-10^{3} Гр при мощности дозы до 10^{11} Гр·с$^{-1}$ [11]. Дозиметр калибровали в γ-поле источника ^{60}Co. В расчетах спектра ТИ использовали поглощенную дозу для воздуха (Гр). Для перевода экспозиционной дозы в поглощенную использовали связь 1 P = = 8,73·10^{-3} Гр.

Для обеспечения электронного равновесия в стеклах ИС-7 и для фильтрации комптоновских электронов (электроны, прошедшие через мишень, экранировались фильтрами за мишенью) использовали фильтры из алюминия толщиной ~20 мм. Показания стекол в их стандартных фильтрах были на 8% выше, чем в фильтре из алюминия. Данные работы [13] и проведенные методом Монте-Карло расчеты позволяют считать, что чувствительность стекол ИС-7 в области энергии γ-кван-тов 0,15–6 МэВ слабо зависит от энергии. Оцененная погрешность определения дозы составила ±20% (P = 0,95).

Определение спектра, флюенса ТИ и средней энергии фотонов проводили с помощью несколько видоизмененной программы восстановления нейтронных спектров КАСКАД [4]. Исходными данными для программы служили: измеренные активационные интегралы, доза ТИ, групповые сечения фотоядерных реакций, групповые константы удельной кермы (для воздуха) и модельные спектры ТИ. Итерационный процесс восстановления спектра заканчивался при наилучшем согласовании восстановленного спектра с активационными интегралами и дозой ТИ.

Групповые сечения фотоядерных реакций были взяты из работ: для ^{115}In [3], для ^{90}Zr [14], для остальных нуклидов [9]. Эти сечения приведены в табл. 2. Групповые константы для удельной кермы определяли по соотношению

$$K_i = 1{,}6\cdot10^{-10}\, E_{\gamma,i}(\mu\rho^{-1})_{tr,en,i},$$

где $E_{\gamma,i}$ – значение энергии γ-квантов (МэВ) для середины интервала группы; $(\mu\rho^{-1})_{tr,en,i}$ – групповые сечения передачи энергии для воздуха, взятые из работы [15]; 1,6·10^{-10} – коэффициент связи энергетических единиц МэВ и Гр. Значения групповых констант для удельной кермы приведены в табл. 3.

В качестве модельных спектров ТИ брались рассчитанные методом Монте-Карло спектры для ускорителя ЛИУ-30 [5]. Спектры рассчитаны для мишени из тантала толщиной 4 мм (ρ = 16,6 г·см$^{-2}$) в интервале углов 0–5° и 10–20° для расстояния 1 м от мишени. В расчетах приняты предположения: энергия электронов равна 30 МэВ; форма пучка электронов – кольцо с внешним и внутренним диаметром соответственно 15 и 12 см; форма мишени - круглый плоский слой диаметром 20 см, ориентированный нормально к пучку электронов. Модельный спектр под углом 10–20 ° использовали для восстановления спектра на расстоянии 18 см, а под углом 0–5 ° на расстоянии 1 м от мишени. Средняя энергия модельных спектров 3,79 и 3,38 МэВ соответственно для углов 0–5 ° и 10–20 °.

Таблица 2

Групповые сечения фотоядерных реакций, мб

Интервал энергии, МэВ	Нуклид							
	^{115}In	^{197}Au	^{63}Cu	^{65}Cu	^{90}Zr	^{19}F	^{58}Ni	^{12}C
5-6	0,21	-	-	-	-	-	-	-
6-7	0,38	-	-	-	-	-	-	-
7-8	1,20	-	-	-	-	-	-	-
8-9	1,83	20	-	-	-	-	-	-
9-10	1,42	58	-	-	-	-	-	-
10-11	0,80	115	-	6,0	-	-	-	-
11-12	0,63	259	9,0	21	-	2,0	-	-
12-13	0,54	442	20,5	22,4	8	2,5	0,95	-
13-14	0,59	526	26	36	20	2,4	6,4	-
14-15	0,71	509	37	48	50	2,5	8,6	-
15-16	0,88	372	54	62	120	3,0	12	-
16-17	1,09	197	65	76	175	3,7	19	-
17-18	1,42	98	60	78	160	4,5	24	-
18-19	1,92	60	52	62	140	5,0	23	-
19-20	2,67	41	40	24	75	5,6	21,4	0,25
20-21	3,50	29	32	16	22	6,0	19	1,45

Окончание табл. 2

Интервал энергии, МэВ	Нуклид							
	^{115}In	^{197}Au	^{63}Cu	^{65}Cu	^{90}Zr	^{19}F	^{58}Ni	^{12}C
21-22	4,42	21	24	12	28	6,2	17	5,8
22-23	5,75	16	25	8	20	6,4	14	7,8
23-24	7,25	11	24	6	5	6,4	11	8,7
24-25	9,0	7	14	5,5	-	6,3	6	5,0
25-26	11,0	4	10	5,1	-	5,9	9	5,2
26-27	14,0	2	12	4,8	-	5,4	8	4,2
27-28	-	1,2	8	4,6	-	4,8	8	2,8
28-29	-	0,6	7,5	4,4	-	4,0	7,3	2,0
29-30	-	0,3	7	4,2	-	3,4	6,6	1,4

Таблица 3

Групповые константы удельной кермы для воздуха (Гр·см^2/квант)·10^{-11}

Интервал энергии, МэВ	Керма	Интервал энергии, МэВ	Керма	Интервал энергии, МэВ	Керма
0-1	0,231	10-11	2,54	20-21	4,64
1-2	0,612	11-12	2,75	21-22	4,87
2-3	0,906	12-13	2,95	22-23	5,10
3-4	1,14	13-14	3,15	23-24	5,33
4-5	135	14-15	3,35	24-25	5,56
5-6	1,55	15-16	3,56	25-26	5,79
6-7	1,75	16-17	3,77	26-27	6,03
7-8	1,95	17-18	3,99	27-28	6,26
8-9	2,15	18-19	4,21	28-29	6,49
9-10	2,34	19-20	4,42	29-30	6,72

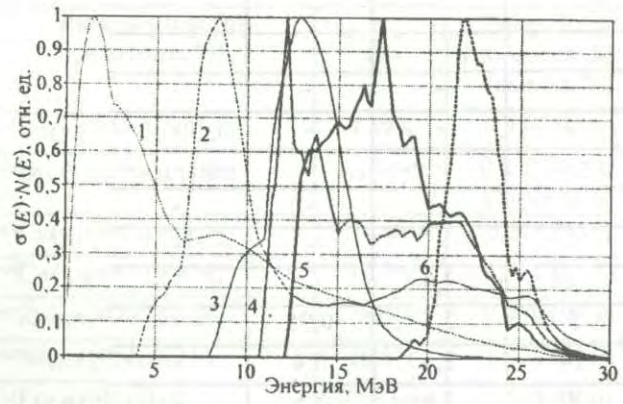


Рис. 1. Области чувствительности для детекторов ИС-7, из индия, золота, фтора, никеля и углерода: 1 – ИС-7; 2 – ^{115}In; 3 – ^{197}Au; 4 – ^{19}F; 5 – ^{58}Ni; 6 - ^{12}C

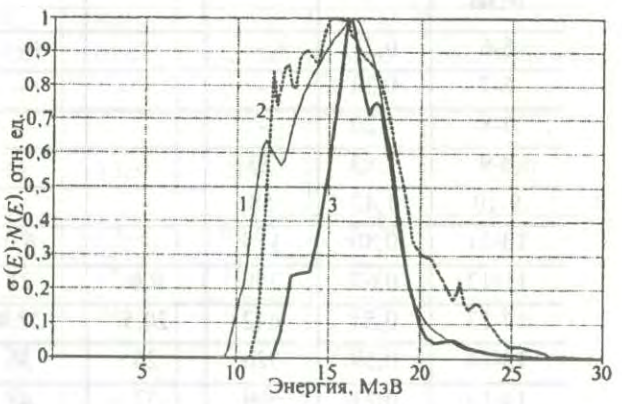


Рис. 2. Области чувствительности для детекторов из меди и циркония: 1 – ^{65}Cu; 2 – ^{63}Cu; 3 – ^{90}Zr

На рис. 1, 2 показаны области чувствительности детекторов для модельного спектра под углом 10–20°. Эти данные показывают, что выбранный набор детекторов, включая и детектор ИС-7, практически полностью перекрывает всю область энергии ТИ до 30 МэВ.

Самый низкий порог чувствительности использованных фотоядерных реакций у индия. В интервале энергии 5–10 МэВ доля реакций для этого детектора равна ~40% от полного активационного интеграла.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Измерения проводили в серии из десяти импульсов ускорителя. Нормировку измеренных плотностей реакций и поглощенную дозу осуществляли по показаниям детектора из никеля, который в каждом импульсе размещали вместе с другими детекторами. В табл. 4 и на рис. 3, 4 приведены определенные характеристики спектра ТИ на расстояниях 18 и 100 см от мишени ускорителя. Эти спектры определены с использованием реакций на нуклидах, которые приведены в табл. 5. На отметке 18 см измеренный спектр до энергии ~10 МэВ хорошо согласуется с расчетным. В области энергии выше 10 МэВ измеренный спектр несколько жестче, чем расчетный. На отметке 100 см имеет место аналогичная картина, только степень жесткости измеренного спектра в области энергии выше 10 МэВ значительно выше расчетного. Средняя энергия измеренных спектров равна 3,66 и 4,92 МэВ соответственно для отметок 18 и 100 см. Для расчетных спектров, которые использовались в качестве модельных для этих отметок, средняя энергия равна 3,38 и 3,79 МэВ соответственно. В целом с учетом того, что расчеты были выполнены с рядом упрощенных условий, а использованный метод требует дальнейшего изучения, на данном этапе полученные результаты можно считать вполне удовлетворительными. Для повышения информативности и надежности необходимо проведение более детальных исследований с точки зрения выбора оптимального набора активационных детекторов с хорошо известными сечениями.

Таблица 4

Характеристики спектров тормозного излучения

Интервал энергии, МэВ	18 см от мишени		100 см от мишени	
	Число γ-квантов в интервале	Интегральная доза ТИ	Число γ-квантов в интервале	Интегральная доза ТИ
0-1	3,39-1	0,117	2,77-1	0,079
1-2	2,07-1	0,236	1,98-1	0,173
2-3	1,11-1	0,329	1,11-1	0,237
3-4	7,68-2	0,410	5,54-2	0,282
4-5	5,09-2	0,468	4,11-2	0,323
5-6	3,16-2	0,511	3,31-2	0,363
6-7	2,23-2	0,548	2,64-2	0,397
7-8	1,92-2	0,585	2,48-2	0,436
8-9	1,81-2	0,624	2,48-2	0,479
9-10	1,78-2	0,666	2,47-2	0,524
10-11	1,78-2	0,711	2,47-2	0,574
11-12	1,47-2	0,746	2,35-2	0,624
12-13	1,22-2	0,780	2,14-2	0,673
13-14	1,09-2	0,813	2,03-2	0,722
14-15	9,75-3	0,844	1,88-2	0,769
15-16	8,47-3	0,873	1,52-2	0,807
16-17	7,18-3	0,898	1,19-2	0,840
17-18	5,80-3	0,919	9,68-3	0,867
18-19	4,53-3	0,936	7,61-3	0,890
19-20	3,30-3	0,948	5,51-3	0,901
20-21	2,88-3	0,961	4,82-3	0,923
21-22	2,55-3	0,972	4,72-3	0,941
22-23	2,00-3	0,982	4,31-3	0,958
23-24	1,47-3	0,988	3,68-3	0,971
24-25	9,64-4	0,993	2,56-3	0,981
25-26	7,47-4	0,997	1,99-3	0,989
26-27	3,73-4	0.998	1,35-3	0,994
27-28	1,99-4	0,999	8,60-4	0,998
28-29	1,20-4	0,999	4,86-4	0,999
29-30	6,35-5	1,0	2,23-4	1,00

Примечание. Спектры ТИ нормированы на 1. Интегральная поглощенная доза дана для энергии γ-квантов ниже верхней границы интервала средняя энергия и флюенс γ-квантов: для расстояния 18 см $\overline{E}$ = 3,66 МэВ, $F = 2{,}44 \cdot 10^{13}$ квант · см$^{-2}$; для расстояния 1 м $\overline{E}$ = 4,92 МэВ, $F = 4{,}09 \cdot 10^{12}$ квант · см$^{-2}$.

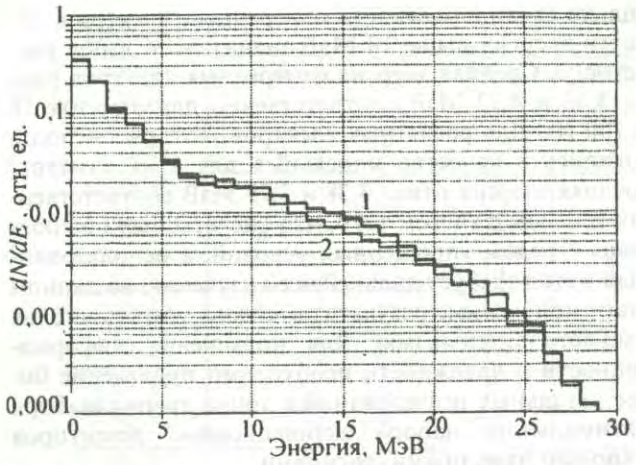


Рис. 3. Восстановленный и модельный спектры тормозного излучения ЛИУ-30 на расстоянии 18 см от мишени: 1 – восстановленный спектр; 2 – модельный спектр

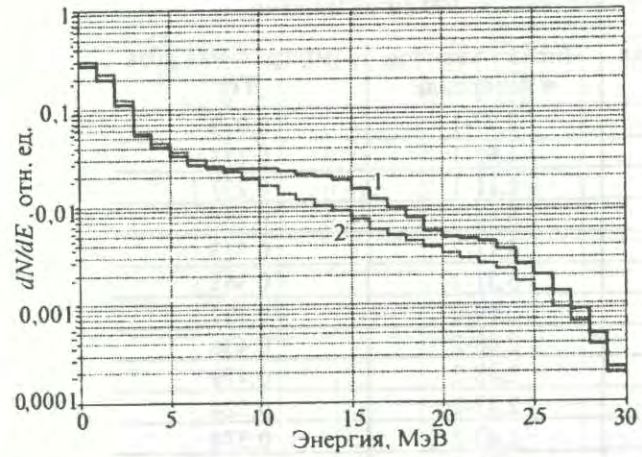


Рис. 4. Восстановленный и расчетный спектры тормозного излучения ЛИУ-30 на расстоянии 1 м от мишени: 1 – восстановленный спектр; 2 – расчетный спектр

Рассмотрим некоторые вопросы, связанные с влиянием использованных реакций на характеристики спектров. В табл. 5 приведены измеренные средние значения плотностей реакций и поглощенной дозы, отклонения от средних значений при нормировке на показания детектора из никеля и отношения измеренных плотностей реакций к расчетным для восстановленных спектров (см. табл. 4). Значительные отклонения от средних значений плотностей реакций на меди, углероде и дозы обусловлены, возможно, различием спектрального состава ТИ в импульсах ускорителя, так как отношения активационных интегралов и дозы к активационному интегралу реакции на никеле во всех случаях измеряли с погрешностью не хуже 5%.

Данные табл. 5 показывают, что наибольшая несогласованность измеренных плотностей реакций с расчетными для восстановленных спектров имеет место для реакций на нуклидах меди и фтора. Поскольку (γ, n) реакции на этих нуклидах являются весьма удобными для проведения измерений как

Таблица 5

Измеренные плотности реакций (реакций/ядро), поглощенные дозы ТИ (Гр) и их согласование с расчетными данными для восстановленных спектров

Реакция на нуклиде	Расстояние от мишени	
	18 см	100 см
^{115}In	6,43-15(5) [0,935]	-
^{197}Au	6,97-13(2) [0,995]	-
^{63}Cu	8,62-14(10) [1,17]	2,68-14(12) [1,23]
^{65}Cu	1,00-13(9) [1,14]	3,15-14(8) [1,22]
^{90}Zr	1,26-13(3) [0,967]	3,58-14(5) [0,938]
^{58}Ni	2,16-14 – [0,936]	6,18-15 - [0,884]
^{19}F	5,40-15(2) [0,768]	1,48-15(3)[0,680]
^{12}C	1,62-15(9) [1,07]	6,16-16(16)[1,08]
Доза	256(15) [1,01]	52,6(18) [0,960]
SPD (k), %	12,2	19,6

Примечание. Запись 6,43-15 означает число $6{,}43\cdot10^{-15}$. Значение в круглых скобках – отклонение (в %) показаний детекторов от среднего значения в серии импульсов ускорителя при нормировке на показания детектора из никеля. Значение в квадратных скобках – отношение экспериментальных данных к расчетным для восстановленных спектров. Невязка вычислена из соотношения

$$SPD(k)=100\sqrt{\frac{1}{n-1}\left(\frac{\sum_i Q_i^k - Q_i}{Q_i^k}\right)^2},$$

где Q_i^k - расчетное значение реакции i детектора после k итераций; Q_i - измеренная плотность реакции; n - число детекторов.

с точки зрения практических вопросов использования, так и их высокой чувствительности, то далее рассмотрены возможные причины указанных выше несогласований. Для реакций на меди возможные причины: неточность сечений реакций; вклад от реакций ^{63}Cu(γ, n)^{64}Cu, ^{65}Cu(n, $2n$)^{64}Cu, ^{63}Cu(n, $2n$)^{62}Cu; влияние неточности сечений других реакций в процедуре восстановления спектра.

Что касается сечения для реакции ^{63}Cu(γ, n)^{62}Cu, то оно известно достаточно хорошо. В области гигантского резонанса сечение этой реакции неоднократно измерялось методом активации в различных работах. Так, по данным работы [16] σ_{max} для этой реакции равно 75 ± 6 мб, а σ_{int} в области энергии от порога до энергии 25 МэВ равно (490 ± 40) МэВ·мб. Согласно работе [17] σ_{max} равно (70 ± 5) мб. Интегральные сечения по данным работы [18] от порога реакции до энергии 25 и 30 МэВ равны (490 ± 25) и (529±33) МэВ·мб соответственно. Многочисленность данных для сечения реакции ^{63}Cu(γ, n)^{62}Cu и их хорошая согласованность способствовали тому, что эта реакция стала служить в качестве стандарта и широко используется в фотоядерных исследованиях. Оценки вкладов вышеуказанных реакций на нукли-

Таблица 6

Отношения измеренных плотностей реакции и дозы к расчетным значениям для восстановленных спектров в зависимости от использованных реакций для расстояния 18 см от мишени

Реакция на нуклиде	Отклонения плотностей реакций и дозы											
^{115}In	-	0,94	-	0,94	0,94	0,94	0,94	0,93	0,92	0,92	0,93	0,92
^{197}Au	0,98	-	-	1,03	1,03	1,08	0,99	0,99	0,96	0,95	0,98	0,95
^{63}Cu	1,18	1,17	1,17	-	1,21	-	1,17	1,16	1,13	1,11	1,14	1,11
^{65}Cu	1.13	1,14	1,13	1,18	-	-	1,13	1,13	1,10	1,08	1,11	1,08
^{90}Zr	0,97	0,96	0,96	1,01	1,00	1,06	-	0,95	0,94	0,91	-	-
^{58}Ni	0,93	0,93	0,93	0,97	0,96	1,01	0,93	-	0,90	-	-	0,89
^{19}F	0,76	0,77	0,76	0,80	0,79	0,83	0,77	0,76	-	-	0,80	-
^{12}C	1,05	1,07	1,06	1,08	1,07	1,07	1,07	1,07	1,04	1,02	1,07	1,04
Доза	0,99	1,01	0,99	1,01	1,01	1,01	1,01	1,01	1,01	1,01	1,01	1,01
F_γ, (квант·см$^{-2}$)·10^{-13}	2,39	2,44	2,40	2,46	2,46	2,50	2,43	2,43	2,41	2,39	2,43	2,40
$\overline{E}$, МэВ	3,81	3,65	3,81	3,63	3,61	3,55	3,67	3,67	3,72	3,74	3,68	3,73
$SPD(k)$, %	12,7	12,9	13,6	11,1	12,0	9,0	12,8	12,6	8,4	7,6	12,9	8,3

Примечание. Прочерк означает, что данная реакция не использовалась при восстановлении спектра.

дах меди показали, что в наших условиях измерений ими можно пренебречь. Так, измеренное кадмиевое отношение для реакции $^{63}Cu(\gamma, n)^{64}Cu$ на замедлившихся фотонейтронах равно 1, а для реакции $(n, 2n)$ при $\sigma_{эф}$ ~600 и порога реакций ~12 МэВ [1] для ожидаемых вкладов на отметке 18 см необходим флюенс фотонейтронов выше порога реакции ~ $2{,}3\cdot10^{10}$ нейтр./см^2, но по оценке проведенных нами измерений указанный флюенс на несколько порядков ниже. Влияние отдельных реакций на степень согласования экспериментальных плотностей реакций и расчетных определяли методом исключения одной или двух реакций при восстановлении спектров. Эти данные приведены в табл. 6. Они показывают, что существенных изменений в степени согласования нет, средняя энергия γ-излучения и его флюенс практически не изменяются, $SPD(k)$ заметно уменьшается при исключении реакции на фторе и никеле. Аналогичные данные были получены и для отметки 100 см. Несогласование измеренных реакций на фторе связано, по-видимому, с неточностью сечения, так как данные для него в работе [9] были получены не методом активации, а по выходу фотонейтронов, что могло привести к завышению сечения. Отметим, что использование модельных спектров под углом 0–5° и 10–20° для отметок 18 и 100 см практически не повлияли на характеристики восстановленных спектров и степень согласования экспериментальных плотностей реакций с расчетными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показали, что активационный метод определения спектров и других характеристик ТИ в области энергии до 30 МэВ достаточно информативен для решения ряда прикладных задач на ускорителях. Учитывая как относительную простоту реализации этого метода, так и возможность проведения измерений в условиях, где другие методы в принципе неприменимы, можно считать, что он успешно может быть использован для решения ряда метрологических задач при облучениях на ускорителях типа ЛИУ-30. Для повышения информативности и надежности метода необходимо дальнейшее его изучение с точки зрения выбора оптимального набора активационных детекторов с хорошо известными сечениями фотоядерных реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Веретенников А.И., Горбачев В.М., Предеин Б.А. Методы исследования импульсных излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

2. Павловский А.И., Босамыкин В.С., Герасимов А.И. и др. Мощный линейный импульсный ускоритель пучка электронов на радиальных линиях ЛИУ-30. – ПТЭ, 1998, № 2, с. 13-25.

3. Hideo Hirayama, Tanashi Nakamura. Integral Experiment of photonuclear cross section of C, Mn, Fe In and Au in the gigant resonance region. Nucl. Instr. and Meth., december 15, 1977, vol. 147, № 3, p. 563-569.

4. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. КАСКАД-комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. V Всесоюзное совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Тезисы докладов.– М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116-118.

5. Донской Е.Н., Колесов В.Ф. Тормозное излучение электронов с энергией 30 МэВ в зависимости от материала мишени. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 29-33.

6. Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакций взаимодействия нейтронов с ядрами. Таблицы стандартных справочных данных ГСССД 131-89. – М: Издательство стандартов, 1980.

7. ENDE/B-VI Decay Data Library, by US National Nuclear Data Center, IAEA-NDS-108, August 1992.

8. Схема распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Публикации 38 МКРЗ/ Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1987.

9. Dietrich S.S., Berman B.L. Atlas of photoneutron cross section obtained with monoenergetic fotons. – Atomik and nuklear date tables 38, 1988, p. 198-338.

10. Борисов Г.А., Севостьянов 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.

11. Бакулин Ю.П., Грачев А.Ф., Ноздрачев С.Ю. и др. Применение термолюминесцентного дозиметра АИСТ-5 в различных областях радиационной физики. Радиационная стойкость электронных систем "Стойкость". Научно-технический сборник. Выпуск 1. – М.: 1998, с. 171-172.

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

13. Крайтор С.Н. Дозиметрия при радиационных авариях. – М.: Атомиздат, 1979.

14. Антропов Г.П. Экспериментальные исследования фотоядерных реакций. – В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. – Л.: Наука, 1984, с. 120-131.

15. Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. – М.: Атомиздат, 1979.

16. Sund, M Baker, Kull L.A., Walton R.B. Measurements of the $^{63}Cu(\gamma, n)$ and $^{63}Cu(\gamma, 2n)$ Cross Sections. – The Phisical Review. Vol. 178, Seconsd Series, Number 4, 20 December 1968, p. 1366-1376.

17. Джилавян Л.З., Кучер Н.П. Измерение сечения реакции на квазимонохроматических аннигиляционных фотонах в области энергий (12–25) МэВ. – Ядерная физика, т. 30, вып. 2 (8), 1997, с. 294-298.

18. Martins, E. Hagward, Lamaze J. and al. Experimental test of the bremsstrahlung cross cection. – Physical Review C, Nuclear Physics, vol. 30, third series, number 6, desember 1984, p. 1855-1860.

Статья поступила в редакцию 17.12.99 г.

УДК 539.1.074.8

ОЦЕНКА ЧИСЛА ДЕЛЕНИЙ В ИМПУЛЬСЕ УСТАНОВКИ РИФ-1М ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ

В. Е. Аблесимов, В. А. Бояринцев, В. В. Глушихин, А. Ф. Каныгин, Н. А. Уваров, В. М. Ульянов

РФЯЦ–ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Приведена процедура определения числа делений в импульсном процессе деления по запаздывающим нейтронам на примере измерений на установке РИФ-1М.

ESTIMATE OF THE FISSION NUMBER DURING RIF-1M FACILITY IMPULSE BY DELAYED NEUTRONS/ V.E. ABLESIMOV, V.A. BOJARINTSEV, V.V. GLUSHIKHIN, A.F. KANIGIN, N.A. UVAROV, V.M. ULJANOV// The procedure of the fission number definition during impulse fission process by delayed neutrons is given on an example of the RIF-1M facility.

Запаздывающие нейтроны (ЗН) широко используются в различных ядерно-физических технологиях. Общеизвестна их роль в осуществлении управляемой цепной реакции деления. Широкое применение они нашли в системах обнаружения и контроля делящихся материалов.

Выход ЗН на одно деление известен достаточно хорошо, что позволяет в импульсных процессах деления при определенных условиях связать число зарегистрированных ЗН с числом делений, произошедших в делящейся системе.

Ниже описывается процедура определения числа делений в импульсе установки РИФ-1М по запаздывающим нейтронам. Отличительной особенностью таких измерений является их практическая нечувствительность к ДТ-нейтронам инициирующего источника и мгновенным нейтронам деления. Определенное по ЗН число делений в импульсе сравнивается с той же величиной, определенной по выходу ДТ-нейтронов.

Установка РИФ-1М [1, 2] представляет собой сферическую сборку делящегося материала (^{238}U – 99,6%), в центре которой размещен инициирующий импульсный источник ДТ-нейтронов – плазменная нейтронная камера ПНК23.3 (плазменный фокус – ПФ). Спектр нейтронного излучения установки является суперпозицией нейтронов деления и ДТ-нейтронов инициирующего источника. Число делений в сборке на установке РИФ-1М можно определить по выходу ДТ-нейтронов, который измеряется нейтронно-активационным методом.

Независимый способ измерения числа делений по ЗН может быть использован как простой экспресс-монитор (абсолютный и относительный) числа делений в сборке, нечувствительный к мгновенным нейтронам.

Геометрия измерений схематически изображена на рис. 1. Делящаяся сборка состоит из набора полусферических слоев. В центре сборки размещена плазменная нейтронная камера. Расстояние между источником и детектором R равнялось 1030 мм.



Рис. 1. Геометрия измерений

Детектор состоял из десяти ^{3}He-счетчиков типа СИ-19Н, размещенных в один ряд в полиэтиленовом замедлителе, выполненном в виде параллелепипеда. Аналогичная конструкция детектора описана в работе [3]. Размеры замедлителя равнялись 260×450××96 мм, расстояние между осями счетчиков – 40 мм, расстояние от передней стенки замедлителя до оси счетчиков – 35 мм. Электронная схема детектора включала предусилитель, дискриминатор, формирователь и блок высокого напряжения. Регистратор типа временного анализатора обеспечивал счет числа сформированных выходных импульсов детектора на последовательных временных интервалах.

Пример полученных зависимостей временного распределения импульсов детектора приведен на рис. 2.

Величины, полученные в ходе измерений и обработки их результатов, приведены в таблице.

Число делений в сборке по ЗН определяется выражением

$$N_f(\text{ЗН}) = N_0/(K_{\text{дет}}\psi\nu_d), \qquad (1)$$

где N_0 – число отсчетов детектора ЗН; $K_{\text{дет}}$ – чувствительность детектора к нейтронам градуировочного источника (^{238}PuBe, выход на момент измерений $Q = 0{,}86\cdot10^6 \pm 12\%$,), $K_{\text{дет}} = 0{,}784\cdot10^{-3}$ отсч./нейтр.; ψ – коэффициент, учитывающий относительную спектральную чувствительность детектора к нейтронам градуировочного источника и к ЗН, $\psi = 1{,}63(\pm5\%)$; ν_d – выход ЗН на 1 деление ^{238}U на ДТ-нейтронах, $\nu_d = 0{,}027(\pm8\%)$ [4].

$K_{\text{дет}}$ определялась в той же геометрии (см. рис. 1). Использовался имеющийся в наличии PuBe – источник, хотя для уменьшения спектральной поправки ψ более оптимальным является применение источника типа PoLi. Случайная составляющая погрешности градуировки оценивается из независимых измерений величиной менее 1%, поэтому погрешность $K_{\text{дет}}$ определяется погрешностью выхода градуировочного источника.

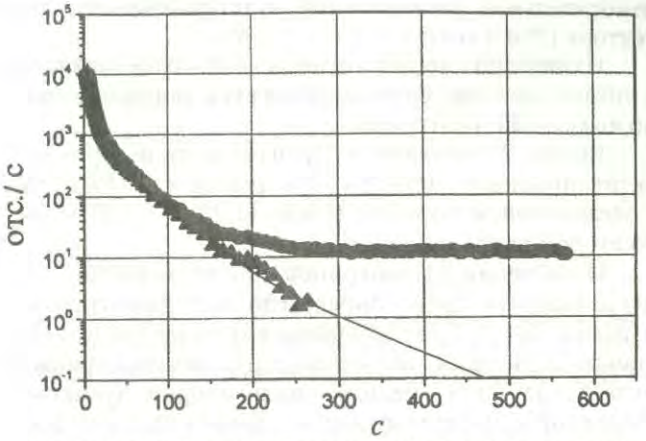


Рис. 2. Временное распределение импульсов детектора: –●– – эксперимент; ▲ – эксперимент-фон; — – расчет

Результаты обработки измерений

Номер импульса	Выход ДТ-нейтронов $Y_{\text{дт}}\times\times10^{10}$	N_f(ДТ)×$\times10^9$	Интеграл отсчетов ЗН×$\times N_0\cdot10^5$	N_f(ЗН)×$\times10^9$	N_f(ЗН)/N_f(ДТ)
1	2	3	4	5	6
02–0412	3,19	5,9	2,5	7,2	1,23
01–0912	3,78	6,95	2,91	8,4	1,21

Число отсчетов N_0 детектора, соответствующих ЗН, определялось после вычитания фона как среднее отношение экспериментальной и нормированной на единичный интеграл отсчетов расчетной зависимости скорости счета. Расчетная зависимость представлялась в виде

$$f(t) = \sum_{i=1}^{6} \lambda_i\alpha_i\exp(-\lambda_i t), \qquad (2)$$

где λ_i - постоянная спада i-й группы ЗН; α_i - относительная интенсивность i-й группы ЗН.

Величины λ_i, α_i взяты по данным работы [5].

Полученное число отсчетов приведено в таблице в 4-й графе.

Величина ψ (отношение числа захватов нейтронов в ^{3}He для источника ЗН и нейтронов градуировочного источника) определялась из расчетов по программе Монте-Карло [6]. Приведено значение ее погрешности, определяемое статистикой расчетов. Расчетная геометрия учитывала распределение числа делений по радиусу сборки, полученное в расчете [6], и геометрию экспериментального зала установки РИФ-1М.

Число делений N_f(ЗН), определенное в соответствии с (1), приведено в таблице.

Погрешность N_f(ЗН) определяется в основном погрешностью выхода нейтронов градуировочного источника (12%), величиной выхода ЗН на 1 деление ^{238}U на ДТ-нейтронах (8%) и погрешностью расчета

относительной спектральной чувствительности детектора (5%) и составляет около 16%.

Измеренное по ЗН число делений сравнивалось с числом делений в том же импульсе, определенным по выходу ДТ-нейтронов.

Выход ДТ-нейтронов $Y_{ДТ}$ измерялся нейтронно-активационным методом по реакции $^{16}O(n,p)^{16}N$ с эффективным порогом около 11 МэВ и приведен во второй графе таблицы.

Ослабление ДТ-нейтронов при прохождении через делящуюся сборку определено экспериментально и равно $K_{осл}$ = 0,75. Коэффициент ослабления нейтронов измерялся по отношению активационных интегралов двух медных индикаторов (реакция $^{63}Cu(n,2n)^{62}Cu$), облученных в одном импульсе. Индикаторы устанавливались на одинаковом расстоянии от центра ПФ, один – напротив отверстия в сборке и облучался прямым потоком ДТ-нейтронов от ПФ, другой облучался потоком нейтронов, прошедших через слой сборки. Активационные интегралы определялись на момент импульса согласно выражению

$$K_{осл} = \frac{A_1}{A_2} \frac{\exp(-\lambda t_{п.обл2}) - \exp(-\lambda(t_{п.обл2} + t_{сч2}))}{\exp(-\lambda t_{п.обл1}) - \exp(-\lambda(t_{п.обл1} + t_{сч1}))}, \quad (3)$$

где A_1, A_2 – числа зарегистрированных отсчетов; λ – постоянная распада (0,071 мин$^{-1}$); $t_{п.обл1,2}$ – время после облучения 1-го и 2-го индикаторов; $t_{сч1,2}$ – время счета 1-го и 2-го индикаторов.

Погрешность определения выхода ДТ-нейтронов (с учетом погрешности определения коэффициента ослабления 4%) равна 17,5%. Все величины погрешностей здесь и далее приведены для доверительной вероятности 0,95.

Число делений N_f(ДТ) в сборке по выходу ДТ-нейтронов определяется следующим соотношением:

$$N_f(ДТ) = (Y_{ДТ}/K_{осл}) \cdot k_{ДТ}, \quad (4)$$

где $Y_{ДТ}$ – выход ДТ-нейтронов на поверхность сборки; $K_{осл}$ – ослабление ДТ-нейтронов в сборке, $K_{осл}$ = = 0,75; $k_{ДТ}$ –число делений в сборке на 1 ДТ-нейтрон, $k_{ДТ}$ = 0,138.

Величина $k_{ДТ}$ определяется из расчета МК [6], учитывающего реальную геометрию сборки.

Число делений N_f(ДТ), определенное в соответствии с (4), приведено в таблице. Погрешность величины N_f(ДТ) определяется в основном погрешностью выхода ДТ-нейтронов и составляет 17,5%.

Сравнение числа делений, определенных тем и другим способом, свидетельствует об их удовлетворительном согласии в пределах погрешности измерений – среднее по двум импульсам отношение N_f(ЗН)/N_f(ДТ) составляет 1,22 ± 0,29.

Применение градуировочного источника более высокого класса точности (4–5%) и улучшение статистики расчетов до 2–3% может позволить в перспективе довести погрешность измерения числа делений в импульсе по ЗН примерно до 10%.

В практике ядерно-физических измерений на установке РИФ-1М способ измерения числа делений по ЗН может быть использован как простой экспресс-монитор (абсолютный и относительный) числа делений в сборке, нечувствительный к мгновенным нейтронам.

Способ может найти применение для определения числа делений в других импульсных источниках деления, например в импульсных ядерных реакторах.

Отличительной особенностью способа является его практическая нечувствительность к ДТ-нейтронам инициирующего источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глушихин В.В., Горбачев В.М., Хоружий В.Х. и др. Измерение спектра быстрых нейтронов импульсного генератора РИФ-1М. – Сб. докладов 5-го Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. – М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 200-201.

2. Глушихин В.В., Горбачев В.М, Макеев Н.Г. и др. Создание образцового источника ДТ-нейтронов на базе импульсного генератора РИФ-1М. – Там же, с. 29-30.

3. East L.V. and Walton R.B. – Nuclear Instruments and Metods, 1969, vol. 72, p. 161-166.

4. Забродская С.В., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Данные по запаздывающим нейтронам в системе константного обеспечения БНАБ-93. – ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1998, вып. 1, с. 21-27.

5. Keepin G.R. – Nuclear Technology, 1972, vol. 13, p. 53-58.

6. Донской Е.Н., Ельцов В.А., Житник А.К. и др. Метод Монте-Карло во ВНИИЭФ. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1993, вып. 2, с. 61-64.

Статья поступила в редакцию 13.04.99 г.

УДК 539.1.074.827;621.039.514

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНЫХ КАМЕР КНВК-2-7 В ПОЛЯХ *n*-γ-ИЗЛУЧЕНИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ СПЕКТРАМИ НЕЙТРОНОВ И ОТНОШЕНИЯМИ ФЛЮЕНСА НЕЙТРОНОВ К ДОЗЕ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. М. Одинцов, А. С. Кошелев, Г. Н. Маслов, Е. Ю. Тарасова

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты исследования поведения вакуумных камер деления из нептуния-237 с компенсацией γ-излучения в широких пределах варьирования компонентного состава смешанного поля *n*-γ-излучений импульсных реакторов. Показано, что такие камеры позволяют с приемлемой точностью для предъявляемых требований в практике измерений на импульсных реакторах определять флюенсы и потоки быстрых нейтронов.

KNVK-2-7 VACUUM CHAMBER CHARACTERISTICS IN FIELDS OF *n*-γ-RADIATION WITH VARIOUS NEUTRON SPECTRA AND RATIOS BETWEEN NEUTRON SPECTRA AND RATIONS BETWEEN NEUTRON FLUENCE AND γ-RAYS DOSE/ Yu.M. ODINTSOV, A.S. KOSHELEV, G.N. MASLOV, E.Yu. TARASOVA// There are presented the results of behaviour investigation of Np-237 fission vacuum chambers with γ-radiation being compensated within wide limits of component composition varying of *n*-γ-radiation mixed field of pulse reactors.

ВВЕДЕНИЕ

Определение спектрально-временных характеристик нейтронов в полях *n*-γ-излучений импульсных ядерных реакторов (ИЯР) является сложной задачей, так как формирование спектра нейтронов во времени зависит от ряда факторов. Этими факторами являются: расстояние от реактора, наличие отражателей и рассеивателей нейтронов (крупногабаритные облучаемые объекты, стены и пол реакторного помещения и т.п.), состав отражателей и рассеивателей, длительность импульса реактора. Задача осложняется также и отсутствием детекторов, имеющих высокоизбирательную чувствительность к нейтронному излучению и необходимую спектральную чувствительность.

В работах [1, 2] сообщалось о возможности решения такой задачи с использованием вакуумных камер деления. В работе [1] исследования проводились с вакуумированными камерами деления типа КНК-15 без фильтра и в фильтрах из кадмия и бора. В этих камерах используется уран-235 (~90%-ного обогащения). При проведении исследований для определения необходимых характеристик поля нейтронов привлекалась дополнительная информация о спектрах и флюенсах нейтронов, полученная в отдельных экспериментах в статическом режиме работы реактора. В работе [2] использовались вакуумные камеры деления типа КНВК-2 с делящимися изотопами ^{235}U, ^{237}Np, ^{238}U. В обеих работах показано, что основная часть указанной выше задачи может быть решена с приемлемой точностью для метрологических требований в практике облучений на ИЯР.

В настоящей работе изучали характеристики двух опытных образцов камер КНВК-2-7 с делящимся изотопом ^{237}Np. Камеры этого типа наиболее подходят для решения задачи определения эквивалентного флюенса нейтронов $F_э$ [3]. В качестве меры эквивалентности принимается воздействие нейтронов на кремниевые полупроводниковые приборы. Экспериментальное определение $F_э$ основано на измерении изменения коэффициентов усиления по току кремниевых транзисторов, предварительно откалиброванных в опорном поле [4]. Сопоставительный анализ для большого числа нейтронных спектров различных ядерных реакторов, проведенный в работе [3], для отношения кермы от смещения атомов в кремнии к числу реакций деления ^{237}Np показал наличие устойчивой корреляции в указанном отношении. Существенным значением использования таких камер является и то, что они позволяют определять как $F_э$, так и зависимость его от времени при измерениях на импульсных реакторах.

Поскольку относительный вклад от сопутствующего γ-излучения в основной сигнал у камер КНВК-2-7 выше, чем у камер КНК-15, то особое внимание уделялось поведению камер КНВК-2-7 в полях *n*-γ-излучений с изменяющимся в широких пределах отношения плотности деления ^{237}Np к дозе γ-излучения.

КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП РАБОТЫ КАМЕР КНВК-2-7

Подробно о конструкции камер типа КНВК-2 сообщается в работах [2, 6]. Здесь будут отмечены лишь конкретные данные о камерах, которые мы использовали в исследованиях. Камеры содержат три функционально различающихся электрода, размещенных в цилиндрическом корпусе из стали. Внешний диаметр корпуса 50 мм, толщина стенки 0,8 мм. Каждый электрод это набор дисков диаметром 44 мм, толщиной 0,36 мм, зазор между дисками 1,6 мм. Каждый диск сигнального электрода «0» размещен между дисками рабочего и компенсирующего электродов, образующих с сигнальным электродом рабочую «-» и компенсирующую «+» секции. На обе поверхности дисков, образующих рабочий электрод, нанесен слой $^{237}NpO_3$ толщиной около 1 мг·см$^{-2}$; диски сигнального электрода имеют одно-

стороннее покрытие из $^{237}NpO_3$, диски компенсирующего электрода не имеют покрытия.

В настоящей работе использовали две камеры КНВК-2-7. Камера № 1 содержит 21 диск, из которых 5 дисков имеют двустороннее покрытие из $^{237}NpO_3$ (рабочий электрод), 10 дисков – одностороннее (сигнальный электрод), 6 дисков без покрытия. Суммарная площадь покрытия 250 см^2. Камера № 2 содержит 17 дисков, из которых 4 имеют двустороннее покрытие из $^{237}NpO_3$, 8 дисков – одностороннее, 5 дисков без покрытия. Суммарная площадь покрытия 200 см^2.

Рабочая секция камеры чувствительна к нейтронам и γ-квантам. Компенсирующая секция чувствительна преимущественно к γ-излучению. В этой секции на поверхности одного из электродов, выполняющего функцию эмиттера, сформирован прокаливанием на воздухе оксидный слой, предназначенный для грубого выравнивания чувствительности к γ-излучению обеих секций.

При создании на рабочем и компенсирующем электродах детектора противоположных по знакам потенциалов U^- и U^+ в цепи сигнального электрода происходит вычитание токов медленных вторичных электронов, эмитируемых с оксидной поверхности в компенсирующей секции и с поверхности покрытия из $^{237}NpO_3$ в рабочей секции. Компенсация сигнала от γ-излучения регулируется изменением потенциала U^+ на компенсирующем электроде за счет электрической связи между коллектором одной и эмиттером другой секции. Камеры вакуумированы до давления остаточного газа $5\cdot10^{-3}$ Па при температуре 450 °С в вакуумной печи. Для поддержания низкого давления в камерах установлен газопоглотитель. При одинаковых габаритных размерах (длина 100 мм, диаметр 50 мм) камеры № 1 и № 2 имеют длину чувствительной части 38 и 32 мм, фоновый ток при $U^- = U^+ = 500$ В $7{,}1\cdot10^{-12}$ А и $3{,}4\cdot10^{-12}$ А. Электрические емкости 135 и 110 пФ соответственно для камер № 1 и № 2. Временное разрешение камер 8 нс, максимальный линейный ток 2,5 А.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения чувствительности камер КНВК-2-7 проводили в полости для облучений реактора БР-К1 [7] в статическом режиме работы. Соотношения составляющих поля изменяли специальными устройствами для трансформации первичного *n*-γ-излучения реактора. Для облучательных геометрий приняты следующие обозначения: КГЗ – контейнер горизонтальной загрузки (первичное *n*-γ-излучение реактора); СФ – свинцовый фильтр (толщина ~50 мм); НГК-КЭ, НГК-БЭ – *n*-γ-конвертор (смесь полипропилена с окисью кадмия, толщина ~50 мм) с внутренним кадмиевым экраном (КЭ) толщиной 1 мм и внутренним борным экраном (БЭ) толщиной 1,2 г·см$^{-2}$ по карбиду бора естественного изотопного состава; ПЗ, ПЗ-КЭ – полиэтиленовый замедлитель (толщина 30 мм) без внутреннего экрана и с внутренним кадмиевым экраном толщиной 1 мм.

Измерения чувствительности камер проводили при трех способах их включения. Первый способ - режим компенсации: на электроде «-» - 300 В, на электроде «+» +300 В, выходной сигнал с электрода «0». Второй и третий способы – режимы раздельной регистрации с рабочей и компенсирующей секций: на электроде «0» -300 В (способ 2) или +300 В (способ 3), выходные сигналы с электродов «-» и «+». Регистрацию сигналов проводили с использованием усилителя постоянного тока У5-11 в комплекте с цифровым вольтметром В7-21. Измеряемые токи составляли (10^{-9}–10^{-8}) А.

Нейтронное воздействие на камеры КНВК-2-7 определяли по показаниям ионизационной камеры с калиброванной мишенью из нептуния-237. В этой камере число ядер нептуния-237 $6{,}67\cdot10^{17}$ + 3% (P = = 0,95); суммарная примесь ^{239}Pu и ^{242}Pu $4{,}9\cdot10^5$ ядер на одно ядро нептуния-237. Суммарная погрешность измерения плотности деления нептуния-237 на поверхности чувствительной части камер КНВК-2-7 составляла ~5% (P = 0,95).

Дозу γ-излучения на поверхности чувствительной части камер измеряли стеклами ИС-7 [8]. Калибровка стекол проводилась на источнике ^{60}Co в единицах экспозиционной дозы $D_\gamma(P)$. Для пересчета в поглощенную дозу в воздухе D_γ(Гр) использовали связь $D_\gamma(P) = 8{,}37\cdot10^{-3}\ D_\gamma$(Гр). Погрешность измерения γ-дозы оценивается величиной ± 15% (P = 0,95).

В табл. 1 приведены характеристики полей *n*-γ-излучений, которые были получены с использованием вышеуказанных методов. Данные этой таблицы использовали для определения чувствительностей камер.

Таблица 1

Плотность деления нептуния-237 и доза γ -излучения на поверхности чувствительной части камер КНВК-2-7

Параметр	КГЗ	СФ	НГК-КЭ	НГК-БЭ	ПЗ	ПЗ-КЭ
Q, дел./ядро	$2{,}52\cdot10^{-28}$	$1{,}98\cdot10^{-28}$	$4{,}64\cdot10^{-29}$	$3{,}91\cdot10^{-29}$	$9{,}91\cdot10^{-29}$	$9{,}27\cdot10^{-29}$
D_γ, (Гр)	$5{,}09\cdot10^{-16}$	$1{,}10\cdot10^{-16}$	$1{,}68\cdot10^{-15}$	$1{,}40\cdot10^{-15}$	$7{,}60\cdot10^{-16}$	$1{,}65\cdot10^{-15}$
Q/D_γ, дел./(ядро·Гр)	$4{,}95\cdot10^{-13}$	$1{,}80\cdot10^{-12}$	$2{,}76\cdot10^{-14}$	$2{,}79\cdot10^{-14}$	$1{,}30\cdot10^{-13}$	$5{,}61\cdot10^{-14}$
Q/D_γ, отн.ед.	0,275	1,00	$1{,}53\cdot10^{-2}$	$1{,}55\cdot10^{-2}$	$7{,}22\cdot10^{-2}$	$3{,}12\cdot10^{-2}$

Примечание. Значения Q, D_γ нормированы на одно деление в активной зоне реактора БР-К1

Таблица 2

Уровни компенсации камер КНВК-2-7 в устройствах с различным компонентным составом *n*-γ-излучений

Устройство	U^+, В	J_k, отн.ед.		Устройство	U^+, В	J_k, отн.ед.	
		Камера № 1	Камера № 2			Камера № 1	Камера № 2
КГЗ	0	1,00	1,00	НГК-КЭ	0	1,00	1,00
	50	0,786	0,766		50	0,466	0,321
	100	0,777	0,758		100	0,438	0,296
	150	0,762	0,750		150	0,419	0,270
	200	0,754	0,734		200	0,393	0,247
	300	0,748	0,721		300	0,380	0,217
СФ	0	1,00	1,00	ПЗ	0	1,00	1,00
	50	0,834	0,931		50	0,742	0,664
	100	0,825	0,922		100	0,721	0,640
	150	0,818	0,905		150	0,708	0,630
	200	0,816	0,901		200	0,695	0,623
	300	0,810	0,900		300	0,675	0,594
НГК-БЭ	0	1,00	1,00	ПЗ-КЭ	0	1,00	1,00
	50	0,502	0,390		50	0,580	0,470
	100	0,473	0,361		100	0,552	0,458
	150	0,462	0,344		150	0,535	0,444
	200	0,448	0,332		200	0,527	0,430
	300	0,428	0,298		300	0,521	0,398

РЕЗУЛЬТАТЫ

Вольт-амперные характеристики камер измеряли в КГЗ при равном нулю потенциале на электроде «+» и изменяемом от 0 до -300 В потенциале на электроде «-». Наклон вольт-амперных характеристик для обеих камер в области изменения напряжения от -100 В до -300 В составляет 2% на 100 В.

В табл. 2 приведены результаты измерений компенсационных характеристик камер. Измерения проводили при фиксированном напряжении на электроде «-»U^- = -300 В и изменяемом от 0 до +300 В напряжении на электроде «+». Разностный токовый сигнал J_k снимали с электрода «0». Для всех разновидностей использованных *n*-γ-полей до 80–90% компенсационного эффекта реализуется при напряжении компенсации примерно +50 В. Уровень компенсации заметно зависит от соотношения *n*-γ-компонент, характеризуемого компонентным индексом Q/D_γ. Для полей с большей дозой γ-излучения больше и достигаемый уровень компенсации.

В табл. 3 приведены чувствительности камер к нейтронам ε_n и γ-излучению ε_γ. Чувствительность ε_n в варианте 1 определена при способе включения камер в режиме компенсации (U^+ = +300 В, U^- = -300 В). В вариантах 2 и 3 – при раздельной регистрации тока с секций «-»J^- и секции «+»J^+, при этом в варианте 2 на электроде «0» было напряжение –300 В, а в варианте 3 – напряжение +300 В. Чувствительность ε_n определена в единицах плотности деления ^{237}Np (Кл·ядро/дел.). При этом в вариантах 2 и 3 использовали разность токов (J^-)-(J^+). Данные для плотности деления ^{237}Np взяты из табл. 1. Чувствительность ε_n при измеренном заряде (или токе) позволяет определять число делений ^{237}Np (или интенсивность его деления). При определении чувствительности ε_γ использовали измеренные токи J^+ и данные для γ-дозы из табл. 1.

Данные табл. 3 получены из двух серий независимых измерений токов J^-, J^+ J^k в устройствах для каждого варианта включения. Отклонения от средних значении ε_γ, ε_n, которые приведены в табл. 3, составляют в устройствах КГЗ, НГК-БЭ, ПЗ, ПЗ-КЭ ≈ 3%, в НГК-КЭ и СФ ~8%.

Обращает на себя внимание различие значений ε_n в вариантах включения 2,3. Не мешая практическому применению камер, но и не находя физически обоснованного объяснения, этот эффект требует дальнейшего, более развернутого изучения. Весьма вероятно, что одна из возможных причин – сложная внутрикорпусная конфигурация разнотипных дисков и соединяющих их элементов, приводящая к различиям формирования токов на электродах «-». «+» при изменении знака потенциала на электроде «0».

Из данных табл. 3 видно, что с уменьшением отношения Q/D_γ наблюдается рост чувствительности ε_n. Связано это с тем, что имеет место значимое влияние нескомпенсированного γ-излучения на ток секции, содержащей ^{237}Np. Увеличение чувствительности ε_γ с ростом Q/D_γ обусловлено чувствительностью компенсирующей секции к нейтронам. Для выделения парциальных (соответствующих нейтронам и γ-квантам для рабочей и компенсирующей секций) компонент из экспериментальных значений полных токов через секции был использован метод комбинированного решения уравнений вида

$$J_i^- = \varepsilon_n^- Q_i + \varepsilon_\gamma^- P_{\gamma,i};$$

$$J_j^- = \varepsilon_n^- Q_j + \varepsilon_\gamma^- P_{\gamma,j};$$

$$J_i^+ = \varepsilon_n^+ Q_i + \varepsilon_\gamma^+ P_{\gamma,i};$$

$$J_j^+ = \varepsilon_n^+ Q_j + \varepsilon_\gamma^+ P_{\gamma,j},$$

где $J_i^-, J_j^-, J_i^+, J_j^+$ – полные токи рабочей и компенсирующей секций; индексы i, j относятся к типу устройства, в котором проводили измерения.

Таблица 3

Чувствительности камер КНВК-2-7, полученные при измерениях в различных вариантах их использования

Устройство	ВВ	ε_n, Кл·ядро/дел.·10^{-4}	ε_γ, Кл/Гр·10^{-4}
КГЗ	1	2,69 (1,46)	-
	2	2,93 (1,64)	2,61 (1,63)
	3	3,15 (1,73)	3,61 (1,86)
СФ	1	2,33 (1,128)	-
	2	2,63 (1,48)	4,68 (3,74)
	3	2,92 (1,73)	7,31 (3,00)
НГК-КЭ	1	6,27 (2,21)	-
	2	6,57 (2,15)	1,84 (1,23)
	3	8,96 (3,75)	1,92 (1,08)
НГК-БЭ	1	6,18 (1,44)	-
	2	6,93 (3,61)	1,77 (1,00)
	3	10,3 (2,83)	1,92 (1,26)
ПЗ	1	10,2 (3,50)	-
	2	10,5 (3,25)	3,25 (1,54)
	3	14,0 (5,36)	5,36 (3,02)
ПЗ-КЭ	1	4,35 (1,50)	-
	2	7,12 (2,20)	1,59 (1,23)
	3	5,85 (2,92)	1,57 (0,97)

Примечание. ВВ – вариант включения; в скобках указаны значения для камеры № 2.

Было использовано семь комбинаций уравнений - четыре при i = 1 (КГЗ), j = 2, 3, 4, 5 (2-СФ, 3-НГК-КЭ, 4-НГК-БЭ, 5-ПЗ-КЭ) и три при i = = 2(СФ), j = 3, 4, 5 (3-НГК-КЭ, 4-НГК-БЭ, 5-ПЗ-КЭ).

В табл. 4 приведены средние значения $\varepsilon_n^-, \varepsilon_\gamma^-$, $\varepsilon_n^+, \varepsilon_\gamma^+$, полученные из комбинированного решения уравнений. Погрешности данных табл. 4 получены из индивидуальных значений, полученных в семи комбинациях. Из данных таблицы видно, что эффективность рабочей секции к γ-излучению у камеры № 1 в два раза выше. чем у ее компенсирующей секции; для камеры № 2 аналогичное различие в 1,5 раза. В связи с этим и чувствительностью компенсирующей секции к нейтронам, более перспективным для практического использования, является режим включения с подачей напряжения (отрицательного или положительного знака) на электрод «0» и индивидуальной регистрацией токовых сигналов с электродов «-» и «+». Дополнительным преимуществом указанного режима включения является возможность одновременного измерения параметров нейтронов и γ-квантов смешанного n-γ-поля.

Однако при значительном перераспределении n-γ-компонент поля от оптимального для корректного разделения парциальных токов от нейтронов и γ-квантов в рабочей и компенсирующей секциях требуется либо дополнительная информация о составе поля в месте размещения камеры, либо использование возможных функциональных связей между соотношением полных и парциальных токов в секциях.

Результаты поиска приемлемых для практического использования функциональных связей представлены в табл. 5 и в форме графиков на рис. 1, 2. Графики на рис. 1, 2 даны для варианта включения камер +300 В на электроде «0». Графики на рис. 1 показывают зависимости $J_\gamma^- / J_{\text{полн}}^-$, $J_н^+ / J_{\text{полн}}^+$, $J_{\text{полн}}^+ / J_{\text{полн}}^-$ от компонентного индекса Q/D_γ, выраженного из практических соображений в относительной форме с условием нормировки Q/D_γ = 1,00 для поля в СФ. На рис. 2 представлены графики зависимости долевых коэффициентов $K_{n\gamma}$, (доля тока, обусловленного нейтронами, от полного тока в рабочей секции) и $K_{\gamma n}$ (доля тока, обусловленного γ-квантами, от полного тока в компенсирующей секции) от соотношения полных токов в компенсирующей и рабочих секциях. Форма представления отношений полных то-

Таблица 4

Парциальные чувствительности камер КНВК-2-7

Вариант включения	ε_n^-, Кл·ядро/дел.·10^4	ε_γ^-, Кл/Гр·10^{-9}	ε_n^+, Кл·ядро/дел.·10^3	ε_γ^+, Кл/Гр·10^{-9}
+300 В на «0»				
Камера № 1	3,15±0,04	3,60±0,22	3,43±0,42	1,78±0,20
Камера № 2	1,80±0,02	1,60±0,08	1,35±0,26	1,05±0,16
-300 В на «0»				
Камера № 1	2,73±0,08	3,47±0,55	1,73±0,14	1,72±0,08
Камера № 2	1,63±0,04	1,59±0,16	1,27±0,26	1,09±0,12

Таблица 5

Соотношения сопутствующих и полных токов $J_\gamma^- / J_{\text{полн}}^-$, $J_н^+ / J_{\text{полн}}^+$ для камер КНВК-2-7 в устройствах с различным составом n-γ-излучений

Устройство	U на «0», В	Камера № 1		Камера № 2	
		$J_\gamma^- / J_{\text{полн}}^-$	$J_н^+ / J_{\text{полн}}^+$	$J_\gamma^- / J_{\text{полн}}^-$	$J_н^+ / J_{\text{полн}}^+$
КГЗ	-300	0,216	0,332	0,164	0,365
	+300	0,188	0,494	0,157	0,389
СФ	-300	0,066	0,644	0,051	0,676
	+300	0,060	0,776	0,047	0,698
НГК-КЭ	-300	0,820	0,022	0,779	0,031
	+300	0,805	0,050	0,761	0,032
НГК-БЭ	-300	0,819	0,027	0,780	0,031
	+300	0,803	0,051	0,761	0,035
ПЗ-КЭ	-300	0,694	0,053	0,634	0,061
	+300	0,670	0,097	0,612	0,067

ков также относительная, с нормировкой на поле в СФ, где это соотношение принято равным 1,0. Графики в варианте включения камер на электроде «0» - 300 В имеют форму, подобную показанной на рис. 1, 2. Использование графических зависимостей рис. 1 обеспечивает более высокую точность выделения парциальных токов, но требует дополнительного измерения интегральных характеристик Q и D_γ.

Некоторая потеря точности при использовании графиков рис. 2 в значительной степени компенсируется исключением необходимости проведения дополнительных измерений интегральных характеристик Q и D_γ. Выбор той или иной формы выделения парциальных токов определяется уровнем требований к конкретной облучательной процедуре, в качестве детекторов сопровождения в которой используются камеры КНВК-2-7.

Содержание примеси ^{239}Pu в слоях из Np_2O_3 камер КНВК-2-7 определяли с использованием ионизационной камеры, содержащей мишень из ^{237}Np с известной примесью ^{239}Pu. Измерения проводили в устройствах ПЗ и ПЗ-КЭ. Содержание ^{239}Pu в слоях камер КНВК-2-7 не превышает $3{,}6 \cdot 10^{-4}$ ядер ^{239}Pu на одно ядро ^{237}Np. Из данных табл. 3 видно, что с помощью кадмиевого фильтра удается практически полностью нивелировать эффект примеси даже в поле, формируемом ПЗ (в полном флюенсе нейтронов доля тепловых нейтронов 38%).

Апробация камер № 1 и № 2 была осуществлена в импульсном пуске реактора БР-1 [9]. Основные параметры этого импульса: полное энерговыделение $1{,}39 \cdot 10^{17}$ делений в АЗ, пиковая мощность $1{,}0 \cdot 10^{21}$ делений в АЗ/с, период разгона τ = 35,0 мкс, полуширина импульса θ = 96,6 мкс. Эти параметры определены по штатным на реакторе методикам. Обе камеры КНВК-2-7 в фильтрах из кадмия толщиной 1 мм размещались на расстоянии 1 м от центра АЗ. Параметры

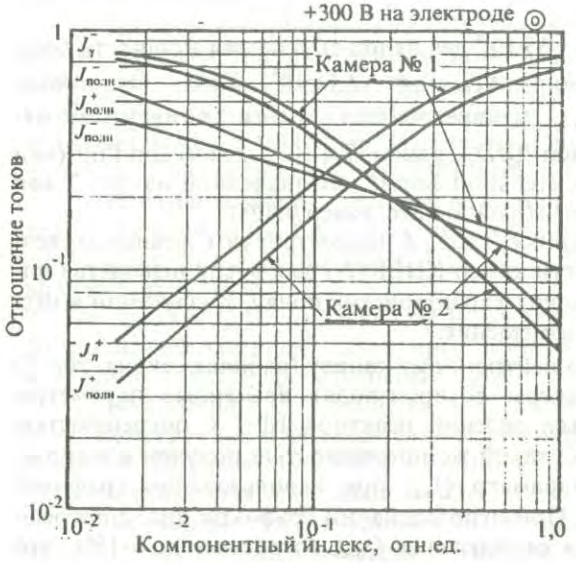


Рис. 1. Графики зависимостей избранных отношений токов в секциях КНВК-2-7 от компонентного состава поля

поля n-γ-излучений в месте размещения камер были определены в статическом режиме работы реактора. При этом использовали ионизационную камеру деления с калиброванной мишенью из нептуния-237 и стекла ИС-7.

Схема включения камер – на электроде «0» +300 В. Сигналы регистрировали с электродов «-» и «+». Для измерения сигналов использовали автоматический регистратор формы сигналов [10].

Ожидаемые характеристики поля n-γ-излучений в месте размещения камер имели следующие, необходимые для сравнительного анализа результатов измерений камерами КНВК-2-7, параметры: число делений ^{237}Np за импульс реактора $Q = 2{,}15 \cdot 10^{-12}$ дел./ядро, пиковая интенсивность делений ^{237}Np

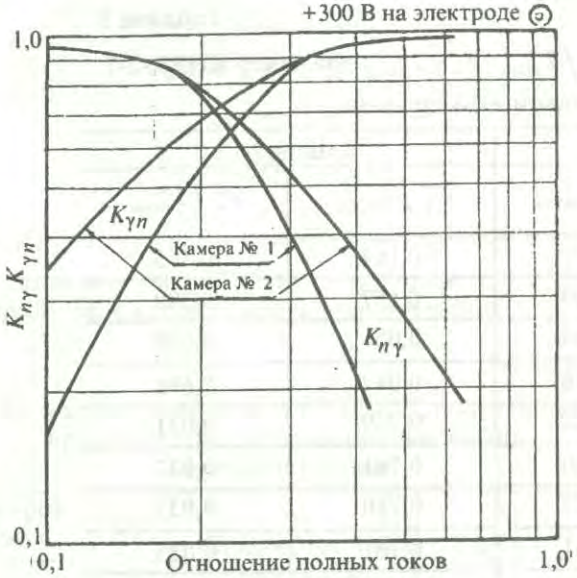


Рис. 2. Графики зависимостей коэффициентов $K_{n\gamma}$ и $K_{\gamma n}$ от соотношения полных токов функциональных секций КНВК-2-7

$Q_{max} = 1{,}55 \cdot 10^{-8}$ дел./(ядро·с), пиковая мощность дозы излучения $P_{\gamma \cdot max} = 2{,}11 \cdot 10^{4}$ Гр/с. Отношение $Q_{max}/P_{\gamma \cdot max}$ (эквивалентного ранее упомянутому отношению Q/D_γ) равно $7{,}4 \cdot 10^{-13}$ дел./(ядро·Гр) (или в относительной форме, обозначенной на рис. 1 как компонентный индекс, равен 0,408).

Данные табл. 6 иллюстрируют реальные возможности камер КНВК-2-7 для воспроизводства динамических характеристик поля n-γ-излучений в месте их размещения.

По нейтронному каналу (рабочая секция, ток J^-) обе камеры воспроизводят временные параметры импульса делений реактора БР-1 с погрешностью ≤ 7%. С такой же погрешностью получен и ожидаемый параметр Q_{max} при использовании графиков рис. 1. При использовании графиков рис. 2 погрешность в определении Q_{max} возрастает до ~15%, что вполне приемлемо в условиях реализованной редакции эксперимента.

По γ-каналу (компенсирующая секция, ток J^+) полуширина импульса на ~25% выше, чем по нейтронному каналу. Это связано, возможно, с фоновым n-γ-излучением в помещении реактора. Мощность дозы γ-излучения, измеренная камерой № 1 (при использовании графиков рис. 1), совпала с ожидаемой, а по показаниям камеры № 2 она ниже примерно на 20%. При использовании графиков рис. 2 для определения $P_{\gamma \cdot max}$ расхождение с ожидаемыми параметрами достигает ~2. В рассматриваемой ситуации полученные по γ-каналу результаты объясняются крайне низкими уровнями токов через компенсирующие секции камер и значительным превышением доли нейтронов над долей γ-квантов в поле n-γ-излучений.

Таблица 6

Результаты измерений камерами КНВК-2-7 параметров импульсного n-γ-излучения

Параметр	Камера № 1	Камера № 2
J^-_{max}, А	$5{,}90 \cdot 10^{-4}$	$3{,}35 \cdot 10^{-4}$
J^+_{max}, А	$7{,}06 \cdot 10^{-5}$	$3{,}09 \cdot 10^{-5}$
τ^-, мкс	37,5	37,0
τ^+, мкс	38,7	37,9
θ^-, мкс	98,5	97,1
θ^+, мкс	122	115
Q_{max}, дел./(ядро·с)	$1{,}59 \cdot 10^{-8}$ *	$1.64 \cdot 10^{-8}$ *
	$1{,}78 \cdot 10^{-4}$ **	$1{,}77 \cdot 10^{-4}$ **
$P_{\gamma \cdot max}$, Гр/с	$2{,}18 \cdot 10^{+4}$ *	$1{,}71 \cdot 10^{+4}$ *

Примечание. τ – начальный период нарастания мощности реактора; θ - полуширина импульса. Данные J^-_{max}, τ^-, θ^- относятся к сигналу с электрода «-» ; данные J^+_{max}, τ^+, θ^+ относятся к сигналу с электрода «+» ; вариант включения камер - напряжение +300 В на электроде «0»; * по графикам рис. 1; ** по графикам рис. 2.

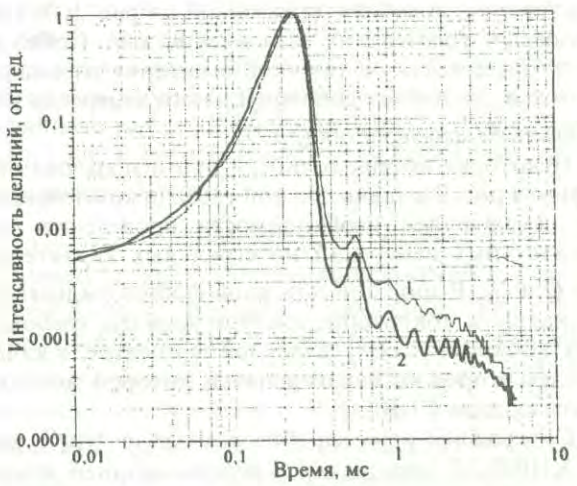


Рис. 3. Форма импульсов делений реактора (камера КНК-15) и форма импульса делений нептуния-237 на расстоянии 1 м от центральной оси АЗ реактора (камера КНВК-2-7): 1 - КНВК-2-7; 2 - КНК-15

На рис. 3 приведены репродукции сигналов с рабочих секций вакуумированной камеры КНК-15 (камера была размещена в центральном канале АЗ реактора) и камеры КНВК-2-7 № 1. Видно достаточно хорошее совпадение форм импульсов с обеих камер, включая и проявление характерного (из-за теплового удара в АЗ) колебательного процесса на заднем фронте импульса в сигнале с камеры КНВК-2-7, что свидетельствует о высокой степени выявления компоненты быстрых нейтронов на фоне большого количества рассеянных и отраженных нейтронов реакторного зала.

Сигнал с рабочей секции камеры КНВК-2-7 из-за его малой величины на "хвосте" импульса был надежно измерен до времени ~5 мс с начала его регистрации. Ожидаемое число делений ^{237}Np к этому моменту времени (определено по форме импульса реактора) $1{,}81 \cdot 10^{-12}$ дел./ядро. Измеренное число делений камерой (с учетом поправки на вклад от γ-излучения, который по данным рис. 1 составил ≈ 10%) равно $1{,}90 \cdot 10^{-12}$ дел./ядро. Этот результат в дополнение к рис. 3 подчеркивает высокие нейтронные характеристики камер КНВК-2-7 как детекторов однозначно быстрых нейтронов, чем обеспечивается возможность их применения в качестве эквивалентных нейтронных детекторов сопровождения при облучениях на ИЯР электронных узлов, содержащих элементы из кремния [3]. Отметим также и то, что согласно известным характеристикам нейтронов в месте размещения камер [11] ожидаемый флюенс нейтронов с энергией выше 0,55 МэВ к моменту времени 5 мс равен $1{,}15 \cdot 10^{-12}$ нейтр./см$^{-2}$. Измеренный флюенс нейтронов вышеуказанной энергии к этому моменту времени при эффективном сечении деления ^{237}Np 1,63 б [5] составил $1{,}17 \cdot 10^{-12}$ нейтр./см$^{-2}$, что фактически полностью совпало с ожидаемой величиной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В широких пределах варьирования компонентного состава смешанного поля *n*-γ-излучений (по отношению плотностей реакций ^{237}Np *(n, f)* к дозе γ-излучения от $1{,}80 \cdot 10^{-12}$ дел./ядро Гр до $5{,}61 \cdot 10^{-12}$ дел./ядро Гр) проведены всесторонние исследования характеристик двух опытных образцов камер КНВК-2-7.

Выявлена структура формирования сигналов отклика, включающая в себя несбалансированность токов в рабочей и компенсирующей секциях от γ-квантов, наличие токовой компоненты от нейтронов в сигнале компенсирующей секции, повышенную чувствительность к тепловым нейтронам из-за примесного содержания ^{239}Pu в основном делящемся материале камер ^{237}Np.

Определены чувствительности регистрации основных компонент *n*-γ-поля в рабочей и компенсирующей секциях камер и выработаны практические рекомендации по учету нескомпенсированной доли тока от γ-квантов в рабочей секции и стороннего тока от нейтронов в компенсирующей секции с использованием дополнительной информации о характеристиках статического *n*-γ-поля или измеренного непосредственно в эксперименте соотношения полных токов в рабочей и компенсирующей секциях. Показано, что использование кадмиевого фильтра полностью нивелирует влияние тепловых нейтронов в условиях реальных *n*-γ-полей, формируемых проведение облучений на ИЯР.

Апробация камер КНВК-2-7 в импульсном пуске на ИЯР БР-1 на позиции 1 м от центра АЗ реактора подтвердила исключительные возможности камер КНВК-2-7 как эквивалентного детектора быстрых нейтронов, а также выявила потенциальную возможность использования отклика с компенсирующей секции для определения мощности дозы γ-излучения в импульсе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Одинцов Ю.М., Крыжановский А.А., Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Девяткии А.А. Вакуумированные камеры КНК-15 для измерения нейтронов в поле излучения импульсного реактора. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 2, с. 65-71.

2. Малышев Е.К., Чукляев С.В., Щетинин О.И. Вакуумные камеры деления КНВК для измерения плотности потока нейтронов. – Атомная энергия, 1987, т. 62, вып. 3, с. 187-190.

3. Кошелев А.С., Севостьянов В.Д. Эквивалентные нейтронные детекторы сопровождения для специализироваиных облучательных процедур. – Там же, 1995, т. 79, вып. 4, с. 314-320.

4. Бегунов А.П., Горюшкин С.И. Маслов Г.Н. и др. Метрология быстрых нейтронов на импульсных реакторах с применением автоматизированного цифрового измерителя коэффициентов усиления транзисторов. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 53-56.

5. Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакции взаимодействия нейтронов с ядрами. ГСССД 131-89. – М.: Издво стандартов, 1990.

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

7. Босамыкин В.С., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 3-12.

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

9. Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Бустер-реактор БР-1. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 3-13.

10. Горюшкин С.И., Овчинников М.А., Яковлев Ю.Н. Автоматический регистратор формы сигналов в стандарте КАМАК. – ПТЭ. 1991, № 2. с. 227.

11. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. Избранные пространственно-энергетические характеристики стационарного поля нейтронов снаружи активной зоны импульсного реактора БР-1. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 38-48.

Статья поступила в редакцию 04.06.99 г.

УДК 621.039.514

СТОХАСТИЧЕСКАЯ И ДЕТЕРМИНИРОВАННАЯ КИНЕТИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ (Обзор)

В. Ф. Колесов

РФЯЦ–ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрены стохастическая кинетика и собственно кинетика ядерных реакторов с акцентом на проблемы, актуальные в применении к апериодическим импульсным реакторам. Анализ стохастических процессов построен на основе общих уравнений баланса вероятностей, являющихся частными формами уравнения А. Н. Колмогорова. Значительное внимание уделено простым решениям в терминах ограниченных и бесконечных цепей делений. В круге вопросов собственно кинетики реакторов дана характеристика известных подходов к математическому формулированию детерминированных уравнений кинетики и к методам их решения. Освещены последние работы, связанные с задачей адекватного учета в уравнениях кинетики влияния замедленных и фоновых нейтронов, а также с методами определения количественных характеристик нейтронного фона в реакторных залах.

STOCHASTIC AND DETERMINISTIC KINETICS OF NUCLEAR REACTORS (REVIEW)/ V.F. KOLESOV// Stochastic kinetics and proper kinetics of nuclear reactors are considered emphasizing the problems topical for aperiodic pulse reactors. A stochastic process analysis is built on the basis of the general probability balance equation being the special forms of A.N.Kolmogorov equation. Considerable attention is given to the simple solutions in the terms of finite and infinite fission chains. The description of the well-known method of approach to mathematical formulating on the deterministic kinetics equations and to methods of its solution is given in the sphere of proper kinetics questions. The latest works connected with a problem of adequate regarding of the moderated and scattered neutron influence as well as with methods on determination of quantitative characteristics of nuclear background in the reactor rooms are expounded.

ВВЕДЕНИЕ

Переходные явления в реакторах в любом случае можно отнести к одной из следующих областей:

- кинетики, в которой важна роль статистических флуктуаций плотности нейтронов;
- собственно кинетики реакторов;
- динамики реакторов.

Если реактор стартует со слабым источником нейтронов, то в начальный период его мощность очень низка. На этой стадии важен учет статистических флуктуаций плотности нейтронов. В конце концов мощность реактора возрастает до уровня, при котором можно пренебречь флуктуациями. Но поведение реактора на ранней стадии старта сказывается и на более поздних стадиях, так как оно определяет начальные условия для этапа с высоким уровнем мощности. Учет статистических флуктуаций этого рода важен при рассмотрении способов генерирования и вопросов повторяемости импульсов в импульсных реакторах, а также при оценке вероятностей и масштабов возможных аварийных разгонов реакторов.

Область собственно кинетики реакторов объединяет явления, при которых плотность нейтронов и интенсивность делений в реакторе достаточно высоки, чтобы можно было не учитывать статистические флуктуации, и в то же время не настолько велики, чтобы нужно было учитывать влияние реактивностной обратной связи. Именно в этом приближении определяются период разгона реактора, реактивность и связь временного и пространственного распределений плотности нейтронов. Уравнения собственно кинетики реакторов можно вывести из уравнений статистического рассмотрения. Величины, определяемые уравнениями собственно кинетики, являются средними (математическими ожиданиями) величин, определяемых из статистических уравнений.

Область собственно динамики реакторов объединяет все случаи нестационарных процессов, при которых нейтронные переходные явления сопровождаются изменениями температуры среды реактора. В этом наиболее сложном случае изменения мощности влекут за собой изменения реактивности, а они, в свою очередь, влияют на поведение мощности. Очевидно, что указанная картина должна наблюдаться лишь при высоком уровне мощности.

Явления стохастической кинетики и собственно кинетики имеют много общего для всех типов реакторов. Если говорить о теоретическом описании этих явлений, то некоторые отличия, встречающиеся в решениях задач применительно к разным типам реакторов, в большинстве случаев обусловлены лишь теми приближениями, которые вводятся ради упрощения решений. Указанные приближения могут быть весьма специфичными для отдельных типов ядерных устройств.

Совсем иная картина наблюдается в области динамики реакторов. Задачи динамики реакторов отличаются большим разнообразием, связанным с различной природой источников реактивностной обратной связи для отдельных типов ядерных устройств. Даже в самих уравнениях динамики для различных типов реакторов мало общего.

Теория и методы расчета переходных явлений в реакторах интенсивно совершенствовались в течение более 50 лет, прошедших после первых опытов на ядерных устройствах. Одни из этих методов разрабатывались в применении к реакторам и реакторной кинетике вообще, другие - применительно к импульсным реакторам. К настоящему времени имеются адекватные методы расчета переходных явлений практически для всех типов реакторов.

Настоящий обзор посвящен рассмотрению стохастической кинетики и собственно кинетики реакторов с акцентом на проблемы, актуальные в при-

менении к апериодическим импульсным реакторам (АИР). Рассмотрение задач стохастической кинетики основано на общих уравнениях баланса вероятностей [1, 2], являющихся частными формами уравнения А. Н. Колмогорова для стохастического марковского процесса [3]. Значительное внимание уделено решениям в терминах ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений [4]. Этот подход наиболее эффективен в применении к реакторам со слабым источником нейтронов.

В круге вопросов собственно кинетики реакторов дана характеристика наиболее известных подходов к математической формулировке детерминистских уравнений кинетики и к методам их решения. Освещены последние работы по применению специальных дифференциальных или интегральных уравнений кинетики, позволяющих адекватно учитывать деления, производимые долго блуждающими в среде реактора замедленными нейтронами [5-8]. Важное значение придано также задаче определения нейтронного фона в реакторных залах и учета влияния этого фона на характеристики переходных явлений в реакторах, в частности на параметры генерируемых в них импульсов делений [9, 10].

По возможности более точное решение указанных задач кинетики важно не только в аспекте адекватного обоснования нормальных режимов работы ядерных устройств, но и с точки зрения безопасности их эксплуатации. Как говорилось выше, в реакторе со слабым источником нейтронов в начальный момент очень существенна роль статистических флуктуаций плотности нейтронов. Статистические флуктуации могут приводить к качественным отличиям роста мощности от зависимости, следующей из решений обычных, т.е. детерминистских, уравнений кинетики [4]. В ядерных устройствах лишь малая доля нейтронов способна порождать устойчивые цепи делений. Поэтому реактору со слабым источником нейтронов, даже надкритичному, какое-то время присущи крайне низкий уровень мощности и практически полная нечувствительность к изменениям, производимым в его конфигурации. На этой фазе могут быть легко введены большие реактивности, чреватые опасностью серьезных аварий [11].

Рассмотренные в обзоре вопросы кинетики и кинетических расчетов важны прежде всего в применении к АИР - устройствам, предназначенным для многократного генерирования контролируемых вспышек делений атомных ядер. Со своей стороны, импульсные реакторы предоставляют богатые возможности для проведения разнообразных кинетических экспериментов и прослеживания кинетических зависимостей. Например, влияние окружающих предметов и стен помещения на кинетику реактора, зависимость периода разгона мощности от реактивности и параметров запаздывающих нейтронов (ЗН) легко прослеживаются с помощью быстрых импульсных реакторов [12-14]. В переходных процессах этих устройств с особой четкостью проявляется влияние флуктуаций плотности нейтронов. Хорошо известны результаты опытов по кинетике импульсного реактора Godiva-II, выполненных Уименом, Уайтом и др. [12]. Было убедительно показано, что в отсутствие иного, кроме спонтанных делений ядер урана, источника нейтронов импульс в реакторе Godiva-II, находящемся в надкритическом состоянии, развивается в среднем через секунды, а не через миллисекунды, как это следует из уравнений детерминистской кинетики.

1. СТОХАСТИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

1.1. Роль флуктуаций интенсивности делений в реакторах. Как уже не раз отмечалось выше, в реакторе со слабым источником нейтронов в начальный момент существенна роль статистических флуктуаций плотности нейтронов. Статистические флуктуации могут приводить к значительным отклонениям роста мощности от зависимости, следующей из решений обычных, т.е. детерминистских, уравнений кинетики. В тех случаях, когда мощность реактора начиная с некоторого момента времени определяется влиянием обратных связей и уравнения кинетики вследствие этого нелинейны, такие отклонения могут быть очень значительными (Хансен [4]).

С особой четкостью влияние флуктуаций плотности нейтронов проявляется в импульсных реакторах на быстрых нейтронах с активной зоной (АЗ) из высокообогащенного изотопом ^{235}U и металлического урана. Об этом убедительно свидетельствуют упоминавшиеся выше классические опыты по измерению стохастической задержки развития импульса в быстром реакторе, выполненные Уименом, Уайтом и др. на АИР Godiva-II [12].

В указанном эксперименте была выполнена серия из 94 измерений, в которых определялось время, прошедшее от ступенчатого ввода начальной избыточной реактивности до момента достижения высокой интенсивности делений в реакторе (т.е. до момента фиксации импульса). Измерения проводились в условиях наличия лишь слабого источника нейтронов, связанного со спонтанными делениями ядер урана (~ 90 нейтр./с) и с распадом предшественников запаздывающих нейтронов (~ 200 нейтр./с). Вводимая избыточная реактивность составляла $0{,}05\beta_{эф}$ или примерно $3{,}5\cdot10^{-4}$ выше критичности по мгновенным нейтронам.

Результат эксперимента в виде гистограммы показан на рис. 1. Как видно из рисунка, при слабом источнике нейтронов импульс в Godiva-II развивается с запаздыванием от десятых долей секунды до одиннадцати секунд. Это запаздывание очень значительно, если сопоставлять его с равным ~ 0,7 мс временем развития импульса в рамках детерминированной кинетики АИР.

Указанный эксперимент относится к импульсам на мгновенных нейтронах. На реакторе Godiva-II получены также опытные данные по флуктуациям времени развития импульса делений на запаздывающих нейтронах после ступенчатого ввода избыточной реактивности (Вильямс [15], Хансен [4]).

Фиксировался интервал времени, за который интенсивность делений в реакторе достигает уровня

$2{,}7 \cdot 10^{11}$ дел./с вслед за ступенчатым вводом избыточной реактивности с учетом запаздывающих нейтронов $0{,}7\beta_{эф} \cong 4{,}7 \cdot 10^{-3}$. Было сделано 22 пуска при одинаковых начальных условиях с источником нейтронов интенсивностью ~ 90 нейтр./с. Время достижения предписанного уровня интенсивности делений в этих опытах изменялось от 25,4 до 43,9 с при среднем значении 31,8 с.

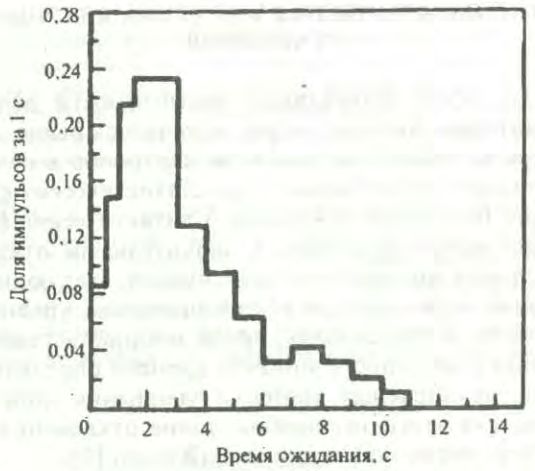


Рис. 1. Экспериментальное распределение для времени ожидания импульса делений в реакторе Godiva-II (распределение нормировано к единице площади под гистограммой) [12]

Цитируемые опыты с импульсами на мгновенных и запаздывающих нейтронах послужили реальным свидетельством важной роли флуктуационных явлений в реакторах со слабым источником нейтронов. Данные этих экспериментов на Godiva-II до сих пор используются в качестве теста для подтверждения правильности теоретических моделей при описании стохастической кинетики реакторов.

О важной роли флуктуаций в реакторах свидетельствуют и результаты более поздних аналогичных измерений, выполненных Кази на быстром АИР APRFR [16]. Непосредственной целью этого эксперимента было определение вероятности преждевременного инициирования импульса. Избыточная реактивность по мгновенным нейтронам, соответствующая номинальному импульсу делений и равная $7{,}5 \cdot 10^{-4}$, вводилась не ступенчато (т.е. мгновенно), а за некоторое время (полный ввод импульсного стержня осуществлялся за 0,325 с). Инициированию импульса предшествовал 20-минутный интервал выдерживания реактора в подкритическом состоянии.

Результаты этих измерений приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что и в реакторе APRFR имеет место значительная, хотя и не столь большая, как в Godiva-II, флуктуационная задержка в развитии импульса. Уменьшение в сравнении с Godiva-II задержки связано, во-первых, с большей в APRFR начальной реактивностью и, во-вторых, по-видимому, с большей интенсивностью источника нейтронов. В этом эксперименте два импульса из общего числа 65, представленных на рис. 2, были инициированы преждевременно, т.е. до окончания ввода избыточной реактивности.

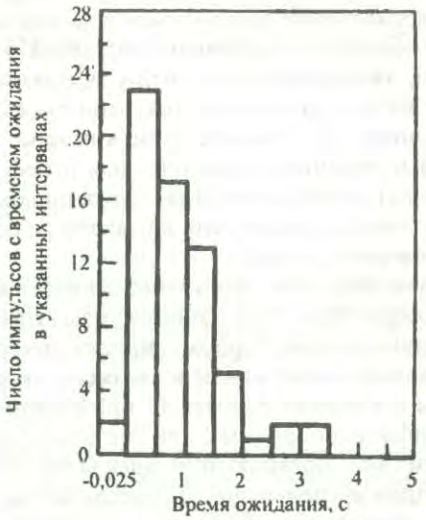


Рис. 2. Реактор APRFR. Экспериментальная диаграмма импульсов с временем ожидания в пределах указанных интервалов (время ожидания отсчитывается от момента полного введения импульсного стержня; два импульса левой колонки, соответствующей отрицательным временам ожидания, инициированы до окончания полного ввода реактивности) [16]

Экспериментальное наблюдение следствий флуктуаций нейтронной плотности проводилось также на ранней стадии эксплуатации АИР SPR-II (доклад О'Бриина [17]). Эффекты задержки в установлении устойчивой цепи делений наблюдались также на растворных критических сборках, а именно в опытах программы CRAC (Consequences Radiologiques d'un Accident de Critique), проводимых во Франции (Лекорче и Револь [18], Сиил [19]). Программа CRAC преследовала прежде всего цель получения данных для оценки последствий надкритических аварий с различными растворами уранилнитрата.

Исследовались растворы различных концентраций. Ряд экспериментов серии CRAC проводился без внешнего источника нейтронов для демонстрации поведения мощности в сборке со "слабым" источником нейтронов. Было показано, что при больших скоростях ввода реактивности растворы без источника нейтронов проявляют прогрессирующую тенденцию к значительному запаздыванию в инициировании импульса и к увеличению энерговыделения во вспышке [19].

Источниками флуктуаций в интенсивности цепной реакции в реакторах нулевой мощности могут быть (Вильямс [15]):

1. Флуктуации в числе нейтронов на деление, т.е. вероятность распределения P_ν излучения ν нейтронов при делении. В обычной теории реактора имеют дело только со средним значением $\bar{\nu} = \sum_\nu \nu P_\nu$. В действительности локальное возрастание ν может вести к локальному увеличению потока нейтронов и значения k (коэффициента размножения нейтронов).

2. Флуктуации во времени между ядерными событиями. Обычно уравнения реактора формулируются в терминах среднего времени жизни нейтрона относительно поглощения, деления и рассеяния. Однако в действительности и здесь проявляются законы вероятности, и распределение времен τ' между столкновениями $p(\tau')d\tau' = \frac{1}{\bar{\tau}'} e^{-\tau'/\bar{\tau}'} d\tau'$, где $p(\tau')d\tau'$ есть вероятность, что данное событие будет иметь место во временном интервале (τ', $\tau' + d\tau'$) после предыдущего события этого типа.

3. Вероятность, что частное событие может быть делением, рассеянием или поглощением. Возможно, например, что будет наблюдаться последовательность делений или поглощений, ведущая к кратковременному быстрому росту или падению k.

Отмеченные особенности поведения мощности реактора при слабом источнике нейтронов или на начальном участке разгона требуют в некоторых случаях знания функции распределения вероятностей для плотности нейтронов и предшественников ЗН в реакторе или первых моментов этой функции в зависимости от времени, реактивности и других характеристик реактора. Эти сведения необходимы при проведении оценок возможных аварийных энерговыделений в реакторах, а также при отработке способов генерирования импульсов делений в АИР.

Флуктуации максимальной интенсивности и числа делений в импульсах существенно проявляются также в кинетике импульсных реакторов периодического действия, работающих на принципе внешней модуляции реактивности (Шабалин [20]).

1.2. Распределение вероятностей и производящая функция. Задаче расчета распределения вероятностей для нейтронов и предшественников ЗН в размножающих системах посвящены теоретические работы многих авторов (Хансен [4], Вильямс [15, 21], Курант и Уолейс [1], Пал [22], Белл [2, 23], Белл и др. [24], Гурвитц, Макмиллан и др. [25], Говорков [26], Колесов [27], Стейси [28], Волков [29], Паркс [30], Бен-Хейм и Илайс [31], Сэлми и Луинс [32] и др.). В некоторых из этих работ рассмотрение ограничивается анализом двух первых моментов распределения вероятностей, при этом поведение первого момента получают из решений обычных уравнений кинетики, а поведение второго момента определяют на основании стохастических моделей. В некоторых работах задача решается для простых систем без запаздывающих нейтронов или в предположении нулевого времени жизни мгновенных нейтронов. Используются также модели, в которых инициирование устойчивых цепей делений рассматривается стохастически, а их размножение - детерминистски.

Наиболее последовательно и полно эта задача исследована в статьях Белла [2], Белла и др. [24] в рамках модели, не зависящей от пространственных координат и энергии нейтронов при всех шести группах ЗН. Предполагалось, что реактивность и источник нейтронов могут зависеть от времени, значение времени жизни мгновенных нейтронов может быть любым. Решение полученных уравнений в этих статьях в общем случае находится численно. Для более простого варианта задачи, предполагающего наличие лишь одной группы запаздывающих нейтронов, постоянную реактивность и малое время жизни мгновенных нейтронов, получены также аналитические решения, при этом определено полное распределение вероятностей, а не только два первых его момента.

Рассмотрение стохастических процессов проведено в статьях [2, 24] на основе следующего получаемого из условий баланса вероятностей дифференциального уравнения:

$$\frac{dP(n,\vec{m},t)}{dt} = -\left(\frac{n}{\tau}\right)P(n,\vec{m},t) +$$

$$+\sum_{j=0}^{J}(n-j+1)\frac{C_{j,0}(t)}{\tau}P(n-j+1,\vec{m},t) + \sum_{j=0}^{J}\sum_{i=1}^{I}(n-j+1)\times$$

$$\times\frac{C_{j,i}(t)}{\tau}P(n-j+1,\vec{m}-\vec{\delta}_i,t) +$$

$$+\sum_{i=1}^{I}\lambda_i\left[(m_i+1)P(n-1,\vec{m}+\vec{\delta}_i,t) - m_iP(n,\vec{m},t)\right] +$$

$$+\sum_{k=1}^{K}S_k(t)\left[P(n-k,\vec{m},t) - P(n,\vec{m},t)\right]. \qquad (1)$$

Здесь введены обозначения: $P(n,\vec{m},t) = P(n,m_1,...,m_I,t)$ – вероятность того, что в момент t в системе имеется точно n нейтронов и m_i источников запаздывающих нейтронов типа i (i = 1, 2, ..., I); $\vec{m}$ – вектор с компонентами m_1, ..., m_I; τ – среднее время жизни мгновенных нейтронов; λ_i – постоянная распада источников запаздывающих нейтронов группы i; $S_k(t)$, k = 1, 2, ..., K – источник нейтронов ($S_k(t)dt$ – вероятность испускания источником k нейтронов за интервал dt; вероятность для $k > 1$ дает возможность вводить коррелированные источники, такие, как спонтанное деление, при котором в одном событии может появляться несколько нейтронов); $C_{j,0}(t)dt/\tau$ (j = 0, 1, ..., J) – вероятность того, что в интервале времени dt исчезает один нейтрон, испускается j нейтронов и не образуется ни одного источника запаздывающих нейтронов; $C_{j,i}(t)dt/\tau$ (j = 0, 1, ..., J; i = 1, 2, ..., I) – вероятность того, что в интервале времени dt исчезает один нейтрон, испускается j нейтронов и образуется один источник запаздывающих нейтронов группы i; $\vec{\delta}_i$ – вектор с нулевыми компонентами, за исключением компоненты с индексом i, равной 1.

Предполагается, что образование в одном делении сразу нескольких запаздывающих нейтронов одной и той же группы i исключено. Если к тому же невозможно образование сразу нескольких запаздывающих нейтронов различных групп, то

$$\sum_{j=0}^{J}\left[C_{j,0}(t) + \sum_{i=1}^{I}C_{j,i}(t)\right] = 1.$$

Коэффициенты $C_{j,0}(t)$, $C_{j,i}(t)$ можно истолковать также следующим образом. Нейтрон, исчезающий

в момент t, или с вероятностью $p_f(t)$ вызывает деление, или с вероятностью $[1 - p_f(t)]$ не производит потомков (поглощается или вылетает из системы). Если нейтрон вызывает деление, то с вероятностью $p_{j,i}$ при делении испускается j мгновенных нейтронов и один источник запаздывающих нейтронов типа i. Полагая $p_{j,i}$ не зависящими от времени, можно записать

$$C_{j,i}(t) = p_f(t)p_{j,i}, \text{ если } i \neq 0, j \neq 0;$$

$$C_{0,0}(t) = 1 - p_f(t) + p_f(t)p_{0,0},$$

и далее

$$\sum_{j=0}^{J} j\left[p_{j,0} + \sum_{i=1}^{I} p_{j,i}\right] = \bar{\bar{\nu}};$$

$$\sum_{j=0}^{J}\left[jp_{j,0} + (j+1)\sum_{i=1}^{I} p_{j,i}\right] = \bar{\nu} = \bar{\bar{\nu}} + \beta\bar{\nu};$$

$$p_f(t)\bar{\bar{\nu}} = \tilde{k}(t); \quad p_f(t)\bar{\nu} = k(t),$$

где $\bar{\bar{\nu}}$ – среднее число мгновенных нейтронов на акт деления; $\bar{\nu}$ – среднее число мгновенных и запаздывающих нейтронов на акт деления; $\beta\bar{\nu}$ – среднее число запаздывающих нейтронов; $k(t)$ – полный коэффициент размножения нейтронов; $\tilde{k}(t)$ – коэффициент размножения мгновенных нейтронов.

Уравнение (1) выражает следующее: вероятность наличия в системе n нейтронов и $\vec{m}$ источников запаздывающих нейтронов в момент $t + dt$ равна вероятности n, $\vec{m}$ в момент t минус та же вероятность, умноженная на вероятность гибели нейтрона в интервале dt, плюс сумма по j вероятности $(n - j + 1, \vec{m})$ в момент t, умноженной на вероятность увеличения числа мгновенных нейтронов в интервале dt на $j - 1$ без появления новых источников запаздывающих нейтронов, плюс сумма по j и i вероятности $(n - j + 1, \vec{m} - \vec{\delta}_i)$ в момент t, умноженной на вероятность увеличения числа мгновенных нейтронов в интервале dt на $j - 1$ и источников запаздывающих нейтронов группы i на 1, плюс сумма по i вероятности $(n - 1, \vec{m} + \vec{\delta}_i)$ в момент t, умноженной на вероятность распада одного источника запаздывающих нейтронов группы i в интервале dt, плюс вероятность $n - k$, $\vec{m}$ в момент t, умноженная на вероятность испускания источником k нейтронов за интервал dt.

Уравнение (1) решается с помощью перехода к производящей функции

$$G(x,\vec{y},t) = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m_1=0}^{\infty}\ldots\sum_{m_I=0}^{\infty} x^n y_1^{m_1}\ldots y_I^{m_I} P(n,\vec{m},t). \quad (2)$$

Уравнение для G получают умножением обеих частей уравнения (1) на $x^n y_1^{m_1}\ldots y_I^{m_I}$ и суммированием по $n_1, m_1, \ldots, m_I$. Оно имеет вид

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \frac{1}{\tau}\left[-x + \sum_{j=0}^{J} x^j C_{j,0}(t) + \sum_{j=0}^{J}\sum_{i=1}^{I} x^j y_i C_{j,i}(t)\right]\frac{\partial G}{\partial x} + \sum_{i=1}^{I}\lambda_i(x - y_i)\frac{\partial G}{\partial y_i} + \sum_{k=1}^{K} S_k(t)\left(x^k - 1\right)G. \quad (3)$$

Это уравнение впервые выведено в работе Куранта и Уолейса [1].

Из (2) видно, что производные от G по x и y_i в точках $x = y_i = 1$ $(i = 1, \ldots, I)$ дают моменты распределения вероятностей

$$\left.\frac{\partial G}{\partial x}\right|_{x=y_i=1} = \bar{n}; \quad \left.\frac{\partial^2 G}{\partial x^2}\right|_{x=y_i=1} = \overline{n(n-1)}; \quad \left.\frac{\partial G}{\partial y_i}\right|_{x=y_i=1} = \bar{m}_i.$$

С другой стороны,

$$G\big|_{x=y_i=0} = P(0,\vec{0},t); \quad \left.\frac{\partial G}{\partial x}\right|_{x=y_i=0} = P(1,\vec{0},t).$$

Подобные же выражения могут быть получены из (3).

1.3. Расчеты производящей функции вероятностей. В статье Белла [2] дан качественный анализ свойств решения уравнения (3). В общем случае уравнение (3) решается с помощью метода характеристик

$$G(x,\vec{y},t) = G(\xi,\vec{\eta},0)\exp\left\{\int_0^t S_1(t')\left[x(\xi,\vec{\eta},t') - 1\right]dt'\right\}, \quad (4)$$

где $G(\xi,\vec{\eta},0)$ – начальное значение функции $G(x,\vec{y},t)$; x и $\vec{y}$ – функции ξ, $\vec{\eta}$ и t, такие, что одновременно удовлетворяются уравнения характеристики

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{g(x,\vec{y},t)}{\tau}; \quad \frac{dy_i}{dt} = \lambda_i(y_i - x) \quad (5)$$

при условии $x = \xi$ и $\vec{y} = \vec{\eta}$ при $t = 0$. Здесь g – коэффициент при $\frac{1}{\tau}\frac{\partial G}{\partial x}$ в уравнении (3)

$$g(x,\vec{y},t) = -x + \sum_{j=0}^{J} x^j C_{j,0}(t) + \sum_{j=0}^{J}\sum_{i=1}^{I} x^j y_i C_{j,i}(t); \quad (6)$$

источник нейтронов в (4) предполагается некоррелированным ($S_k = 0$ при $k = 1$). В дальнейшем индекс 1 у S опускается. Численное интегрирование уравнений (5) для различных $(\xi,\vec{\eta})$ позволяет каждому заданному набору $(x,\vec{y},t)$ поставить в соответствие $(\xi,\vec{\eta})$ и затем, вычислив входящий в (4) интеграл вдоль характеристики, определить G. Предполагается, что при $t = 0$ функция G известна, поскольку известно распределение вероятностей $P(n,\vec{m},0)$. Найденную функцию $G(x,\vec{y},t)$ можно трактовать как образ Лапласа для распределения вероятностей $P(n,\vec{m},t)$. Эта трактовка следует из того факта, что при больших n, $\vec{m}$ суммы в (2) можно заменить интегралами и представить $G(x,\vec{y},t)$ в виде

$$G(x,\bar{y},t)\approx \int_0^\infty\!\!\ldots\int_0^\infty \exp\left(n\ln x + m_1\ln y_1 + \ldots + m_I \ln y_I\right)\times$$
$$\times P(n,\bar{m},t)\,dn\,dm_1\ldots dm_I .$$

Отсюда видно, что $G(x,\bar{y},t)$ является (I+1)-кратным образом Лапласа $P(n,\bar{m},t)$.

Распределение вероятностей $P(n,\bar{m},t)$ определяется по найденной $G(x,\bar{y},t)$ с помощью обратного преобразования Лапласа, в общем случае также выполняемого численно [24]. Если искомым является не полное распределение $P(n,\bar{m},t)$, а распределение лишь по одному из n_1, m_1, ..., m_I, например распределение

$$P(n,t)=\sum_{m_1=0}^{\infty}\ldots\sum_{m_I=0}^{\infty}P(n,\bar{m},t)$$

с производящей функцией

$$G\left(x,\hat{1},t\right)\approx\int_0^\infty \exp\left(n\ln x\right)P(n,t)\,dn ,$$

то задача получения обратного преобразования Лапласа упрощается. Для этого случая в статье [24] выполнены конкретные расчеты и проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными на реакторе Godiva-II. Достигнуто хорошее согласие результатов расчета и эксперимента.

В частных случаях могут быть найдены точные аналитические решения для уравнения (3) и для обращения $G(x,\bar{y},t)$. Аналитические решения, полученные Беллом, приведены ниже.

1. Запаздывающие нейтроны и источник нейтронов отсутствуют; имеется один нейтрон в момент $t = t_0$

$$P(n,t)=\left[1-p(t_0)\right]\delta(n)+\frac{p^2(t_0)}{\bar{n}(t,t_0)}\exp\left(-\frac{p(t_0)n}{\bar{n}(t,t_0)}\right), \quad (7)$$

где

$$\bar{n}(t,t_0)=\exp\int_{t_0}^{t}\alpha(t')dt';\ \ \alpha(t)=\frac{\tilde{k}-1}{\tau};$$

$$p(t_0)=\left[\int_{t_0}^{\infty}\frac{\chi_2'}{2}\exp\left(-\int_{t_0}^{t'}\alpha(t'')dt''\right)dt'\right]^{-1};\ \ \chi_2'=\frac{p_f\chi_2}{\tau};$$

$$\chi_2=\sum_{i=0}^{I}\chi_{2,i};\ \ \chi_{I,i}=\sum_{j=1}^{J}j(j-1)\ldots(j-I+1)p_{j,i}$$

($p_{j,i}$ – вероятность образования в одном делении j нейтронов и одного источника запаздывающих нейтронов группы i); $\delta(n)$ – целочисленная дельта-функция.

2. Запаздывающие нейтроны отсутствуют; источник нейтронов S постоянен; в начальный момент t_0 нейтронов нет

$$P(n,t)=\left(\frac{\eta n(t)}{\bar{n}(t)}\right)^{n-1}\frac{\eta}{\bar{n}(t)(n-1)!}\exp\left(-\frac{\eta n(t)}{\bar{n}(t)}\right);$$

$$\bar{n}(t)=\int_{t_0}^{t}S\exp\int_{t'}^{t}\alpha(t'')dt''dt';\ \ \eta=\frac{2S}{\chi_2'}. \quad (8)$$

При больших значениях η (сильный источник нейтронов) распределение узко и сосредоточено около $n=\bar{n}$, при малых значениях η (слабый источник нейтронов) распределение очень широко.

3. Система подкритическая без учета и надкритическая с учетом запаздывающих нейтронов, с одной группой запаздывающих и малым временем жизни мгновенных нейтронов. При больших t

$$P(m,t)=\left\{C\exp\left[1-(c/2a)\right]t\right\}^{2aS}\frac{m^{2aS-1}}{(2aS-1)!};$$

$$C=2a\left(1-\frac{2a}{c}\right)\exp\left(\frac{c}{a}-2\right);\ a=\frac{\bar{\tilde{\nu}}\left(1-\tilde{k}\right)}{\tilde{k}\chi_2};\ c=\frac{2\bar{\nu}\beta_1}{\chi_2}$$

(S постоянно).

4. Мгновенно-критическая система с одной группой запаздывающих нейтронов и с малым временем жизни мгновенных нейтронов. При больших t

$$P(n,t)\approx\frac{B}{(\gamma-1)!}\left(\frac{n}{\exp(\alpha t)}\right)^{\gamma}\frac{1}{n},$$

где

$$\gamma=\frac{2S\tau\bar{\nu}}{k\chi_2}\left(1-\frac{c}{2a}\right);$$

$$B=\left[e^{c}\left(\frac{\Delta}{4a^2}\right)^{\lambda\tau\left(a-\frac{c}{2}\right)\Big/\left(\tilde{k}-1\right)}\cdot\left(1-\frac{c}{2a}\right)^{a}\right]^{\frac{2S}{\lambda}};$$

$$\Delta=\lambda\tau\frac{2\beta}{\left(\tilde{k}-1\right)\chi_2}\approx\lambda\tau\frac{2\beta}{\tilde{k}-1}.$$

Способ численного решения уравнений для производящих функций, близкий к рассмотренному выше, развит также в работе Гурвитца, Макмиллана и др. [25]. В частности, в работе [25] проведен численный анализ стохастических явлений в реакторах при линейном росте реактивности и одной группе ЗН.

1.4. Ограниченные и бесконечные цепи делений. В применении к задаче описания флуктуаций плотности нейтронов в статье Хансена [4] введены в рассмотрение два альтернативных понятия: ограниченные и бесконечные (устойчивые) цепи делений. Использование этих понятий особенно эффективно при исследовании флуктуаций в реакторах на быстрых нейтронах, в которых устойчивая цепь, если она возникла, растет чрезвычайно быстро.

Любой нейтрон, появившийся в реакторе, независимо от состояния последнего может вызвать цепочку делений. Эта цепочка может быть короткой. Она может быть разветвленной, содержащей большое число делений, но, тем не менее, также обрывающейся. Во всех подобных случаях имеют дело с ограниченными цепями делений. Однако цепь делений может никогда не оборваться, т.е. быть неог-

раниченной (устойчивой). При постоянной реактивности в подкритическом реакторе все цепочки, порождаемые отдельными нейтронами, могут быть только ограниченными. Это заключение справедливо также в отношении точно критического реактора (предполагается, что запаздывающие нейтроны отсутствуют). И в надкритическом реакторе лишь редкие нейтроны порождают устойчивые цепи делений (как показано в работе [4], вероятность одному нейтрону источника вызвать устойчивую цепь делений равна примерно $\Delta\tilde{k}$).

В реакторах на быстрых нейтронах флуктуационные задержки в росте мощности на начальном участке почти полностью обусловлены временем установления первой устойчивой цепи делений. Можно считать, что в реакторах на быстрых нейтронах время достижения практически сколь угодно большой мощности равно времени возникновения первой устойчивой цепи делений.

Эта особенность реакторов на быстрых нейтронах позволила Хансену ограничиться при исследовании начальной фазы роста мощности лишь рассмотрением флуктуаций в установлении устойчивой цепи делений, т.е. не учитывать флуктуации в росте самой устойчивой цепи делений. При этом подходе были получены эффектным способом очень компактные и удобные для оперативных применений аналитические формулы для вероятности возникновения первой устойчивой цепи делений, для флуктуационной задержки развития импульса и сформулирован критерий "слабого" и "сильного" источников нейтронов.

Рассмотрение проведено на основе простой, не зависящей от пространственных координат и энергии модели реактора. Все нейтроны в этой модели ведут себя одинаковым образом, имеют вероятность p_f произвести деление, и в делении с вероятностью $P_{\tilde{\nu}}$ излучается $\tilde{\nu}$ нейтронов. Вводятся величины w_0 – вероятности нейтрону источника вызвать устойчивую цепь делений и w_f – вероятности делению вызвать устойчивую цепь ($w_0 = p_f w_f$). Эти основополагающие для избранного в работе [4] способа анализа величины определяются из уравнения

$$1-w_f=\sum_{\tilde{\nu}=0}^{\infty}P_{\tilde{\nu}}\left(1-p_f w_f\right)^{\tilde{\nu}}, \qquad (9)$$

являющегося констатацией того факта, что вероятность $1 - w_f$ делению не вызвать устойчивую цепь делений равна вероятности, что ни один из возникших при делении нейтронов не вызовет такой цепи.

В случае небольших надкритичностей, когда $p_f w_f \ll 1$, допустимо использовать представление

$$\left(1-p_f w_f\right)^{\tilde{\nu}}\approx 1-\tilde{\nu}p_f w_f+\tilde{\nu}\left(\tilde{\nu}-1\right)p_f^2 w_f^2/2$$

и свести в результате уравнение (9) к следующему:

$$1-w_f=1-p_f w_f\,\bar{\tilde{\nu}}+\frac{p_f^2 w_f^2}{2}\overline{\tilde{\nu}\left(\tilde{\nu}-1\right)}. \qquad (10)$$

Из (10) получено

$$w_0=p_f w_f=\begin{cases}2\Delta\tilde{k}/\left(\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2\right) & \text{при}\quad 0<\Delta\tilde{k}\ll 1;\\ 0 & \text{при}\quad \Delta\tilde{k}\le 0.\end{cases} \qquad (11)$$

Здесь учтено, что $p_f\,\bar{\tilde{\nu}}=1/\tilde{k}$, и введено обозначение $\Gamma_2=\overline{\tilde{\nu}\left(\tilde{\nu}-1\right)}\Big/\left(\bar{\nu}\right)^2$ (для различных делящихся нуклидов константа Γ_2 близка к 0,8).

При мощности источника нейтронов S нейтронов в секунду ожидаемое число устойчивых цепей, инициируемых за секунду, очевидно, равно w_0S, и средний временной интервал между последовательными инициациями равен $1/(w_0S)$. Ожидаемый рост плотности нейтронов $n_i(t)$, связанный с i-й устойчивой цепью, представляется выражением $a_0\exp\left[\Delta\tilde{k}\left(t-t_i\right)/\tau\right]$, следующим из обычных уравнений кинетики (a_0 – некоторое стартовое значение n_i). Ожидаемые значения $n_{i+1}(t)$ при этом равны $n_i(t)\exp\left[-\Delta\tilde{k}/\left(w_0S\tau\right)\right]$, и, если $\Delta\tilde{k}/\left(w_0S\tau\right)\gg 1$, полная плотность нейтронов в момент времени t, по существу, полностью определяется нейтронами, связанными с первой устойчивой цепью. Отсюда с помощью (11) в качестве критерия "слабого" источника нейтронов получено следующее неравенство:

$$2S\tau/\left(\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2\right)\ll 1. \qquad (12)$$

Если совместить нуль времени с моментом, когда система становится критической, то время t развития импульса делений можно представить в виде суммы

$$t=t_1+t_2,$$

где t_1 – время образования первой устойчивой цепи делений; t_2 – время, за которое плотность нейтронов, связанная с этой цепью, возрастает до максимума или до какого-либо другого отмеченного уровня. Среднее для t и среднее квадратическое отклонение имеют вид

$$\bar{t}=\bar{t}_1+\bar{t}_2; \qquad (13)$$

$$\left(\overline{t^2}-\bar{t}^2\right)=\left(\overline{t_1^2}-\bar{t}_1^2\right)+\left(\overline{t_2^2}-\bar{t}_2^2\right). \qquad (14)$$

Рассмотрены два наиболее интересных для практики случая.

1. Ступенчатый ввод избыточной реактивности $\Delta\tilde{k}$. В этом случае $\exp(-w_0St_1)$ – вероятность того, что устойчивая цепь делений не возникла до момента t_1. Умножив ее на вероятность w_0Sdt_1 возникновения устойчивой цепи в интервале dt_1, получим вероятность возникновения первой устойчивой цепи делений в момент t_1 в интервале dt_1

$$P\left(t_1\right)dt_1=\exp\left(-w_0St_1\right)w_0Sdt_1. \qquad (15)$$

Из этого распределения следует

$$\bar{t}_1=1/\left(Sw_0\right);\ \left(\overline{t_1^2}-\bar{t}_1^2\right)=1/\left(Sw_0\right)^2. \qquad (16)$$

Показано, что в отсутствие запаздывающих нейтронов $\overline{t_2^2}-\bar{t}_2^2$ мало в сравнении с $\overline{t_1^2}-\bar{t}_1^2$. Следовательно, распределение вероятности для интервала времени, в котором происходит импульс делений, по существу, идентично $P(t_1)dt_1$ и отличается от последнего лишь трансляцией по времени на $\bar{t}_2$.

2. Ввод реактивности по закону $\Delta\tilde{k}=at$. В этом случае в отсутствие запаздывающих нейтронов решение уравнения обычной кинетики

$$\frac{d\bar{n}}{dt}=\frac{\Delta\tilde{k}}{\tau}\bar{n}+S \qquad (17)$$

имеет вид

$$\bar{n}(t)=\exp\left(\frac{at^2}{2\tau}\right)\int_{-\infty}^{t}S\exp\left(-\frac{at'^2}{2\tau}\right)dt'\approx$$

$$\approx S\sqrt{\frac{2\pi\tau}{a}}\exp\left(\frac{at^2}{2\tau}\right)\quad\text{при } t\gg\sqrt{\frac{2\tau}{a}}. \qquad (18)$$

Источники делений, появившиеся до момента $t'=0$, ответственны за половину средней асимптотической плотности нейтронов, представляемой выражением (18). Это означает, что в рассматриваемом случае устойчивые цепи делений, порожденные до момента достижения системой критичности, играют важную роль в формировании $n(t)$. Однако уравнение (17) имеет смысл, только если источник сильный. Иначе обстоит дело при слабом источнике.

В случае зависящего от времени $\tilde{k}$ величина $p_f w_f$, фигурирующая в уравнениях (9), (10), определяется несколько более сложным выражением

$$\frac{1}{\tau\bar{\tilde{\nu}}}\int_{t}^{\infty}\tilde{k}(t')w_f(t')\exp\left(\frac{t-t'}{\tau}\right)dt',$$

а уравнение (10) принимает вид (по-прежнему члены выше w_0^2 не учитываются)

$$\frac{dw_f}{dt}=\frac{w_f}{\tau}\left(\frac{\Gamma_2 w_f}{2}-\Delta\tilde{k}\right). \qquad (19)$$

При выполнении условия $\Delta\tilde{k}(t\to\infty)>0$ решением уравнения (19) служит

$$w_0(t)=\frac{2\tau}{\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2\int_{t}^{\infty}\exp\left(-\frac{1}{\tau}\int_{t}^{t'}\Delta\tilde{k}(t'')dt''\right)dt'} \qquad (20)$$

или при $\Delta\tilde{k}=at$

$$w_0(t)=\frac{\sqrt{8a\tau/\left(\bar{\tilde{\nu}}^2\pi\Gamma_2^2\right)}\exp\left(-at^2/(2\tau)\right)}{1-E_2\left(\sqrt{\frac{a}{2\tau}}t\right)}, \qquad (21)$$

где $E_2(x)$ – интеграл ошибок.

Распределение вероятности для времени возникновения первой устойчивой цепи делений в этом случае имеет вид

$$P(t_1)=w_0(t_1)S\exp\left(-\int_{-\infty}^{t_1}w_0(t')Sdt'\right)=$$

$$=\sqrt{\frac{2a\tau S^2}{\pi\left(\bar{\tilde{\nu}}\right)^2\Gamma_2^2}}\left[\frac{1-E_2\left(\sqrt{\frac{a}{2\tau}}t_1\right)}{2}\right]^{\left(\frac{2S\tau}{\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2}-1\right)}\cdot\exp\left(-\frac{at_1^2}{2\tau}\right). \qquad (22)$$

На рис. 3 представлена зависимость $P(t_1)$ для нескольких значений параметра $2S\tau/\left(\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2\right)$ [4]. Видно, что при $t_1<0$ и слабом источнике P очень мало. Следовательно, роль устойчивых цепей делений, возникших до момента достижения системой критичности, в определении $\bar{t}_1$ и $\bar{t}=\bar{t}_1+\bar{t}_2$ – времени достижения заданного уровня плотности нейтронов – незначительна при слабом источнике. В этом случае согласно (22)

$$P(t_1)\approx\begin{cases}\dfrac{2aSt_1}{\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2}\exp\left(-\dfrac{aSt_1^2}{\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2}\right) & \text{при } t_1\geq 0;\\ 0 & \text{при } t_1<0;\end{cases} \qquad (23)$$

$$\bar{t}_1\approx\sqrt{\frac{\pi\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2}{4aS}};\quad t_1^2\approx\frac{\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2}{aS}.$$

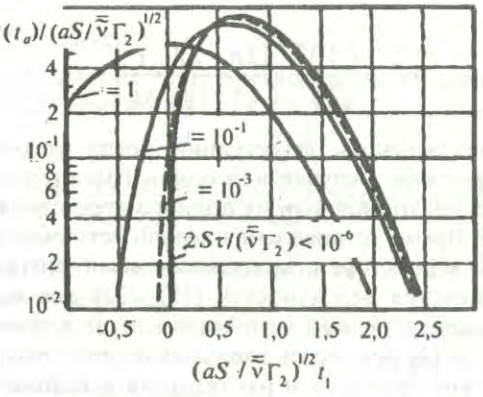


Рис. 3. Распределение вероятности $P(t_1)$ инициирования первой устойчивой цепи делений в момент t_1 для нескольких значений параметра $2S\tau/\left(\bar{\tilde{\nu}}\Gamma_2\right)$ при условии $\Delta\tilde{k}=at$ [4]

Для оценок уровня возможных в реакторах аварийных энерговыделений важное значение имеет реактивность $\left(\Delta\tilde{k}\right)_{\text{макс}}$, которая может быть введена до начала действия механизмов (внутренних или внешних), гасящих цепную реакцию. Значение $\left(\Delta\tilde{k}\right)_{\text{макс}}$ непосредственно зависит от времени запаздывания импульса:

$$\Phi(p_i)=\varphi_2(p_i)-\sum_{k=0}^{n}\frac{a_k}{\left(b^k q+p_i\right)}\left[\frac{p_i\varphi_2(p_i)}{b^k q}+\frac{\varphi_1(p_i)}{b^k q+p_i}\right],$$

$$i=1,2,\ldots,n+2.$$

Конечной целью рассмотрения в статье [27] являлось определение не $P(m, t)$, а $W(t)$ – распределения вероятности образования первой устойчивой цепи делений. Если обозначить с помощью параметра ρ^* одну из возможных реализаций зависимости m от времени, а вероятность реализации $m(\rho^*, t)$ обозначить $M(\rho^*)$, то, очевидно, можно записать

$$S(\rho^*,t)=S_0(t)+\lambda_{эф}m(\rho^*,t); \qquad (34)$$

$$W(\rho^*,t)=w_0\left[S_0+\lambda_{эф}m(\rho^*,t)\right]\times$$

$$\times\exp\left\{-w_0\int_0^t\left[S_0+\lambda_{эф}m(\rho^*,\xi)\right]d\xi\right\}, \qquad (35)$$

где S_0, S – мощности внешнего и полного источников нейтронов; w_0 – вероятность нейтрону источника инициировать устойчивую цепь делений [см. (11)]; $W(\rho^*, t)$ – вероятность возникновения первой устойчивой цепи делений в момент t в случае, когда $m(t)$ имеет вид $m(\rho^*, t)$. Средняя вероятность $W(t)$ определяется выражением

$$\int_{\rho^*}M(\rho^*)W(\rho^*,t)\,d\rho^*. \qquad (36)$$

Таким образом, для определения $W(t)$ необходимо знать все возможные реализации $m(\rho^*, t)$ и их вероятности. Эти сведения можно получить из $P(m, t)$.

Известно, что в надкритическом реакторе с течением времени отношение $m(t)/\overline{m}(t)$ становится не зависящим от времени, а $P(m, t)$ - зависящим только от $m/\overline{m}$ [2]. После того как распределение $P(m, t)$ установится, каждое $m(\rho^*, t)$ будет расти в соответствии с обычными уравнениями кинетики. В этом случае $m(\rho^*, t)$ удовлетворяет уравнению

$$\int_0^{m(\rho^*,t)}P(m,t)\,dm=\rho^*,\quad 0\le\rho^*\le 1. \qquad (37)$$

Допустимо принять, что зависимость (37) приближенно выполняется и при неустановившемся распределении. В этом случае (37) является уравнением относительно верхнего предела и

$$W(t)=w_0\int_0^1\left[S_0+\lambda_{эф}m(\rho^*,t)\right]\times$$

$$\times\exp\left\{-w_0\int_0^t\left[S_0+\lambda_{эф}m(\rho^*,\xi)\right]d\xi\right\}d\rho^*. \qquad (38)$$

В выбранном представлении $P(m, t)$ в виде (32) $m(\rho^*, t)$ определяется следующим образом:

1) $m(\rho^*,t)\equiv 0$ при $\rho^*\le 1-\sum_{k=0}^{n}a_k/b^k q$; (39)

2) $m(\rho^*,t)$ равно корню уравнения

$$\sum_{k=0}^{n}\frac{a_k}{b^k q}\exp\left[-b^k q m(\rho^*,t)\right]=1-\rho^* \qquad (40)$$

при $\rho^*>1-\sum_{k=0}^{n}\frac{a_k}{b^k q}$.

Уравнения (33), (38)–(40) решаются численно.

На рис. 5 экспериментальное значение $W(t)$, полученное на реакторе Godiva-II [12] (см. рис. 1), сравнивается со значением $W(t)$, рассчитанным с помощью уравнений (33), (38)–(40) при $n = 0$ в представлении (32). Видно, что даже при грубом представлении (32) с $n = 0$ расчетное распределение весьма близко к измеренному.

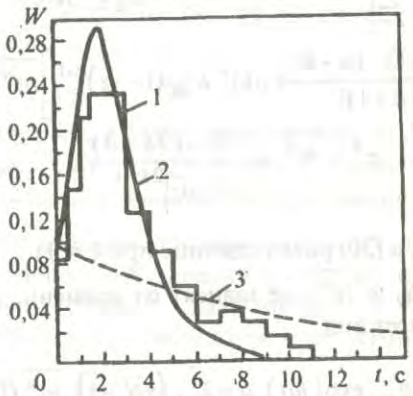


Рис. 5. Вероятность инициирования первой устойчивой цепи делений в зависимости от времени в реакторе Godiva-II при $\Delta\tilde{k} = 3{,}5\cdot10^{-4}$ и $S_0 \approx 90$ нейтр./с (полная мощность источника нейтронов в начальный момент 290 нейтр./с): 1 – эксперимент [12]; 2 – расчет с помощью уравнений (33), (38)-(40); 3 – расчет в пренебрежении влиянием источников запаздывающих нейтронов, накопившихся за счет ограниченных цепей делений

На рис. 5 пунктиром показано $W(t)$, рассчитанное без учета накопления предшественников ЗН в ограниченных цепях делений. Этот и другие расчеты свидетельствуют о том, что при малых $\Delta\tilde{k}$ и S_0 запаздывающие нейтроны, обусловленные делениями в ограниченных цепях, значительно изменяют ход $W(t)$ и уменьшают время $\tilde{t}_1$. Например, при $\Delta\tilde{k} = 1{,}4\cdot10^{-4}$ и $S_0 = 10^2$ нейтр./с ЗН сокращают среднее время установления первой устойчивой цепи делений в 11 раз.

При увеличении $\Delta\tilde{k}$ и S_0 роль ЗН становится все менее существенной. Запаздывающими нейтронами, связанными с делениями в ограниченных цепях, можно пренебречь, если выполняется условие

$$S_0\left(\Delta\tilde{k}\right)^2\ge\lambda_{эф}\beta_{эф}\tilde{\nu}.$$

1.6. Другие модели, использующие понятия ограниченных и бесконечных цепей делений. Подход к решению задач стохастической реакторной кинетики на основе раздельного анализа коротких цепей делений на мгновенных нейтронах и долговременного изменения числа предшественников ЗН, рождающихся в ограниченных цепях делений, использован также в работах [15, 25, 29, 30, 33, 34].

При указанном подходе цепь делений на мгновенных нейтронах рассматривается как событие нулевой длительности. Роль этой цепи в поддержании текущего уровня плотности предшественников ЗН полностью определяется числом произведенных в ней предшественников. Распределение вероятности генерирования r предшественников в одной цепи на мгновенных нейтронах в терминах уравнения (1) можно обозначить как $P(0, r, \infty)$ или $p_d(r)$. Это распределение, вообще говоря, следует записывать как $p_d(r, t)$, поскольку оно зависит от времени через посредство временной зависимости текущего $k_{эф}(t)$. В аспекте долговременной кинетики реактора распределение $p_d(r)$ можно трактовать как аналог распределения P_ν для числа нейтронов, излучаемых в акте деления.

Балансное уравнение для долговременного распределения числа предшественников единой группы ЗН записывается в виде (Вильямс [15]):

$$\frac{dP_d(m,t)}{dt} = -\left(S + \lambda_{эф} m\right) P_d(m,t) + S\sum_{r=0}^{m} p_d(r,t) P_d(m-r,t) + \lambda_{эф}\sum_{r=0}^{m}(m+1-r)\,p_d(r,t)\,P_d(m+1-r,t).$$

Для производящей функции $G_d(v,t) = \sum_{m=0}^{\infty} v^m P_d(m,t)$ получено уравнение

$$\frac{\partial G_d(v,t)}{\partial v} = \lambda_{эф}\left[g_d(v,t) - v\right]\frac{\partial G_d(v,t)}{\partial t} + S\left[g_d(v,t) - 1\right]G_d(v,t), \qquad (41)$$

где $g_d(v,t) = \sum_{r=0}^{\infty} v^r p_d(r,t)$ – вспомогательная производящая функция.

Указанный подход (модель с нулевым временем жизни нейтронов и одной группы ЗН) применен Гурвитцем, Макмилланом и др. (часть I статьи [25]) для анализа флуктуаций интенсивности реакции делений в быстрой реакторной системе на этапе старта со слабым источником. Были разработаны численные методы решения уравнения для производящей функции, аналогичного уравнению (41), при различных формах временной зависимости $k_{эф}(t)$. Приведены результаты конкретных расчетов для широкого диапазона интенсивностей нейтронов, числа предшественников ЗН и скоростей линейного ввода реактивности.

Принцип замены общей задачи описания флуктуаций более простой задачей в приближении нулевого времени жизни нейтронов использован и в более поздней работе Паркса [30]. В этой статье общее уравнение для производящей функции вероятностей сведено к уравнениям для короткоживущих цепей делений и для долговременного процесса изменения плотности предшественников ЗН. В отличие от работы [25], использующей методы прямого численного анализа уравнений, в статье [30] решение ищется с помощью обходных полуаналитических методов.

Оригинальный и вместе с тем весьма близкий теории Хансена метод анализа стохастической кинетики реакторов развит Волковым в статье [29]. Флуктуационные явления в реакторе со слабым источником нейтронов и зависящим от времени $k_{эф}$ анализируются им в рамках точечной модели на основе теории ветвящихся процессов и общепринятых физических представлений о процессах размножения и гибели нейтронов. Вероятность $P_0(\theta, \rho)$ прекращения процесса делений в реакторе к моменту времени ρ, если он начался в момент времени θ от одного нейтрона источника с интенсивностью S, определяется в этом методе формулой

$$P_0(\theta,\rho) = \exp\left[-S\gamma(\theta,\rho)\right], \qquad (42)$$

где $\gamma(\theta,\rho) = \int_{\theta}^{\rho} Q_p^1(\theta,\rho)\,d\theta$; $Q_p^1(\theta,\rho)$ – вероятность того, что время до прекращения процесса делений в реакторе, начавшегося с одного нейтрона в момент времени θ, превышает ρ.

С учетом одной эффективной группы ЗН поведение во времени вероятности $Q_p^1(\theta,\rho)$ описывается системой нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{dQ_p^1(\theta,\rho)}{d\theta} = -\frac{1}{\tau}\left\{\frac{k_{эф}(\theta)}{\bar{\nu}\left\{1 - \sum_{\nu=0}^{\infty} P_\nu\left[1 - \left(1-\beta_{эф}\right)Q_p^1 - \beta Q_p^2\right]^\nu\right\} - Q_p^1}\right\}; \qquad (43)$$

$$\frac{dQ_p^2(\theta,\rho)}{d\theta} = \lambda_{эф}\left(Q_p^2 - Q_p^1\right)$$

с начальным условием

$$Q_p^1(\rho,\rho) = Q_p^2(\rho,\rho) = 1, \qquad (44)$$

где τ – среднее время жизни мгновенных нейтронов; P_ν – распределение числа нейтронов, излучаемых в акте деления. При $k_{эф}$ = const все функции θ и ρ зависят только от $t = \rho - \theta$.

На рис. 6 приведена зависимость вероятности обрыва за конечное время цепочки делений в надкритическом по мгновенным нейтронам реакторе ($k_{эф}$ = const), рассчитанная по теории Хансена и по более точным уравнениям Волкова (42)–(44).

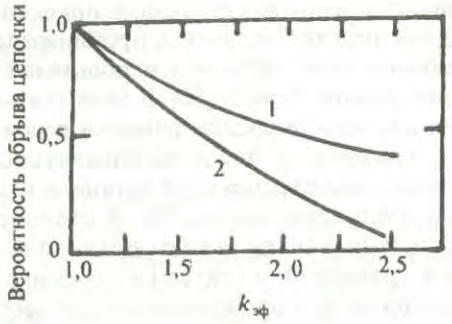


Рис. 6. Зависимость вероятности обрыва цепочки делений $k_{эф}$ ($k_{эф}$ = const) в надкритическом реакторе: 1 – приближение Хансена; 2 – решение уравнений (42)–(44) [29]

Согласно данным статьи [29] рассмотренную выше модель Хансена для расчета вероятности обрыва цепи делений в надкритическом реакторе можно рассматривать как "квадратичное" приближение более точной модели, представленной уравнениями (42)–(44) (см. разложение (10)). Модель Хансена справедлива для малых значений надкритичностей, а при больших надкритичностях заметно завышает вероятность обрыва цепочки делений.

В литературе по стохастическим процессам приводятся и другие формулы для вероятности исчезновения частиц или популяции живых организмов. При этом рассматриваются системы, в которых вероятность данной частице (или данному организму) произвести одну новую за время dt равна λdt, а вероятность данной частице исчезнуть за время dt равна μdt.

В монографии Вильямса [15] приведено выражение для $\lim_{t\to\infty} P(0,t)$, т.е. для вероятности, что по прошествии большого времени в системе не останется ни одной частицы. В общей форме процесса "рождения и гибели" значение $P(0, t)$ может быть точно выражено как

$$P(0,t)=\left\{\frac{\mu\left(e^{(\lambda-\mu)t}-1\right)}{\lambda e^{(\lambda-\mu)t}-\mu}\right\}^{n_0}, \qquad (45)$$

где n_0 – начальное число частиц. Очевидно, что при $\lambda \le \mu$ $P(0, \infty) = 1$, т.е. при достаточно долгом ожидании в системе не останется ни одной частицы. На нейтронном языке в этом случае имеют дело с подкритической или критической системой.

При $\lambda > \mu$ $P(0,\infty)=(\mu/\lambda)^{n_0}$. Это означает, что в данном случае имеется конечная вероятность исчезновения частиц. Хотя система в этом случае надкритична, ансамбль частиц, тем не менее, ввиду его вероятностной природы имеет конечную вероятность исчезнуть.

Как отмечено выше, четкое проявление эффекта задержки в образовании устойчивой цепи делений наблюдалось также в растворных системах (опыты CRAC, см. разд. 1.1). Ранее проявление этого рода эффекта отмечалось в работе Хэнкинса [33], посвященной расчету возможных аварийных вспышек в растворных системах.

В указанной работе Хэнкинса на основании теории Хансена проведено расчетное исследование зависимости задержки в образовании устойчивой цепи и числа делений во вспышке в растворе обогащенного уранилнитрата от скорости ввода реактивности и интенсивности источника нейтронов. Предполагалось, что ввод реактивности с постоянной скоростью от 0,1 до 20 $\beta_{эф}$/с осуществляется посредством залива в АЗ добавочного количества раствора, а нейтроны источника генерируются в реакции (α, n) на кислороде.

Расчет указал на существенное проявление в рассматриваемых системах эффектов запаздывания в образовании устойчивой цепи делений и набегания за время запаздывания избытка реактивности. Так, для скорости ввода реактивности 0,10 $\beta_{эф}$/с время запаздывания и набегаемый за время запаздывания избыток реактивности равнялись 4 с и 0,4 $\beta_{эф}$, а для скорости ввода реактивности 20,0 $\beta_{эф}$/с – соответственно 0,3 с и 6,0 $\beta_{эф}$.

В недавней статье Лукина [34] рассмотрены особенности установления первой устойчивой цепи делений в двухсекционных АИР. Выполненные расчетные оценки показали, что для одиночного реактора и связанной реакторной системы с одинаковыми надкритичностью и суммарным внешним источником нейтронов вероятности появления устойчивых цепей делений в общем случае различаются. Величина указанной вероятности для связанной системы всегда меньше, а масштаб отличия определяется характеристиками системы.

1.7. Более сложные модели стохастической кинетики реакторов. Опубликован ряд работ, посвященных более общему рассмотрению стохастической кинетики реакторов с учетом пространственно-энергетических зависимостей распределения нейтронов.

В статье Говоркова [26] к обычному кинетическому уравнению для потока мгновенных нейтронов добавлены кинетические уравнения для "плотностей произведений" потоков нейтронов, позволяющих помимо прочего определять корреляционные характеристики случайных событий в реакторе.

В статье Белла [23] анализ стохастических процессов в реакторах проводится с учетом пространственно-энергетических зависимостей в распределении нейтронов. Анализ в этой работе основан на рассмотрении распределения $P_n\left(R,t^*;\bar{r},\bar{v},t\right)$ – вероятности того, что присутствие в размножающей системе в момент времени t нейтрона с координатой $\bar{r}$ и скоростью $\bar{v}$ приводит к n нейтронам в области R пространства $\bar{r},\bar{v}$ в момент времени t^*.

Вначале Белл исследует односкоростную задачу с изотропным рассеянием. В этом исследовании вводится функция распределения вероятности $P_n\left(R,t^*;\bar{r},\bar{\Omega},t\right)$ и записывается уравнение баланса вероятностей для P_n. Затем в анализ включается производящая функция распределения вероятности

$$G\left(z;R,t^*;\bar{r},\bar{\Omega},t\right)=\sum_{n=0}^{\infty} z^n P_n\left(R,t^*;\bar{r},\bar{\Omega},t\right),$$

и в результате преобразований уравнения для P_n, аналогичных преобразованиям уравнения (1), выводится интегродифференциальное уравнение для G

$$\bar{\Omega}\mathrm{grad}_{\bar{r}}G+\frac{\partial G}{\partial t}=\sigma(\bar{r},t)\left\{G\left(z;R,t^*;\bar{r},\bar{\Omega},t\right)-\right.$$

$$\left.-\sum_{j=0}^{I}c_j(\bar{r},t)\left[\int G\left(z;R,t^*;\bar{r},\bar{\Omega}',t\right)\frac{d\bar{\Omega}'}{4\pi}\right]^j\right\}, \qquad (46)$$

где $\sigma(\bar{r},t)$ – сечение столкновения для нейтрона; $c_j(\bar{r},t)$ – вероятности мгновенного возникновения в столкновении i нейтронов $\left(i\le I;\ \sum_{i=0}^{I}c_i(\bar{r},t)=1\right)$.

Белл подчеркивает, что уравнение (46), фундаментальное в теории реакторных шумов, впервые было опубликовано Палом в 1963 г. в статье [22].

Функция G в уравнении (46) должна удовлетворять конечным условиям при $t=t^*$ и граничным условиям при $\bar{r}=\bar{r}_в$ для нейтронов, направленных вовне.

Более обычный вид имеет уравнение для функции $Q=1-G$

$$\bar{\Omega}\,\mathrm{grad}_{\bar{r}}Q+\frac{\partial Q}{\partial t}=\sigma\left(\bar{r},t\right)Q-$$

$$-\bar{c}\left(\bar{r},t\right)\sigma\left(\bar{r},t\right)\int Q\left(z;R,t^*;\bar{r},\bar{\Omega}',t\right)\frac{d\bar{\Omega}'}{4\pi}+$$

$$+\sum_{i=2}^{I}(-1)^i\frac{\chi_i(\bar{r},t)\sigma(\bar{r},t)}{i!}\left[\int Q\frac{d\bar{\Omega}'}{4\pi}\right]^i, \qquad (47)$$

где $\bar{c}=\sum_{j=0}^{I}jc_j$; $\chi_i=\sum_{j=2}^{I}j(j-1)...(j-i+1)c_j$; $\bar{c}$ – среднее число нейтронов, излучаемых при столкновении; $\frac{\chi_2}{2!}$ – среднее число пар; $\frac{\chi_3}{3!}$ – среднее число триплетов и т.д.

В принципе уравнение (47) может быть решено для любого фиксированного z, назад по времени со стартом от конечных условий при $t=t^*$: $Q=0$ при $\bar{r},\bar{\Omega}\notin R$ и $Q=1-z$ при $\bar{r},\bar{\Omega}\in R$. Функция Q должна удовлетворять граничному условию $G\left(z;R,t^*;\bar{r}_в,\bar{\Omega},t\right)=0$ при $\bar{\Omega}\cdot\bar{n}>0$..

Уравнения для моментов распределения вероятностей P_n могут быть получены обычным способом – путем дифференцирования уравнения (46) или (47) по z и оценкой результата при $z=1$. Например,

$$\bar{n}\left(R,t^*;\bar{r},\bar{\Omega},t\right)=\left.\frac{\partial G}{\partial z}\right|_{z=1}=-\left.\frac{\partial Q}{\partial z}\right|_{z=1};$$

$$\overline{n(n-1)}=\left.\frac{\partial^2 G}{\partial z^2}\right|_{z=1}=-\left.\frac{\partial^2 Q}{\partial z^2}\right|_{z=1}.$$

Далее, из производных, оцененных при $z=0$, могут быть найдены вероятности наличия в области R определенных чисел нейтронов.

В статье показано также, что линеаризованное уравнение (47) для Q является сопряженным обычному уравнению Больцмана, обсуждены методы решения уравнений для G и Q и найдено, что асимптотическое поведение функций G и Q может быть определено с помощью линейных уравнений, не содержащих явно времени. Прослежено поведение производящей функции как в подкритической, так и в надкритической системе.

Метод решения односкоростной пространственно зависимой задачи был затем распространен на задачи с энергетической зависимостью и анизотропным рассеянием.

На основании количественных оценок, выполненных в процессе рассмотренного выше анализа, Белл вывел заключение, что флуктуации в моделях с пространственной зависимостью проявляются в большей степени, чем в моделях, пространственно независимых. Это связано с тем, что в задачах с пространственной зависимостью нейтрон имеет вероятность вызвать деление, быть поглощенным или вылететь из системы, и каждая из этих вероятностей зависит от координат нейтрона и направления его скорости, тогда как в пространственно независимой модели указанные вероятности для всех нейтронов одинаковы. Проведенные в работе [23] расчеты для Godiva-II показали, что флуктуации в этом реакторе при расчете в рамках пространственно зависимой модели оказываются в 1,48 раза больше, чем при расчете в рамках пространственно независимой модели.

Примерно те же, что и в статье Белла [23], вопросы рассматриваются в более поздней статье Стейси [28]. Отличительной особенностью этой работы является то, что сложный формализм теории стохастических явлений с учетом пространственно-энергетической зависимости доведен в ней до практических расчетных алгоритмов и вычислительных программ, применимых к реальным нестационарным реакторам нулевой мощности. Реактор в этой модели разбивается на ряд зон, нейтроны – на ряд энергетических групп.

Приведенные в статье результаты конкретных расчетов выявили нетривиальные особенности стохастических явлений в реакторах с пространственно-энергетической зависимостью. Найдено, что в подкритическом реакторе стохастические распределения нейтронов сильно зависят от номера зоны и номера группы, а распределения запаздывающих нейтронов – от номера зоны, но при переходе реактора в надкритическое состояние эти распределения принимают асимптотический вид, не зависящий ни от номера зоны, ни от энергии, одинаковый и для нейтронов, и для источников запаздывающих нейтронов. Асимптотическое распределение, однако, зависит от способа, с помощью которого осуществляется переход в надкритическое состояние. Указанные особенности стохастических распределений хорошо прослеживаются на рис. 7 и 8. На этих рисунках показаны сред-

неквадратичные отклонения для распределений нейтронов и источников запаздывающих нейтронов (представляемых одной эффективной группой) в трехзонном реакторе, переводимом из подкритического состояния в надкритическое двумя разными способами.

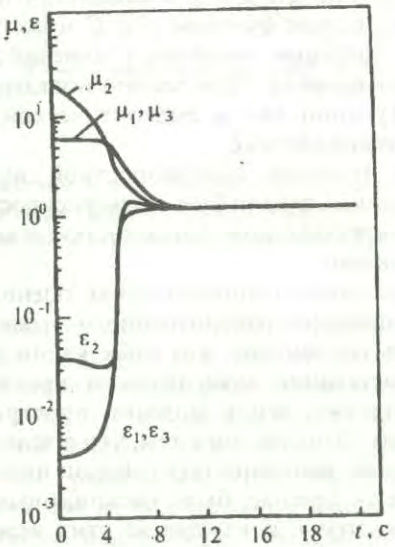


Рис. 7. Среднеквадратичные отклонения для чисел нейтронов (μ_i) и источников запаздывающих нейтронов (ε_i) в зависимости от времени в трехзонном (i = 1, 2, 3) реакторе (реактор переводится в надкритическое состояние путем уменьшения Σ_a в зонах 1 и 3 со скоростью $2{,}83\cdot10^{-4}$ см$^{-1}\cdot$с$^{-1}$ в течение 5 с) [28]

Так же как и в статье [23], в работе [28] сделан вывод о важной роли пространственно-энергетических эффектов и о необходимости учета этих эффектов при оценках размеров возможных аварий в реакторах.

В статье Бен-Хейма и Илайса [31] стохастические процессы в реакторе рассмотрены в рамках традиционной пространственно независимой модели, но с учетом эффектов отрицательной обратной связи. Температура при этом трактуется как непрерывная случайная величина, и в результате расчетов находятся математические ожидания и среднеквадратичные отклонения не только для плотности потока нейтронов и плотности делений, но и для температуры.

В статье Сэлми и Луинса [32] дана многогрупповая по энергии, но игнорирующая пространственное распределение формулировка стохастических уравнений реактора, при этом использован более общий, чем в других работах, вид исходного уравнения для случайных процессов.

В заключение настоящего раздела целесообразно отметить также работу Вильямса [21], в которой рассмотрение стохастических процессов проводится с учетом выгорания топлива. В подобных работах выгорание топлива, как правило, не учитывается, поскольку обычно в этом нет необходимости. Единственным ядерным процессом, в котором за короткое время выгорает большая доля делящегося материала, является ядерный взрыв.

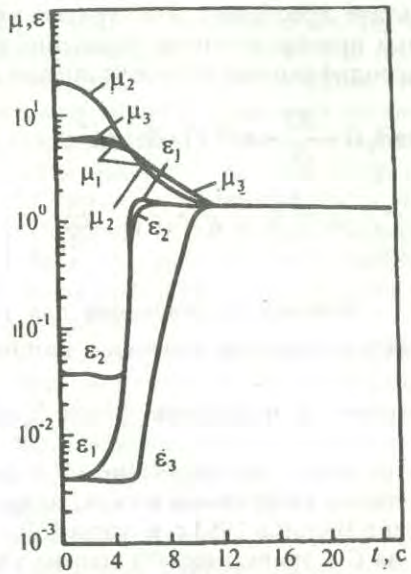


Рис. 8. Среднеквадратичные отклонения для чисел нейтронов (μ_i) и источников запаздывающих нейтронов (ε_i) (i = 1, 2, 3) в зависимости от времени в трехзонном реакторе (реактор переводится в надкритическое состояние путем уменьшения Σ_a со скоростью $2{,}83\cdot10^{-4}$ см$^{-1}\cdot$с$^{-1}$ в зоне 1 в течение 5 с, а затем в течение следующих 5 с в зоне 3) [28]

В докладе Вильямса [21] стохастический анализ выполнен путем прослеживания поведения функции $P(n_1, n_2; t)$ - распределения вероятности наличия в системе в данный момент t n_1 нейтронов и n_2 делящихся ядер. Использована односкоростная, пространственно независимая модель кинетики. Запаздывающие нейтроны не учитывались. Предполагалось также, что система содержит только делящийся материал.

2. ДЕТЕРМИНИРОВАННАЯ КИНЕТИКА РЕАКТОРОВ

2.1. Уравнение Больцмана. Распределение нейтронов в зависимости от пространственных координат, энергии и времени, а также другие нейтронные характеристики реакторов определяют с помощью решений транспортного уравнения Больцмана. Это уравнение формулируется на основе рассмотрения баланса нейтронов в элементе фазового пространства (пространства с семью измерениями: тремя пространственными координатами, тремя компонентами вектора скорости нейтронов и временем). Нестационарное уравнение Больцмана с явным учетом специфики запаздывающих нейтронов традиционно записывается в виде системы уравнений [14]:

$$\frac{1}{v}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial t} = L^p\varphi + \sum_i \lambda_i\chi_i C_i + S;$$
$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \frac{1}{\chi_i}L^d_{vi}\varphi - \lambda_i C_i \qquad (48)$$

с операторами

$$L^p = \int\{\sum_s(\vec{r},\vec{\Omega}\leftarrow\vec{\Omega}',E\leftarrow E',t)-$$

$$-\left[\vec{\Omega}\nabla+\sum(\vec{r},E,t)\right]\cdot\delta(\vec{\Omega}-\vec{\Omega}')\delta(E-E')\Big\}\cdot d\vec{\Omega}'dE'+L_v^p;$$

$$L_v^p=\int[1-\beta(\vec{r})]\cdot\chi^p(\vec{r},E,t)\cdot\sum_v(\vec{r},E',t)\cdot d\vec{\Omega}'dE';\quad(49)$$

$$L_{vi}^d=\int\beta_i(\vec{r})\cdot\chi_i^d(\vec{r},E,t)\cdot\sum_v(\vec{r}.E',t)\cdot d\vec{\Omega}'dE';$$

$$\beta(\vec{r})=\sum_i\beta_i(\vec{r}).$$

Здесь $\varphi(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)$ – плотность потока нейтронов:

$$\varphi(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)=n(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)\cdot v(E);$$

$n(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)$ – плотность нейтронов (число нейтронов в единице объема фазового пространства); E, $v(E)$ – энергия и скорость нейтронов; $C_i(\vec{r},t)$ – число предшественников ЗН в единице объема; $S(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)$ – плотность внешних источников нейтронов; $\chi(\vec{r},E,t)$, $\chi_i(\vec{r},E,t)$ – спектры мгновенных нейтронов и ЗН группы i; $\lambda_i,\beta_i(\vec{r})$ – параметры ЗН группы i; Σ_s – сечение рассеяния с изменением направления полета и энергии нейтронов от $(\vec{\Omega}',E')$ к $(\vec{\Omega},E)$; Σ – полное сечение взаимодействия нейтронов со средой; Σ_v – сечение рождения нейтронов деления (произведение сечения деления на число нейтронов деления ν). Все сечения макроскопические. В оператор $L^p-L_v^p$ введены дельта-функции, для того чтобы интегралы по $d\vec{\Omega}'$ и dE' формально распространялись на все операторные члены. Это позволяет считать, что операторы действуют на $\varphi(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t)$ и дают функцию от $(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)$. Формулы (49) описывают операторы не полностью. Необходимо еще записать граничное условие. Если поверхность Г, отделяющая реактор от вакуума или от только поглощающей нейтроны среды, выпукла, то на ней

$$\varphi(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)=0\ \text{ при }\ \vec{\Omega}\vec{n}<0.\qquad(50)$$

Здесь $\vec{n}$ – внешняя нормаль к Г. Если Г невыпукла, то нетрудно ввести охватывающую ее выпуклую поверхность Г′ и поставить условие (50) на ней. Между Г′ и Г

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=-\vec{\Omega}\nabla\varphi+\Sigma_a\varphi,$$

где Σ_a – сечение поглощения, равное нулю в вакууме.

В стационарном реакторе

$$L\varphi+S=0,\ L=L^p+\sum_i L_{vi}^d,\qquad(51)$$

а в стационарном реакторе без источника, т.е. в критическом реакторе

$$L_c\varphi_c=0.\qquad(52)$$

Разницу между операторами в некритическом и критическом реакторах

$$\delta L=L-L_c\qquad(53)$$

называют возмущением оператора.

Согласно (49), (51)

$$\delta L=\int\{\delta\sum_s(\vec{r},\vec{\Omega}\leftarrow\vec{\Omega}',E\leftarrow E',t)-$$

$$-\delta\sum(\vec{r},E,t)\cdot\delta(\vec{\Omega}-\vec{\Omega}')\cdot\delta(E-E')+$$

$$+\delta\left\langle\left[\chi^p(\vec{r},E,t)-\sum_i\beta_i(\vec{r})\left(\chi^p(\vec{r},E,t)-\chi_i^d(\vec{r},E,t)\right)\right]\times\right.$$

$$\left.\times\sum_v(\vec{r},E',t)\right\rangle\Big\}\cdot d\vec{\Omega}'dE',\qquad(54)$$

где $\delta\Sigma_s$, $\delta\Sigma$ и т.д. – разности между значениями соответствующих величин в "возмущенном" реакторе и их значениями в критическом реакторе; $\langle\ldots\rangle$ – символ усреднения.

Уравнение (52) налагает требования на состав и размеры реактора и позволяет отыскивать критические массу, размеры и иные параметры реактора. Для изучения околокритических реакторов с малыми возмущениями δL весьма полезны знакопостоянная собственная функция φ_c оператора L_c и знакопостоянная собственная функция φ_c^+ сопряженного оператора L_c^+, удовлетворяющая уравнению

$$L_c^+\cdot\varphi_c^+=0.\qquad(55)$$

Сопряженный оператор L^+ определяется формулами

$$L^{p+}=\int\left\{\Sigma_s(\vec{r},\vec{\Omega}'\leftarrow\vec{\Omega},E'\leftarrow E,t)-\left[-\vec{\Omega}\nabla+\Sigma(\vec{r},E,t)\right]\times\right.$$

$$\left.\times\delta(\vec{\Omega}-\vec{\Omega}')\cdot\delta(E-E')\right\}\cdot d\vec{\Omega}'dE'+L_v^{p+};$$

$$L_v^{p+}=\int[1-\beta(\vec{r})]\cdot\chi^p(\vec{r},E',t)\cdot\Sigma_v(\vec{r},E,t)\cdot d\vec{\Omega}'dE';\quad(56)$$

$$L_{vi}^{d+}=\int\beta_i(\vec{r})\cdot\chi_i^d(\vec{r},E',t)\cdot\Sigma_v(\vec{r},E,t)\cdot d\vec{\Omega}'dE';$$

$$L^+=L^{p+}+\sum_i L_{vi}^{d+}.$$

Граничное условие для φ^+ на выпуклой поверхности Г′ имеет вид

$$\varphi^+=0\ \text{ при }\ \vec{\Omega}\cdot\vec{n}>0.\qquad(57)$$

Приведенные уравнения предоставляют возможность записи формулы для одной из наиболее важных характеристик реакторов – реактивности ρ. Реактивность ρ – это собственное значение уравнения

$$L\varphi=\rho L_v\varphi,\ L_v=L_v^p+\sum_i L_{vi}^d,\qquad(58)$$

отвечающее знакопостоянной собственной функции φ. Точная формула для ρ, получаемая с помощью теории возмущений,

$$\rho=(\varphi_c^+,\delta L\varphi)/(\varphi_c^+,L_v\varphi)$$

требует для расчета реактивности знания φ (здесь символ (u, v) означает интегрирование произведения $u \cdot v$ по всем аргументам, в данном случае – по $\vec{r}, \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}', E'$). Замена φ на φ_c позволяет рассчитывать эффекты реактивности при изменениях свойств реактора, не сопровождающихся большими изменениями распределения нейтронов:

$$\rho \approx \left(\varphi_c^+, \delta L \varphi_c\right) / \left(\varphi_c^+, L_\nu \varphi_c\right).$$

В развернутом виде эта формула записывается следующим образом:

$$\rho = \int d\vec{r}\, d\vec{\Omega}\, dE\, d\vec{\Omega}'\, dE' \varphi_c^+(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \varphi_c(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \times$$
$$\times \Big\{ \delta\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E') -$$
$$- \delta\Sigma(\vec{r}, E) \cdot \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}') \cdot \delta(E - E') +$$
$$+ \delta\left\langle \left[\left(1 - \beta(\vec{r})\right) \cdot \chi^p(\vec{r}, E) + \sum_i \beta_i(\vec{r}) \cdot \chi_i^d(\vec{r}, E) \right] \cdot \sum_\nu (\vec{r}, E') \right\rangle \Big\} \times$$
$$\times \Big\{ \int d\vec{r}\, d\vec{\Omega}\, dE\, d\vec{\Omega}'\, dE' \cdot \left[\left(1 - \beta(\vec{r})\right) \cdot \chi^p(\vec{r}, E) + \right.$$
$$\left. + \sum_i \beta_i(\vec{r}) \cdot \chi_i^d(\vec{r}, E) \right] \cdot \Sigma_\nu(\vec{r}, E') \cdot \varphi_c^+(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot \varphi_c(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \Big\}^{-1}. \quad (59)$$

Формула (59) служит основой расчетов реактивности, вносимой теми или иными изменениями в составе или конфигурации отдельных зон реактора. В частности, с ее помощью рассчитываются температурные коэффициенты обратной связи и реактивности стержней регулирования.

Уравнения (48) дают точное описание изменений во времени детерминированных плотностей нейтронов и предшественников ЗН в реакторе. Вообще говоря, эти уравнения или их диффузионные аналоги можно решить прямыми численными методами. Математические программы этого рода начали разрабатывать еще в шестидесятые годы, а в настоящее время имеются даже трехмерные программы решения многогрупповых нестационарных уравнений диффузии, преобразованных с помощью так называемых методов факторизации (статья Такеды и др. [35]).

Вместе с тем даже в простых вариантах задач численное решение непосредственно уравнений (48) или их диффузионных аналогов очень трудоемко и требует больших затрат машинного времени. Для задач со сложной геометрией и с эффектами обратных связей эти трудности становятся тем более существенными. В последних случаях обычно требуются значительные предварительные упрощения уравнений (48), их трансформация с помощью преобразований Лапласа и т.п. Так, в статье Раина и Лэпслея [36] двумерная многогрупповая нестационарная задача диффузии нейтронов решалась численно с использованием преобразования Лапласа. Преобразованные уравнения умножались на подходящую весовую функцию и подвергались обратному преобразованию. В результате задача сводилась к системам связанных интегралов типа свертки или интегральных уравнений, свободных от проблем жесткости и позволяющих выбирать очень большие счетные шаги по времени.

Наиболее часто используемым приемом упрощения уравнений (48) является разделение пространственно-скоростной и временной зависимостей плотности потока нейтронов и предшественников ЗН, что соответствует так называемой точечной модели кинетики реакторов. Другие методы основаны на разложении пространственного распределения нейтронов в ряды по собственным функциям невозмущенного реактора. Используются различные приближенные методы пространственно-временной кинетики реакторов, – такие как адиабатический, квазистатический, узловой, синтетический, квазистатически-синтетический и другие методы.

Вопросы детерминированной кинетики реакторов рассматривались в монографиях Кипина [37], Хетрика [38], Белла и Глесстона [39], Вейнберга и Вигнера [40], Крамерова и Шевелева [41], Мегреблиана и Холмса [42], Генри [43], Кузнецова [44], Дементьева [45], Стейси [46] и др., в огромном потоке статей и докладов.

2.2. Разложение по собственным функциям. При разложении решения по собственным функциям стационарной задачи реактора (см. работы Пупко [47] и Стейси [48]) плотность потока нейтронов и источник нейтронов в неоднородном уравнении Больцмана, а также распределение предшественников ЗН разлагаются в ряды по собственным функциям однородного уравнения, а коэффициенты разложения определяются с привлечением собственных функций сопряженного уравнения. При наличии непрерывного спектра собственных значений к этим рядам добавляются еще соответствующие интегралы. Для коэффициентов разложения функции φ в ряд и интегралов по собственным функциям получаются обобщенные уравнения кинетики для произвольных гармоник распределения φ.

Уравнения кинетики для отдельных гармоник φ позволяют в наиболее полном виде исследовать особенности нестационарных процессов в реакторе, связанных с перестройкой пространственно-скоростного распределения плотности потока нейтронов.

Показано, например, что процесс после создания в реакторе импульса быстрых нейтронов может быть разбит на следующие фазы [47]. В начальный момент поведение φ определяется непрерывным спектром собственных значений. На второй фазе существенно проявляется влияние комплексных собственных значений, а роль непрерывного спектра собственных значений идет на убыль. На этой фазе сказывается перестройка пространственно-скоростного распределения нейтронов. Изменения спектра нейтронов во времени на этой стадии имеют колебательный характер и происходят за время порядка времени жизни мгновенных нейтронов.

Третья фаза характеризуется прекращением колебательных явлений в энергетическом спектре и частичным перераспределением нейтронов. На этой фазе зависимость φ от времени описывается экспонентами с вещественными показателями.

В течение четвертой фазы прекращается пространственная перестройка распределения нейтронов и происходит рост или затухание (в зависимости от реактивности) плотности нейтронов в целом по реактору. Реактор выходит на асимптотику с единственной экспонентой.

В работах Романова и др. [49], Романова [50] приведены результаты экспериментального и расчетного исследования нестационарного распределения нейтронов в критической сборке БФС-40 после импульсной инжекции быстрых нейтронов. Сборка представляет собой быструю систему с отражателем из бериллия.

В эксперименте получено, что кривые спада скорости счета детектора быстрых нейтронов имеют три отчетливо выраженных квазиэкспоненциальных участка с различной крутизной: первый – при временах до 12–15 мкс, второй – от 15 до 200 мкс, третий – с 200 мкс. Характер поведения кривых на первом участке обусловлен спадом интенсивности быстрых нейтронов, на втором – накоплением эпитепловых нейтронов и на последнем – накоплением тепловых.

Данные эксперимента очень хорошо воспроизведены в численном расчете с тремя гармониками разложения φ в ряд по собственным функциям. Исключение составила лишь область очень малых времен. В интервале $0 \le t \le 20$ нс в реакторе (в особенности вблизи источника) присутствуют нейтроны, не претерпевшие соударений или успевшие рассеяться только однократно. Математическое описание распределения таких нейтронов достигается с помощью интегрального слагаемого.

В статье Наумова [51] также на базе разложения по собственным функциям рассматривается нестационарный процесс формирования асимптотического пространственного распределения плотности нейтронов в реакторе при скачке реактивности. Получены оценки скорости затухания высших гармонических составляющих в зависимости от величины скачка реактивности и размера реактора. Анализ эволюции распределения плотности нейтронов в этой методического характера задаче проводился в приближении односкоростной диффузии и одной группы ЗН.

В рамках односкоростного диффузионного приближения $\varphi(\vec{r},t)$ может быть найдено с помощью разложения по собственным функциям уравнения Гельмгольца

$$\nabla^2\psi(\vec{r})+B^2\psi(\vec{r})=0\,, \qquad (60)$$

решаемого при соответствующих граничных условиях. Известно, что собственные функции уравнения (60) образуют полную и ортогональную систему и в случае реакторов простой геометрии определить их сравнительно несложно.

Следует отметить, что разложение распределения φ по собственным функциям с включением в рассмотрение высоких гармоник интенсивно используется в учебных курсах и в работах, связанных с прослеживанием качественных зависимостей в пространственно-временном поведении реакторов, а также в работах по интерпретации опытов по измерению реактивности (в реакторах с большими АЗ). Однако применения указанного метода в программах численного решения нестационарных (и стационарных) задач переноса нейтронов в настоящее время весьма редки. Это связано с тем, что в условиях реальных геометрий адекватное воспроизведение в расчетах действительного пространственно-временного распределения нейтронов в системе достигается лишь при учете большого числа гармоник. Это обстоятельство переводит указанный метод в разряд неконкурентоспособных в сравнении с некоторыми другими методами.

2.3. Точечная модель кинетики реакторов. Как отмечалось выше, наиболее часто используемым приемом упрощения уравнений (48) является разделение пространственно-скоростной и временной зависимостей плотности потока нейтронов и предшественников ЗН. В этой, так называемой точечной, модели задача реакторной кинетики сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений, зависящих от времени.

Существует ряд подходов к обоснованию и трактовке точечных уравнений реакторной кинетики. В этой области наиболее известны и последовательны теоретические работы Усачева и Генри. Подход Генри к обоснованию точечной модели естественным образом распространяется на область более сложных пространственно-временных моделей реакторной кинетики. При этом подходе легко формулируются уравнения адиабатического, квазистатического и других приближений пространственно-временной кинетики и оцениваются масштабы присущих этим приближениям неточностей. Эти достоинства подхода Генри определили его широкие применения в практике реакторных расчетов и породили большой поток работ других авторов по дальнейшему развитию метода.

Теория Усачева. В теории Усачева (доклад [52]) рассмотрение кинетики реакторов строится на основе нестационарного интегродифференциального уравнения Больцмана в форме, объединяющей два уравнения (48), и на основе понятия эффективного коэффициента размножения нейтронов $k_{эф}$, трактуемого как число, на которое следует разделить ν (выход нейтронов на одно деление для каждого делящегося нуклида), с тем чтобы некритический реактор стал критическим. Вводятся реактивность $\rho = (k_{эф} - 1)/k_{эф}$ и понятие ценности нейтронов относительно поддержания цепной реакции делений. Показывается, что функция ценности нейтронов в реакторе является решением уравнения, сопряженного стационарной версии исходного интегродифференциального уравнения Больцмана.

В целях вывода уравнений кинетики точечного реактора исходное уравнение Больцмана умножается на функцию ценности нейтронов $\varphi^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$ (время t входит в φ^+ как параметр, обусловленный зависимостью от времени $k_{эф}$), а сопряженное уравнение – на $\varphi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$. Полученные соотношения

вычитаются одно из другого и интегрируются по всему объему АЗ и отражателя, по всем энергиям и направлениям скоростей нейтронов. При этом в итоговом соотношении уничтожаются члены, учитывающие перенос, поглощение и замедление нейтронов (вследствие сопряженности этих членов и граничных условий для φ и φ^+).

Далее плотность потока нейтронов приближенно представляется как

$$\varphi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)\approx\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)n(t) \qquad (61)$$

и делается предположение о независимости от времени отношения числа предшественников ЗН на акт деления к свободному пробегу нейтронов относительно делений в среде АЗ. Представление (61) точно выполняется в случае постоянных параметров реактора (например, по прошествии некоторого времени после скачка реактивности) и лишь приближенно при меняющихся со временем параметрах и соответственно $k_{эф}$. Искомое уравнение кинетики точечного реактора находится в результате подстановки (61) в итоговое соотношение и деления его членов на интегральную ценность (ЦНД) всех нейтронов деления, рождающихся в реакторе за одну секунду. Уравнение имеет вид

$$\tau\frac{dn(t)}{dt}=\left[\frac{k_{эф}(t)-1}{k_{эф}(t)}-\sum_i\beta_i\right]n(t)+$$

$$+\sum_i\beta_i\lambda_i\int_{-\infty}^{t}n(t')\exp\left[-\lambda_i(t-t')\right]dt'+S(t), \qquad (62)$$

где $\tau=\frac{1}{\text{ЦНД}}\int\frac{1}{v}\varphi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)\varphi^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE$ – среднее время жизни мгновенных нейтронов в реакторе; $\beta_i=\frac{1}{\text{ЦНД}}\int\varphi^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E_i,t\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}\int\varphi\left(\vec{r},\vec{\Omega}',E'\right)\times$ $\times\Sigma_f\left(\vec{r},E',t\right)b_i\left(\vec{r},E',t\right)d\vec{\Omega}'dE'$ – эффективная доля i-й группы ЗН с учетом их ценности (b_i – число предшественников ЗН i-й группы на акт деления); $S(t)=\frac{1}{\text{ЦНД}}\int S\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)\varphi^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE$ – эффективная интенсивность внешнего источника нейтронов с учетом их ценности.

Интегродифференциальное уравнение (62) легко приводится к более привычной системе дифференциальных уравнений кинетики

$$\frac{dn}{dt}=\frac{\rho(t)-\beta}{\tau}n(t)+\sum_i\lambda_iC_i(t)+S(t);$$

$$\frac{dC_i}{dt}=\frac{\beta_i}{\tau}n(t)-\lambda_iC_i(t),\ i=1,2,...,6 \qquad (63)$$

$$\left(\rho(t)=\frac{k_{эф}(t)-1}{k_{эф}(t)};\ \beta=\sum_i\beta_i\right).$$

Теория Генри. В модели Генри реакторной кинетики (см. монографию [43] и статью [53] Генри, монографии Кипина [37], Хетрика [38], Белла и Глесстона [39]) распределение плотностей нейтронов $\varphi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$ представляется в виде произведения амплитудного фактора $n(t)$, зависящего лишь от времени t, и форм-функции $\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$

$$\varphi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)=n(t)\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right). \qquad (64)$$

При записи выражения (64) имеется в виду, что амплитудный фактор $n(t)$ должен представлять основную временную зависимость φ, а форм-функция ψ должна изменяться со временем лишь незначительно.

По существу, в модели Генри кинетики точечного реактора, как и в модели Усачева, используется предположение о полной независимости ψ от времени. Целесообразность представления (64) с сохранением некоторой зависимости ψ от времени обусловлена тем, что в этом случае весьма облегчается переход к более точным пространственно-временным моделям.

Форм-функция ψ нормируется так, что выполняется соотношение

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\int\frac{1}{v}\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE\right]=0 \qquad (65)$$

с интегрированием внутри выпуклой поверхности, на которой определены граничные условия для φ и φ_k^+. Цель указанной нормировки заключается в удовлетворении существенного при выводе уравнений кинетики требования

$$\int\frac{1}{v}\varphi_k^+\frac{\partial\varphi}{\partial t}d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE=\frac{\partial n(t)}{\partial t}\int\frac{1}{v}\varphi_k^+\psi d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE. \qquad (66)$$

Уравнение (65) не определяет какой-либо нормировки самих функций ψ и n. Следовательно, амплитудный фактор $n(t)$ может быть нормирован независимо любым подходящим способом. В частности, можно отождествить $n(t_0)$ с мощностью реактора в некоторый момент времени t_0. Это, в свою очередь, определит нормировку форм-функции ψ в момент $t = t_0$ и посредством уравнения (65) – во все другие времена. Пока форм-функция не сильно отличается от $\psi(t_0)$, функция $n(t)$ остается почти равной мощности реактора. Функцию $n(t)$ можно отождествлять также с полным числом нейтронов, присутствующих в данный момент в системе [39].

При выводе уравнений кинетики точечного реактора в форме Генри применяется процедура, похожая на ту, что использовалась при выводе уравнений кинетики в форме Усачева. В уравнениях (48), (55) производится замена (64). Первое уравнение (48) умножается на φ_k^+, а уравнение (55) – на φ. Результаты затем вычитаются и интегрируются по объему, углам и энергии с учетом соотношения (66). Члены с градиентом при этом уничтожаются, и окончательный результат записывается в виде

$$\frac{dn}{dt}=\frac{\rho(t)-\bar{\beta}(t)}{\Lambda(t)}n(t)+\sum_i\lambda_i C_i(t)+S(t). \qquad (67)$$

Кроме того, если второе уравнение (48) умножить на $\chi_i(E)\varphi_k^+$ и проинтегрировать по всем переменным, то получаются необходимые уравнения для предшественников ЗН

$$\frac{dC_i}{dt}=\frac{\bar{\beta}_i(t)}{\Lambda(t)}n(t)-\lambda_i C_i(t),\ i=1,2,...,6. \qquad (68)$$

Параметры уравнений (67), (68) определяются соотношениями:

$$\rho(t)=\frac{1}{F}\left\{\int\Delta\left[\sum_{x\neq f}\Sigma_x f_x\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E'\to\vec{\Omega},E;t\right)+\right.\right.$$
$$\left.+\frac{1}{4\pi}\chi(E)\nu\Sigma_f\left(\vec{r},E',t\right)\right]\times$$
$$\times\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t\right)\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dEd\vec{\Omega}'dE'-$$
$$\left.-\int\Delta\Sigma\left(\vec{r},E,t\right)\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE\right\} \qquad (69)$$

(Σ, Σ_x –полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами и сечение типа x; f_x – индикатриса столкновения типа x нейтронов с ядром; Δ – разность между значениями величин в данный момент времени и в стационарном состоянии);

$$\bar{\beta}_i(t)=\frac{1}{4\pi F}\int\chi_i(E)\beta_i\nu\Sigma_f\left(\vec{r},E'\right)\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t\right)\times$$
$$\times\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dEd\vec{\Omega}'dE';$$
$$\bar{\beta}(t)=\sum_i\bar{\beta}_i(t);$$
$$\Lambda(t)=\frac{1}{F}\int\frac{1}{\nu}\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE; \qquad (70)$$
$$C_i(t)=\frac{1}{4\pi\Lambda F}\int\chi_i(E)C_i(\vec{r},t)\,\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE;$$
$$S(t)=\frac{1}{\Lambda F}\int S\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dE.$$

Множитель $1/F$ в параметрах уравнений (67), (68), по существу, произволен. Он не влияет на решения уравнений, поскольку всегда сокращается. На практике значения F выбираются так, чтобы различные параметры допускали физическую интерпретацию. Разумным для F считается следующий выбор [39]:

$$F(t)=\frac{1}{4\pi}\int\chi(E)\nu\Sigma_f\left(\vec{r},E'\right)\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t\right)\times$$
$$\times\varphi_k^+\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)d\vec{r}\,d\vec{\Omega}dEd\vec{\Omega}'dE'.$$

Изначально параметры (69), (70) произвольны не только из-за указанной неопределенности F, но и вследствие неопределенности функции φ_k^+ ввиду возможности разных реализаций критической конфигурации реактора. Но при согласованном выборе F и критической конфигурации параметры (69), (70) становятся полностью определенными, а уравнения (67), (68) – привычными уравнениями кинетики точечного реактора с обычным смыслом параметров ρ, $\bar{\beta}$, Λ, $C_i(t)$, $S(t)$ (соответственно реактивности, эффективной доли ЗН, времени генерации мгновенных нейтронов, эффективных числа предшественников ЗН и интенсивности внешнего источника нейтронов).

Параметр ρ, определяемый выражением (69), близок относительному отклонению от единицы статического $k_{эф}$. Если форм-функция $\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$ имеет ту же зависимость от $\vec{r},\vec{\Omega},E$, что и основная собственная функция плотности потока нейтронов $\varphi_0\left(\vec{r},\vec{\Omega},E\right)$, то параметр (69) будет идентичен ($k_{эф}-1)/k_{эф}$

$$\rho=\left(k_{эф}-1\right)/k_{эф}. \qquad (71)$$

В общем случае форм-функция ψ и основная функция φ_0 различаются. В этих условиях параметр ρ нельзя связать непосредственно со статическим $k_{эф}$. В модели Генри при этом допускается использование понятий динамического коэффициента размножения нейтронов $k_д$ и динамической реактивности $\rho_д$ [37, 39]

$$\rho_д=\left(k_д-1\right)/k_д.$$

Обычно допустимо функцию ψ отождествлять с основной собственной функцией реактора. При этом можно полагать $k_д\approx k_{эф}$ и интерпретировать $\rho_д$ как статическую реактивность.

Преимущество подхода Усачева к формулированию уравнений кинетики точечного реактора заключается в последовательном использовании строго физических понятий статического коэффициента $k_{эф}$ и статической реактивности, а подхода Генри, как уже говорилось, – в легкости и естественности распространения теории на область более сложных пространственно-временных моделей реакторной кинетики.

Имеется значительное число публикаций, акцентирующих внимание на недостаточной до настоящего времени разработанности проблем кинетики ядерных реакторов и на уязвимых позициях известных в этой области моделей. По мнению Шокодько (статья [54]), от недостатков не свободна и наиболее распространенная модель кинетики реакторов – модель Генри. В качестве ее негативных сторон отмечается то, что эта модель в конечном счете основана на теории малых возмущений и на переходе от наблюдаемой в принципе плотности потока нейтронов $\varphi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$ к двум ненаблюдаемым математическим абстракциям $n(t)$ и $\psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$.

До настоящего времени появляются работы с предложениями новых подходов к обоснованию уравнений кинетики реакторов (Шокодько [54], Дорниг и Спига [55], Питас и Снайдау [56] и др.). Основной стимул указанных разработок заключается в попытках преодоления трудностей при измерении и интерпретации реактивности в случае существенного влияния пространственных эффектов,

а также устранения ограничительных предположений при выводе уравнений кинетики.

Процедура измерений реактивности в системах со значительным влиянием пространственных эффектов требует тщательного выбора мест размещения детектора и источника нейтронов, а также большой осторожности при использовании привычных формул кинетики. Как констатируется, например, в статье Ионова [57], показания реактиметров, основанные на регистрации локальной плотности потока нейтронов, на формулах инверсного решения уравнений кинетики или на уравнении обратных часов, справедливы только на этапе установившегося переходного процесса. На других этапах показатель экспоненты амплитудного множителя может зависеть от координат и времени.

В названном выше докладе Дорнинга и Спига [55] дан альтернативный вывод точечных уравнений кинетики реакторов из общего транспортного уравнения переноса нейтронов на основе представления функций плотности потока нейтронов и концентраций предшественников ЗН в виде асимптотических разложений по очень малому параметру, являющемуся отношением среднего времени жизни мгновенных нейтронов к характерному времени распада предшественников ЗН. В этом докладе в отличие от работ других авторов по обоснованию точечных уравнений кинетики не использовались какие-либо изначальные предположения.

На основе разложения по малому параметру аналитически строго подтверждена правомерность всех изначальных предположений и гипотез, использованных в работах Усачева и Генри. В частности, подтверждена правомерность разделения плотности потока нейтронов на амплитудную и форм-функции, а также условия нормировки форм-функции и весовой функции. Форм-функция идентифицирована как мгновенная λ-мода, весовая функция – как мгновенная сопряженная λ-мода, реактивность – как мгновенная статическая реактивность. Уравнение для λ-моды и сопряженной λ-моды и сами уравнения точечной кинетики строго выведены в результате прямых аналитических преобразований. Из этого вывода следует, что решения уравнений точечной кинетики являются асимптотическими решениями точного нестационарного транспортного уравнения.

Цель работы [55] заключалась в осуществлении систематического вывода уравнений точечной кинетики, в котором:

- естественным образом в процессе преобразований уравнений возникает разделение функции плотности потока нейтронов на амплитудную и форм-функции;
- однозначно определяется уравнение для форм-функции;
- устанавливается, что решение уравнений точечной кинетики является асимптотическим приближением к решению точных уравнений кинетики реактора.

Как видно из вышесказанного, поставленная в работе цель достигнута.

Наиболее распространенные формы уравнений кинетики точечного реактора. Уравнения кинетики точечного реактора обычно применяются в виде

$$\frac{dn}{dt}=\frac{\rho(t)-\bar{\gamma}\beta}{\Lambda}n(t)+\sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i(t)+S(t);$$
$$\frac{dC_i}{dt}=\frac{\gamma_i\beta_i}{\Lambda}n(t)-\lambda_i C_i(t),\ i=1,2,...,6, \qquad (72)$$

где β_i – физическая доля ЗН группы i, $\beta=\sum_i\beta_i$; $\gamma_i,\bar{\gamma}$ – эффективности ЗН соответственно группы i и средняя. Ниже наравне с обозначениями $\bar{\gamma}\beta$ и $\gamma_i\beta_i$ будут использоваться равнозначные им символы $\beta_{эф}$ и $\beta_{эфi}$.

Предполагается, что β_i, β, Λ не зависят от времени.

Уравнения кинетики иногда записываются также в несколько ином виде (см. монографию Кипина [37])

$$\frac{dn}{dt}=\frac{k_{эф}(t)\left(1-\bar{\gamma}\beta\right)-1}{\tau}n(t)+\sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i(t)+S(t);$$
$$\frac{dC_i}{dt}=\frac{\gamma_i\beta_i k_{эф}(t)}{\tau}n(t)-\lambda_i C_i(t),\ i=1,2,...,6. \qquad (73)$$

Здесь вместо реактивности ρ используется непосредственно $k_{эф}$, с которым ρ связывает соотношение (71), и время генерации мгновенных нейтронов Λ заменено временем жизни мгновенных нейтронов τ.

Предполагается, что β_i, β, τ не зависят от времени. Если Λ можно назвать обратной величиной вероятности образования нейтронов, то τ – обратная величина вероятности их исчезновения. В ином определении: Λ – взвешенное по сопряженной функции число нейтронов, деленное на взвешенную по сопряженной функции скорость испускания нейтронов деления; τ – взвешенное по сопряженной функции число нейтронов, деленное на взвешенную по сопряженной функции скорость потерь нейтронов (Кипин [37], Белл и Глесстон [39], Луинс [58]).

Существует мнение (Луинс [58]), что в реакторе, управляемом с помощью воздействия на процесс воспроизводства нейтронов в делениях, более уместны уравнения кинетики в терминах $k_{эф}$ и τ, а в реакторе, управляемом изменением вероятностей поглощения или утечки нейтронов, – уравнения кинетики в терминах ρ и Λ. Аргументы в пользу этого мнения заключаются в том, что в первом случае имеется больше оснований для предположений о постоянстве τ, во втором – о постоянстве Λ.

Вблизи критического состояния обе формы записи уравнений кинетики можно считать эквивалентными. Но в более широкой области значений ρ (или $k_{эф}$) уравнения в форме (72) считаются предпочтительными. Имеются теоретические доказательства их большей физической корректности (см. статью Шокодько [54]). Кроме того, уравнения в форме (72)

проще при решении, в особенности в варианте задач инверсной кинетики (благодаря отсутствию ρ в уравнениях для предшественников ЗН).

С другой стороны, уравнения в форме (73) более понятны физически, их легко вывести на основании элементарного баланса нейтронов в предположении идентичности всех нейтронов реактора. К тому же (автор обзора знает это по собственному опыту) при проведении расчетов во многом сподручнее иметь дело непосредственно с первичным параметром $k_{эф}$, чем с производной от него реактивностью.

Уравнения в форме (73) очень часто использовались в прошлом, довольно часто они применяются и в настоящее время. Полностью исключить их из арсенала средств анализа реакторов было бы затруднительно, в этом и нет необходимости.

В некоторых случаях уравнения (72) записывают в краткой матричной форме (в аналогичной форме могут быть записаны и уравнения (73))

$$\frac{d\vec{\Psi}}{dt} = A(t)\vec{\Psi}(t) + \vec{S}(t),$$

где $\vec{\Psi}(t), \vec{S}(t)$ – векторы, $A(t)$ – матрица-якобиан системы (72)

$$\vec{\Psi}(t) = \begin{pmatrix} n(t) \\ C_1(t) \\ C_2(t) \\ \vdots \\ C_6(t) \end{pmatrix}; \quad \vec{S}(t) = \begin{pmatrix} S(t) \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$A(t) = \begin{pmatrix} \dfrac{\rho(t)-\bar{\gamma}\beta}{\Lambda} & \lambda_1 & \lambda_2 & \cdots & \lambda_6 \\ \gamma_1\beta_1/\Lambda & -\lambda_1 & 0 & \cdots & 0 \\ \gamma_2\beta_2/\Lambda & 0 & -\lambda_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \gamma_6\beta_6/\Lambda & 0 & 0 & \cdots & -\lambda_6 \end{pmatrix}.$$

Формальное решение уравнений кинетики в матричной форме записывается как

$$\vec{\Psi}(t) = \vec{\Psi}(t_0)\exp\int_{t_0}^{t} A(\xi)d\xi + \int_{t_0}^{t} \vec{\Psi}(\xi)\exp\left[A(\xi)(t-\xi)\right]\vec{S}(\xi)d\xi.$$

При постоянных A и $\vec{S}$ это решение имеет вид

$$\vec{\Psi}(t) = \vec{\Psi}_0 \exp(\eta A) + A^{-1}\vec{S}\left[\exp(\eta A) - I\right],$$

где $\eta = t - t_0$; $\vec{\Psi}_0$ – значение вектора $\vec{\Psi}$ в момент $t = t_0$, I – единичная матрица.

Иногда уравнения кинетики точечного реактора применяются в интегродифференциальной форме, подобной уравнению (62)

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t)-\bar{\gamma}\beta}{\Lambda}n(t) + \int_{-\infty}^{t}\sum_{i=1}^{6}\frac{\lambda_i\gamma_i\beta_i}{\Lambda}e^{-\lambda_i(t-\xi)}n(\xi)d\xi + S(t);$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{эф}(t)(1-\bar{\gamma}\beta)-1}{\tau}n(t) + \int_{-\infty}^{t}\sum_{i=1}^{6}\frac{\lambda_i\gamma_i\beta_i}{\tau}e^{-\lambda_i(t-\xi)}k_{эф}(\xi)n(\xi)d\xi + S(t). \quad (74)$$

Уравнения (74) получены путем формального решения уравнений для предшественников ЗН в уравнениях (72), (73) и подстановки результатов в уравнения для $n(t)$.

2.4. Применение форм-функции в других приближениях реакторной кинетики. Возвращаясь к представлению плотности потока нейтронов в виде (64), следует иметь в виду, что нормировка типа (65) в принципе всегда осуществима. Формально нормировка (65) выполняется точно, если $\varphi(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)$ определяется из решаемого совместно с (67), (68) уравнения

$$\frac{1}{v}\left[\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{1}{n}\frac{dn}{dt}\psi(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)\right] = -\vec{\Omega}\nabla\psi(\vec{r},\vec{\Omega},E,t) - \Sigma(\vec{r},E)\psi(\vec{r},\vec{\Omega},E,t) + \int\Sigma_s(\vec{r};\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega},E';t)\psi(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t)d\vec{\Omega}'dE' + \int(1-\beta)\chi(E)\nu\,\Sigma_f(\vec{r},E')\psi(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t)d\vec{\Omega}'dE' + \sum_i\lambda_i\beta_i\chi_i(E)\int_{-\infty}^{t}\frac{n(\xi)}{n(t)}\times \int\nu\Sigma_f(\vec{r},E')\psi(\vec{r},\vec{\Omega}',E',\xi)e^{-\lambda_i(t-\xi)}d\vec{\Omega}'dE'd\xi + \frac{S(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)}{n(t)}, \quad (75)$$

которое получается при подстановке (64) в первое уравнение (48) и делении результата на $n(t)$.

Уравнения (75) вместе с уравнениями кинетики (67), (68) образуют систему, эквивалентную уравнениям (48). Новые уравнения не менее сложны, чем исходные уравнения (48), однако они более подходят в качестве основы для формулирования уравнений адиабатического и квазистатического приближений пространственно-временной кинетики реакторов и для организации численного счета при точном или приближенном решении нестационарных задач переноса нейтронов. Методы решения этих задач с использованием представления (64) называются методами факторизации.

Вопросы применения представления (64) и соответственно уравнений (67), (68) и (75) к задаче формулирования уравнений адиабатического и квазистатического приближений детально исследованы в статье Отта и Менелея [59] в рамках многогруппового диффузионного приближения.

Рассматривалось диффузионное уравнение

$$\left(-M+F_p\right)\varphi\left(\vec{r},E,t\right)+S_d\left[\varphi\left(\vec{r},E,t'\right)\right]=\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\varphi\left(\vec{r},E,t\right), \tag{76}$$

где $\left(-M+F_p\right)$ – диффузионный оператор, включающий операторы исчезновения и рассеяния M и мгновенных делений F_p; S_d – источник ЗН, имеющий форму интегралов свертки.

Представление полной плотности потока нейтронов в виде произведения функций $n(t)$ и $\psi\left(\vec{r},E,t\right)$ приводит и в этом случае к расщеплению уравнения (76) на два связанных уравнения: одно для амплитуды $n(t)$, другое для форм-функции $\psi\left(\vec{r},E,t\right)$. Уравнение для форм-функции имеет вид

$$\left(-M+F_p\right)\psi\left(\vec{r},E,t\right)+\frac{S_d\left[n(t')\psi\left(\vec{r},E,t'\right)\right]}{n(t)}=$$
$$=\frac{1}{v}\left[\frac{dn}{dt}\frac{\psi\left(\vec{r},E,t\right)}{n(t)}+\frac{\partial}{\partial t}\psi\left(\vec{r},E,t\right)\right], \tag{77}$$

а для амплитудной функции

$$\frac{dn}{dt}=\frac{\rho(t)-\overline{\beta}(t)}{\Lambda(t)}n(t)+\sum_i\lambda_i C_i(t);$$
$$C_i(t)=\int_{-\infty}^{t}\frac{\overline{\beta}(t')}{\Lambda(t')}n(t')\exp\left[-\lambda_i\left(t-t'\right)\right]dt'. \tag{78}$$

Преимущество представления (77), (78) заключается в слабой временной зависимости функции ψ в сравнении с зависимостью от времени $n(t)$. Эта особенность функции ψ позволяет при решении уравнения (77) делать по времени один шаг на много шагов при расчете $n(t)$.

В усовершенствованном квазистатическом приближении решается полное уравнение (77) при замене производной от ψ разностью первого порядка

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi\left(\vec{r},E,t\right)\approx\left[\psi\left(\vec{r},E,t\right)-\psi\left(\vec{r},E,t-\Delta t\right)\right]/\Delta t,$$

где $t-\Delta t$ – время последнего расчета формы. В этом приближении ψ рассчитывается из уравнения

$$\left[-M+F_p-\frac{1}{v}\left(\frac{1}{n(t)}\frac{dn}{dt}+\frac{1}{\Delta t}\right)\right]\psi\left(\vec{r},E,t\right)=$$
$$=-\left\{\frac{S_d\left[n(t')\psi\left(\vec{r},E,t'\right)\right]}{n(t)}+\frac{\psi\left(\vec{r},E,t-\Delta t\right)}{v\Delta t}\right\}. \tag{79}$$

Пространственная и энергетическая форма зависимости ψ в (79) относительно нечувствительна к ошибкам в $n(t)$ и ее производной. Функция S_d в (79) может быть скорректирована после расчета $\psi\left(\vec{r},E,t\right)$ в целях предотвращения накапливания ошибки.

В квазистатическом приближении факт слабой зависимости форм-функции от времени используется в полной мере. В этом приближении производная $\partial\psi/\partial t$ полагается равной нулю, так что $\psi\left(\vec{r},E,t\right)$ рассчитывается из уравнения

$$\left[-M+F_p-\frac{1}{v}\frac{1}{n(t)}\frac{dn}{dt}\right]\psi\left(\vec{r},E,t\right)=$$
$$=-\frac{S_d\left[n(t')\psi\left(\vec{r},E,t'\right)\right]}{n(t)}.$$

Адиабатическое приближение вводит два дополнительных упрощения. Оно не различает формы распределения источников запаздывающих и мгновенных нейтронов, следовательно, пренебрегает временным сдвигом в распределении предшественников ЗН

$$F_p\psi\left(\vec{r},E,t\right)+\frac{S_d\left[n(t')\psi\left(\vec{r},E,t'\right)\right]}{n(t)}\to F\psi\left(\vec{r},E,t\right).$$

Кроме того, оно пренебрегает в уравнении (77) обоими членами, содержащими производные по времени. Задача расчета форм-функции сводится при этом к решению стационарного уравнения

$$\left(-M+\frac{1}{k}F\right)\psi\left(\vec{r},E,t\right)=0. \tag{80}$$

Адиабатическая модель пренебрегает большей частью связей между уравнениями (77) и (78) (сохраняется лишь зависимость этих уравнений друг от друга посредством реактивностной обратной связи).

Используется также версия адиабатического приближения с предварительно рассчитанными форм-функциями. В этом случае зависимость уравнений для $n(t)$ и $\psi\left(\vec{r},E,t\right)$ посредством обратной связи не учитывается, и, следовательно, эти уравнения становятся полностью развязанными. Статическое уравнение (80) решается многократно для набора конфигураций, соответствующих дискретным позициям группы перемещаемых стержней регулирования. Эти форм-функции используются затем при расчете параметров уравнения (78) для $n(t)$ и самих $n(t)$. Эта версия адиабатического приближения на каждом шаге между очередными расчетами ψ совпадает с точечной моделью кинетики. От последней его отличает лишь то, что параметры уравнения (78) рассчитываются не для начальной форм-функции, а для форм-функции очередного шага.

Эффективность рассмотренных здесь методов решения задач пространственно-временной кинетики была испытана при расчете вспышек делений в большом охлаждаемом водой тепловом реакторе и большом быстром реакторе. Реакторы имели трехзонную плоскую конфигурацию. Вспышка делений вызывалась линейным ростом ν в одной из областей систем. Исследование проводилось в рамках двухгруппового диффузионного приближения. Результаты расчетов сравнивались с данными прямого численного решения исходного уравнения (76).

В итоге расчетов и указанного сравнения сделаны следующие выводы [59]:

- результаты квазистатического приближения отличаются от точного решения только из-за пренебрежения производной форм-функции. Если производная мала, результат расчета в квазистатическом приближении эквивалентен прямому численному решению. Однако время расчетов в квазистатическом приближении в 10–100 раз меньше. В общем случае отклонение от точного решения резко снижается при использовании усовершенствованного квазистатического приближения. Время расчетов при этом возрастает незначительно;

- адиабатическое приближение в сравнении с квазистатическим сопряжено с большими ошибками, хотя и не вносит существенного облегчения в процедуру расчетов.

Адиабатическое приближение с предварительно рассчитанными форм-функциями имеет то преимущество, что может быть реализовано на основе программ точечной кинетики, доступных каждой лаборатории. Однако небольшая точность и ограниченность случаями известной зависимости конфигурации реактора от времени являются существенными недостатками этого метода.

В качестве общего вывода из указанного рассмотрения сделано заключение о полной адекватности усовершенствованного квазистатического приближения в применении к реакторам любых типов. Констатировалось, что этот метод исключает необходимость использования прямого численного решения непосредственно диффузионного уравнения.

Рассмотренные здесь методы факторизации, в особенности усовершенствованное квазистатическое приближение, часто используются при составлении программ расчета реакторов. Так, усовершенствованный квазистатический метод успешно применен в трехмерной многогрупповой программе KIKOM, ориентированной на расчет переходных явлений в больших по размерам быстрых реакторах. Указанная программа описана в цитированной выше статье Такеды и др. [35].

2.5. Интегральные уравнения реакторной кинетики. В настоящем и следующем разделах будет продолжено изложение темы точечных уравнений кинетики. Прежде всего следует остановиться на различных интегральных формах точечных уравнений.

Об одной из интегродифференциальных форм уравнений кинетики говорилось выше. Это уравнение (74). Уравнение кинетики этого вида обсуждалось в докладе Усачева [52].

Интегральные уравнения кинетики точечного реактора, в особенности нелинейные уравнения динамики, учитывающие влияние реактивностных обратных связей, в ряде случаев имеют существенные преимущества в сравнении с дифференциальными уравнениями. В применении к некоторым задачам интегральные уравнения более приспособлены для проведения численных расчетов. Иногда с их помощью легче преодолеваются проблемы, связанные с "жесткостью" уравнений, содержащих компоненту с очень малым характерным временем, требующим чрезмерно мелкого шага счета. При определенной постановке задачи величина счетного шага в численной процедуре, основанной на интегральных уравнениях, ограничивается только масштабом времени всего динамического процесса, а не наименьшим индивидуальным характерным временем (монография Хетрика [38], статья Адлера [60], доклад Коэна [61]).

Метод Адлера и Коэна. При выводе интегрального уравнения реакторной кинетики Адлер [60] стартует от дифференциальных уравнений кинетики в форме (73), добавляя к ним уравнения реактивностной обратной связи, с учетом которых $k_{эф} = k_{эф}[t, n(t)]$. Интегрирование уравнения для предшественников ЗН в (73) дает соотношение

$$C_i(t) = C_i(0)e^{-\lambda_i t} + \\ + e^{-\lambda_i t}\int_0^t \frac{\gamma_i \beta_i}{\tau} e^{\lambda_i \xi} k_{эф}\left[\xi, n(\xi)\right] n(\xi)\, d\xi, \qquad (81)$$

с учетом которого первое уравнение в (73) записывается в виде

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n(t)}{\tau} + Q(t),$$

где

$$Q(t) = \frac{1-\bar{\gamma}\beta}{\tau} k_{эф}\left[t, n(t)\right] n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(0) e^{-\lambda_i t} + \\ + \sum_i \lambda_i e^{-\lambda_i t}\int_0^t \frac{\gamma_i \beta_i}{\tau} e^{\lambda_i \xi} k_{эф}\left[\xi, n(\xi)\right] n(\xi)\, d\xi + S(t)$$

или

$$n(t) = n(0)e^{-t/\tau} + \frac{1-\bar{\gamma}\beta}{\tau} e^{-t/\tau}\int_0^t e^{\xi/\tau} k_{эф}\left[\xi, n(\xi)\right] n(\xi)\, d\xi + \\ + \sum_i \lambda_i C_i(0)\, e^{-t/\tau} \times \int_0^t e^{-\lambda_i \xi} e^{\xi/\tau}\, d\xi + \\ + \sum_i \frac{\gamma_i \beta_i \lambda_i}{\tau} e^{-t/\tau}\int_0^t e^{-\lambda_i \xi} e^{\xi/\tau}\, d\xi \int_0^\xi e^{\lambda_i \eta} k_{эф}\left[\eta, n(\eta)\right] n(\eta)\, d\eta + \\ + e^{-t/\tau}\int_0^t e^{\xi/\tau} S(\xi)\, d\xi. \qquad (82)$$

Третье слагаемое в правой части (82) интегрируется непосредственно, а четвертое – с помощью интегрирования по частям сводится к однократным интегралам.

Указанные преобразования приводят к искомому интегральному уравнению типа Вольтерра

$$n(t) = F(t) + \int_0^t G(t,\xi) k_{эф}\left[\xi, n(\xi)\right] n(\xi)\, d\xi, \qquad (83)$$

где $F(t)$ – известная функция, зависящая от начальных условий $n(0)$, $C_i(0)$ и внешнего источника $S(t)$

$$F(t) = n(0)e^{-t/\tau} + \sum_i C_i(0) \frac{\lambda_i \tau}{1-\lambda_i \tau}\left(e^{-\lambda_i t} - e^{t/\tau}\right) + \\ + e^{-t/\tau}\int_0^t S_0(\xi) e^{\xi/\tau}\, d\xi.$$

Ядро интегрального уравнения может быть представлено в форме

$$G(t,\xi)=G(t-\xi)=\frac{1}{\tau}\left\{(1-\bar{\gamma}\beta)e^{-(t-\xi)/\tau}+\right.$$
$$\left.+\sum_i\frac{\gamma_i\beta_i\lambda_i}{1-\lambda_i\tau}\left[e^{-\lambda_i(t-\xi)}-e^{-(t-\xi)/\tau}\right]\right\}. \qquad (84)$$

Из свойств ядра G можно отметить следующие:

$$G(t,t)=G(0)=(1-\bar{\gamma}\beta)/\tau;$$

при малых Δt

$$G(\Delta t)\approx\frac{1}{\tau}\left\{(1-\bar{\gamma}\beta)-\frac{\Delta t}{\tau}\left[(1-\bar{\gamma}\beta)-\sum_i\gamma_i\beta_i\lambda_i\tau\right]\right\}.$$

Уравнение (83) удобно для численного решения. Если $n(\xi)$ известно при $\xi\le t-\Delta t$, то

$$n(t)=F(t)+\int_0^{t-\Delta t}G(t-\xi)k_{эф}[\xi,n(\xi)]n(\xi)d\xi+$$
$$+\int_{t-\Delta t}^{t}G(t-\xi)k_{эф}[\xi,n(\xi)]n(\xi)d\xi.$$

Два первых слагаемых в правой части этого уравнения не содержат неизвестных значений $n(t)$ и могут рассматриваться как заданные функции t. В целях оценки последнего слагаемого выбирается достаточно малое Δt – такое, чтобы изменение $k_{эф}[\xi, n(\xi)]\cdot n(\xi)$ в подынтегральном выражении было незначительным. В этом случае $k_{эф}$ заменяется средним на интервале $(t-\Delta t, t)$ значением, выносится за пределы интеграла, а интегрирование $G(t-\xi)$ выполняется точно. В итоге получено

$$n(t)=\left\{F(t)+\int_0^{t-\Delta t}G(t-\xi)k_{эф}[\xi,n(\xi)]n(\xi)d\xi+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{2}k_{эф}[t-\Delta t,n(t-\Delta t)]n(t-\Delta t)B(\Delta t)\right\}\times$$
$$\times\left\{1-\frac{1}{2}k_{эф}[t,n(t)]B(\Delta t)\right\}^{-1}, \qquad (85)$$

где

$$B(\Delta t)=\int_{t-\Delta t}^{t}G(t-\xi)d\xi=$$
$$=\left[(1-\bar{\gamma}\beta)-\sum_i\frac{\gamma_i\beta_i\lambda_i\tau}{1-\lambda_i\tau}\right]\left(1-e^{-\Delta t/\tau}\right)+\sum_i\frac{\gamma_i\beta_i}{1-\lambda_i\tau}\left(1-e^{-\lambda_i\Delta t}\right).$$

В простом случае, когда $k_{эф}$ является известной функцией времени и не зависит от $n(t)$, уравнение (85) дает явное описание $n(t)$ от точки к точке. В общем случае, когда уравнение (85) содержит в знаменателе $k_{эф} = k_{эф}[t, n(t)]$, его решение находится методом последовательных приближений.

Иной алгоритм численного решения уравнения (83) разработан Коэном (доклад [61]).

И тот и другой алгоритмы показали, что интегральное уравнение (83) открывает возможности для организации численного счета, свободного от жестких ограничений на величину шага по времени. Шаг счета в указанных алгоритмах определяется характерными временами изменения самой функции $n(t)$. Медленные переходные процессы успешно рассчитываются с помощью схем, использующих относительно большие шаги.

Метод с использованием преобразования Лапласа. Ряд авторов в целях решения задач реакторной кинетики использовали интегральные представления, полученные с помощью преобразования Лапласа. Весьма эффективный метод численного решения уравнений кинетики дан в статье Кипина и Кокса [62] (см. также монографию Кипина [37]).

В статье Кипина и Кокса [62] уравнения (73) сведены к эквивалентному интегродифференциальному уравнению

$$\frac{1-\bar{\gamma}\beta}{\tau}\delta k_{эф}(t)\,n(t)=$$
$$=\frac{dn}{dt}+\sum_i\frac{\gamma_i\beta_i}{\tau}\int_0^t e^{-\lambda_i(t-\xi)}\frac{dn}{d\xi}(\xi)\,d\xi-$$
$$-\sum_i\frac{\gamma_i\beta_i\lambda_i}{\tau}\int_0^t e^{-\lambda_i(t-\xi)}\delta k_{эф}(\xi)n(\xi)d\xi+$$
$$+\sum_i e^{-\lambda_i t}\left[\frac{\gamma_i\beta_i}{\tau}n(0)-\lambda_i C_i(0)\right]-S(t) \qquad (86)$$
$$(\delta k_{эф}(t)=k_{эф}(t)-1)$$

и подвергнуты преобразованию Лапласа. В результате получено

$$n(t)=n(0)+\sum_{j=0}^{6}A_j\int_0^t e^{S_j(t-\xi)}\delta k_{эф}(\xi)n(\xi)d\xi+$$
$$+\int_0^t\left\{S(\xi)+\sum_i\left[\lambda_i C_i(0)-\frac{\gamma_i\beta_i}{\tau}n(0)\right]e^{-\lambda_i\xi}\right\}\times$$
$$\times\sum_{j=1}^{6}B_j e^{S_j(t-\xi)}d\xi, \qquad (87)$$

где $A_j=\frac{1-\bar{\gamma}\beta}{\tau}B_j+R_j$, а величины B_j, R_j, S_j являются параметрами представления в виде простых дробей следующих выражений:

$$\left(s+\frac{1}{\tau}\sum_{i=1}^{6}\frac{\gamma_i\beta_i s}{s+\lambda_i}\right)^{-1}=\sum_{j=0}^{6}\frac{B_j}{s-S_j}; \qquad (88)$$

$$\frac{\sum_{i=1}^{6}\gamma_i\beta_i\lambda_i(s+\lambda_i)^{-1}}{3\tau+s\sum_{i=1}^{6}\gamma_i\beta_i(s+\lambda_i)^{-1}}=\sum_{j=0}^{6}\frac{R_j}{s-S_j}. \qquad (89)$$

Численное интегрирование уравнения (87) при произвольной зависимости $\delta k_{эф}$ от времени осуществляется без отмеченных выше трудностей, связанных с "жесткостью" уравнений кинетики. Величины B_j, R_j, S_j или определяются непосредственно с помощью (88), (89) в соответствии с известными приемами математического анализа, или берутся из таблиц

[37, 62], в которых приведены значения этих величин для ^{235}U, ^{239}Pu, ^{233}U и различных τ.

Интегральное решение (87) относится к уравнениям кинетики в форме (73). Аналогичное решение для уравнений кинетики в форме (72) имеет вид [37]

$$n(t)=n(0)+\sum_{j=0}^{6}\frac{B_j}{\Lambda}\int_0^t e^{S_j(t-\xi)}\rho(\xi)n(\xi)d\xi+$$
$$+\int_0^t\left\{S(\xi)+\sum_{i=1}^{6}\left[\lambda_i C_i(0)-\frac{\gamma_i\beta_i}{\Lambda}n(0)\right]e^{-\lambda_i\xi}\right\}\times$$
$$\times\sum_{j=0}^{6}B_j e^{S_j(t-\xi)}d\xi,$$

где величины B_j, S_j определяются выражением (88) (при замене τ на Λ). В данном случае решение не содержит параметра R_j, и поэтому отпадает необходимость разложения (89).

Кинетика реакторов с широким диапазоном времен жизни нейтронов. Уравнения кинетики в форме (72), (73) плохо применимы к реакторам с отражателями, с несколькими отличающимися по составу зонами, в особенности если мгновенные нейтроны характеризуются широким диапазоном времен жизни и имеются мгновенные нейтроны, время жизни которых сравнимо или больше периода изменений мощности. Удовлетворительные результаты в этих случаях могут быть получены с помощью разбиения реактора на ряд связанных секций, приводящего к более сложной, чем (72), (73), системе обыкновенных дифференциальных уравнений, а в случае отсутствия значительных изменений в профиле пространственного распределения плотности потока нейтронов – с помощью решения интегрального уравнения кинетики (Кочкин, Шабалин [5], Шабалин [20], Уэлтон [63])

$$n(t)=k_{эф}(t)\int_0^\infty\left\{n(t-\xi)R(\xi)+\frac{k^s_{эф}(t)}{k_{эф}(t)}S(t-\xi)R_s(\xi)\right\}d\xi. \qquad (90)$$

Здесь $k_{эф}(t)$ – обычный коэффициент размножения нейтронов реактора; $k^s_{эф}(t)$ – коэффициент размножения нейтронов источника; $R(t)$, $R_s(t)$ – плотности распределения по времени вероятности вторичного деления, производимого в критическом реакторе соответственно нейтронами реактора и источника.

Интегральное уравнение (90) относится к точечной модели реактора. Его преимущество заключается в том, что оно в отличие от уравнений (72), (73) позволяет достаточно точно учитывать деления, производимые замедленными, долго блуждающими в среде реактора нейтронами.

В работах [5, 20] показано, что проще всего $R(\xi)$, $R_s(\xi)$ рассчитывать с помощью метода Монте-Карло. Для решения (90) в этих работах рекомендовано представление $R(\xi)$ в виде суммы I экспоненциальных функций

$$R(\xi)=\sum_{i=1}^{I}\alpha_i\gamma_i\exp(-\alpha_i\xi).$$

В этом представлении $R(\xi)$ уравнение (90) сводится к системе дифференциальных уравнений 1-го порядка.

В заключение настоящего раздела целесообразно привести также интегральное уравнение точечного реактора, выведенное непосредственно из рассмотрения баланса нейтронов в упоминавшейся выше статье Питаса и Снайдау [56].

Сформулированное в статье [56] уравнение кинетики имеет вид

$$n(t)=\sum_{i=0}^{m}\beta_i\int_0^\infty\int_0^\tau n(t-\tau)k_{эф}(t-\tau)P_i(\tau-\mu)\lambda_0 e^{-\lambda_0\mu}d\mu d\tau, \qquad (91)$$

где в целях компактности правой части уравнения мгновенные нейтроны представлены в форме псевдогруппы запаздывающих нейтронов с долей $\beta_0 = 1-\beta$ и постоянной распада λ_0. Другие обозначения в (91): $P_i(\tau-\mu)$ – вероятность появления в системе нейтрона группы i в интервале $d\mu$ с запаздыванием $(\tau-\mu)$ после образования его предшественника; $P_i(\tau-\mu)d\mu=\lambda_i e^{-\lambda_i(t-\mu)}$; m – число групп действительных ЗН. В уравнении (91) параметр λ_0 (величина, обратная времени жизни мгновенных нейтронов) считается зависящим от времени.

Если λ_0 постоянно, то интегрирование по μ в (91) выполняется непосредственно, и это уравнение становится более простым

$$n(t)=\left(\beta_0-\sum_{i=1}^{m}\frac{\beta_i\lambda_i}{\lambda_0-\lambda_i}\right)\int_0^\infty n(t-\tau)k_{эф}(t-\tau)\lambda_0 e^{-\lambda_0\tau}d\tau+$$
$$+\sum_{i=1}^{m}\frac{\beta_i\lambda_0}{\lambda_0-\lambda_i}\int_0^\infty n(t-\tau)k_{эф}(t-\tau)\lambda_i e^{-\lambda_i\tau}d\tau.$$

(здесь принято, что $P_0(\tau-\mu)d\mu=\delta(\tau-\mu)d\mu$).

Далее, если учесть, что λ_0 на много порядков больше других λ_i, то уравнение (91) можно упростить еще

$$n(t)=\sum_{i=0}^{m}\beta_i\int_0^\infty n(t-\tau)k_{эф}(t-\tau)\lambda_i e^{-\lambda_i\tau}d\tau.$$

2.6. Кинетика реакторов с отражателями. Кинетика реакторов с отражателями отличается заметным своеобразием. Весьма характерной ее особенностью, часто наблюдаемой в экспериментах, является нелинейный характер хода зависимости асимптотического обратного периода от реактивности. Эта нелинейность свидетельствует о существенном изменении с реактивностью времени жизни мгновенных нейтронов и, следовательно, об отсутствии твердых оснований для применения в данном случае точечной модели реакторной кинетики. Хотя, как отмечается в докладе Спригса и Буша [64], в прошлом модель точечной кинетики часто применялась к сборкам с отражателями, результат этого применения

точечной модели был малоинформативным. Нелинейность зависимости обратного периода от реактивности и сдвиг точки критичности по мгновенным нейтронам приводят к значительному отличию временного поведения реактора с отражателем и без отражателя.

Вопросы описания кинетики реакторов с отражателями в рамках точечной или двухточечной моделей подробно рассматривались в названном выше докладе Спригса и Буша [64], а ранее – в докладах Кона [65], Гэмбла [66], Каутса и Лонга [67]. В докладах Кона [65], Спригса и Буша [64] описание кинетики реакторов с отражателем проводится в рамках двухточечной модели по аналогии с многоточечной моделью Эйвери (доклад [68]), используемой для описания кинетики и статики многосекционных (многозонных) реакторов. Другое название этой модели: узловое (или нодальное) приближение.

В докладах Гэмбла [66], Каутса и Лонга [67] анализ кинетики реакторов проводится с использованием иного подхода. Влияние отражателя в этих работах учитывается путем включения в уравнения дополнительных групп запаздывающих нейтронов.

Двухточечная модель кинетики реактора с отражателем. При этом подходе описание переходных явлений в реакторе с отражателем проводится на основе связанной системы уравнений кинетики, сформулированных отдельно для АЗ и для отражателя [65]

$$\frac{dN_c}{dt}=\frac{k_{эф}^{c}(1-\beta)-1}{\tau_c}N_c(t)+\frac{f_{rc}}{\tau_r}N_r(t)+\sum_i\lambda_i C_i(t)+S(t);$$

$$\frac{dN_r}{dt}=\frac{f_{cr}}{\tau_c}N_c(t)-\frac{N_r(t)}{\tau_r}; \qquad (92)$$

$$\frac{dC_i}{dt}=\frac{k_{эф}^{c}\beta_i}{\tau_c}N_c(t)-\lambda_i C_i(t),\ i=1,2,...,M,$$

где N_c, N_r – числа нейтронов в области АЗ и отражателя; $k_{эф}^{c}$ – значение $k_{эф}$ в АЗ без отражателя; τ_c, τ_r – среднее время жизни мгновенных нейтронов соответственно в АЗ без отражателя и в отражателе; f_{cr} – доля нейтронов, перелетающих из АЗ в отражатель; f_{rc} – доля нейтронов, возвращающихся из отражателя в АЗ.

На основе уравнений (92) в докладе [64] показано, что в реакторе с отражателем общее значение $k_{эф}$ равно $k_{эф}^{c}+f$, а критическое состояние по мгновенным нейтронам достигается при реактивности $\rho \approx \beta(1+f)$, где f – доля нейтронов, перелетающих из АЗ в отражатель и затем возвращающихся в АЗ ($f = f_{rc} \cdot f_{cr}$; реактивность определяется обычным соотношением $\rho = (k_{эф}-1)/k_{эф}$). Определено также, каким образом из расчетов с помощью метода Монте-Карло и других методов переноса нейтронов могут быть оценены кинетические параметры, входящие в уравнения (92).

Значение $k_{эф}^{c}$ соответствует собственному значению $k_{эф}$ при расчете АЗ без отражателя. В системах с большим отражателем значение $k_{эф}^{c}$ обычно составляет ~ 0,8. Значение τ_c находится как среднее время между любого типа взаимодействиями нейтрона, имеющими следствием потерю его в АЗ.

Доля f_{cr} нейтронов, перелетающих из АЗ в отражатель, устанавливается интегрированием положительного тока утечки по тем частям поверхности АЗ, на которых имеется отражатель. Для малых, полностью окруженных отражателем систем f_{cr} обычно равна 0,5–0,6. Полный $k_{эф}$ определяется из расчета собственного значения для модели АЗ + отражатель. По известным $k_{эф}^{c}$ и $k_{эф}$ находится параметр $f = k_{эф}-k_{эф}^{c}$. Далее определяется параметр $f_{rc} = f/f_{cr}$.

Эффективное время жизни мгновенных нейтронов в отражателе τ_r находится из второго уравнения системы (92) в условиях равновесия

$$\tau_r=\left(\frac{\tau_c}{f_{cr}}\right)\cdot\frac{N_{r0}}{N_{c0}}. \qquad (93)$$

Входящие в выражение (93) величины N_{r0}, N_{c0} (равновесные значения N_r и N_c) легко определяются с помощью интегрирования плотности потока нейтронов по энергии и координатам в соответствующих областях

$$N_{r0}=\int_{\text{отражатель}}\frac{\varphi(\vec{r},E)}{v(E)}d\vec{r}\,dE; \quad N_{c0}=\int_{\text{АЗ}}\frac{\varphi(\vec{r},E)}{v(E)}d\vec{r}\,dE$$

(здесь $v(E)$ – скорость нейтрона).

В большинстве реакторов с отражателем управление параметром $k_{эф}$ осуществляется в результате изменения $k_{эф}^{c}$ при вводе-удалении регулирующих стержней АЗ или изменения параметра f при перемещении фрагментов отражателя. Если, однако, принять, что управление параметром $k_{эф}$ производится в результате изменения $k_{эф}^{c}$, а f постоянно во всем рассматриваемом диапазоне изменения реактивности, то для реактора с отражателем можно получить следующее уравнение обратных часов:

$$\rho=\frac{k_{эф}^{c}}{k_{эф}}\left[\alpha\frac{\tau_c}{k_{эф}^{c}}+\frac{f\tau_r\alpha}{k_{эф}^{c}(\tau_r\alpha+1)}+\sum_i\frac{\beta_i\alpha}{\alpha+\lambda_i}\right], \qquad (94)$$

где α – асимптотический обратный период.

Если f приближается к нулю, то $k_{эф}$ стремится к $k_{эф}^{c}$, и выражение (94) вырождается в уравнение обратных часов для реактора без отражателя.

Уравнение (94) может быть переписано в шкале реактивности АЗ ρ_c

$$\rho_c=\alpha\frac{\tau_c}{k_{эф}^{c}}+\frac{f\tau_r\alpha}{k_{эф}^{c}(\tau_r\alpha+1)}+\sum_i\frac{\beta_i\alpha}{\alpha+\lambda_i}. \qquad (95)$$

Реактивность ρ_c связана с ρ, $k_{эф}$, $k^c_{эф}$ и f соотношениями

$$\rho_c = \rho\left(\frac{k_{эф}}{k^c_{эф}}\right) = \frac{k_{эф}-1}{k^c_{эф}} = \frac{k_{эф}-1}{k_{эф}-f}.$$

Формула связи ρ с параметрами только АЗ записывается как

$$\rho_c = \left(k^c_{эф} - k^{c0}_{эф}\right) \Big/ k^c_{эф},$$

где $k^{c0}_{эф}$ – значение $k^c_{эф}$ в состоянии, в котором полная система критична с учетом запаздывающих нейтронов.

В целях определения условий применимости к реакторам с отражателем обычной одноточечной модели кинетики был выполнен тщательный анализ корней α_j уравнений (94) или (95) в зависимости от реактивности. (При использованных 6 группах ЗН число корней равно 8.)

В результате показано, что при реактивностях ρ выше мгновенной критичности условием применимости одноточечной модели кинетики является соблюдение требования $\alpha_1\tau_r << 1$, где α_1 – первый корень уравнения (94) или (95). Если это условие не выполняется, то асимптотический обратный период реактора изменяется нелинейным образом в зависимости от реактивности, и результат применения одноточечной модели становится слишком грубым. Реактор с отражателем, отличающимся малым временем жизни τ_r и малой долей f возвращения нейтронов в АЗ, ведет себя подобно эквивалентной системе без отражателя. В этом случае применение одноточечной модели кинетики к реактору с отражателем оказывается вполне адекватным.

В качестве примера для сравнения результатов расчета по двум моделям кинетики в докладе [64] рассмотрен реактор с отражателем, действующий в режиме апериодических импульсов. На рис. 9,а, б проведено сравнение форм одного из импульсов делений в этой системе и зависимости пиковой мощности от асимптотического обратного периода, рассчитанных по двухточечной и одноточечной моделям кинетики.

Как видно из рис. 9, рассчитанные по двум моделям кинетики временные формы импульса делений, соответствующего случаю ступенчатого ввода реактивности $4\beta_{эф}$, заметно различаются. В основном это отличие проявляется в виде сдвига пиков мощности, вызванного несовпадением значений начального обратного периода, равного 640 и 529 $с^{-1}$ соответственно в двухточечной и одноточечной моделях. В двухточечной модели мощность растет быстрее и пик мощности наступает раньше.

Приведенный выше анализ корней уравнения (94) или (95) и сравнение результатов расчета по одноточечной и двухточечной моделям имели целью определение границ применимости к реакторам с отражателем одноточечной модели кинетики. Как следует из указанного анализа и сравнения, одноточечная модель к этим системам применима лишь в редких случаях.

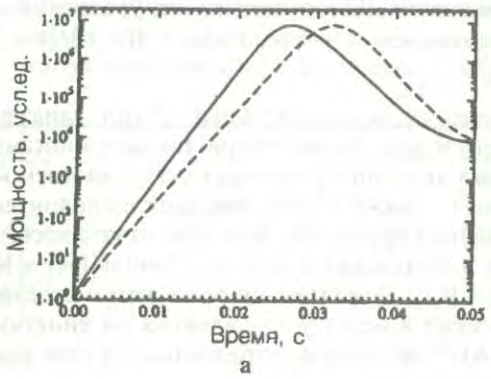




Рис. 9. Импульс делений при $\rho = 4\beta_{эф}$ (а) и зависимость пиковой мощности импульсов от реактивности (б) в реакторе с отражателем (коэффициент гашения реактивности в системе равен $-100\ \beta_{эф}$/МДж): — – расчет по двухточечной модели с параметрами τ_c = 10 мкс; τ_r = 500 мкс; f = 0,05; ----- – расчет по одноточечной модели со средним временем генерации нейтронов Λ = 36,84 мкс [64]

Что же касается вопросов применимости к реакторам с отражателем двухточечной модели, то и на этот счет получены определенные заключения. В результате сравнения с экспериментом показано, что переходные явления в простых по структуре реакторах с отражателем с помощью двухточечной модели воспроизводятся с весьма хорошей точностью. Удовлетворительный результат получен даже в случае применения модели к быстротепловой критической сборке ZPR-III [65].

Следует отметить, что двухточечные уравнения (92) записаны в терминах $k_{эф}$. В терминах реактивности ρ_c эти уравнения имеют вид [64]

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{\rho_c - \beta - (1-\beta)f}{\tau_c} N_c + \frac{f_{rc}}{\tau_r} N_r + \sum_i \lambda_i C_i + S;$$

$$\frac{dN_r}{dt} = \frac{f_{cr}}{\tau_c} N_c - \frac{N_r}{\tau_r}; \qquad (96)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{(1-f)\beta_i}{\tau_c} N_c - \lambda_i C_i, \quad i = 1,2,...,M.$$

Уравнения (96) получены из уравнений (92) с использованием упрощений: $(1-f)/(k-f)\approx 1$; $k_c \approx 1-f$.

Введение дополнительных групп запаздывающих нейтронов. Удовлетворительного описания переходных явлений в реакторах с отражателем можно достигнуть также путем введения дополнительных (фиктивных) групп ЗН. Как уже отмечалось, такой подход использован в работах Гэмбла [66] и Каутса и Лонга [67]. Довольно широко этот метод применялся также в целях учета влияния на кинетику быстрых АИР нейтронов, отраженных от стен реакторного помещения.

Наиболее полно указанного рода модель реакторов с отражателями исследована в докладе [67]. Рассмотрение при этом ограничивалось отражателями, вносящими реактивность не более нескольких $\beta_{эф}$, и основывалось на следующих предположениях:

- к реактору без отражателя применимы одноточечные уравнения кинетики в форме (73);
- размещение вблизи реактора отражателя не сопровождается значительными деформациями пространственно-энергетического распределения нейтронов в АЗ;
- используемые одноточечные уравнения кинетики допускают распространение их на случай реактора с отражателем путем добавления зависящего от времени источника, учитывающего возвращение отраженных нейтронов в АЗ и их участие в поддержании цепной реакции делений.

Правомерность первого предположения обосновывается богатым опытом успешного применения одноточечной модели к простым реакторам без отражателя, второго предположения – результатами измерений потока нейтронов в критических сборках с небольшими отражателями. Реальность третьего предположения подтверждается последующим успешным применением модели к реакторам с отражателями.

В рассматриваемой модели нейтрону, вылетающему из АЗ в отражатель с энергией E' и возвращающемуся в АЗ с энергией E, приписывалось время жизни в АЗ перед вылетом $\tau_1(E')$, перелета от АЗ к отражателю $\tau_2(E')$, пребывания в отражателе $\tau_3(E', E)$, перелета от отражателя к АЗ $\tau_4(E)$ и время жизни в АЗ до поглощения или нового вылета $\tau_5(E)$. Во всех случаях многократные отражения не учитывались. Предполагалось также, что зависимости от E' и E различных временных констант могут быть разделены и всем нейтронам может быть приписано фиксированное значение τ_2. Для варианта замедляющих отражателей последнее ограничение не оказывает заметного влияния на результат, поскольку τ_2 очень мало в сравнении с $\tau_4(E)$. Лишь малое влияние на среднее время жизни нейтронов в АЗ характерно также для параметров τ_1 и τ_5.

Энергетический спектр отраженных нейтронов разбивался на N групп. Формальная интенсивность нейтронов $C'_j(t)$ для каждой энергетической группы j нейтронов, вылетающих из отражателя, описывалась с помощью уравнения

$$\frac{dC'_j}{dt} = \beta'_j k_{эф} \frac{n(t-\tau_2)}{\tau} - \frac{C'_j(t)}{\tau_{3j}},$$

где β'_j – доля нейтронов деления, покидающих АЗ, а затем возвращающихся в нее как отраженные нейтроны j-й энергетической группы.

Учет отраженных нейтронов в уравнениях рассматриваемой кинетической модели осуществляется путем добавления к источнику нейтронов слагаемых вида

$$S(T) = \sum_j \gamma'_j \frac{C'_j(t-\tau_{4j})}{\tau_{3j}},$$

где γ'_j – эффективность j-й группы отраженных нейтронов в производстве делений в АЗ. Слагаемое $\bar{\gamma}\beta$ в уравнении (73) заменяется на $\gamma^*\beta^* = \sum_i \gamma_i\beta_i + \sum_j \gamma'_j\beta'_j$. Замена $\bar{\gamma}\beta$ на $\gamma^*\beta^*$ сохраняет за $k_{эф}$ обычный смысл.

Полная система уравнений кинетики для реактора с отражателем записывается как

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{эф}(1-\gamma^*\beta^*)-1}{\tau} n(t) + \sum_i \gamma_i\lambda_i C_i(t) + \sum_j \gamma'_j \frac{C'_j(t-\tau_{4j})}{\tau_{3j}};$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{k_{эф}\beta_i}{\tau} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i=1,2,...,M; \qquad (97)$$

$$\frac{dC'_j}{dt} = \frac{k_{эф}\beta'_j}{\tau} n(t-\tau_2) - \frac{C'_j(t)}{\tau_{3j}}, \quad j=1,2,...,N.$$

За исключением сдвига τ_{4j} и τ_2 в аргументах C'_j и n слагаемые в уравнениях, ответственные за отраженные нейтроны, имеют свойства групп ЗН. Уравнения в форме (97) удобны в том смысле, что многие решения, известные для уравнений реактора без отражателя, могут быть распространены и на уравнения (97).

3. ВЛИЯНИЕ НА КИНЕТИКУ РЕАКТОРОВ НЕЙТРОНОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ СТЕН ПОМЕЩЕНИЯ

3.1. Кинетика импульсных реакторов с учетом влияния стен помещения. Известно, что нейтроны, отраженные от стен реакторного зала и от окружающих предметов, заметно искажают кинетические зависимости реакторов, в особенности реакторов на быстрых нейтронах в отсутствие отражателя. Например, установившийся период разгона мощности ядерного устройства в области мгновенной критичности может при этом изменяться на порядки величины. Для исследовательских реакторов, в особенности импульсных, это обстоятельство может быть очень существенным.

Уже в первой серии импульсных экспериментов на АИР Godiva-II принимались меры в направлении минимизации влияния на характеристики импульсов окружающих реактор предметов и стен реакторного зала. В целях исключения влияния нейтронов, отраженных от стен зала, АИР Godiva-I на некоторое время перемещался на открытое пространство вне здания. На рис. 10 проведено сравнение временных форм импульсов, полученных на Godiva-I внутри здания и на открытом пространстве. Влияние фона нейтронов, отраженных от стен, проявлялось в повышении мощности на спаде импульса. Это влияние было аналогично воздействию дополнительных групп запаздывающих нейтронов с очень малыми периодами распада.

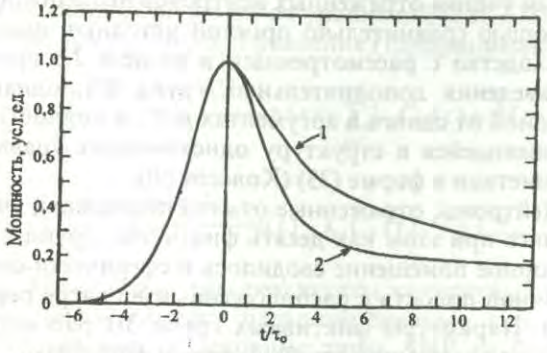


Рис. 10. Сравнение форм импульсов АИР Godiva-I, размещенного в реакторном зале (1) и на открытом пространстве (2). Начальные период реактора τ_0 равен ~ 320 мкс, мощность указана в условных единицах [12]

К чувствительно неприятным последствиям, связанным с присутствием отраженных нейтронов, следует отнести вызываемое ими существенное увеличение так называемого "хвоста" импульса делений в АИР. На рис. 11 представлены измеренные на Godiva-II в зависимости от начального обратного периода τ_0^{-1} полные числа делений за импульс и числа делений в быстропеременной части (без хвоста). Как видно из рис. 11, доля делений в хвосте импульса в реакторе, размещенном внутри здания, может быть весьма значительной.

Тем не менее расчеты кинетики реакторов часто проводят без учета отраженных нейтронов. В прежние годы даже расчеты АИР выполнялись без учета нейтронов, отраженных от стен. Вследствие этого получаемые данные относились преимущественно к быстропеременной части имульсов делений или к импульсам с высоким энерговыделением, в меньшей степени подверженным влиянию отраженных нейтронов.

С годами описание нейтронных явлений в АИР совершенствовалось. В 70 - 80-х годах расчеты кинетики (и динамики) АИР стали проводить с обязательным учетом нейтронов, отраженных от стен реакторного зала, с широким использованием метода Монте-Карло для определения параметров мгновенных и запаздывающих нейтронов. Влияние отраженных нейтронов рассчитывается с помощью как приближенного [9], так и практически точного алгоритма, основанного на математических методах инвариантного погружения и Монте-Карло [7, 10].

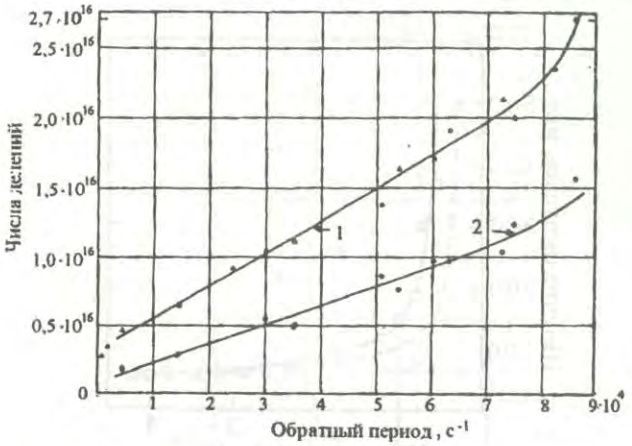


Рис. 11. Реактор Godiva-II, расположенный внутри здания. Экспериментальные полные числа делений за импульс (1) и числа делений в быстропеременной части импульса (2) в зависимости от обратного начального периода [12]

В последнем алгоритме кинетика блуждания нейтронов вне реактора описывается с помощью функций $A^{ij}(t)$, которые имеют физический смысл интегрального по направлениям движения потока нейтронов группы i, движущихся в момент времени t в месте расположения реактора, излучившего один нейтрон группы j в момент $t = 0$. Поток $A^{ij}(t)$ представляется в виде суммы потоков нейтронов, движущихся по траекториям, изотропно начинающимся в месте расположения реактора и заканчивающимся там же. Характеристики однократно отраженных нейтронов рассчитываются для реальной геометрии зала, а характеристики n-кратно отраженных нейтронов - с помощью соотношений, применимых к залу сферической формы. При этом радиус сферического зала выбирается таким, чтобы были равны эффективные доли однократно отраженных нейтронов в реальной и сферической геометриях зала.

Широко используется также численный итерационный метод решения интегральных уравнений кинетики АИР, сформулированных в рамках одноточечной модели по аналогии с интегральными уравнениями работ [5, 63]. Мощность АИР в этом методе определяется уравнением (см. [7])

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

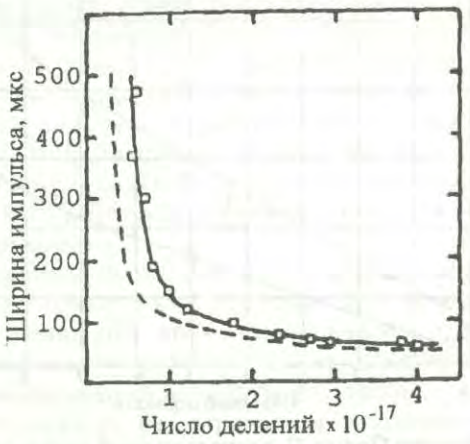
или

$$n(t) = \int_{t_0}^{t} B(\eta)\, k(\xi)\, n(\xi)\, d\xi ; \qquad (98)$$

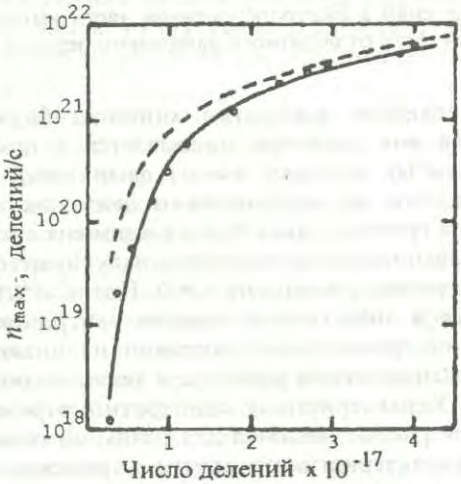
$$B(\eta) = G(t,\xi)/k(\xi);\ \eta = t - \xi .$$

При решении уравнения (98) функция $B(\eta)$ представляется суммой четырех слагаемых, связанных с быстрыми нейтронами делений, с быстрыми отра-

женными, с медленными отраженными и с обычными запаздывающими нейтронами. Каждое из этих слагаемых, в свою очередь, представлялось конечной суммой экспоненциальных членов.



а



б

Рис. 12. Быстрый реактор БР-1. Расчетные и экспериментальные зависимости ширины импульса на полувысоте (а) и пиковой мощности (б) от числа делений за импульс: — - расчет с учетом отраженных нейтронов; --- - расчет без учета отраженных нейтронов; □, ○ - эксперимент

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 расчетах с помощью этих более точных методов достигнуто практически точное воспроизведение экспериментальных импульсов делений как в быстропеременной части импульса, так и на его хвосте во всем диапазоне начальных реактивностей.

В качестве примера на рис. 12 приведено сравнение расчетных и экспериментальных параметров импульсов делений в быстром реакторе БР-1 [7].

Ниже приведены краткая информация о методе приближенного учета отраженных нейтронов в кинетике реакторов и более развернутое изложение метода строгого расчета характеристик полей отраженных нейтронов, используемых в точных уравнениях кинетики (98). Отмечены также имеющиеся в литературе эмпирические сведения об измерениях спектров пространственных распределений и абсолютных уровней потоков отраженных нейтронов в реакторных залах и боксах.

3.2. Приближенный учет влияния отраженных нейтронов. Расчеты кинетики реакторов с приближенным учетом отраженных нейтронов выполнялись с помощью сравнительно простой методики, имеющей сходство с рассмотренным в разделе 2.6 приемом введения дополнительных групп ЗН, однако свободной от сдвига в аргументах n, C_i, и полностью вписывающейся в структуру одноточечных уравнений кинетики в форме (73) (Колесов [9]).

Нейтроны, отраженные от стен помещения, учитывались при этом как десять фиктивных групп ЗН. Реакторное помещение сводилось к сферически-симметричной полости с расположенным в центре реактором. Параметры фиктивных групп ЗН рассчитывались по следующим приближенным формулам:

$$\frac{1}{\lambda_i} = \tau_1 + \frac{\tau_{2i} + \tau_{3i}}{1-\alpha};\ \beta_i = \gamma_1\gamma_2\gamma_{3i}\gamma_{4i};$$

$$\beta_{отр} = \sum_{i=1}^{10}\beta_i = \gamma_1\gamma_2\sum_{i=1}^{10}\gamma_{3i}\gamma_{4i},\ i = 1,2,...,10. \qquad (99)$$

Здесь $\tau_1 \approx (R_0 - r_0)/v_0 \approx R_0/v_0$; τ_1 – время перелета нейтронов от реактора до стен; τ_{2i} – время замедления нейтронов до энергии i-й группы в материале стен; τ_{3i} – время перелета нейтронов i-й группы от стен до реактора, $\tau_{3i} \approx R_0/v_i$; r_0, R_0 – эффективные радиусы реактора и помещения соответственно; α – альбедо стен; v_0, v_i – скорость нейтронов реактора и i-й группы отраженных нейтронов; γ_1 – доля нейтронов деления, покидающих реактор; γ_2 – доля нейтронов, возвращающихся в реактор в результате отражения от стен; γ_{3i} – доля нейтронов i-й группы $\left(\sum_{i=1}^{10}\gamma_i = 1\right)$; γ_{4i} – относительная ценность отраженных нейтронов i-й группы. При $r_0 \ll R_0$ и при равной вероятности (в пределах 2π стерадиан) излучения нейтронов во всех направлениях $\gamma_1 = 1 - \frac{\Sigma_a}{\nu\Sigma_f}$, $\gamma_2 \approx \frac{\alpha}{2(1-\alpha)}\left(\frac{r_0}{R_0}\right)^2$.

Множители γ_{4i} в одногрупповом приближении переноса нейтронов с учетом проникновения отраженных нейтронов без рассеяния вглубь АЗ оценивались по формулам

$$\gamma_{4i} \approx \frac{4\beta_{0i}}{r_0^2} \frac{\int_0^{r_0} r^2 \varphi(r) dr}{\int_0^{r_0} r^2 \varphi^2(r) dr} \int_0^{r_0} r^2 B^{(i)}(r) \varphi(r) dr;$$

$$B^{(i)}(r) = \frac{1}{r} \int_0^r ch(\alpha_{0i} x) \exp\left(-\alpha_{0i} \sqrt{r_0^2 - r^2 + x^2}\right) dx,$$

где $\varphi(r)$ – распределение плотности потока нейтронов в критическом реакторе; α_{0i}, β_{0i} – параметры Пайерлса для нейтронов i-й группы.

При указанном подходе к моделированию влияния стен уравнения кинетики с учетом отраженных нейтронов отличаются от уравнений (72), (73) только числом групп ЗН. Уравнения (73) принимают вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{эф}(1-\bar{\gamma}\beta)-1}{\tau} n(t) + \sum_{i=1}^{16} \lambda_i C_i(t) + S(t);$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\gamma_i \beta_i k_{эф}}{\tau} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1,2,...,16. \qquad (100)$$

Ниже приведены результаты конкретных расчетов динамики трех идеализированных реакторов, представляющих основные типы АИР на быстрых нейтронах [14]. Реактор 1 близок системам HPRR, SPR-II, БИР, БАРС, БР-1. Для этих АИР характерны малые размеры и короткие времена жизни мгновенных нейтронов. Реактор 2 подобен реактору ТИБР. Этот АИР имеет ту же композицию, что и вышеперечисленные системы, но в нем с помощью локализованного внутреннего замедлителя затянуто время жизни мгновенных нейтронов. Реактор 3 близок АИР Super KUKLA и БИГР. Эти системы отличаются большими размерами и значительным разбавлением топлива инертными или плохо делящимися материалами. Времена жизни мгновенных нейтронов в реакторах 1, 2, 3 приняты равными соответственно $1 \cdot 10^{-8}$; $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ и $2{,}1 \cdot 10^{-7}$ с, радиусы АЗ r_0 – 10,9; 10,9 и 40,0 см. Альбедо стен принято равным 0,35.

В расчете использовались уравнения (99), (100), дополненные уравнениями для температуры и реактивностной обратной связи.

Некоторые результаты расчета импульсов, близких к номинальным, представлены на рис. 13. Получено, что с учетом отраженных нейтронов при неизменной начальной реактивности импульсы в реакторах 1, 3 с уменьшением R_0 становятся более широкими, максимальное значение мощности и ее отношение к средней мощности на плато импульса уменьшаются, относительная доля энерговыделения на плато возрастает. Изменения ширины импульса на половине высоты и энерговыделения за импульс становятся существенными при $R_0 < 2$ м, относительного энерговыделения на плато – при $R_0 < 5$ и 7 м для реакторов 1 и 3 соответственно. На характеристиках импульсов в реакторе 2 наличие отраженных от стен нейтронов практически не сказывается.

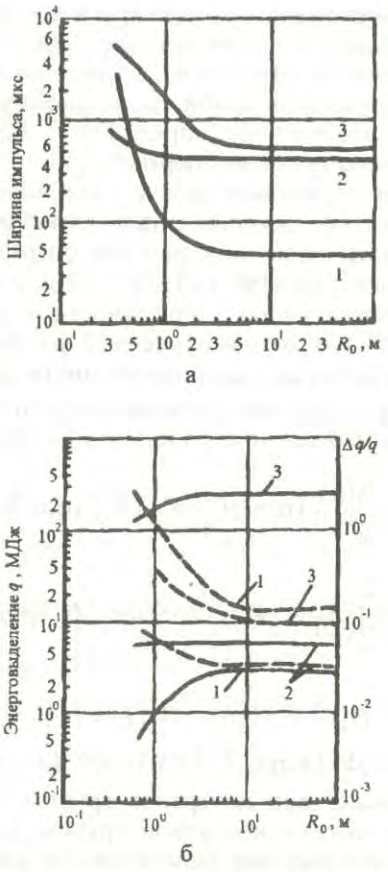


Рис. 13. Зависимость ширины импульса на половине высоты (а), а также энерговыделения в быстропеременной части импульса q и отношения $\Delta q/q$ (Δq – энерговыделение на плато импульса) (б) от радиуса помещения R_0 для реакторов 1-3: — - q; --- - $\Delta q/q$

3.3. Поля отраженных нейтронов и методы инвариантного погружения и сложения. Общие закономерности фона нейтронов в реакторных залах и боксах известны из экспериментальных работ Андреевой и др. [69], Отставнова [70] и Бартко [71]. Для получения более развернутых сведений о необходимых для решения уравнений (98) спектрально-временных распределениях отраженных нейтронов в конкретных залах требуются специальные расчеты. В статьях Хоружего и автора обзора [10], Хоружего [72] в этих целях применен алгоритм расчета спектрально-временных характеристик отраженных нейтронов в сферической полости и в реальном реакторном зале, сформулированный на основе методов инвариантного погружения (ИП) и сложения. В этих статьях дано описание самого алгоритма, экономичных по используемой оперативной памяти и шагу счета способов решения уравнений ИП для плоского слоя и сферической оболочки, а также уравнений метода сложения.

Методы ИП и сложения вначале были применены В. А. Амбарцумяном и С. Чандрасекаром в астрофизических исследованиях. Позднее эти методы нашли применение при расчете радиационных защит (см. статью Маута [73]). Основная особенность ме-

тодов ИП и сложения заключается в предоставлении ими возможности получения сведений о пропускании и отражении излучений без расчетов внутреннего поля излучения в самой среде. Внешние поля излучения в этом случае определяются без решения кинетического уравнения переноса.

В многогрупповых задачах для плоского слоя или сферической оболочки при указанном подходе вводятся матричные интегральные операторы отражения от поверхностей 1 (S_{11}) и 2 (S_{22}), а также операторы прохождения с поверхности 1 на поверхность 2 (T_{21}) и с поверхности 2 на поверхность 1 (T_{12}), определяемые соотношениями (в сферической оболочке в целях избежания многократного отражения введен абсолютно поглощающий нейтроны кор):

$$I_1'^i(\eta)=\sum_j\int_0^1\left[\overline{S}_{11}^{ij}(\eta,\eta')I_1^j(\eta')+\overline{T}_{12}^{ij}(\eta,\eta')I_2^j(\eta')\right]d\eta';$$

$$I_2'^i(\eta)=\sum_j\int_0^1\left[\overline{T}_{21}^{ij}(\eta,\eta')I_1^j(\eta')+\overline{S}_{22}^{ij}(\eta,\eta')I_2^j(\eta')\right]d\eta'. \quad (101)$$

Здесь $I_1'^i(\eta)=I_-^i(0,\eta)$; $I_2'^i(\eta)=I_+^i(r_2-r_1,\eta)$, где $I_+^i(x,\eta)\equiv\eta\Phi^i(x,\eta)$, $I_-^i(x,\eta)\equiv\eta\Phi^i(x,-\eta)$, $[\eta\in(0,1)]$ - стационарные токи нейтронов группы i; $\Phi(x,\mu)$ – плотность потока нейтронов группы i, удовлетворяющая стационарному кинетическому уравнению переноса нейтронов; μ, η – косинусы угла, под которым движется нейтрон [$\mu\in(-1,1)$; $\eta\in(0,1)$]. В целях краткости в выражениях (101) не указана зависимость операторов отражения и пропускания от толщины слоя (r_2-r_1) или от внутреннего и внешнего радиусов оболочки r_1, r_2.

Общий операторный вид уравнений ИП в многогрупповом приближении тот же, что и в одногрупповом случае, рассмотренном в статье Шеноя и Мокела [74]:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial}{\partial r}S_{11}=T_{12}\beta T_{21};\\ \dfrac{\partial}{\partial r}T_{21}=S_{22}\beta T_{21}+(-\alpha+G)T_{21};\\ \dfrac{\partial}{\partial r}T_{12}=T_{12}\beta S_{22}-T_{12}(\alpha+G);\\ \dfrac{\partial}{\partial r}S_{22}=S_{22}\beta S_{22}-S_{22}(\alpha+G)+(-\alpha+G)S_{22}+\beta.\end{cases} \quad (102)$$

Граничные условия при нулевой толщине имеют вид

$$T_{21}=T_{12}=\hat{1};\ S_{11}=S_{22}=\hat{0}.$$

Операторы α и β устанавливаются на основе соответствия кинетическим уравнениям переноса

$$\alpha^{ij}(\eta,\eta')=\delta^{ij}\delta(\eta-\eta')\frac{\sigma^i}{\eta}-p^{ij}(\eta,\eta')\frac{1}{\eta'};$$

$$\beta^{ij}(\eta,\eta')=p^{ij}(-\eta,\eta')\frac{1}{\eta'},$$

где

$$p^{ij}(x,\mu,\mu')=\int_0^{2\pi}W^{ij}[x,\mu_0(\phi)]d\phi;$$

$$\mu_0=\sqrt{\left(1-\mu^2\right)\left(1-\mu'^2\right)}\cos\phi+\mu\mu';$$

$W^{ij}(x,\mu_0)$ – индикатриса перехода нейтронов из точки фазового пространства $(\vec{\Omega}',j)$ в точку фазового пространства $(\vec{\Omega},i)$; $\sigma^i(x)$ –полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов группы i со средой.

В плоском случае оператор $G=0$. Для сферических оболочек действие этого оператора определяется соотношениями

$$F(\eta,\eta_0)G=\left(\frac{1-\eta_0^2}{r\eta_0}\frac{\partial}{\partial\eta_0}-\frac{2}{r}\right)F(\eta,\eta_0);$$

$$GF(\eta,\eta_0)=\frac{1-\eta^2}{r\eta}\left(\frac{1}{\eta}-\frac{\partial}{\partial\eta}\right)F(\eta,\eta_0).$$

При выводе уравнений (102) предполагалось, что речь идет о плоском слое или о сферической оболочке с абсолютно поглощающим кором. В реальной ситуации центральная оболочка может иметь отличную от нуля функцию отклика S_k и содержать источник нейтронов, создающий ток I_k на внутренней поверхности оболочки. Для оболочки без поглощающего кора $S_k=\hat{1}$ и нейтронные токи I_1 и I_1' связаны условием $I_1=I_k+S_kI_1'$. Учитывая эту связь и определение операторов отражения и пропускания (101), можно получить

$$I_1'=\tilde{T}_{12}I_2+\tilde{S}_{11}I_k;\ I_2'=\tilde{T}_{21}I_k+\tilde{S}_{22}I_2, \quad (103)$$

где

$$\tilde{S}_{11}=\left(1-S_{11}S_k\right)^{-1}S_{11};\ \tilde{T}_{21}=T_{21}\left(1+S_k\tilde{S}_{11}\right);$$

$$\tilde{T}_{12}=\left(1-S_{11}S_k\right)^{-1}T_{12};\ \tilde{S}_{22}=S_{22}+T_{21}S_k\tilde{T}_{12}.$$

Операторы (103) удовлетворяют той же системе уравнений (102), что и операторы без тильды. Граничные условия при нулевой толщине имеют вид

$$\tilde{S}_{11}=\hat{0};\ \tilde{T}_{21}=\tilde{T}_{12}=\hat{1};\ \tilde{S}_{22}=S_k.$$

С помощью матриц перехода (операторы отражения и пропускания) можно получить соотношения метода сложения, связывающие нейтронные характеристики составной среды (I + II) с характеристиками ее элементов (I) и (II). Если принять, что ток I_1 входит в среду (I), а ток I_2 – в среду (II), то

$$T_{12}^{(I+II)}=T_{12}^{I}T_2^B;\ S_{22}^{(I+II)}=S_{22}^{II}+T_{21}^{II}S_2^B, \quad (104)$$

где операторы внутреннего режима T_2^B, S_2^B записываются как

$$T_2^B = T_{12}^{II} + S_{11}^{II} S_2^B;\ S_2^B = S_{22}^I T_2^B \qquad (105)$$

и аналогично

$$T_2^{(I,II)} = T_{21}^{II} T_1^B;\ S_{11}^{(I+II)} = S_{11}^I + T_{12}^I S_1^B;$$
$$T_1^B = T_{21}^I + S_{22}^I S_1^B;\ S_1^B = S_{11}^{II} T_1^B. \qquad (106)$$

Соотношения (104)–(106) имеют прозрачный физический смысл, выражая условия баланса частиц. Операторы T^B, S^B определяют нейтронные токи на границе раздела сред I и II. Ток в направлении от I к II дается выражением

$$I_1^B = T_1^B I_1 + S_2^B I_2,$$

а ток в направлении от II к I выражением

$$I_2^B = T_2^B I_2 + S_1^B I_1.$$

С помощью соотношений (104)–(106) можно определять не только характеристики составной среды, но и внутреннее нейтронное поле.

3.4. Коэффициенты отражения и пропускания для плоских сред. Чтобы решить с хорошей точностью уравнения ИП (и сложения), необходимо из ядер операторов выделить сингулярные члены, описывающие прямопролетные нейтроны. Например, для однородного слоя ($S_{11} = S_{22}$; $T_{21} = T_{12}$) толщиной x

$$\overline{T}_{12}^{ij}(\eta,\eta_0) = \delta^{ij}\delta(\eta-\eta_0)\exp\left(-\frac{\sigma x}{\eta}\right) + \eta T_{12}^{ij}(\eta,\eta_0);$$
$$\overline{S}_{22}^{ij}(\eta,\eta_0) = \eta S_{22}^{ij}(\eta,\eta_0). \qquad (107)$$

Уравнения ИП для коэффициентов отражения S_{22}^{ij} и пропускания T_{12}^{ij} имеют вид (повторяющиеся индексы означают суммирование)

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\sigma^i}{\eta} + \frac{\sigma^k}{\eta_0}\right) S_{22}^{ik}(\eta,\eta_0) =$$
$$= \frac{1}{\eta} X^{ik}(-\eta,\eta_0) + \int_0^1 S_{22}^{ij}(\eta,\eta') X^{jk}(\eta',\eta_0)\,d\eta';$$
$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\sigma^k}{\eta_0}\right) T_{12}^{ik}(\eta,\eta_0) = \qquad (108)$$
$$= \frac{1}{\eta}\exp\left(-\frac{\sigma^i x}{\eta}\right) X^{ik}(\eta,\eta_0) +$$
$$+ \int_0^1 T_{12}^{ij}(\eta,\eta') X^{jk}(\eta',\eta_0)\,d\eta';$$
$$X^{ik}(\eta,\eta_0) \equiv p^{ik}(\eta,\eta_0)\frac{1}{\eta_0} +$$
$$+ \int_0^1 p^{ij}(-\eta,\eta') S_{22}^{jk}(\eta,\eta_0)\,d\eta';$$
$$S_{22}^{ik}(\eta,\eta_0)\Big|_{x=0} = T_{12}^{ik}(\eta,\eta_0)\Big|_{x=0} = 0.$$

Аналогично выделяются сингулярные члены в уравнениях (104)–(106). В результате уравнения внутреннего режима принимают вид

$$T_1^{Bik}(\eta,\eta_0) = T_{21}^{Iik}(\eta,\eta_0) +$$
$$+ \int_0^1 \eta' S_{22}^{Iij}(\eta,\eta') S_1^{Bjk}(\eta',\eta_0)\,d\eta';$$
$$S_1^{Bik}(\eta,\eta_0) = S_{11}^{IIik}(\eta,\eta_0)\exp\left(-\frac{\tau_1}{\eta_0}\right) + \qquad (109)$$
$$+ \int_0^1 \eta' S_{11}^{IIij}(\eta,\eta') T_1^{Bjk}(\eta',\eta_0)\,d\eta',$$

а формулы сложения характеристик двух слоев

$$T_{21}^{(I+II)ik}(\eta,\eta_0) = T_{21}^{IIik}(\eta,\eta_0)\exp\left(-\tau_1^k/\eta_0\right) +$$
$$+ \exp\left(-\tau_{II}^i/\eta\right) T_1^{Bik}(\eta,\eta_0) +$$
$$+ \int_0^1 \eta' T_{21}^{IIij}(\eta,\eta') T_1^{Bjk}(\eta',\eta_0)\,d\eta';$$
$$S_{11}^{(I+II)ik}(\eta,\eta_0) = S_{11}^{Iik}(\eta,\eta_0) + \qquad (110)$$
$$+ \exp\left(-\tau_1^i/\eta\right) S_1^{Bik}(\eta,\eta_0) +$$
$$+ \int_0^1 \eta' T_{12}^{Iij}(\eta,\eta') S_1^{Bjk}(\eta',\eta_0)\,d\eta'$$

(здесь τ_1^i, τ_{II}^i – оптические толщины слоев I и II для нейтронов группы i).

Уравнения (109), (110) являются основой для метода сложения, который можно использовать как для составных, так и для толстых однородных слоев после того, как коэффициенты отражения и пропускания для однородного слоя небольшой толщины будут рассчитаны с помощью уравнений ИП (108).

Для численного решения уравнений (108)–(110) наиболее подходит метод дискретных ординат. На сетке точек по угловым переменным метода дискретных ординат уравнения (108) становятся конечной системой дифференциальных уравнений первого порядка с начальными условиями (задача Коши). Наилучшие результаты дают квадратурные сетки Гаусса и Маркова. Соответствующие уравнения и их формальные решения имеют вид:

$$\frac{dV}{dx} + yV(x) = q(x),\ q(x) \equiv q[V(x),x];$$
$$V(x+\Delta) = V(x)e^{-y\cdot\Delta} + \int_0^{\Delta} e^{y(\xi-\Delta)} q(x+\xi)\,d\xi. \qquad (111)$$

В экономичном по используемой оперативной памяти и шагу счета способе решения уравнений ИП переход от $V(x)$ к $V(x+h)$ осуществляется в два этапа.

На первом этапе используется выражение (111) с $\Delta = h/2$ и $q(x+\xi) \approx q(x)$. В результате находятся и запоминаются значения

$$V\left(x+\frac{h}{2}\right)=V(x)e^{-yh/2}+q(x)C\left(y,\frac{h}{2}\right);$$
$$C(y,h)\equiv\left(1-e^{-yh}\right)/y. \qquad (112)$$

На втором этапе с помощью найденных значений $V\left(x+\frac{h}{2}\right)$ рассчитываются величины $q\left(x+\frac{h}{2}\right)$, затем используется выражение (111) с $\Delta = h$ и

$$q(x+\xi)\approx q(x)+\frac{2}{h}\left[q\left(x+\frac{h}{2}\right)-q(x)\right]\xi.$$

В результате находятся значения

$$V(x+h)=V(x)e^{-yh}+q(x)C(y,h)+$$
$$+\frac{2}{h}\left[q\left(x+\frac{h}{2}\right)-q(x)\right]\frac{h-C(y,h)}{y},$$

которые засылаются на место $V(x)$. Величины $q(x)$, которые ранее не запоминались, легко вычисляются заново исходя из выражения (112). Таким образом, в оперативной памяти хранятся одновременно лишь $V(x)$ и $V\left(x+\frac{h}{2}\right)$. При решении уравнений ИП указанным методом допустим шаг счета порядка $0{,}1/\sigma_{max}$, что в K раз больше, чем при использовании методов Рунге-Кутты (K – число точек по $\eta(\eta_0)$).

Уравнения внутреннего режима (109) решаются следующим образом. Правая часть второго уравнения (109) подставляется в подынтегральное выражение первого уравнения. В результате получается интегральное уравнение для $T_1^{Bik}(\eta,\eta_0)$, которое на сетке точек по η и η_0 становится системой алгебраических уравнений порядка Nk (N – число энергетических групп). После решения этой системы на той же сетке точек по углам находятся коэффициенты S_1^B, а затем $T_{21}^{(l+1)}$, $S_{11}^{(l+1)}$ с помощью уравнений (110).

В статье [10] дан также вывод уравнений ИП для сферических оболочек и обсуждены вопросы численного решения этих уравнений.

3.5. Спектрально-временные характеристики отраженных нейтронов в месте расположения реактора. В настоящем разделе внимание будет сосредоточено на нейтронах, излученных реактором и в результате отражения от стен вернувшихся к месту его расположения. Кинетика блуждания этих нейтронов вне реактора описывается функциями $A^{ij}(\tau)$, которые имеют физический смысл интегрального по направлениям движения потока нейтронов группы i, находящихся в момент времени τ в месте расположения реактора, излучившего один нейтрон группы i в момент времени $\tau = 0$ (см. разд. 3.1). Поток $A^{ij}(\tau)$ можно представить в виде суммы потоков нейтронов, движущихся по траекториям, изотропно начинающимся в месте расположения реактора и заканчивающимся там же.

Конкретно здесь пойдет речь о методе расчета временных моментов функций

$$A_l^{ij}=\int_0^\infty A^{ij}(\tau)\tau^l d\tau,\ l=0,\ 1,\ 2.$$

Для этого используются коэффициенты отражения нейтронов плоскими средами (107) и рассчитываются характеристики однократно отраженных нейтронов для реальной геометрии зала, а характеристики n-кратно отраженных нейтронов – с помощью соотношений для сферической полости. При этом радиус сферического зала R_0 выбирается так, чтобы уравнять эффективные доли однократно отраженных нейтронов в той и другой геометриях.

Для начала следует рассмотреть сумму по траекториям однократно отраженных нейтронов от плоского участка Г, находящегося на расстоянии h_Γ по перпендикуляру от реактора.

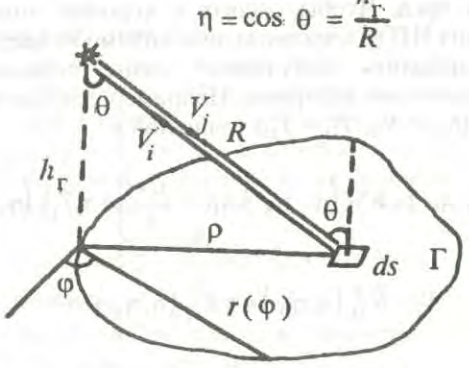


Рис. 14. Отражение нейтронов от плоского участка Г

На рис. 14 показана траектория нейтрона, отраженного от элемента поверхности dS, имеющего среднегрупповые скорости при испускании и возвращении v_j и v_i. Вклад этой траектории в A_l^{ij} равен

$$\frac{1}{R^2}S_1^{ij}(\eta,\eta)g^j(\eta)\frac{\eta dS}{4\pi R^2}\left(\tau_T^{ij}\right)^l;$$
$$S_1^{ij}(\eta,\eta_0)\equiv\eta S_{22}^{ij}(\eta,\eta_0).$$

Здесь $S_{22}^{ij}(\eta,\eta_0)$ – многогрупповые коэффициенты отражения нейтронов (107); $g^j(\eta)$ – азимутальный фактор, который можно оценить с помощью полуэмпирической формулы для токового числового альбедо бетона a_T^j:

$$g^j(\cos\theta)=a_T^j(\theta,\pi,\theta)\Big/\int_0^{2\pi}a_T^j(\theta,\phi,\theta)d\phi;$$

$\tau_T^{ij} = \frac{R}{\nu_j} + \frac{R}{\nu_i} + \tau_3^{ij}$ – время движения по траектории;

τ_3^{ij} – среднее время замедления нейтрона из группы j в группу i. Суммирование по траекториям однократно отраженных нейтронов плоским участком Г сводится к интегрированию по его поверхности

$$A_l^{ij}(\Gamma) = \frac{1}{4\pi}\int_\Gamma \frac{\eta}{R^4} S_1^{ij}(\eta,\eta) g^j(\eta)\left[R\left(\frac{1}{\nu_j}+\frac{1}{\nu_i}\right)+\tau_3^{ij}\right]^l =$$

$$= \frac{1}{4\pi h_\Gamma^2}\int_0^{\phi_0} d\phi \int_{\eta_\Gamma(\phi)}^1 S_1^{ij}(\eta,\eta)\eta^2 g^j(\eta)\times$$

$$\times\left[\frac{h_\Gamma}{\eta}\left(\frac{1}{\nu_j}+\frac{1}{\nu_i}\right)+\tau_3^{ij}\right]^l d\eta,$$

где $\eta_\Gamma(\phi) = h_\Gamma \Big/ \sqrt{r^2(\phi)+h_\Gamma^2}$, а функция $r(\phi)$ задает границы участка Г (см. рис. 14).

Полный вклад однократно отраженных нейтронов находится суммированием по всем окружающим реактор плоским поверхностям с учетом анизотропии излучения реактора

$$A_l^{ij} = \sum_\Gamma \Delta N_\Gamma \frac{4\pi}{\Delta\Omega_\Gamma} A_l^{ij}(\Gamma),$$

где ΔN_Γ – доля нейтронов, падающих на Г, а $\Delta\Omega_\Gamma$ – телесный угол, под которым виден участок Г из реактора.

Далее следует рассмотреть суммы по траекториям для реактора, расположенного в центре сферического зала. В этом случае отражающие свойства помещения даются оператором отражения $\tilde{S}_{11}$ (103), который связан с оператором однократного отражения S_{11} соотношением $\tilde{S}_{11} = (1-S_{11})^{-1} S_{11}$. Ядром матричного интегрального оператора S_{11} являются функции $S_1^{ij}(\eta,\eta_0)$. Указанную связь можно представить в виде суммы по n-кратно отраженным нейтронам

$$\tilde{S}_{11} = \sum_{n=1}^{\infty} S_n, \quad S_n = (S_{11})^n.$$

Для моментов функции $A^{ij}(\tau)$ в итоге получены следующие выражения:

$$A_0^{ij} = \frac{1}{2\pi R_0^2}\sum_n S_n^{ij}(1,1);$$

$$A_1^{ij} = \frac{1}{2\pi R_0^2}\sum_n \left[S_n^{ij}(1,1)\tau_1^{ij} + U_n^{ij}(1,1)\right];$$

$$A_2^{ij} = \frac{1}{2\pi R_0^2}\sum_n \left[S_n^{ij}(1,1)\left(\tau_1^{ij}\right)^2 + U_n^{ij}(1,1)2\tau_1^{ij} + V_n^{ij}(1,1)\right],$$

где функции $S_n^{ij}(\eta,\eta_0)$, $U_n^{ij}(\eta,\eta_0)$, $V_n^{ij}(\eta,\eta_0)$, описывающие вклад n-кратно отраженных нейтронов, вычисляются с помощью рекуррентных соотношений

$$U_1^{ij}(\eta,\eta_0) = V_1^{ij}(\eta,\eta_0) = 0;$$

$$S_n^{ij}(\eta,\eta_0) = \sum_m \int_0^1 S_1^{im}(\eta,\eta') S_{n-1}^{mj}(\eta',\eta_0)\,d\eta';$$

$$U_n^{ij}(\eta,\eta_0) = \sum_m \int_0^1 S_1^{im}(\eta,\eta')\times$$

$$\times\left[U_{n-1}^{mj}(\eta',\eta_0) + \frac{2R_0\eta'}{\nu_m} S_{n-1}^{mj}(\eta',\eta_0)\right]d\eta';$$

$$V_n^{ij}(\eta,\eta_0) = \sum_m \int_0^1 S_1^{im}(\eta,\eta')\times$$

$$\times\left[V_{n-1}^{mj}(\eta',\eta_0) + \frac{4R_0\eta'}{\nu_m} U_{n-1}^{mj}(\eta',\eta_0) + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{2R_0\eta'}{\nu_m}\right)^2 S_{n-1}^{mj}(\eta',\eta_0)\right]d\eta'.$$

Величина τ_1^{ij} означает время движения по траектории однократно отраженных нейтронов

$$\tau_1^{ij} = \frac{R_0}{\nu_j} + \frac{R_0}{\nu_i} + \tau_3^{ij}.$$

3.6. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в сферическом помещении с бетонными стенами. В работе Хоружего [72] на основе метода ИП в 10-групповом приближении определено пространственно-энергетическое распределение многократно отраженных нейтронов от центрального источника в сферическом помещении с бетонными стенами, радиус которого больше или порядка 1 м.

В начале работы обсуждены вопросы подготовки многогрупповых нейтронных констант для расчетов отраженных нейтронов и приведены данные по отражающим свойствам плоских бетонных стен. Принималось, что материалом стен является обычный бетон на известковом щебне со следующей концентрацией основных элементов (10^{24} ядер/см^3): H – 0,0058; C – 0,0066; O – 0,0429; Si – 0,0080; Ca – 0,0095. Отражающие свойства плоских бетонных стен, полученные в расчете, приведены в табл. 1. В этой таблице представлены интегральное токовое альбедо $a^i(\theta_0)$ для нейтронов группы i, направление падения которых составляет угол с нормалью к стене $\theta_0 \sim 15°$; φ_1^i – спектр флюенса однократно отраженных нейтронов с направлением вылета, близким к нормальному (~ 15°), при спектре источника χ^i; $\varphi_{\text{отр}}^i$ – спектр флюенса многократно отраженных (см. далее) нейтронов в центре помещения при спектре источника χ^i. Там же приведены границы энергетических групп, среднегрупповые скорости v_i и спектр нейтронов деления χ^i.

Таблица 1

Отражающие свойства плоских бетонных стен [72]

Номер группы i	Интервалы энергии	v_i, см/мкс	$a^i(15°)$	χ^i	φ_1^i	$\varphi_{отр}^i$
1	10,5–4,0 МэВ	3140	0,48	0,104	0,012	0,004
2	4,0–1,4 МэВ	2080	0,63	0,454	0,185	0,083
3	1,4–0,4 МэВ	1180	0,75	0,343	0,205	0,106
4	0,4–0,1 МэВ	607	0,75	0,085	0,176	0,124
5	100–10 кэВ	233	0,72	0,014	0,119	0,108
6	10–1,0 кэВ	73,7	0,71	–	0,075	0,088
7	1,0–0,1 кэВ	23,3	0,69	–	0,055	0,080
8	100–4,65 эВ	5,84	0,65	–	0,054	0,098
9	4,65–0,215 эВ	1,26	0,60	–	0,041	0,087
10	0,215–0,002 эВ	0,25	0,51	–	0,078	0,244

Таблица 2

Значения величин $F_{отр}^j(a/r)$ [72]

	Энергетическая группа источника j									
a/r	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	5,70	7,98	9,72	9,38	8,35	7,78	7,04	6,21	5,06	3,83
0,5	5,77	8,03	9,85	9,54	8,50	7,93	7,18	6,35	5,18	3,93
0,707	5,85	8,10	9,98	9,72	8,67	8,10	7,35	6,50	5,33	4,05
0,866	5,94	8,18	10,2	9,93	8,87	8,31	7,55	6,69	5,50	4,19
1	6,07	8,32	10,4	10,2	9,15	8,59	7,83	6,96	5,75	4,41

После определения отражающих свойств плоских бетонных стен было рассчитано пространственно-энергетическое распределение нейтронов в сферическом помещении.

Пусть известны коэффициенты однократного отражения нейтронов $\overline{S}_{11}^{ij}(\eta,\eta_0)$ толстой бетонной стеной. При радиусе сферической полости $r \geq 1$ м альбедо ее стенок практически не зависит от r. В этом случае в качестве коэффициентов однократного отражения нейтронов в сферической полости можно использовать указанные $\overline{S}_{11}^{ij}(\eta,\eta_0)$ для плоской стены.

Коэффициенты отражения

$$\tilde{S}_{11}^{ij}(\eta,\eta_0) \equiv \eta S^{ij}(\eta,\eta_0),$$

учитывающие многократное отражение стенкой сферической полости, удовлетворяют системе интегральных уравнений

$$\tilde{S}_{11}^{ij}(\eta,\eta_0) - \sum_k^l \int_0^1 \overline{S}_{11}^{ik}(\eta,\eta')\tilde{S}_1^{kj}(\eta',\eta_0)d\eta' = \overline{S}_{11}^{ij}(\eta,\eta_0),$$

которая на сетке точек по углам переходит в систему линейных алгебраических уравнений.

Ток отраженных нейтронов группы i на границе полости радиуса r для центрального источника, испускающего N^j нейтронов группы j в секунду, равен

$$I_{отр}^i(r,\eta) = \sum_j \eta S^{ij}(\eta,1)\frac{N^j}{4\pi r^2}.$$

Ток отраженных нейтронов на расстоянии a от центра равен

$$I_{от}^i(a,\eta) = \sum_j \eta S^{ij}\left(\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2\left(1-\eta^2\right)},1\right)\frac{N^j}{4\pi r^2}.$$

Соответственно поток отраженных нейтронов группы i равен

$$\Phi_{отр}^i(a) = \sum_j S_{отр}^{ij}\left(\frac{a}{r}\right)\frac{N^j}{4\pi r^2},$$

где $S_{отр}^{ij}\left(\frac{a}{r}\right) \equiv 2\int_0^1 S^{ij}\left(\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2\left(1-\eta^2\right)},1\right)d\eta$ зависит лишь от отношения a/r и может быть затабулировано. Из последнего выражения видно, что если нейтроны вылетают из стены изотропно, то $S_{отр}^{ij}$ не зависит от a/r.

В табл. 2 приведены значения величин $F_{отр}^j\left(\frac{a}{r}\right) = \sum_i S_{отр}^{ij}\left(\frac{a}{r}\right)$, с помощью которых (путем деления на $4\pi r^2$) можно определять флюенс отраженных нейтронов в расчете на один нейтрон источника, сосредоточенного в группе j.

Таблица 3

Нормированные спектры флюенса отраженных нейтронов в центре полости $\varphi^{ij}_{\text{отр}}(0)$ [72]

Номер групп i	Энергетическая группа источника j									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0,060	–	–	–	–	–	–	–	–	–
2	0,156	0,174	–	–	–	–	–	–	–	–
3	0,086	0,109	0,143	–	–	–	–	–	–	–
4	0,093	0,101	0,155	0,184	–	–	–	–	–	–
5	0,090	0,095	0,122	0,154	0,181	–	–	–	–	–
6	0,077	0,080	0,098	0,117	0,151	0,188	–	–	–	–
7	0,072	0,075	0,087	0,103	0,130	0,167	0,206	–	–	–
8	0,091	0,092	0,104	0,119	0,149	0,185	0,235	0,291	–	–
9	0,084	0,085	0,093	0,105	0,128	0,155	0,194	0,252	0,350	–
10	0,191	0,189	0,198	0,218	0,261	0,305	0,365	0,457	0,650	1,000

Таблица 4

Нормированные спектры флюенса отраженных нейтронов у края полости $\varphi^{ij}_{\text{отр}}(1)$ [72]

Номер групп i	Энергетическая группа источника j									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0,083	–	–	–	–	–	–	–	–	–
2	0,164	0,187	–	–	–	–	–	–	–	–
3	0,084	0,108	0,156	–	–	–	–	–	–	–
4	0,090	0,101	0,159	0,205	–	–	–	–	–	–
5	0,087	0,095	0,125	0,160	0,206	–	–	–	–	–
6	0,074	0,079	0,097	0,117	0,155	0,213	–	–	–	–
7	0,069	0,073	0,085	0,100	0,129	0,171	0,232	–	–	–
8	0,087	0,090	0,101	0,114	0,143	0,182	0,238	0,318	–	–
9	0,080	0,083	0,089	0,099	0,122	0,149	0,188	0,252	0,379	–
10	0,182	0,184	0,188	0,205	0,245	0,285	0,342	0,430	0,621	1,000

В табл. 3, 4 приведены величины $\varphi^{ij}\left(\frac{a}{r}\right) = S^{ij}_{\text{отр}}\left(\frac{a}{r}\right) \Big/ F^{j}_{\text{отр}}\left(\frac{a}{r}\right)$, представляющие собой нормированный спектр флюенса отраженных нейтронов, формируемый источником, сосредоточенным в группе j.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Courant E.D., Wallace P.R. Fluctuations of the number of neutrons in a pile. – Phys. Rev., 1947, vol. 72, № 11, p. 1038-1048.

2. Bell G.I. Probability distribution of neutrons and precursors in a multiplying assembly. – Annals of Physics, 1963, vol. 21, № 2, p. 243-283.

3. Гардинер К.В. Стохастические методы в естественных науках. – М.: Мир, 1986.

4. Hansen G.E. Assembly of fissionable material in the presence of a weak neutron source. – Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, № 6, p. 709-719.

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

6. Хоружий В.Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 3-7.

7. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 12-21.

8. Кухарчук О.Ф., Гулевич А.В., Зродников А.В. Математическая модель и комплекс программ для исследования нестационарных процессов в многозонных реакторных системах. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 12-14,

9. Колесов В.Ф. Влияние нейтронов, отраженных от стен помещения, на параметры импульсов в быстрых реакторах. – Атомная энергия, 1976, т. 40, вып. 2, с. 171-173.

10. 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.

11. Петрин С.В., Колесов В.Ф., Кошелев А.С., Кувшинов М.И. Анализ безопасности импульсных реакторов с активной зоной из металлических делящихся материалов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3,с. 20-25.

12. Wimett T.F., White R.H., Stratton W.R., Wood D.P. "Godiva-II" – an unmoderated pulse-irradiation reactor. – Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, № 6, p. 691-708.

13. McTaggart M.H. Fast burst reactor kinetics. – In: Fast Burst Reactors. Proc. of the National Topical Meeting on fast burst reactors held at the University of New Mexico, Albuquerque, January 28-30, 1969. USAEC CONF-690102, 1969, p. 31-50.

14. Колесов В.Ф., Леппик П.А., Павлов С.П. и др. Динамика ядерных реакторов (Ред. Я.В. Шевелев). – М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 167.

15. Williams M.M.R. Random Processes in Nuclear Reactors Pergamon Press. – Oxford. New York. Toronto. Sydney: Pergamon Press, 1974.

16. Kazi H. Preinitiation measurements with a fast pulse reactor. – Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, vol. 14, № 2, p. 763-764.

17. O'Brien P.D. Design problems. – In [13], p. 625-628.

18. Lecorche P.R., Revol H.F. CRAC – experimental study ofcriticality accidents. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, vol. 14, № 1, p. 33-34.

19. Seal R.L. A review of the CRAC experiments. – Ibid., p. 34-35.

20. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1976.

21. Williams M.M.R. The effect of fuel depletion on stochastic behaviour in supercritical systems. – In: "Noise and Nonlinear Phenomena in Nuclear Systems". New York, London, 1989, p. 227-239.

22. Pal L. Statistical theory of neutron chain reactions. – Proc. of the Third Int. Conf of the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1964, vol. 2, p. 218-224.

23. Bell G.I. On the stochastic theory of neutrons transport. – Nucl. Sci. Engng., 1965, vol. 21, p. 390-401.

24. Bell G.I., Anderson W.A., Galbraith D. Probability distribution of neutrons and precursors in multiplying medium, II. – Ibid., 1963, vol. 16, № 1, p. 118-123.

25. Hurwitz H., Jr., McMillan D.B., Smith J.H., Storm M.R. Kinetics of low source reactor startups. Parts I and II. – Ibid., 1963, vol. 15, № 2, p. 166-186.

26. Говорков А.Б. Статистические уравнения реакторной кинетики. –Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 6, с. 474-479.

27. Колесов В.Ф. Влияние запаздывающих нейтронов на время установления устойчивой цепи делений. – Там же, 1965, т. 18, вып. 6, с. 578-583.

28. Stacey W.M. Stochastic kinetic theory for a space- and energy-dependent zero power nuclear reactor model. – Nucl. Sci. Engng., 1969, vol. 36, № 3, p. 389-401.

29. Волков Ю.В. Стохастическая кинетика реактора со слабым источником и ядерная безопасность. – Атомная энергия, 1992, т.72, вып. 1, с. 13-18.

30. Parks G.T. An exact transient solution for the forward Kolmogorov equation under the "zero prompt lifetime" assumption. – Ann. Nucl. Energy, 1990, vol. 17, № 5, p. 259-270.

31. Ben-Haim Y., Elias E. Safety implications of stochastic analysis of nuclear reactor transients. – Ibid., 1981, vol. 8, № 10, p. 497-507.

32. Salmi U., Lewins J.A. A multigroup energy formalism for reactor stochastic equations in the space-independent low power model. – Ibid., 1980, vol. 7, № 2, p. 99-105.

33. Hankins D.E. Effect of reactivity addition rate and of weak neutron source on the fission yield of uranium solutions. – Nucl. Sci. Engng., 1966, vol. 26, № 1, p. 110-116.

34. Лукин А.В. Флуктуации энерговыделения в связанных импульсных реакторах при слабом источнике нейтронов – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 13-23.

35. Takeda T., Endo T., Takaya H. Three-dimensional transient analysis of fast reactors with improved coarse mesh method. – Journal of Nucl. Sci. and Technology, 1994, vol. 31, № 1, p. 12-23.

36. Rhyne W.R., Lapsley A.C. Numerical solution of the time – and spacedependent multigroup neutron diffusion equations. – Nucl. Sci. Engng., 1970, vol. 40, № 1, p. 91-100.

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

38. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов.– М.: Атомиздат, 1975.

39. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов/ Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1974.

40. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов/ Пер с англ. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961.

41. Крамеров А.Я., Шевелев Я.В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1964.

42. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1962.

43. Henry A.F. Nuclear-Reactor Analysis. – Cambridge, Massachusetts, and London: The MIT Press, 1975.

44. Кузнецов Ю.А. Математические задачи динамики ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1994.

45. Дементьев Б.А. Кинетика и регулирование ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

46. Stacey W.M. Space-time nuclear reactor kinetics. – New York: Academic Press, 1969.

47. Пупко В.Я. Общее рассмотрение некоторых вопросов кинетики нейтронного потока в неразмножающих и мультиплицирующих средах с использованием высших гармоник. – Препринт № 103. Обнинск: ФЭИ, 1967.

48. Stacey W.M. Modal Approximations:Theory and an Application to Reactor Physics. – Cambridge, Massachusetts, 1967.

49. Романов В.М., Пупко В.Я., Гущина Т.Г. Расчетно-экспериментальное исследование нестационарного распределения нейтронов в импульсных экспериментах на БСФ-40 с учетом области высших гармоник. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 50-56.

50. Романов В.М. Теория существования псевдоасимптотических нестационарных распределений нейтронов в импульсных реакторах на быстрых нейтронах. – Там же, 1991, вып. 4, с. 43-46.

51. Наумов В.И. К обоснованию использования модели точечной кинетики при скачках реактивности. – Изв. вузов. Сер. Ядерная энергетика, 1995, № 4, с. 4-11.

52. Усачев Л.Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений. - Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. – М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 5, с. 598-606.

53. Henry A.F. The application of reactor kinetics to the analysis of experiments. – Nucl. Sci. Engng., 1958, vol. 3, № 1, p. 52-70.

54. Шокодько А.Г. Строгое уравнение кинетики ядерного реактора. – ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 4, с. 3-9.

55. Dorning J., Spiga G. Point kinetics as an asymptotic representation of space-, energy- and angle-dependent reactor kinetics. – Trans. Amer. Nucl. Soc., 1978, vol. 28, p. 761-762.

56. Pettus W.G., Snidow N.L. A direct integral formulation of point reactor kinetics. – Journal of Nuclear Energy, 1972, vol. 26, № 9, p. 489-490.

57. Ионов В.С. Реактивность и нейтронная динамика. – Атомная энергия, 1994, т. 7, вып. 4, с. 249-257.

58. Lewins J. The use of the generation time in reactor kinetics. – Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 7, № 2, p. 122-126.

59. Ott K.O., Meneley D.A. Accuracy of the quasistatic treatment of spatial reactor kinetics. – Ibid., 1969, vol. 36, № 3, p. 402-411.

60. Adl'er F.T. Reactor kinetics: integral equation formulation. – Journal of Nucl. Energy, Parts A and B, 1961, vol. 15, № 2/3, p. 81-85.

61. Cohen E.R. Some topics in reactor kinetics. – Proc. of the Second Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 11, p. 302-309.

62. Keepin G.R., Cox C.W. General solution of the reactor kinetic equations. – Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, № 6, p. 670-690.

63. Уэлтон Т.А. Кинетика реакторных систем. - В кн.: Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1963, с. 341-360.

64. Spriggs G.D., Busch R.D. Reflected reactors: point kinetics and prompt critical. – Proc. of the Topical Meeting on physics, safety, and applications of pulse reactors. Washington, November 13-17, 1994, p. 265-273.

65. Cohn Ch.E. Reflected-reactor kinetics. – Nucl. Sci. Engng., 1962, vol. 13, № 1, p. 12-17.

66. Gamble D.P. The effect of reflector-moderated neutrons on the kinetics of the Kinetic Experiment Water Boiler. – Trans. Amer. Nucl. Soc., 1960, vol. 3, № 1, p. 122-123.

67. Coats R.L., Long R.L. Reflector and decoupling experiments wuth fast burst reactors. – In [13], p. 323-351.

68. Avery R. Theory of coupled reactors. – Proc. of the Second Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 12, p. 182-191.

69. Андреева Л.С., Савинский А.А., Филюшкин И.В. О распределении нейтронов в рабочих помещениях ядерных установок. – Атомная энергия, 1973, т. 34, вып. 4, с. 285.

70. Отставнов П.С. Потоки быстрых и замедленных нейтронов в помещениях. – Там же, 1964, т. 16, вып. 2, с. 154-155.

71. Bartko J. Thermal-neutron flux distribution in cubical cavities from an isotopic neutron source. – Nuclear Technology, 1975, vol. 27, № 3, p. 511-513.

72. Хоружий В.Х. Пространственно-энергетическое поле нейтронов от центрального источника в помещении с бетонными стенами. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 24-30.

73. Маут А. Применение операторов пропускания и отражения для расчета прохождения γ-квантов в веществе. – В сб.: Физические проблемы защиты реакторов/ Пер. с англ. под ред. А.А. Абагяна и др. – М.: Атомиздат, 1971, с. 184-197.

74. Shénoy S.K., Mockel A.J. Invariant imbedding equations in general geometries: Numerical solution in spherical geometry. – J. Math. Phys., 1979, vol. 20, № 6, p. 1030-1040.

Статья поступила в редакцию 20.05.1999 г.

СОДЕРЖАНИЕ

А.С. Кошелев, А.А. Девяткин, Е.Ю. Тарасова. Стационарное дозовое поле гамма-излучения импульсного реактора БР-1 3

А.С. Кошелев, Г.Н. Маслов, Ю.М. Одинцов, В.Д. Севастьянов. Особенности и результаты определения эффективной температуры тепловых нейтронов для избранных нейтронных полей на ИЯР ВНИИЭФ 9

В.П. Горелов, В.П. Егоров, В.И. Ильин, М.И. Кувшинов. Формализм расчетов элементов матрицы погрешностей некоторых интегральных характеристик сферических сборок на быстрых нейтронах 19

И.Г. Иванов, С.А. Новиков. Деформирование сферических свинцовых оболочек при действии интенсивных механических перегрузок ... 32

Ю.М. Одинцов, А.А. Крыжановский, Г.Н. Маслов, А.С. Кошелев, А.В. Гришин, В.А. Савченко, Б.И. Модель, А.С. Гончаров, Е.А. Соснин. Определение спектра тормозного излучения ускорителя ЛИУ-30 активационным методом 35

В.Е. Аблесимов, В.А. Бояринцев, В.В. Глушихин, А.Ф. Каныгин, Н.А. Уваров, В.М. Ульянов. Оценка числа делений в импульсе установки РИФ-1М по запаздывающим нейтронам 42

Ю.М. Одинцов, А.С. Кошелев, Г.Н. Маслов, Е.Ю. Тарасова. Характеристики вакуумных камер КНВК-2-7 в полях *n*-γ-излучений с различными спектрами нейтронов и отношениями флюенса нейтронов в дозе γ-излучения 45

В.Ф. Колесов. Стохастическая и детерминированная кинетика ядерных реакторов (Обзор) .. 52

CONTENTS

Koshelev A.S., Deviatkin A.A., Tarasova E.Yu. Stationary dose field of BR-1 pulse reactor gamma-radiation 3

Koshelev A.S., Maslov G.N., Odintsov Yu.M. Sevastianov V.D. Peculiarities and results of defining effective temperature of thermal neutron for selected neutron fields on VNIIEF PNR 9

Gorelov V.P., Yegorov V.P., Ilyin V.I., Kuvshinov M.I. Formalism of accounts of errors matrix elements of some integral characteristics of spherical assembies on fast neutrons 19

Ivanov I.G., Novikov S.A. Deformation of spherical lead shells under intensive mechanical overloads 32

OdintsovYu.M., Kryzhanovski A.A., Maslov G.N., Koshelev A.S., Grishin A.V., Savchenko V.A., Model' B.I., Goncharov A.S., Sosnin E.A. Determination of LIA-30 accelerator bremsstrahlung spectrum using activation method 35

Ablesimov V.E., Bojarintsev V.A., Glushikhin V.V., Kanigin A.F., Uvarov N.A., Uljanov V.M. Estimate of the fission number during RIF-1M facility impulse by delayed neutrons 42

OdintsovYu.M., Koshelev A.S., Maslov G.N., Tarasova E.Yu. KNVK-2-7 vacuum chamber characteristics in fields *n*-γ-radiation with various neutron spectra and ratios between neutron spectra and rations between neutron fluence and γ-rays dose..... 45

Kolesov V.F. Stochastic and deterministic kinetics of nuclear reactors (Review) 52

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

Редактор В.М. Тагирова Корректор М.В. Кривова

Подписано в печать 30.12.99 Формат 60×84/8
Офсетн. печ. Усл. печ. л. 11,3 Уч.-изд. л. 13
Тираж 150 экз. Зак.тип. 1696-99 Индекс 3646 8 статей

Отпечатано в ИПК ВНИИЭФ
607190, г. Саров Нижегородской обл.
ЛР № 020651 от 23.10.97

УДК 539.1.074.827;621.039.514

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНЫХ КАМЕР КНВК-2-7 В ПОЛЯХ *n*-γ-ИЗЛУЧЕНИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ СПЕКТРАМИ НЕЙТРОНОВ И ОТНОШЕНИЯМИ ФЛЮЕНСА НЕЙТРОНОВ К ДОЗЕ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ/ Ю.М. Одинцов. А.С. Кошелев, Г.Н. Маслов. Е.Ю. Тарасова // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1999. Вып. 3-4. С. 45-51.

В полях *n*-γ-излучений с отношением плотности реакции деления нептуния-237 к дозе γ-излучения от $5{,}6 \cdot 10^{-14}$ до $1{,}8 \cdot 10^{-12}$ дел./(ядро·Гр) проведены всесторонние исследования характеристик камер КНВК-2-7.

Определена структура формирования сигналов отклика в рабочей и компенсирующей секциях камер. Эта структура включает в себя несбалансированность токов в секциях от γ-излучения, наличие токовой компоненты от нейтронов в сигнале компенсирующей секции, чувствительность к тепловым нейтронам из-за примесного содержания плутония-239.

Выработаны практические рекомендации по учету нескомпенсированной доли тока от γ-излучения в рабочей секции и стороннего тока от нейтронов в компенсирующей секции.

Апробация камер КНВК-2-7 в поле импульсного *n*-γ-излучения реактора показала исключительные возможности камер КНВК-2-7 как детектора быстрых нейтронов, а также выявила потенциальную возможность использования отклика с компенсирующей секции для определения мощности дозы у-излучения в импульсе реактора (табл. 6, рис. 3, список лит. – 11 назв.).

УДК 621.039.514

СТОХАСТИЧЕСКАЯ И ДЕТЕРМИНИРОВАННАЯ КИНЕТИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ (Обзор)/ В.Ф. Колесов// ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1999. Вып. 3-4. С. 52-91.

Рассмотрены стохастическая кинетика и собственно кинетика ядерных реакторов с акцентом на проблемы, актуальные в применении к апериодическим импульсным реакторам. Анализ стохастических процессов построен на основе общих уравнений баланса вероятностей, являющихся частными формами уравнения А.Н. Колмогорова. Значительное внимание уделено простым решениям в терминах ограниченных и бесконечных цепей делений. В круге вопросов собственно кинетики реакторов дана характеристика известных подходов к математическому формулированию детерминированных уравнений кинетики и к методам их решения. Освещены последние работы, связанные с задачей адекватного учета в уравнениях кинетики влияния замедленных и фоновых нейтронов, а также с методами определения количественных характеристик нейтронного фона в реакторных залах (табл. 4, рис. 14, список лит. – 74 назв.).

9-20

Индекс 3646

ISSN 0205–4671. Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1999, вып. 3–4, 1-92