

621.039.5
В74

ISSN 0205—4671

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

2

1991

621.039.5

+1

В74

35412

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И.В. КУРЧАТОВА

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

41726 коп

Федеральное государственное
бюджетное учреждение
"Национальный исследовательский центр
"Курчатовский институт"
Центр ядерной физики
Физико-технический институт им. А.П. Яковлева
Омская область

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК
СЕРИЯ
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 2

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

МОСКВА — 1991

Редакционная коллегия серии:

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

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), З.И. Абрамова (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, blankets 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, blankets 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 аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простыхборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критическихборок.

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.

МОДЕРНИЗИРОВАННЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР БИР-2М

И.З. Сибгатуллин, М.И. Кувшинов, П.Ф. Чередник, Г.П. Рудаков, В.Е. Зезюлин, С.Н. Афонин, И.А. Гавриков, А.М. Дюдяев, Г.Н. Маслов, С.В. Мухачев

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Описаны основные параметры модернизированного реактора БИР-2М. Рассмотрены повреждения топливных деталей АЗ, обусловленные их длительным использованием.

MODIFIED BIR-2M PULSED REACTOR. I.Z. SIBGATULLIN, M.I. KUVSHINOV, P.F. CHEREDNIK, G.P. RUDAKOV, V.E. ZEZYULIN, S.N. AFONIN, I.A. GAVRIKOV, A.M. DYUDYAYEV, G.N. MASLOV, S.V. MUKHACHEV. Main parameters of modified BIR-2M pulsed reactor have been described. Damages of active zone fuel elements resulting from its long-term employment have been considered.

ВВЕДЕНИЕ

Быстрый импульсный реактор БИР был введен в эксплуатацию в 1965 г. [1]. Без замены активной зоны (АЗ) на реакторе произведено 2668 импульсов делений и ~ 687 пусков на стационарной мощности.

В 1986 г. реактор был остановлен с целью его модернизации. При модернизации планировалось выполнить следующие работы:

- провести осмотр основных топливных деталей (дисков из сплава ^{235}U 85%-ного обогащения и 6% молибдена по массе) и заменить их герметизирующие чехлы из нержавеющей стали;

- уменьшить массу топливного материала в импульсном стержне для снижения значения вносимой им реактивности;

- ввести в эксплуатацию новые конфигурации реактора, расширяющие его возможности как источника n -, γ -излучений;

- создать автоматизированные системы управления и защиты (СУЗ) реактора и систему регистрации физических характеристик (РФХ);

- создать автоматическую систему управления реактором в целом.

В настоящее время все работы по модернизации реактора БИР выполнены, за исключением последней. Реактор введен в эксплуатацию с автоматизированной СУЗ. Работы по созданию автоматической СУЗ продолжаются.

В статье приведены основные результаты работ, выполненных при модернизации реактора БИР.

ИЗМЕНЕНИЯ В АЗ

В результате циклического нагрева при длительной эксплуатации реактора БИР на нижних торцевых поверхностях чехлов из нержавеющей стали толщиной ~ 1 мм, герметизирующих топливные диски, образовались гофры с амплитудой ~ 1 мм. Они не препятствовали нормальной работе реактора, так как между чех-

лами для каждого диска в АЗ имеется воздушный зазор, и герметичность чехлов сохранялась. Тем не менее из-за наличия гофр было принято решение о замене чехлов топливных дисков. Главной же целью этой работы была проверка состояния топливных деталей, которая не проводилась с 1965 г. Выполненное в 1987 г. авторадиаграфирование загерметизированных топливных дисков не выявило какого-либо нарушения их целостности.

Были расчехлованы все топливные диски, включая запасной. Их осмотр показал следующее. Поверхность всех дисков практически была неокисленной, что свидетельствовало о герметичности чехлов в течение всего срока их эксплуатации. Пять дисков (из семи) не имели каких-либо заметных изменений.

В двух дисках образовались по две трещины, радиально расходящиеся от центрального отверстия до отверстий для стержней. Расположение трещин схематически изображено на рис. 1. В плане трещины близки к прямой линии, их раскрытие примерно одинаково по всей длине и не превышает ~ 0,2 мм.

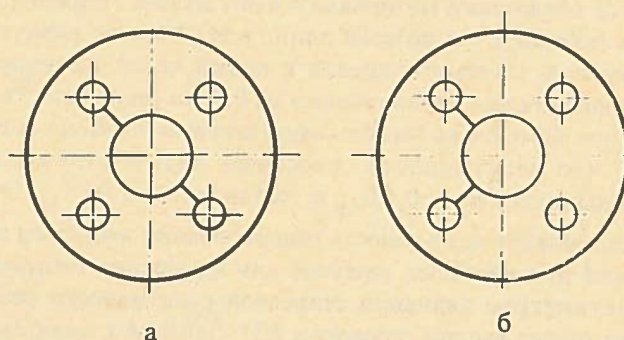


Рис. 1. Схематическое изображение трещин в топливных дисках реактора БИР-2М, образовавшихся при его эксплуатации: а — диск 6; б — диск 7

Других повреждений в дисках из уранового сплава и на опорных поверхностях не обнаружено.

Из проведенного анализа условий эксплуатации лопнувших дисков были сделаны следующие выводы:

— трещины образовались на участках топливных дисков, в которых механические напряжения при генерировании импульса делений являются максимальными;

— диски лопнули, по-видимому, после 1973 г., когда они были размещены в середине АЗ (по ее высоте), в области максимальной плотности делений, и, следовательно, находились в наиболее напряженных условиях работы.

До указанного времени один из рассматриваемых дисков вообще не эксплуатировался, а другой находился в верхней части АЗ, в условиях малых нагрузок.

После осмотра все диски были загерметизированы сваркой в новые чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием.

После модернизации реактора БИР-2М его АЗ содержит прежние топливные детали. При этом один из лопнувших дисков заменен запасным, а другой установлен в верхней части АЗ, где значение механических напряжений в топливном материале при генерировании импульса делений существенно меньше, чем в центральной части АЗ.

Это решение основано на следующих данных.

Топливный диск имеет трещины только на участке радиуса от центрального отверстия до отверстий для стержней.

Наличие таких трещин в диске АЗ практически не изменяет характеристик импульса делений в реакторе. Согласно расчетным и экспериментальным данным разрезы в дисках импульсных реакторов, аналогичные рассматриваемым трещинам, существенно снижают значения механических напряжений в топливном материале [2, 3]. Длительный опыт эксплуатации реактора SPR-II с разрезными дисками в АЗ свидетельствует о хорошей работоспособности таких твэлов [4]. Наличие трещин не может привести к радиоактивному загрязнению помещений, так как топливный материал в АЗ реактора БИР-2 загерметизирован в стальном чехле.

При модернизации реактора БИР-2 была изменена масса топливного материала в импульсном стержне путем проточки его по всей длине на 0,7 мм по радиусу. Стержень загерметизирован в новый чехол из нержавеющей стали с утолщенными на 0,5 мм стенками. Указанное изменение импульсного стержня привело к тому, что реактивность, вносимая новым стержнем, уменьшилась на $\sim 0,1 \beta_{эф}$ и составляет $\sim 1,05 \beta_{эф}$. Это обеспечивает возможность генерирования импульса делений при наиболее удобном для измерения штатным реактиметром значении стартовой реактивности реактора (перед вводом стержня в АЗ), близкой к нулю (начальная реактивность реактора для максимального импульса делений составляет $\sim 1,09 \beta_{эф}$).

РЕЖИМЫ РАБОТЫ РЕАКТОРА

На модернизированном реакторе БИР-2М в качестве штатных предусмотрены следующие режимы работы: проверки, подготовки, калибровки, статический, квазиимпульсный, импульсный с остановкой стержня в центре АЗ. Режимы различаются функциональным на-

значением, предельными значениями основных параметров реактора, значениями уставок в системе аварийной защиты и алгоритмом управления.

Все штатные режимы работы, кроме проверочного, связаны с выходом реактора на определенный уровень мощности. Ниже кратко указаны назначение и основные особенности каждого режима.

Режим проверки предназначен для проведения всех работ, связанных с нахождением персонала в реакторном зале (сборка-разборка АЗ, проведение планово-производственных работ, ремонт и наладка оборудования, загрузка-выгрузка облучаемых образцов и др.), а также для проверки работоспособности всех систем реактора, в том числе аварийной.

В этом режиме автоматизированная СУЗ разрешает перемещение каждого органа регулирования реактивности только при нижнем положении всех остальных. Автоматически блокируется также открывание дверей в реакторный зал, если значение мощности γ -излучения в нем выше установленного уровня. Режим проверки предшествует всем остальным режимам работы реактора.

Режим подготовки предназначен для подбора стартового значения реактивности реактора с целью калибровки импульсного стержня или генерирования импульса делений. Автоматизированная СУЗ допускает работу на мощности до 500 Вт при периоде разгона не короче 70 с и температуре АЗ ниже 200°C. Предусмотрен также определенный, наиболее безопасный алгоритм вывода реактора в критическое состояние.

В режиме калибровки определяется реактивность, вносимая импульсным стержнем при пневматическом вводе его в АЗ. При этом источник нейтронов находится вблизи АЗ, допустимые значения мощности 20 кВт, периода разгона 100 мкс. Увеличение значения реактивности, предварительно установленной в подготовительном режиме, СУЗ запрещает.

В статическом режиме происходит автоматическое срабатывание аварийной защиты при мощности ≥ 20 кВт, температуре АЗ $\geq 200^\circ\text{C}$, периоде разгона ≤ 20 с и энерговыделении $\geq 5,5$ МДж. Последнее ограничение действует в течение 20 мин после включения статического режима.

Квазиимпульсный режим предусматривает возможность получения импульсов делений на запаздывающих нейтронах. Предельные значения энерговыделения, мощности и периода разгона, при которых срабатывает аварийная защита, составляют 5,5 МДж, 10 МВт и 0,1 мс. После пневматического подъема импульсного стержня допускается перемещение регулирующего стержня с целью формирования требуемого профиля мощности. Иницирование импульса делений обусловлено наличием постоянного источника нейтронов вблизи АЗ.

Импульсный режим работы реактора БИР-2М реализован по традиционному алгоритму, он включается оператором после подбора стартового состояния с учетом калибровки импульсного стержня (в подготовительном и калибровочном режимах). Дальнейшее управление реактором автоматическое: опускаются с целью вы-

свечивания предшественников запаздывающих нейтронов быстрый стержень (БС) и источник нейтронов, после 20 мин высвечивания БС поднимается в прежнее положение и импульсный стержень вводится в АЗ. Импульс делений инициируется импульсным нейтронным генератором (ИНГ). Сигнал на заглушение реактора (на разрыв цепи магнитов блока безопасности и стержней) выдается СУЗ в следующих случаях:

- при достижении мощности в АЗ 10^7 Вт, предельного энерговыделения 3 МДж (для конфигураций 1, 1А, 1Б), 5,5 МДж (для конфигурации 2), температуры чехлов топливных дисков 200°C;
- по истечении времени 0,5 с после подъема импульсного стержня в верхнее положение;
- если период разгона будет меньше 18 мкс.

ШТАТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА

Реактор БИР-2М может эксплуатироваться во всех режимах его работы при размещении АЗ (смонтированной на электромеханическом стенде) в центре зала и у коллиматора (~ 1,5 м от стены).

В каждом из этих положений реактор имеет несколько штатных конфигураций, различающихся экспериментальными устройствами, размещенными вблизи АЗ, конструкцией кожуха воздушного охлаждения (КВО) и нейтронного экрана, алгоритмом управления и как следствие — физическими характеристиками (реактивностью, энерговыделением, динамикой работы твэлов и др.).

Всего таких штатных конфигураций — четыре. В технической документации на реактор они обозначены:

1, 1А, 1Б 2 [1]. Ниже дано краткое описание этих конфигураций и приведены соответствующие им основные характеристики реактора.

Конфигурация 1 — основная, наиболее часто используемая при эксплуатации реактора. В этом случае применяется стальной КВО, на внутренней поверхности которого закреплен кадмиевый экран толщиной 1 мм, ограничивающий попадание в АЗ медленных нейтронов, рассеянных стенами и оборудованием в реакторном зале; вблизи АЗ нет штатных экспериментальных устройств. В этой конфигурации реактор имеет наиболее быструю кинетику. На рис. 2 изображена типичная форма импульса делений для конфигураций 1 и 2. В таблице приведены основные ядерно-физические характеристики для каждой штатной конфигурации реактора.

Конфигурация 1А отличается от основной наличием вблизи АЗ *n*-, γ -конвертора (рис. 3). Конвертирующий материал — полипропилен с примесью 6% окиси кадмия по массе. *n*-, γ -конвертор представляет собой ящик с полостью 270 × 270 × 250 мм для облучаемых образцов. Толщина передней обращенной к АЗ стенки конвертора и его дна составляет 40 мм, остальных стенок 120 мм и крышки — 80 мм. Между АЗ и передней стенкой конвертора имеется экран из карбида бора толщиной 6 мм.

Использование *n*-, γ -конвертора позволяет повысить дозу γ -излучения снаружи АЗ, увеличить объем для облучаемых образцов, в котором достигается интенсивный и достаточно равномерный поток γ -квантов, а также варьировать соотношение между дозами, обусловленными нейтронами и γ -излучением.

Ядерно-физические характеристики реактора БИР-2М (для максимального импульса)

Параметр	Конфигурация реактора			
	1	1А	1Б	2
Энерговыделение за импульс, МДж	3	3	3	5
Период разгона, мкс	20	24	22	50
Полуширина импульса, мкс	60	73	66	450
Максимальная мощность, МВт	$3,5 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$	$0,7 \cdot 10^4$
Приращение температуры топлива, °С	250	250	250	450
Начальная реактивность в импульсе, $10^{-2} \beta_{эф}$	9	10	10	23
Флюенс быстрых нейтронов, нейтр./см ² :				
в центральном канале	$4,6 \cdot 10^{14}$	$4,6 \cdot 10^{14}$	$4,6 \cdot 10^{14}$	$7,8 \cdot 10^{14}$
на поверхности КВО	$6,2 \cdot 10^{13}$	$6,2 \cdot 10^{13}$	—	$1,1 \cdot 10^{14}$
в центре полости конвертора ($E_n > 0,1$ МэВ)	—	$6 \cdot 10^{12}$	—	—
Флюенс тепловых нейтронов в канале замедлителя, нейтр./см ²	—	—	$9 \cdot 10^{13}$	—
Доза γ -излучения, Р:				
в центральном канале	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^5$
на поверхности КВО	$6 \cdot 10^3$	—	—	$1,1 \cdot 10^4$
в центре полости конвертора	—	$1,2 \cdot 10^4$	—	—
Реактивность, вносимая импульсным стержнем, $\beta_{эф}$	1,055	1,010	1,015	1,070
Возмущение реактивности штатным устройством, $\beta_{эф}$	—	+ 1,11	+ 1,41	+ 0,49

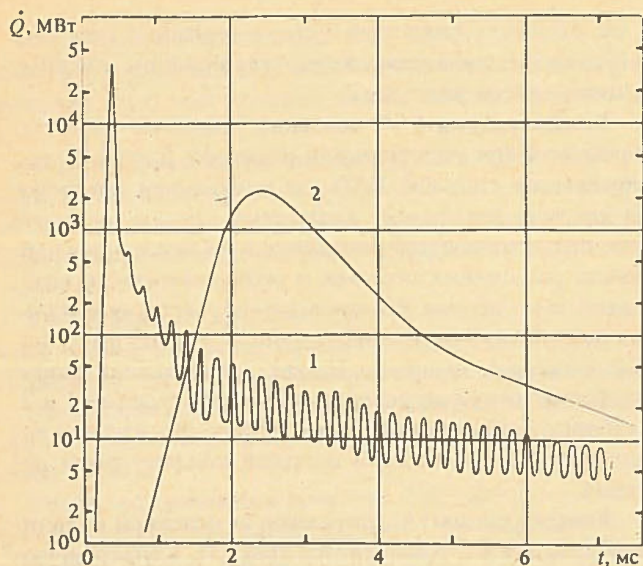


Рис. 2. Форма импульса с энерговыделением ~ 3 МДж для штатных конфигураций реактора БИР-2М 1 и 2

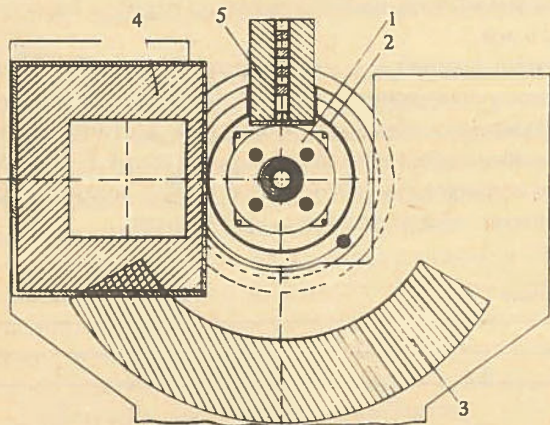


Рис. 3. Расположение штатных экспериментальных устройств реактора БИР-2М: 1 — АЗ; 2 — КВО; 3 — полиэтиленовый отражатель; 4 — γ -конвертор; 5 — конвертор замедленных нейтронов

Отметим, что для конфигурации 1А при одинаковом энерговыделении в АЗ период разгона и полуширина импульса на $\sim 20\%$ больше, чем для основной конфигурации реактора (см. таблицу).

Конфигурация 1Б помимо АЗ включает в себя блок из полиэтилена в виде цилиндра диаметром 140 мм и длиной 200 мм. По оси цилиндра имеется канал диаметром 28 мм для размещения облучаемых образцов. Канал может заполняться пробками из полиэтилена.

Блок закреплен непосредственно на специально изготовленном из стали с кадмиевой облицовкой КВО с минимальным (~ 2 мм) зазором относительно чехлов АЗ. Для экранировки топлива боковая сторона полиэтиленового цилиндра окружена кадмием толщиной 1 мм, а торец цилиндра отделен от АЗ конвертом из стали, в который засыпан карбид бора природного изо-

топного состава в смеси с клеем ЭК-5 на основе эпоксидной смолы. Толщина этого слоя 6 мм.

Несмотря на экранировку, наличие вблизи АЗ полиэтиленового блока приводит к замедлению переходных процессов в реакторе (см. таблицу).

Конфигурация 2 отличается от конфигурации 1 двумя признаками: наличием вблизи АЗ массивного полиэтиленового отражателя и отсутствием кадмиевого экрана на КВО. Эти конструктивные изменения введены для замедления переходных процессов в реакторе с целью устранения теплового удара в твэлах при генерировании импульса делений.

Отражатель представляет собой $1/3$ часть (по углу) полого цилиндра внутренним радиусом 350 мм, наружным радиусом 550 мм и высотой 400 мм. Он монтируется вблизи АЗ таким образом, чтобы его ось совпала с осью АЗ (см. рис. 3).

За счет устранения динамических знакопеременных напряжений в твэлах конфигурация 2 позволила без уменьшения запаса прочности топливных деталей повысить энерговыделение в АЗ за импульс до 5 МДж, что в $\sim 1,7$ раза превышает максимальное энерговыделение в реакторе без отражателя. Соответственно изменяются также и другие параметры реактора. В частности, ширина импульса на полувысоте пика составляет ~ 450 мкс (см. таблицу).

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СУЗ И РФХ

Как отмечалось во введении, программа модернизации СУЗ и РФХ реактора БИР предусматривает два этапа: на первом этапе создаются автоматизированные системы, на втором — автоматические.

Их принципиальное отличие заключается в следующем. В первом случае управление осуществляет оператор под контролем автоматизированных систем. Во втором — все управление осуществляется автоматически по заданной оператором программе и под его контролем.

Отметим, что наличие в программе модернизации второго этапа существенным образом сказалось на выборе структурных схем автоматизированных систем СУЗ и РФХ, введенных в настоящее время в эксплуатацию. Была выбрана общая структурная схема управления реактором, включающая в себя несколько подсистем, содержащих микроЭВМ и управляемых центральной ЭВМ.

Ниже приведены функциональные характеристики реализованных СУЗ и РФХ. СУЗ, по определению, выполняет две функции: управление и защиту.

Система управления (СУ) реактора БИР-2М предусматривает определенный, наиболее безопасный алгоритм управления реактором (перемещение блоков регулирования реактивности), электромеханическим стендом, механизмами загрузки образцов, дверей в реакторный зал и др. Непосредственное включение каждого механизма перемещения осуществляет оператор с пульта функциональной клавиатуры. Исключением является управление механизмами перемещения БС и импульсного стержня в АЗ и источника нейтронов при

включенном импульсном режиме работы реактора, в котором все управление осуществляется автоматически.

Важнейшей особенностью созданной СУ является то, что алгоритм управления задается программой, вводимой оператором в начале работы на реакторе. Программа предусматривает введение оператором значений ряда параметров, соответствующих планируемому эксперименту на реакторе. Например, длительность временной задержки на пуск ИНГ по отношению к базовому сигналу, значение энерговыделения в АЗ, по достижении которого выдается сигнал на заглушение реактора и др.

Достоинство такой системы состоит в том, что она обеспечивает возможность оперативного изменения алгоритма управления реактором путем введения соответствующих изменений в программу. Это позволяет реализовать различные режимы работы реактора без изменения аппаратной части СУ и повышать степень ее автоматизации.

Система аварийной защиты (АВЗ) обеспечивает автоматическую выдачу сигнала на заглушение реактора (сброс блока безопасности и двух стержней за счет обесточивания удерживающих их электромагнитов) при достижении основными параметрами реактора (мощность, период разгона, энерговыделение, температура АЗ) предельно допустимых значений, а также при нарушении установленных условий (стандартное положение реакторного стенда, закрытое положение дверей в реакторный зал и др.), при неисправности датчиков мощности, исчезновении электропитания и др.

Отметим, что предельно допустимые значения указанных параметров зависят от используемых конфигураций и режима работы реактора. Эти значения были приведены выше.

В системе АВЗ датчиками регистрации нейтронов служат ионизационные камеры деления КНК-15, работающие в токовом режиме, датчиками температуры — термомпары.

Датчики и каналы измерения физических величин, входящие в систему АВЗ, являются автономными, они задублированы. Система АВЗ выполнена на аппаратном уровне, т.е. не содержит ЭВМ.

Работа СУ и системы АВЗ контролируется оператором по изображению на экране телемонитора, куда в виде мнемосхемы выводится информация о движении и положении органов регулирования реактивности, источника нейтронов, технологического оборудования реактора и др. Информация о текущем положении стержней регулирования реактивности дополнительно выдается в числовой форме.

Система РФХ обеспечивает получение значений основных параметров реактора в каждом режиме его работы.

Во всех режимах, кроме импульсного, измеряются текущие значения потока нейтронов, реактивности, периода мощности, энерговыделения и температуры АЗ. Результаты выдаются в цифровом и графическом виде на экране телемонитора. Кроме того, при достижении

потоком нейтронов некоторых установленных значений система РФХ выдает сигналы в СУЗ.

В импульсном режиме работы реактора система РФХ регистрирует форму импульса, его полуширину, период разгона, максимальную мощность, энерговыделение и температуру АЗ. Результаты выдаются на экран телемонитора.

Система РФХ полностью (от датчиков до телемониторов) дублирована.

ВОПРОСЫ ПРИМЕНЕНИЯ РЕАКТОРА

В течение многих лет реактор БИР использовался как мощный источник n -, γ -излучений для исследований и испытаний по радиационной стойкости элементов, блоков и устройств радиоэлектронной аппаратуры. Этот реактор применялся также для изучения кинетики быстрых импульсных реакторов, способов генерирования и регистрации импульсов делений, для калибровки различных детекторов нейтронов.

В дальнейшем в связи с созданием во ВНИИЭФ более мощных быстрых импульсных реакторов для радиационных исследований БИГР, БР-1 [5] реактор БИР в большей степени стал применяться в интересах метрологии нейтронных измерений.

В настоящее время в институте созданы рабочие эталоны флюенса нейтронов, которые входят в состав государственной поверочной схемы ГОСТ 8.105—80. Необходимые мероприятия по внедрению стандарта и метрологическому контролю выполняет ВНИИФТРИ.

Стандарт ГОСТ 8.105—80 ориентирован на обеспечение метрологии нейтронов на ядерно-физических установках, в том числе на ядерных реакторах. Согласно определению [6] “основным принципом обеспечения единства нейтронных измерений на установках является создание на них образцовых источников нейтронов и образцовых нейтронных радиометров”. На реакторе это реализуется в виде сочетания опорного нейтронного поля и измерительной аппаратуры для воспроизведения единиц нейтронных величин в опорном поле. Термином “опорное нейтронное поле” обозначается фиксированная область нейтронного поля с “достаточно известными спектральными характеристиками”.

На реакторе БИР-2М создано два опорных нейтронных поля: опорное поле быстрых реакторных нейтронов в центральном канале АЗ со спектром, близким к спектру реактора Godiva (по государственному реестру ОП-2), и опорное поле тепловых нейтронов (ОИ-Т-22), которое реализуется на нейтронах утечки реактора в центральной полости (200 × 200 × 200 мм) графитового куба с ребром 1400 мм. Погрешность образцовой меры (флюенса) определяют две составляющие: среднее квадратическое отклонение (СКО), характеризующее воспроизведение образцовой меры и обусловленное погрешностью средств мониторинга, и неисключенная систематическая погрешность (НСП) результатов аттестации.

Предельное значение флюенса нейтронов в указанных нейтронных полях регламентируется разрешенным энерговыделением в АЗ БИР-2М, которое составляет

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

3 МДж в импульсном режиме и 5 МДж в статическом режиме работы. Энерговыведению 5 МДж соответствует:

- флюенс быстрых реакторных нейтронов ОП-2 $8 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² при СКО = 1%, НСП = 5%;
- флюенс тепловых нейтронов ОИ-Т-22 $3 \cdot 10^{11}$ нейтр./см² при СКО = 1%, НСП = 2,5%.

Так как воспроизведение флюенса ОИ-Т-22 возможно 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 $200 \times 200 \times 800$ мм и размерами $1400 \times 1400 \times 2000$ мм (рис. 4). При этом расширяются возможности эксперимента, так как обеспечиваются условия для исследования крупногабаритных объектов (например, ионизационных камер) с удовлетворительным мониторингом поля нейтронов на их поверхности, осуществляемым относительно невозмущенного поля ОИ-Т-22.

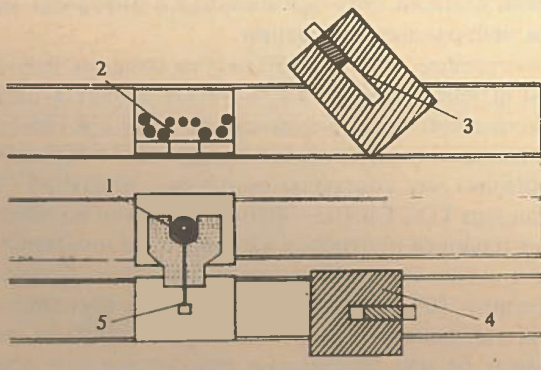


Рис. 4. План размещения оборудования в реакторном зале БИР-2М: 1 — реактор; 2 — детекторы нейтронов; 3 — графитовая призма; 4 — графитовый куб; 5 — устройство для загрузки облучаемых образцов

Одной из величин, характеризующих поле нейтронов, является делительный интеграл реакции на ядро делящегося нуклида. Достоинство этой меры состоит в том, что она достаточно надежно и точно воспроизводится в опорном поле быстрых нейтронов (ОП-2 — на реакторе БИР-2М), а также в том, что ее измерение в экспериментальных исследованиях позволяет решать ряд важных практических задач.

Поэтому при изучении опорных нейтронных полей на реакторе БИР-2М особое внимание уделялось аттестации делительных интегралов для делящихся нуклидов.

В результате модернизации реактора БИР-2М:

- создана новая автоматизированная СУЗ;
- существенно расширены возможности реактора как источника n -, γ -излучения за счет введения в эксплуатацию дополнительных устройств и нового режима работы реактора;
- один из двух лопнувших топливных дисков заменен запасным, второй размещен в верхней части ДТ, где условия его эксплуатации являются наименее напряженными; герметизирующие чехлы дисков заменены новыми.

Реактор БИР-2М вновь введен в эксплуатацию с максимально допустимыми значениями основных параметров, установленными до модернизации.

Список литературы

1. Дегтярев А.Н., Игнатов И.И., Колесов В.Ф. Импульсный реактор БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 14—21.
2. Reuscher J.A. Thermomechanical analysis of fast burst reactors. — Fast Burst Reactors. Proceedings 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. 51—74.
3. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть I. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 43—77.
4. Jefferson R.M. Sandia Pulsed Reactor — II. — Fast Burst Reactors. Proceedings 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. 105—123.
5. Харитон Ю.В., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
6. Ярына В.П., Щеболев В.Т., Григорьев Е.И., Рамендик З.А. Государственная система метрологического обеспечения нейтронных измерений в СССР. Материалы III Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т. I. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1983, с. 3—12.

Статья поступила в редакцию
13 мая 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники,
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 3 — 8.

АНАЛИЗ БЕЗОПАСНОСТИ РЕАКТОРА ВИР-2М

А.М. Воинов, И.В. Левицкий, С.Ф. Мельников

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Рассмотрены особенности реактора ВИР-2М как источника радиационной опасности. Основное внимание обращено на распространение радиоактивных веществ при предполагаемых максимальных авариях реактора и на последствия таких аварий для населения окружающего региона.

SAFETY ANALYSIS OF VIR-2M REACTOR. A.M. VOINOV, I.V. LEVICKI, S.F. MEL'NIKOV. Singularities of VIR-2M reactor as a source of radioactive danger has been considered. Main attention has been paid to radioactive materials propagating in case of supposing maximum reactor accident and to consequences of these accidents to the population of surrounding region.

ВВЕДЕНИЕ

Эксплуатация импульсного реактора ВИР-2М [1] (как и других ядерных реакторов) требует решения двух основных проблем обеспечения безопасности людей:

- защиты непосредственно от реакторного излучения;
- защиты от излучения продуктов деления (ПД), образующихся во время работы реактора.

Первая из них достаточно легко решается конструкцией биологической защиты реактора. Так же решается и вторая проблема, пока все ПД, накапливающиеся в активной зоне (АЗ) реактора, полностью сохраняются в ней. Поэтому в настоящей работе главное внимание уделено вопросам, связанным с возможностью выхода радиоактивных веществ из АЗ реактора.

Все цифровые данные по реактору ВИР-2М приводятся на конец 1987 г. В тексте и в таблицах используется краткая запись в виде $A + a$, означающая $A \cdot 10^a$.

САМООГРАНИЧЕНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Особенности реактора ВИР-2М как источника радиационной опасности определяются тем, что в нем ядерное топливо (5,3 кг урана 90%-ного обогащения по изотопу ^{235}U) находится в виде водного раствора соли UO_2SO_4 (объем раствора 100 л).

В такой топливной композиции время жизни нейтронов относительно велико (40 мкс), а температурный коэффициент реактивности имеет максимальное, по сравнению с реакторами на твердом топливе, значение ($\sim 0,07 \beta_{\text{эф}}/\text{K}$). Это является достоинством с точки зрения безопасности эксплуатации реактора.

Топливный раствор на реакторе ВИР-2М постоянно находится внутри корпуса АЗ в неизменной (за исключением момента импульса делений) геометрии, что вместе с обеспечением герметичности корпуса и связанной с ним системой сжигания гремучего газа — “газового контура” (ГК) существенно уменьшает возможность радиоактивного загрязнения реакторных залов. Однако основным достоинством этого является невозможность случайного увеличения количества ядерного горючего и замедлителя, т.е. невозможность увеличе-

ния запаса реактивности за счет увеличения массы топливного раствора.

Толстостенный (70 мм) корпус АЗ практически исключает влияние внешнего окружения на реактивность АЗ, а ее наибольшее возмущение загрузкой экспериментальных каналов (до $3\beta_{\text{эф}}$) в два с лишним раза меньше “скачка” реактивности ($\sim 7\beta_{\text{эф}}$), вносимого стержнями управления при генерации номинального импульса.

Следствием названных факторов является сравнительно небольшое максимальное аварийное энерговыделение (по оценкам не более 120 МДж), которое лишь вдвое превышает уровень энерговыделения в номинальном импульсе (60 МДж).

Еще в 1953—1954 гг. в США были предприняты попытки вызвать разрушение растворных реакторов Suro (Лос-Аламос) и HRE (Окридж) их собственной энергией, т.е. путем аварийного повышения энерговыделения в них. В этих экспериментах предельно достижимые (по величине и скорости нарастания) изменения реактивности не привели к разрушению реакторов, что показало высокую способность растворных реакторов к самоограничению энерговыделения в импульсе [2].

Исходя из сказанного, можно утверждать, что на реакторе ВИР-2М абсолютно исключены такие ядерные аварии (в принципе возможные на реакторах с твердой АЗ), как расплавление (возгорание) АЗ или даже ядерный взрыв с мгновенным высвобождением значительной части ПД, как возникших в момент аварии, так и накопившихся в материале АЗ за все время ее эксплуатации. Количество же ПД, образовавшихся при предполагаемой максимальной аварии реактора ВИР-2М, будет (вследствие сравнительно небольшого энерговыделения) несоизмеримо меньше соответствующей величины на твердотопливных реакторах.

ОСОБЕННОСТИ ВЫХОДА ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Если в реакторах с твердой АЗ почти все образующиеся в ней ПД при нормальной эксплуатации удерживаются кристаллической структурой ядерного топлива (а частично — чехлами отдельных элементов АЗ), то в реакторе ВИР-2М часть ПД может переходить из топливного раствора в надтопливное пространство кор-

пуса АЗ. Этому способствует радиоллиз воды топливного раствора и выделение гремучего газа, приводящее к интенсивному перемешиванию раствора сразу после импульса. В случае разгерметизации корпуса АЗ или ГК газообразные и аэрозольные ПД могут выйти в реакторные залы и затем — во внешнюю атмосферу.

Описанная особенность свойственна всем растворным реакторам, вследствие чего они долгое время казались наиболее опасными с точки зрения возможности радиоактивного загрязнения внешнего пространства. Считалось, что в случае аварийного выхода ПД из АЗ радиационную обстановку на окружающей территории будут в основном определять аэрозоли радиоактивных изотопов йода, прежде всего ^{131}I . Однако внимательное рассмотрение имеющихся данных и специальные исследования (особенно после аварии на Чернобыльской АЭС) показали, что в составе газообразных радиоактивных веществ надтопливного пространства АЗ растворных реакторов радионуклиды йода практически отсутствуют, а абсолютно преобладают изотопы инертных радиоактивных газов (ИРГ) криптона и ксенона. В частности, в пробах радиоактивного газа, взятых из корпуса АЗ реактора ВИР-2М через 2—3 мин после импульса и перед сжиганием гремучего газа через ~ 20 мин после импульса, в радиационно-значимых количествах присутствуют только изотопы криптона и ксенона, а также дочерние продукты их распада — короткоживущие изотопы цезия и рубидия. Аналогичные результаты получены и для реакторов типа ИИН [3]. В последнее время в литературе [4, 5] утверждается взгляд, что летучесть йода в присутствии большого количества воды незначительна; радионуклиды йода в растворных реакторах, в том числе в реакторе ВИР-2М, находятся в основном в форме гидроксида йода HJ или йодида цезия CsJ , которые легко растворяются в воде, оставаясь в очень низких концентрациях в газовой фазе.

Проектом реактора ВИР-2 предусмотрена возможность разгерметизации корпуса АЗ с вытеканием топливного раствора; на этот случай в полу нижнего реакторного зала оборудовано два ядерно-безопасных приемника для вытекающего раствора, а пол зала сделан с уклоном в сторону этих приемников (рис. 1). АЗ реактора ВИР-2М полностью расположена ниже нулевой отметки грунта, поэтому весь вытекающий раствор локализуется в нижнем реакторном зале и каких-либо заметных радиоактивных загрязнений окружающей среды (и даже верхнего реакторного зала) собственно топливным раствором не должно произойти. То есть, если рассматривать такую аварийную ситуацию только с точки зрения выброса радиоактивных веществ во внешнее пространство, то практически не имеет значения, сохранился топливный раствор внутри корпуса АЗ или вытек в нижний реакторный зал.

Последний вывод подтверждается 20-летним опытом эксплуатации установки ВИР-2: 8 февраля 1972 г. и 24 июня 1987 г. после генерации импульсов имели место практически полные выходы газообразных ПД в реакторные залы через ослабленные прокладки на верхнем фланце трубы для заливки топливного раствора в

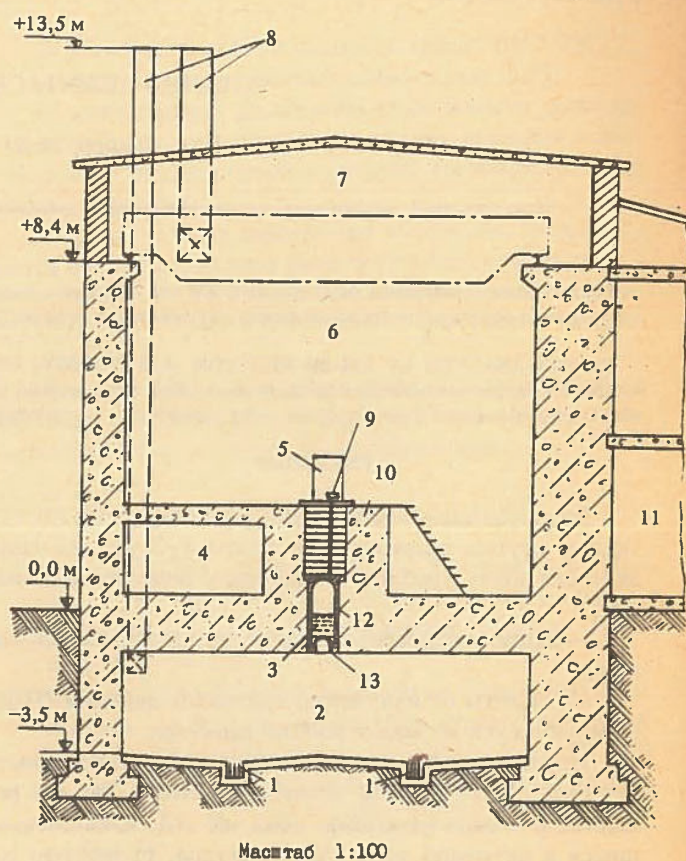


Рис. 1. Схематический вертикальный разрез помещений реактора ВИР-2М: 1 — приемники топливного раствора; 2 — нижний реакторный зал (объем 250 м³); 3 — топливный раствор; 4 — бункер газового контура; 5 — механизмы управления; 6 — верхний реакторный зал (объем 1760 м³); 7 — мостовой кран; 8 — трубы вытяжной вентиляции реакторных залов; 9 — топливный канал; 10 — блок биологической защиты; 11 — пультовая; 12 — корпус АЗ; 13 — реактор ВИР-2М

корпус АЗ. При этом наблюдался рост активности воздуха реакторных залов в течение 20—25 мин с последующим уверенным спадом. С поверхности стен верхнего зала брались мазки на β -активность. Дозиметрическая обстановка в пультовой, в других помещениях реакторного здания и на окружающей территории всегда оставалась нормальной. Необходимо подчеркнуть, что на следующий день каких-либо следов радиоактивных загрязнений в реакторных залах не оставалось, что позволило после замены герметизирующих прокладок продолжить нормальную эксплуатацию установки.

Только при авариях, в которых разрушение корпуса АЗ сопровождается сильным повышением температуры (например, при пожаре), выход в окружающее пространство других ПД (кроме ИРГ) может стать заметным.

МОДЕЛИ РАДИАЦИОННЫХ АВАРИЙ РЕАКТОРА ВИР-2М. ВЕРОЯТНОСТЬ АВАРИЙ

В качестве максимальной проектной аварии (МПА), т.е. аварии, для которой проектом предусмотрены соответствующие технические меры безопасности,

на реакторе ВИР-2М рассматривается случай разгерметизации корпуса АЗ в момент или в течение ближайших часов после генерации импульса с энерговыделением 120 МДж с вытеканием топливного раствора в нижний реакторный зал, сопровождающейся повышенной температурой (пожаром) в нижнем зале.

В качестве максимальной гипотетической аварии (МГА) реактора ВИР-2М можно предположить аварию в результате диверсии с серией последовательных взрывов, когда сначала из АЗ мгновенно вырываются все стержни управления (на реакторе реализуется максимальный импульс) и разрушается легкое перекрытие верхнего зала (выше монолитных железобетонных стен высотой 8,4 м), затем разрушаются блок биологической защиты и корпус АЗ реактора, при этом все радиоактивные вещества (ПД и топливный раствор) выбрасываются во внешнее пространство.

Даже специальный эксперимент, моделирующий ту или иную аварию, не может дать полной картины последствий такой аварии в реальных условиях. Любая модель аварии оказывается весьма условной. Это позволяет для оценки последствий МПА и МГА реактора ВИР-2М использовать результаты исследований аварий на других ядерных устройствах, сопровождающихся высокими температурами реакторного топлива.

Изучение последствий серьезных аварий на ядерных реакторах явилось целью опыта, проведенного 22 июля 1954 г. Аргоннской национальной лабораторией (АНЛ) (США) [2, 6]. Опыт представлял собой преднамеренное разрушение квазигомогенного реактора типа МТR с АЗ из уран-алюминиевых пластин, набранных с шагом 3 мм и опущенных в бак с водой. Бак находился в защитной шахте диаметром 3 м, которая была частично заглублена в грунт, а частично окружена земляным валом. Шахта не имела крыши, и над реактором находилась лишь узкая плита с механизмами управления стержнями. В описываемом опыте в АЗ реактора была введена избыточная реактивность $\sim 5\beta_{эф}$, в результате чего произошел импульс с энерговыделением ~ 135 МДж. При этом большинство топливных пластин расплавилось. Давление, возникшее от контакта расплавленного металла с водой, вызвало паровой взрыв, приведший к разрушению бака реактора и выбросу всего содержимого защитной шахты в воздух.

По многим параметрам взрыв реактора типа МТR и выбранная модель МГА реактора ВИР-2М достаточно близки (табл. 1). Поэтому вполне правомерно обращение к результатам эксперимента со взрывом реактора типа МТR, позволяющее выявить целый ряд таких данных о МГА реактора ВИР-2М, которые практически не поддаются теоретическому предсказанию, в частности: характер распространения компонентов выброса, размеры области загрязнения и скорость спада активности в ней. (В дальнейшем ссылки на результаты взрыва МТR даются в виде — эксперимент АНЛ.)

В 1972—1979 гг. в Центре ядерных исследований (ЦЯИ), в Карлсруэ (ФРГ), на модели водо-водяного реактора РWR проведены исследования радиоактивных выбросов при различных авариях. Обращение к результатам этих исследований [7] позволяет определить при-

мерный состав газовой-аэрозольных выбросов при МПА и МГА реактора ВИР-2М, а также оценить вероятность возникновения этих аварий. Конечно, аварии энергетического реактора РWR и исследовательского реактора ВИР-2М несравнимы по масштабам последствий, однако для оценки относительного состава выбросов принятых моделей МПА и МГА реактора ВИР-2М можно подобрать достаточно близкий аналог среди аварий реактора РWR. Нами в качестве аналога МГА реактора ВИР-2М принята самая тяжелая авария реактора РWR — расплавление АЗ и паровой взрыв. В качестве же аналога МПА реактора ВИР-2М взята авария реактора РWR, исходным событием которой является потеря теплоносителя в первом контуре теплосъема, приводящая к расплавлению АЗ и разгерметизации защитной оболочки.

Данные о вероятности разгерметизации первого контура теплосъема реактора РWR использованы нами при оценке вероятности МПА реактора ВИР-2М. Это сделано на том основании, что условия эксплуатации первого контура реактора РWR сходны (в первом приближении) с условиями, возникающими в корпусе АЗ реактора ВИР-2М в момент генерации импульса (табл. 2).

Т а б л и ц а 1. Сравнительные характеристики преднамеренной аварии реактора типа МТR и МГА реактора ВИР-2М

Параметр	Модель МГА реактора ВИР-2М	Взрыв реактора МТR [2, 6]
Ядерное горючее и его количество	5,3 кг ^{235}U	4,5 кг ^{235}U
Распределение ядерного горючего в АЗ (его состояние)	Гомогенное (раствор уранилсульфата в обычной воде)	Квазигомогенное (параллельные пластины толщиной 0,5 мм с шагом 3 мм из сплава с алюминием, залитые обычной водой)
Концентрация ^{235}U в АЗ, г/л	64,1	35,8
Время жизни нейтронов, мкс	40	65
Энерговыделение, МДж	120	~ 135
Характер выброса радиоактивных веществ	Химический взрыв	Паровой взрыв

Т а б л и ц а 2. Сравнительные характеристики эксплуатационных параметров реактора ВИР-2М (в момент генерации импульса) и первого контура теплосъема реактора РWR

Параметр	Реактор ВИР-2М в момент генерации импульса	Первый контур теплосъема реактора РWR
Материал корпуса	Нержавеющая сталь	Нержавеющая сталь
Содержимое корпуса	Вода + парогазовая смесь с содержанием соли урана и продуктов деления	Вода + парогазовая смесь с содержанием продуктов деления
Температура, °C	100—150	300
Давление, МПа	15—30	16

Наибольшая вероятность течи в первом контуре теплосъема реактора РWR, по данным ЦЯИ, составляет $2,7-3 \text{ год}^{-1}$. Время работы реактора ВИР-2М в условиях, сходных с условиями эксплуатации первого контура реактора РWR, исчисляется долями секунды (за один импульс). Если же принять его равным 30 мин (т.е. времени, в течение которого давление в корпусе АЗ превышает 0,1 МПа), то при интенсивности эксплуатации реактора ВИР-2М — 160 импульсов в год можно подсчитать, что вероятность появления течи в корпусе АЗ реактора ВИР-2М заведомо не превышает $2,5-5 \text{ год}^{-1}$. Вероятность же вытекания топливного раствора в нижний реакторный зал не больше вероятности появления течи в нижней части корпуса АЗ, т.е. не более $1,0-5 \text{ год}^{-1}$.

Вероятность возникновения сильного пожара в нижнем реакторном зале, способного привести к существенному разогреву вытекшего раствора, не может быть больше $1,0-2 \text{ год}^{-1}$ (по опыту эксплуатации реакторов ВИР и других исследовательских реакторов).

Таким образом, вероятность принятой модели МПА реактора ВИР-2М не превышает $1,0-7 \text{ год}^{-1}$ и сравнима с вероятностью падения на Землю крупного метеорита [8].

АКТИВНОСТЬ ГАЗООБРАЗНЫХ И ЛЕТАЧИХ ПД

Для расчета ожидаемой активности аварийного выброса надо знать:

— ход изменения во времени активности каждого газообразного и летучего радионуклида, образовавшегося в одном номинальном импульсе реактора (с энергосвободой 60 МДж и числом делений $2 \cdot 10^{18}$);

— характер работы реактора, предшествующий аварии;

— степень выхода из материала АЗ каждого газообразного и летучего химического элемента при разных типах аварий.

Изменение активности ПД, образовавшихся в номинальном импульсе, определено путем пропорционального пересчета данных [9, 10], нормированных на 1 кт по делению ($1,45 \cdot 10^{23}$ дел.), об изменении во времени активности каждого радионуклида продуктов мгновенного деления ^{235}U тепловыми нейтронами.

Нормальным режимом работы реактора ВИР-2М является режим ежедневной генерации номинальных импульсов. Результаты же, полученные с помощью данных из [9, 10], позволяют учесть вклад в общую активность только тех импульсов, которые генерированы за сутки, а также в 3, 10 и 20-й дни до аварийного выброса. Если же все импульсы, генерированные в промежутках между указанными днями, а также с 20-х по 30-е сутки до аварии, отнести к первому дню соответствующего промежутка времени, то (с некоторым преувеличением) удастся учесть вклад и этих импульсов. Таким образом, в рассмотрение вводится некий условный режим, когда в день, непосредственно предшествующий аварии, генерируется сразу два импульса, в 3-й день перед аварией — пять импульсов, в 10-й — семь

импульсов, в 20-й — восемь импульсов, а между названными днями вообще нет импульсов.

Для учета вклада в общую активность тех ПД, которые нарабатаны раньше чем за 30 сут до аварии, сделано еще одно упрощение — замена реального режима работы на непрерывный статический режим с постоянной мощностью 0,25 кВт (средней мощностью реактора ВИР-2М за все время его эксплуатации). Это позволило воспользоваться данными о спаде во времени удельной активности ПД ^{235}U после остановки статического реактора на тепловых нейтронах [9]. Таким образом определена активность (на момент 0 — момент аварии) всех ПД (за исключением ИРГ), нарабатанных раньше чем за 30 сут до аварии, а всего за 8 лет. Подсчет активности ИРГ произведен за 1 год, так как ИРГ не менее одного раза в год выходят из АЗ (при различных профилактических работах на ГК реактора).

Правильность описанной методики расчета проверена путем сравнения полученных результатов с результатами физико-химического анализа пробы топливного раствора, взятого из АЗ (анализ выполнен А.А. Дружининым, В.Л. Суматохиным, М.Ю. Максимовым). В табл. 3 видно хорошее совпадение результатов непосредственных измерений и результатов расчета для ряда γ -излучателей из числа ПД.

Т а б л и ц а 3. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов определения γ -активности некоторых ПД в топливном растворе реактора ВИР-2М через 90 сут после прекращения работы реактора при длительности предшествующей эксплуатационной кампании 8 лет

Нуклиды	Активность, Ки	
	Расчет	Измерение
^{95}Zr	4,4	4,0
^{95}Nb	7,2	6,7
^{103}Ru	2,1	1,0
^{106}Ru	5,1	5,2
^{137}Cs	2,2	2,1
^{141}Ce	1,5	1,3
^{144}Ce	7,9	7,1

Выполнен расчет изменения во времени активности 126 радионуклидов, попадающих в аварийные выбросы реактора ВИР-2М. Здесь опускаются все промежуточные выкладки и приводятся лишь конечные результаты, просуммированные поэлементно, а также для всего выброса. В табл. 4 и 5 не включены данные на момент времени 0 как не имеющие значения при оценке последствий аварии; приведенные в таблицах числовые коэффициенты, определяющие относительный выход тех или иных ПД при МПА и МГА на реакторе ВИР-2М, взяты из [7, табл. 8.10] для принятых аналогов этих аварий.

Т а б л и ц а 4. Активность газообразных и летучих ПД в аварийном выбросе при МПА реактора ВИР-2М на различные моменты времени после импульса с энерговыделением 120 МДж, Ки

Элемент	Выход	3 мин	30 мин	1ч	3ч	6ч	12ч
Br	9,6 - 3	2,5 + 1	2,3 + 0	1,4 + 0	6,3 - 1	8,9 - 2	2,0 - 3
Kr	9,8 - 1	9,8 + 2	8,2 + 2	5,0 + 2	2,4 + 2	9,7 + 1	2,7 + 1
Pb	4,5 - 4	7,2 + 0	7,6 - 1	2,7 - 1	5,8 - 2	3,0 - 2	7,2 - 3
Sr	4,7 - 5	9,4 - 1	6,1 - 2	2,6 - 2	1,7 - 2	1,0 - 2	4,5 - 1
Y	9,5 - 6	9,1 - 2	2,7 - 2	9,4 - 3	3,6 - 3	3,2 - 3	2,1 - 3
Zr	9,5 - 6	8,8 - 4	8,7 - 4	8,6 - 4	8,1 - 4	7,4 - 4	6,2 - 4
Nb	9,5 - 6	4,2 - 1	4,8 - 3	2,8 - 3	1,3 - 3	1,1 - 3	1,7 - 3
Mo	5,5 - 5	8,2 - 1	1,0 - 1	2,5 - 2	3,5 - 3	3,4 - 3	3,4 - 3
Tc	5,5 - 5	1,3 - 1	1,2 - 1	5,1 - 2	2,8 - 3	2,5 - 3	2,7 - 3
Ru	5,5 - 5	2,0 - 2	3,6 - 3	3,2 - 3	2,6 - 3	2,1 - 3	1,5 - 3
Rh	5,5 - 5	4,2 - 3	7,2 - 3	5,4 - 3	4,4 - 3	2,9 - 3	2,2 - 3
Sb	7,7 - 4	1,2 + 1	2,1 + 0	3,1 - 1	6,2 - 2	1,7 - 2	7,1 - 3
Te	7,7 - 4	9,2 + 0	2,5 + 0	1,5 + 0	2,2 - 1	6,4 - 2	4,4 - 2
J	1,6 - 2	1,4 + 2	1,6 + 1	1,8 + 1	1,1 + 1	5,3 + 0	3,7 + 0
Xe	9,8 - 1	1,7 + 4	1,7 + 3	5,6 + 2	1,7 + 2	1,8 + 2	1,7 + 2
Cs	4,5 - 4	8,6 + 0	1,0 + 0	5,0 - 1	3,4 - 2	2,1 - 3	1,0 - 3
Ba	4,7 - 5	4,2 - 1	1,1 - 1	2,8 - 2	1,9 - 3	1,7 - 3	1,7 - 3
La	9,5 - 6	4,5 - 2	1,9 - 2	1,1 - 2	4,4 - 3	2,0 - 3	1,6 - 3
Ce	9,5 - 6	1,2 - 1	6,3 - 3	2,2 - 3	9,6 - 4	9,6 - 4	9,5 - 4
Pr	9,5 - 6	1,3 - 1	7,9 - 3	5,7 - 3	1,4 - 3	1,1 - 3	7,3 - 4
Nd	9,5 - 6	4,6 - 3	1,7 - 3	1,1 - 3	5,3 - 4	2,4 - 4	1,3 - 4
Смесь	—	1,8 + 4	2,5 + 3	1,1 + 3	4,2 + 2	2,8 + 2	2,0 + 2

Т а б л и ц а 5. Активность газообразных и летучих ПД в аварийном выбросе при МГА реактора ВИР-2М на различные моменты времени после импульса с энерговыделением 120 МДж, Ки

Элемент	Выход	3 мин	30 мин	1ч	3ч	6ч	12ч
Br	7,9 - 1	2,0 + 3	1,9 + 2	1,2 + 2	5,2 + 1	7,3 + 0	1,7 - 1
Kr	1,0 + 0	1,0 + 3	8,4 + 2	5,1 + 2	2,4 + 2	9,9 + 1	2,8 + 1
Pb	5,0 - 1	8,0 + 3	8,5 + 2	3,0 + 2	6,5 + 1	3,4 + 1	8,0 + 0
Sr	6,7 - 2	1,3 + 3	8,7 + 1	3,8 + 1	2,4 + 1	1,5 + 1	6,4 + 0
Y	2,6 - 3	2,5 + 1	7,3 + 0	2,6 + 0	9,9 - 1	8,8 - 1	5,7 - 1
Zr	2,6 - 3	2,4 - 1	2,4 - 1	2,4 - 1	2,2 - 1	2,0 - 1	1,7 - 1
Nb	2,6 - 3	1,1 + 2	1,3 + 0	7,5 - 1	3,6 - 1	3,1 - 1	4,7 - 1
Mo	3,8 - 1	5,7 + 3	7,2 + 2	1,7 + 2	2,4 + 1	2,4 + 1	2,3 + 1
Tc	3,8 - 1	9,1 + 2	8,0 + 2	3,5 + 2	1,9 + 1	1,7 + 1	1,9 + 1
Ru	3,8 - 1	2,0 + 2	2,5 + 1	2,2 + 1	1,8 + 1	1,4 + 1	1,1 + 1
Rh	3,8 - 1	2,9 + 1	4,9 + 1	3,8 + 1	3,0 + 1	2,0 + 1	1,5 + 1
Sb	3,5 - 1	5,2 + 3	9,4 + 2	1,4 + 2	2,8 + 1	7,7 + 0	3,2 + 0
Te	3,5 - 1	4,2 + 3	1,1 + 3	7,0 + 2	9,8 + 1	2,9 + 1	2,0 + 1
J	7,9 - 1	7,0 + 3	7,8 + 2	8,9 + 2	5,3 + 2	2,6 + 2	1,8 + 2
Xe	1,0 + 0	1,7 + 4	1,7 + 3	5,7 + 2	1,7 + 2	1,8 + 2	1,7 + 2
Cs	5,0 - 1	9,5 + 3	1,2 + 3	5,5 + 2	3,8 + 1	2,3 + 0	1,2 + 0
Ba	6,7 - 2	6,0 + 2	1,5 + 2	4,0 + 1	2,7 + 0	2,4 + 0	2,4 + 0
La	2,6 - 3	1,2 + 1	5,2 + 0	2,9 + 0	1,2 + 0	5,5 - 1	4,4 - 1
Ce	2,6 - 3	3,4 + 1	1,7 + 0	6,0 - 1	2,6 - 1	2,6 - 1	2,6 - 1
Pr	2,6 - 3	3,6 + 1	2,1 + 0	1,5 + 0	3,9 - 1	2,9 - 1	2,0 - 1
Nd	2,6 - 3	1,2 + 0	4,7 - 1	2,9 - 1	1,4 - 1	6,5 - 2	3,6 - 2
Смесь	—	6,3 + 4	9,4 + 3	4,4 + 3	1,3 + 3	7,1 + 2	4,9 + 2

НАЛИЧИЕ ^{239}Pu В СОСТАВЕ ГАЗОВО-АЭРОЗОЛЬНОГО АВАРИЙНОГО ВЫБРОСА

Согласно результатам физико-химического анализа на конец 1987 г. в топливном растворе реактора ВИР-2М содержалось $\sim 7,5$ мг ^{239}Pu с активностью $4,6 \cdot 10^{-4}$ Ки или $1,7 \cdot 10^7$ Бк.

Если весь этот плутоний равномерно распределить по полу верхнего реакторного зала площадью 160 м^2 , то α -загрязнение поверхности пола составит $0,18$ част./($\text{см}^2 \cdot \text{мин}$). Это не только меньше контрольного уровня загрязненности производственных помещений (3 част./($\text{см}^2 \cdot \text{мин}$)), но и меньше чувствительности штатной дозиметрической аппаратуры. Тем не менее интересен вклад, вносимый плутонием в общую активность аварийных выбросов реактора ВИР-2М (табл. 6).

Т а б л и ц а 6. Вклад ^{239}Pu в общую активность аварийного выброса

Модель аварии	Относительный выход плутония	Активность в составе выброса, Ки
МПА	9,5 - 6	4,4 - 9
МГА	2,6 - 3	1,2 - 6

ЗАГРЯЗНЕНИЕ ТЕРРИТОРИИ РЕАКТОРНЫМ ТОПЛИВОМ

Ничтожно мала вероятность выброса из корпуса АЗ всех радиоактивных материалов, в том числе топливного раствора. Но именно такой случай предположен в принятой модели МГА реактора ВИР-2М.

Наблюдавшееся в эксперименте АНЛ [6] непредвиденное искусственное разделение выброса реакторного топлива и газовой-аэрозольного облака ПД (плитой с механизмами управления стержнями, наклонившейся в момент опыта на $\sim 45^\circ$) показало, что если распространение газообразных ПД определяется направлением ветра, то для распространения выброшенного из АЗ топлива направление ветра менее существенно. То есть при оценке возможных последствий МГА реактора ВИР-2М необходимо отдельно рассматривать распространение этих компонентов аварийного выброса.

Весьма близкие параллели, просматриваемые в табл. 1 между многими ядерно-физическими характеристиками реакторов ВИР-2М и МТР, между параметрами предполагаемой МГА реактора ВИР-2М и экспериментом АНЛ по разрушению реактора типа МТР, позволяют, как уже отмечалось, распространить их также на картину радиационного загрязнения территории вокруг сравниваемых реакторов.

На рис. 2 и 3 показаны ситуационные схемы расположения реакторов типа МТР (в эксперименте АНЛ) и реактора ВИР-2М. На схеме для реактора типа МТР отмечена площадь с максимальным диаметром 210 м, на которой были обнаружены следы реакторного топлива, выброшенного при взрыве реактора [2]. Исходя из этого, на схеме для реактора ВИР-2М радиусом 210 м выделена территория (показана одинарной

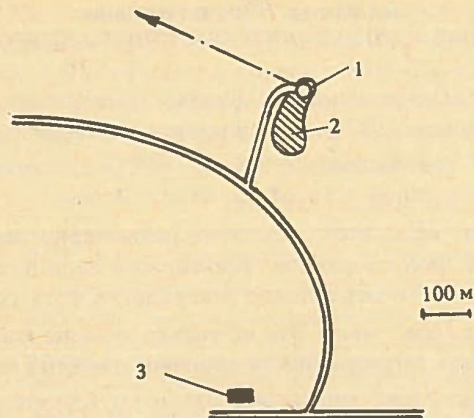


Рис. 2. Ситуационная схема расположения реактора типа МТН в эксперименте с его взрывом: 1 — реактор; 2 — территория, загрязненная реакторным топливом; 3 — место управления; — — — — направление движения облака выброса

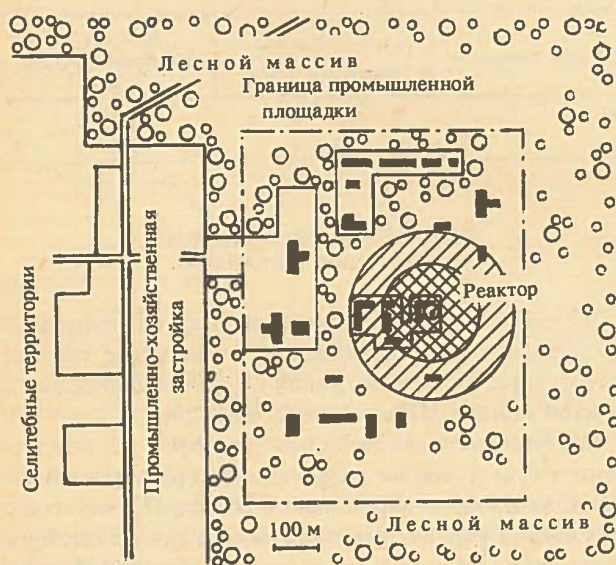


Рис. 3. Ситуационная схема расположения реактора ВР-2М

штриховкой), на которой может оказаться зона радиоактивного загрязнения реакторным топливом, если при его выбросе из реакторного зала оно будет отклонено в сторону каким-нибудь препятствием (например, остатками крыши зала). Однако наиболее вероятно симметричное выпадение топлива на площади радиусом не более 120 м (двойная штриховка).

В эксперименте АНЛ через ~ 1 ч после выброса мощность дозы облучения на расстоянии 60 м от реактора (по оси загрязнения) была около 40 Р/ч, а через 5,5 ч на расстоянии 15 м — 30 Р/ч. Полная доза за 5,5 ч (с момента выброса до изъятия дозиметров) составила ~ 50 мР на расстоянии 440 м от реактора и ~ 30 мР на расстоянии 580 м [6]. Уже в течение первого часа после опыта было определено, что для лиц, находящихся на расстоянии 800 м и далее от реактора, нет опасного излучения от выброса реакторного топлива.

На основании дозиметрического обследования зоны радиоактивного загрязнения, выполненного через 11

дней после эксперимента АНЛ, можно заключить, что площадь, на которой мощность дозы излучения превышает 2,8 мР/ч (достигая в центре зоны ~ 50 мР/ч), равна ~ 6500 м². За пределами участка длиной 120 м и шириной 55 м годовая доза облучения людей, которым пришлось бы там работать, нигде не превысила бы 5Р. После дозиметрического обследования зоны загрязнения территория площадью ~ 7800 м² (участок 130×60 м) была покрыта слоем гравия максимальной толщиной 15 см, что уменьшило мощность дозы в наиболее загрязненных местах до величин, не превышающих 5 мР/ч.

Таким образом, можно считать, что при МГА реактора ВР-2М зона радиоактивного загрязнения не превысит площади радиусом 100—120 м. Причем даже внутри этой зоны после проведения сравнительно недорогостоящих мероприятий работа может быть возобновлена через 2—3 недели.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГАЗОБРАЗНЫХ И АЭРОЗОЛЬНЫХ ПД

Процесс рассеяния радиоактивных выбросов связан с турбулентной диффузией атмосферы, для описания которой пока нет законченной теории. Опубликовано значительное число работ, посвященных переносу примесей в атмосфере и послуживших основой ряда методик ([11, 12] и др.) решения задач о рассеянии радиоактивных веществ. Все они используют для расчетов эмпирические соотношения. В мировой практике наиболее популярна рекомендованная Всемирной метеорологической организацией и МАГАТЭ модель диффузии Пасквилла, основанная на статистическом (гауссовом) распределении примесей в атмосфере. В этой модели рассеяние выброса описывается с помощью коэффициента метеорологического разбавления, или фактора разбавления. Предполагается симметричное рассеяние газов и аэрозолей относительно направления движения облака выброса (направления ветра).

Наибольший практический интерес представляет приземная концентрация радиоактивных веществ. Для точек, лежащих на поверхности земли по линии движения облака, значения фактора разбавления G определяются по формуле [13]

$$G = \frac{2}{(2\pi)^{3/2} u x \sigma_z} \cdot \exp\left[-\frac{H^2}{2\sigma_z^2}\right],$$

где x — расстояние от точки выброса до точки наблюдения, м; H — приведенная высота выброса, м; u — скорость перемещения облака (скорость ветра, м/с). Нами при расчетах принято $u = 2,0$ м/с как значение, достаточно близкое к так называемой опасной скорости ветра $u_{он} = 1,74$ м/с, вычисленной для МПА реактора ВР-2М по формуле [14] $u_{он} = 0,65\sqrt{V\Delta T/H}$, где V — объем, выбрасываемый при работе вентиляции из нижнего реакторного зала за 1 с; $V = 0,3$ м³/с, ΔT — разность температур выбрасываемой смеси и атмосферного воздуха, $\Delta T = 300$ К (выбрано достаточно произвольно исходя из условий принятой модели МПА); H_r — гео-

Т а б л и ц а 7. Высота выброса через вентиляционную систему установки ВИР-2 при скорости ветра на уровне устья трубы 2 м/с

Радиационная ситуация	Диаметр устья трубы, м	Скорость истечения смеси, м/с	Тяга, м ³ /с	Перегрев смеси, К	Подъем струи над устьем, м	Приведенная высота выброса, м
МПА (горячий выброс при работающей вентиляции)	0,38	2,7	0,3	300	32,3	45,8
Холодный выброс при работающей вентиляции:						
из верхнего зала	0,50	10,5	2,1	20	26,3	39,8
из нижнего зала	0,38	2,7	0,3	20	4,1	17,6
Холодный выброс при отключенной вентиляции:						
из верхнего зала	0,50	1,1	0,22	20	2,8	16,3
из нижнего зала	0,38	0,5	0,06	20	0,8	14,3

метрическая высота вентиляционной трубы, на установке ВИР-2 $H_r = 13,5$ м.

Приведенная высота выброса H определена согласно [11] с учетом динамического подъема выбрасываемой струи вследствие набранной скорости движения по вентиляционной трубе, а также подъема струи из-за перегрева смеси (табл. 7).

Для выбранной модели МГА реактора ВИР-2М высота выброса будет зависеть от силы взрыва; мы приняли ее равной высоте выброса при МПА, т.е. 46 м (в эксперименте АНЛ [6] высота облака выброса была около 30 м).

Влияние реакторного здания, соседних зданий и лесного массива ведет к образованию аэродинамических теней, в пределах которых движение воздуха характеризуется замкнутыми вихрями, не способствующими рассеянию выброса. Считается, что выброс высотой меньше удвоенной высоты здания (по [11] и [12] — меньше $1,8 H_{зд}$) практически весь попадает в зону аэродинамической тени. Высота здания реактора ВИР-2М равна 11 м, а высота соседних зданий и лесного массива достигает 15—20 м. Таким образом, с точки зрения высоты выброса заметное влияние на радиационную обстановку вдали от места аварии мог бы оказать выход ПД только при МГА и МПА, а также при холодном выбросе с работающей вентиляцией верхнего зала.

В формулу для нахождения фактора разбавления G входит коэффициент вертикальной дисперсии выброса σ_z , который характеризует зависимость G от погодных условий. В модели диффузии Пасквилла введено семь категорий устойчивости погоды, с которыми сопоставлены характерные скорости движения воздушных масс и коэффициенты σ_z .

Для рассмотрения аварийных ситуаций на реакторе ВИР-2М, исходя из того, что аварийный выброс происходит в дневное время (чтобы не очень сильно снизилась активность ПД, образовавшихся за импульс) и что скорость ветра при выбросе равна 2 м/с, в соответствии с [11] принята наиболее неблагоприятная (с точки зрения рассеяния примесей) категория устойчивости атмосферы по Пасквиллу — категория С.

В табл. 8 приведены факторы метеорологического разбавления на разных расстояниях от места выброса, полученные для условий, характерных для аварий реактора ВИР-2М. Следует отметить, что, уже начиная с расстояния 1 км от источника выброса, данные табл. 8 практически совпадают с приближенными оценками фактора разбавления, полученными по так называемому методу огибающей, который дает максимальные оценки в том смысле, что при любом законе изменения σ_z и любых погодных условиях больших значений концентрации быть не может [11].

Из табл. 8 видно, что наихудший (максимальный) коэффициент G имел бы место (при выбросах высотой 40—45 м) на расстоянии около 300 м от места выхода радионуклидов, т.е. на территории промышленной площадки (см. рис. 3). При низких выбросах наиболее высокая концентрация радиоактивных веществ будет еще ближе к месту выброса.

Правильность расчетов, выполненных с помощью теории Пасквилла, проверена по другим теориям атмос-

Т а б л и ц а 8. Факторы метеорологического разбавления (G) радионуклидов, выброшенных в атмосферу при радиационных аварийных ситуациях на реакторе ВИР-2М

Расстояние от места выброса, км	Радиационная ситуация и высота выброса, м		
	МПА и МГА	Холодный выброс из верхнего зала при работающей вентиляции	Прочие радиационные ситуации
0,1	6,5 - 7	3,5 - 6	5,2 - 4
0,2	3,1 - 5	5,4 - 5	2,6 - 4
0,3	5,2 - 5	6,7 - 5	1,4 - 4
0,5	3,5 - 5	4,4 - 5	6,4 - 5
0,7	2,7 - 5	2,9 - 5	3,7 - 5
1,0	1,7 - 5	1,8 - 5	2,0 - 5
1,5	8,4 - 6	8,8 - 6	9,0 - 6
2,0	6,0 - 6	6,3 - 6	7,0 - 6
5,0	1,2 - 6	1,3 - 6	1,4 - 6
10,0	5,0 - 7	5,1 - 7	5,2 - 7

Таблица 9. Расстояние от источника газовой-аэрозольного выброса до точки наибольшей концентрации радионуклидов и фактор разбавления в этой точке

Радиационная ситуация	Теория ГГО [12]		Теория Сеттона [15, 16] $G, \text{с/м}^3$
	$X_m, \text{м}$	$G, \text{с/м}^3$	
МГА	—	—	1,6 - 6
МПА	366	1,3 - 5	7,4 - 5
Холодный выброс:			
верхний зал с вентиляцией	318	2,2 - 5	4,6 - 4
верхний зал без вентиляции	141	2,8 - 4	4,6 - 4
нижний зал с вентиляцией	130	5,5 - 4	4,6 - 4

ферной диффузии: теории Сеттона и теории, разработанной Главной геофизической обсерваторией СССР (ГГО).

Теория Сеттона [15, 16], справедливая прежде всего для кратковременных (несколько часов) выбросов и широко применявшаяся до 60-х гг., предлагает рассчитывать наихудший фактор метеорологического разбавления по формулам

$$G = \frac{2}{\left(\frac{2}{3} \text{ст}\right)^{3/2} H^3} \quad (\text{при мгновенном выбросе, в на-}$$

шем случае — при МГА);

$$G = \frac{2}{\text{ели} H^2} \quad (\text{для непрерывного точечного источни-}$$

ка, в нашем случае — для всех выбросов через вентиляцию).

Таблица 10. Относительное изменение первоначальной концентрации радионуклидов в реакторных залах установки ВИР-2М, обусловленное вытяжкой через систему вентиляции

Радиационная ситуация	Объем помещений, м^3	Тяга вентиляции, $\text{м}^3/\text{с}$	Относительная концентрация через время					
			3 мин	30 мин	1 ч	3 ч	6 ч	12 ч
МПА (вентиляция из нижнего зала)	2,50 + 2	0,3	8,06 - 01	1,15 - 01	1,32 - 02	2,35 - 06	5,53 - 12	3,06 - 23
Холодный выброс:								
вентиляция из обоих залов	2,01 + 3	2,4	8,06 - 01	1,15 - 01	1,32 - 02	2,35 - 06	5,53 - 12	3,06 - 23
вентиляция не включена	2,01 + 3	0,28	9,75 - 01	7,77 - 01	6,04 - 01	2,2 - 01	4,86 - 02	2,36 - 03

Таблица 11. Максимальная приземная концентрация радиоактивных веществ при радиационных авариях реактора ВИР-2М

Аварийная ситуация	Нуклиды	ПДК _A , Ки/м^3	Концентрация через время, Ки/м^3						Время набора дозы 5 Р при концентрации, соответствующей моменту 3 мин
			3 мин	30 мин	1 ч	3 ч	6 ч	12 ч	
МГА	ИРГ	6,1 - 05	5,2 - 04	—	—	—	—	—	28 рабочих дней
	J	4,2 - 09	2,1 - 04	—	—	—	—	—	2 мин
	Другие ПД	3,1 - 09	1,1 - 03	—	—	—	—	—	17 с
	Pu	9,0 - 16	3,5 - 14	—	—	—	—	—	4,4 ч
МПА	ИРГ	6,1 - 05	9,4 - 04	1,8 - 05	8,8 - 07	5,7 - 11	9,4 - 17	3,8 - 28	16 рабочих дней
	J	4,2 - 09	7,3 - 06	1,1 - 07	1,5 - 08	1,6 - 12	1,8 - 18	7,3 - 30	1 ч
	Другие ПД	3,1 - 09	1,6 - 06	3,2 - 08	1,8 - 09	7,8 - 14	4,0 - 20	5,1 - 31	3,3 ч
	Pu	9,0 - 16	2,2 - 16	3,2 - 17	3,6 - 18	6,4 - 22	1,5 - 27	8,4 - 39	4,1 года
Холодный выброс:									
с вентиляцией	ИРГ	6,1 - 05	1,2 - 02	2,3 - 05	1,0 - 06	7,9 - 11	1,2 - 16	4,9 - 28	11,5 рабочих дней
без вентиляции	ИРГ	6,1 - 05	1,2 - 02	1,4 - 04	4,8 - 05	6,1 - 06	9,8 - 07	3,8 - 08	11,5 рабочих дней

Таблица 12. Приземная концентрация радиоактивных веществ при радиационных авариях реактора ВИР-2М на расстоянии 500 м (на границе промышленной площадки)

Аварийная ситуация	Нуклиды	ПДК _B , Ки/м^3	Концентрация через время, Ки/м^3						Время набора дозы 5 Р при концентрации, соответствующей моменту 3 мин
			3 мин	30 мин	1 ч	3 ч	6 ч	12 ч	
МГА	ИРГ	1,4 - 06	3,5 - 04	—	—	—	—	—	36 ч
	J	1,5 - 10	1,4 - 04	—	—	—	—	—	34 с
	Другие ПД	1,0 - 10	7,7 - 04	—	—	—	—	—	4,2 с
	Pu	3,0 - 17	2,4 - 14	—	—	—	—	—	1,1 ч
МПА	ИРГ	1,4 - 06	6,3 - 04	1,2 - 05	6,0 - 07	3,8 - 11	6,3 - 17	2,6 - 28	20 ч
	J	1,5 - 10	4,9 - 06	7,7 - 08	1,0 - 08	1,1 - 12	1,2 - 18	4,9 - 30	16,1 мин
	Другие ПД	1,0 - 10	1,1 - 06	2,2 - 08	1,2 - 09	5,2 - 14	2,6 - 20	3,4 - 31	48 мин
	Pu	3,0 - 17	1,5 - 16	2,1 - 17	2,4 - 18	4,3 - 22	1,0 - 27	5,7 - 39	74 сут
Холодный выброс:									
с вентиляцией	ИРГ	1,4 - 06	7,6 - 03	1,5 - 05	6,6 - 07	5,2 - 11	8,1 - 17	3,2 - 28	16,4 ч
без вентиляции	ИРГ	1,4 - 06	1,4 - 03	1,7 - 05	5,9 - 06	8,3 - 07	1,2 - 07	4,2 - 09	3,7 сут

Т а б л и ц а 13. Вероятность ранних летальных исходов при авариях реакторов в ФРГ и США

Показатель	ФРГ [7]	США [4]
Площадь территории страны, км ²	2,5 + 05	7,8 + 06
Численность населения, человек	5,7 + 07	2,1 + 08
Полная мощность реакторов, кВт	3,2 + 04	1,3 + 05
Вероятность одного летального исхода, год ⁻¹	7,0 - 06	8,0 - 05*
Плотность населения, чел./км ²	2,3 + 02	1,6 - 03**
"Плотность мощности реакторов", кВт/км ²	1,3 - 01	2,7 + 01
Вероятность одного летального исхода на 1 км ² , год ⁻¹	2,8 - 11	1,7 - 02
Вероятность одного летального исхода (год ⁻¹) на 1 км ² при единичных плотностях населения и мощности реакторов	9,4 - 13	1,0 - 13*
		2,0 - 12**
		2,2 - 13*
		4,4 - 12**

*По модели WASH-1400.

**Оценки "Союза обеспокоенных ученых".

Т а б л и ц а 14. Вероятность ранних летальных исходов, обусловленных возможными радиационными авариями реактора ВВР-2М

Показатель	Ближняя зона	Зона диаметром 250 км	Вся территория СССР
Площадь поверхности, км ²	1,0 + 01	5,0 + 04	2,2 + 07
Численность населения, чел.	1,0 + 05	2,0 + 06	2,8 + 08
Средняя мощность реактора, кВт	2,5 - 01	2,5 - 01	2,5 - 01
Плотность населения, чел./км ²	1,0 + 04	4,0 + 01	1,3 + 01
"Плотность мощности реактора", кВт/км ²	2,5 - 02	5,0 - 06	1,1 - 08
Вероятность ранних летальных исходов, год ⁻¹ : на 1 км ² при единичных плотностях населения и мощности (из табл. 13)	4,4 - 12	4,4 - 12	4,4 - 12
на 1 км ² при реальных плотностях населения и мощности одного летального исхода на всей территории зоны	1,1 - 09	8,8 - 16	6,3 - 19
	1,1 - 08	4,4 - 11	1,4 - 11

Т а б л и ц а 15. Частота летальных исходов от различных антропогенных причин в регионе реактора ВВР-2М

Причина летального исхода	Вероятность, чел.-год ⁻¹ [8]	Число летальных исходов в год	
		ближняя зона	зона 250 км
Отравление выхлопными газами автомобилей	5,0 - 06	5,0 - 01	10
Загрязнение атмосферного воздуха выбросами тепловых электростанций, работающих на угле и нефти	2,0 - 05	2,0 + 00	40
Курение	5,0 - 04	5,0 + 01	1000
Выбросы радиоактивных веществ реактора ВВР-2М	—	1,1 - 08	4,4 - 11

Теория ГГО [12] использует при расчетах G_{\max} коэффициент атмосферной стратификации A , учитывающий средние погодные условия той или иной местности. Для Центра Европейской части СССР $A = 0,12$. Теория ГГО дает для расчета G_{\max} формулу

$$G = \frac{A}{H^2 \sqrt{3V\Delta T}}$$

Расстояние X_m от места аварийного выброса до точки, в которой при неблагоприятных метеорологических условиях достигается G_{\max} (табл. 9), теория ГГО рекомендует принимать равным $X_m = 8H$.

Сравнение табл. 8 и 9 показывает вполне удовлетворительное соответствие результатов оценок с исполь-

зованием трех различных теорий атмосферной диффузии.

Для описания процесса изменения концентрации радионуклидов в реакторных залах сделано допущение, что при любом случае выхода ПД из АЗ они мгновенно равномерно распределяются по всему объему помещения и в нем устанавливается начальная концентрация q_0 , равная отношению активности вышедших ПД (в соответствии с табл. 4—6) к объему данного помещения. (Очевидно, что такое допущение только ухудшает картину аварии, так как ускоряет выход радиоактивных веществ во внешнюю среду и поэтому нет оснований отклонять его.) В этом случае концентрация радионуклидов в реакторных залах определяется производительностью вентиляции и подсчитывается по простой формуле

$$q_3 = q_0 e^{-\frac{V}{W} \cdot t},$$

где t — время с момента аварии, с; V — тяга вентиляционной системы, $\text{м}^3/\text{с}$; W — объем помещения, м^3 .

Знание коэффициента $\exp(-Vt/W)$ (табл. 10) совместно с данными табл. 4—6 позволяет рассчитать абсолютную концентрацию газообразных и аэрозольных радионуклидов в реакторных залах установки ВИР-2 через различные промежутки времени как после генерации импульса, так и после выхода радиоактивных веществ из корпуса АЗ реактора.

В табл. 11 приведены результаты расчета максимальной приземной концентрации радиоактивных продуктов выброса, а в табл. 12 — их концентрации на границе промышленной площадки. Отдельно даются результаты расчетов для ИРГ, радионуклидов йода, всех остальных ПД, ^{239}Pu .

Расчеты выполнены для случаев аварийного выброса сразу после генерации импульса с энерговыделением 120 МДж по формуле $q = GQF$, где Q — мощность выброса, определяемая по концентрации радиоактивных веществ в реакторных залах, а F — функция истощения облака выброса, учитывающая уменьшение его активности вследствие оседания аэрозольных фракций и естественного радиоактивного распада. Значения коэффициента G брались из табл. 8: при расчетах максимальной концентрации для расстояния от точки выброса $X = 100$ м (при холодном выбросе без вентиляции) и $X = 300$ м (при прочих радиационных ситуациях), а при расчете концентрации на границе промышленной площадки — для $X = 500$ м.

Уменьшение активности выброса за счет радиоактивного распада учтено динамикой изменения во времени активности ПД в соответствии с табл. 4 и 5. Сухое оседание аэрозолей при движении облака выброса не принималось во внимание, а наблюдавшееся на практике оседание на стенах реакторных залов, а также в трубах системы вентиляции учтено введением коэффициента 0,5 для аэрозольных ПД. (В работе [17] отмечается, что коэффициент оседания аэрозолей в трубах для отбора проб газа из АЗ реакторов ИТР МИФИ и ВВР-М ЛИЯФ АН СССР изменяется в пределах 0,55—0,85).

В табл. 11 и 12 приведены также значения предельно допустимых годовых концентраций ПДКА и ПДКБ для соответствующих радиоактивных веществ, а также промежутки времени, в течение которых человек, оказавшийся в расчетных точках в момент наибольшей активности, мог бы (при условии сохранения постоянной величины этой активности) получить дозу облучения в 5 бэр (см. табл. 11) или 0,5 бэр (см. табл. 12), т.е. предельно допустимую дозу для персонала (категория А) или предел дозы для отдельных лиц из населения (категория Б) [18].

Учитывая быстрое уменьшение активности продуктов выброса, на основании табл. 11 и 12 можно заключить, что при любых авариях такие компоненты выброса, как ИРГ и плутоний, не создают радиационной опасности для населения.

Рис. 5. Облучение щитовидной железы человека радионуклидами йода при предполагаемых аварийных выбросах радиоактивных веществ из реактора ВИР-2М: — — — выброс на уровне поверхности земли; — — — выброс на высоте 46 м от поверхности

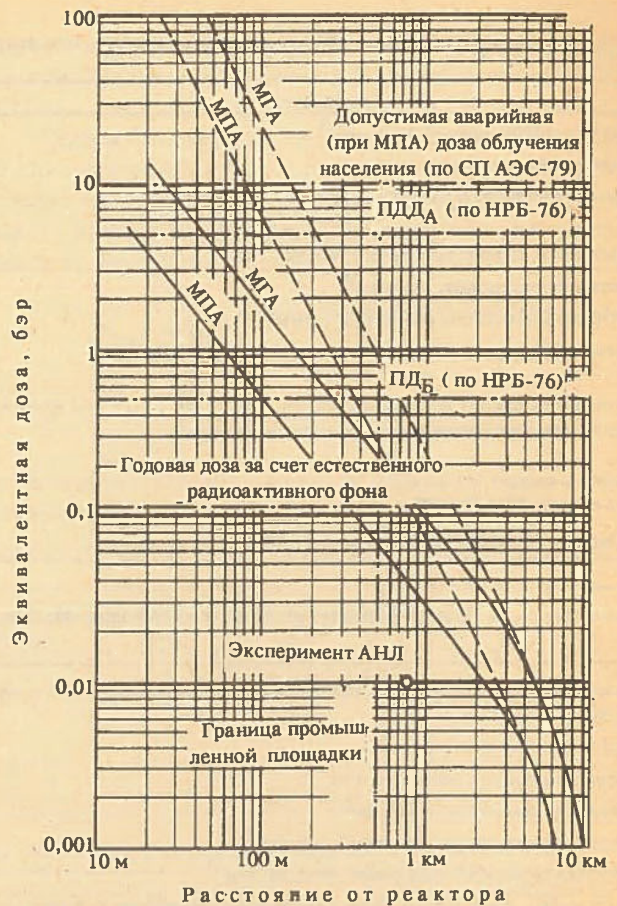
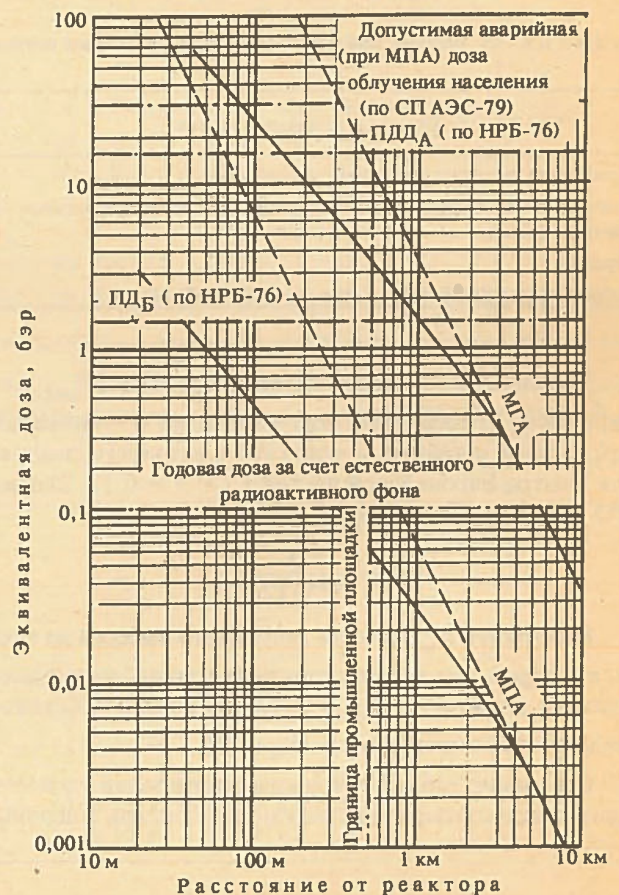


Рис. 4. Внешнее облучение тела человека излучением облака радиоактивных веществ предполагаемого аварийного выброса из реактора ВИР-2М: — — — выброс на уровне поверхности земли; — — — выброс на высоте 46 м от поверхности



Для оценки доз облучения, которые мог бы получить человек, оказавшийся в районе прохождения радиоактивного облака, использованы готовые номограммы, полученные с помощью теории Сеттона [16, 19]. Расчеты проводились для принятых условий МПА и МГА реактора ВИР-2М, энерговыделения в момент аварии 120 МДж и нейтрального состояния атмосферы. Расчеты выполнены не только для принятой высоты подъема облака $H = 46$ м, но и для выброса на уровне земли ($H = 0$). Это позволяет оценить возможный разброс ожидаемой дозы (рис. 4).

Номограмма, приведенная в [14], позволяет оценить ожидаемые дозы облучения щитовидной железы изотопами йода при выбросе на уровне земли и скорости ветра 1 м/с. Результатом близкой экстраполяции этой номограммы для выбросов ^{131}J в 15 Ки (при МГА) и 0,3 Ки (при МПА) при высоте выброса $H = 0$ и скорости ветра 2 м/с (пересчет на эту скорость произведен в соответствии с указанием [11, Приложение 2]) являются штриховые линии на графике рис. 5. Аналогичные результаты для $H = 46$ м (сплошные линии на рис. 5) получены пересчетом данных для $H = 0$ пропорционально общему облучению для тех же высот выброса (в соответствии с рис. 4).

Из рис. 4 видно, что на расстояниях более 200 м от реактора вообще не ожидается общее облучение людей дозой, превышающей ПДД_А = 5 бэр. При расчетных данных расстояние, на котором ожидаемая доза равна 5 бэр, составляет при МГА ~ 43 м, а при МПА ~ 17 м.

Согласно рис. 5, область, где ожидаемая максимальная доза облучения щитовидной железы превышает ПДД_А = 15 бэр, тоже полностью лежит внутри территории промышленной площадки. При расчетных данных расстояние, на котором ожидаемая доза равна 15 бэр, составляет ~ 160 м при МГА, а при МПА вообще ограничивается ближайшими окрестностями места выхода ПД (в пределах 10 м).

Графики рис. 4 и 5 построены для атмосферных условий, неблагоприятных для рассеяния радиоактивных веществ. Причем все упрощения и допущения при расчетах принимались только в сторону ухудшения радиационной обстановки. Поэтому реальные дозы в большинстве случаев окажутся существенно меньше. Так, в эксперименте АНЛ со взрывом реактора на расстоянии 0,8 км от места выброса (по направлению движения радиоактивного облака) общая доза не превысила 10 мР. (Напомним, что среднегодовая доза облучения тела человека от естественного радиоактивного фона для населения СССР равна 110 мбэр [8].)

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ОПАСНОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ЭКСПЛУАТАЦИЕЙ РЕАКТОРА ВИР-2М

Основываясь на концепции беспороговой зависимости "доза—эффект", принятой Международной комиссией по радиационной защите, следует учитывать отдаленные последствия влияния сильно рассеянных радиоактивных веществ выброса реактора ВИР-2М на население региона, в котором расположен этот реактор. Опубликованные данные о частоте ранних летальных

исходов при авариях реакторов в ФРГ и США [7, 4] позволили рассчитать вероятность одного раннего летального исхода на единичной площади с единичной плотностью населения и единичной "плотностью мощности реакторов" (табл. 13). На основании максимального результата проведен расчет вероятности одного летального исхода, обусловленного предполагаемыми авариями реактора ВИР-2М в ближней и отдаленной окрестностях реактора, а также на всей территории СССР (табл. 14). В качестве зоны ближней окрестности условно принята территория площадью 10 км² с населением 100 тыс. человек (т.е. с плотностью населения, примерно равной плотности населения Москвы). В качестве зоны дальней окрестности рассмотрена окружность диаметром 250 км с населением 2 млн. человек (со средней плотностью населения, соответствующей таковой в Европейской части СССР и в США).

При выборе размера ближней зоны (10 км²) мы исходили из того, что только в ее пределах при МГА и самых неблагоприятных атмосферных условиях возможно облучение выше уровня естественного радиоактивного фона (см. рис. 4).

Из табл. 14 видно, что воздействие радиоактивных выбросов реактора ВИР-2М даже теоретически не распространяется дальше зоны диаметром 250 км. Практически же смертельный исход невероятен уже в ближней зоне аварии. В заключение интересно сравнить риск смерти, обусловленный эксплуатацией реактора ВИР-2М и другими антропогенными причинами (табл. 15).

Таким образом, эксплуатация реактора ВИР-2М и любые его аварии (в том числе самые невероятные) практически не могут оказать заметного влияния на здоровье населения окружающего региона.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
2. Дитрих Дж. Р. Экспериментальное определение саморегулирования и безопасности реакторов с водяным замедлителем. — В кн.: Экспериментальные реакторы и физика реакторов. Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). — М.: Гостехтеоретиздат, 1965, с. 517—547.
3. Лобода С.В., Петрунин Н.В., Хвостинцев В.К., Чарнко В.Е. Вынос продуктов деления из топливного раствора гомогенного импульсного реактора типа ИИН. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и прототипы критические сборки, 1988, вып. 1, с. 13—24.
4. Камерон И. Ядерные реакторы/Пер. с англ. Под ред. В.М. Новикова. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
5. Moss T.H., Sills D.L. The Three Mile Island Nuclear Accident: Lessons and Implications. New York: The New York Academy of Sciences, 1981.

6. Гриффитс П., Силл К., Уилхемсен М. Радиологический контроль ядерного выброса. — В кн.: Дозиметрия ионизирующих излучений. Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). — М.: Гостехтеоретиздат, 1956, с. 375—380.
7. Кесслер Г. Ядерная энергетика/Пер. с англ. Под ред. Ю.И. Митяева. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
8. Маргулис У.Я. Атомная энергия и радиационная безопасность. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
9. Гусев Н.Г., Рубцов П.М., Коваленко В.В., Колобашкин В.М. Радиационные характеристики продуктов деления. Справочник. — М.: Атомиздат, 1974.
10. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
11. Гусев Н.Г., Беляев В.А. Радиоактивные выбросы в биосфере. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
12. Артемова Н.Е., Бондарев А.А., Карпов В.И. и др. Допустимые выбросы радиоактивных и вредных химических веществ в приземный слой атмосферы/Под ред. Е.Н. Теверовского и И.А. Терновского. — М.: Атомиздат, 1980.
13. Егоров Ю.А. Основы радиационной безопасности атомных электростанций. Учебн. пособие для вузов/Под ред. Н.А. Доллежала. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
14. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
15. Уэкслер Х., Мэчта Л., Пэк Д.Х., Уайт Ф.Д. Атомная энергия и метеорология. — В кн.: Дозиметрия ионизирующих излучений. Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). — М.: Гостехтеоретиздат, 1956, с. 327—354.
16. Метеорология и атомная энергия/Пер. с англ. Под ред. Е.К. Федорова. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
17. Бudyка А.К., Константинов И.Е., Пытков И.В. Исследование изотопного и дисперсного состава радиоактивных аэрозолей, образующихся при эксплуатации реакторов ИТР МИФИ и ВВР-М ЛИЯФ АН СССР. — В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Сборник статей. — М.: Энергоатомиздат, 1986, вып. 10, с. 103—108.
18. Нормы радиационной безопасности НРБ-76 и Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/80. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
19. Голланд Дж. З. Излучение от облаков газообразного выброса реактора. — В кн.: Дозиметрия ионизирующих излучений. Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). — М.: Гостехтеоретиздат, 1956, с. 355—374.

Поступила в редакцию
13 мая 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники,
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 9—20.

УДК 621.039.54(737.2)(03)

ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА АВАРИЙНЫХ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЙ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ

В.И. Юферев

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Излагается инженерная методика расчета аварийных энерговыделений импульсных реакторов с металлической активной зоной, позволяющая корректно описывать кинетику нейтронов с замедляющим отражателем.

ENGINEERING PROCEDURE OF CALCULATION OF EMERGENCY ENERGY RELEASE OF PULSED REACTORS. V.I. YUFEREV. Engineering procedure of emergency energy release calculation of pulsed reactors, having metallic active zone which permits to describe correctly kinetics of neutrons with slowing down reflector, is stated.

Для оценки масштаба разрушений и радиационной обстановки при возможных ядерных авариях на исследовательских быстрых импульсных реакторах типа "Godiva", а также при ядерных авариях на предприятиях, работающих с делящимися материалами, необходимо знать число делений в системе за время протекания самоподдерживающейся цепной реакции деления.

Для рассмотрения характеристик таких неконтролируемых нейтронных всплесков имеется ряд приближен-

ных аналитических методов расчета [1—3], из которых наибольшую популярность для описания взрыва реактора получил метод Бете-Тайта [1]. Временной характер размножения нейтронов по данным методикам рассчитывается с помощью простейшего уравнения нейтронной кинетики

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\Delta k(t)}{\tau} n(t), \quad (1)$$

где $n(t)$ — интенсивность делений в активной зоне (АЗ); $\Delta k(t)$ — надкритичность системы по мгновенным нейтронам; τ — время жизни нейтронов в системе.

Такое рассмотрение, как показывает практика расчетов нейтронной кинетики, оправдано для систем, не имеющих эффективного замедляющего отражателя.

В системах с замедляющим отражателем при больших энерговыделениях с расплавлением или испарением АЗ часть нейтронов находится в отражателе достаточно долго по сравнению с длительностью импульса и поэтому, возвращаясь в АЗ уже после перехода системы в подкритическое состояние, практически не вносит вклада в энерговыделение.

Вклад этих замедленных нейтронов в реактивность системы $\rho = 1 - 1/k_{эф}$ и энерговыделение $E = \int dt n(t)$ различен. В реактивность, измеряемую или рассчитываемую по определению для статического состояния системы на каждый момент времени, вносят вклад все нейтроны независимо от времени их возвращения в АЗ, в то время как в энерговыделении эффективно участвует лишь часть нейтронов. Причем эффективная доля этих нейтронов является переменной и зависит от исходной надкритичности системы.

Поэтому расчет энерговыделения по уравнению (1) с параметрами кинетики (Δk , τ) из статических расчетов надкритичности системы может в случае систем с замедляющим отражателем приводить к завышенным оценкам энерговыделения.

В то же время в аварийных ситуациях, приводящих к неконтролируемому переходу системы в надкритическое состояние, АЗ системы (реактор или узел из делящихся материалов) может быть окружена эффективными замедляющими отражателями (вода при затоплении, тело человека, бетон при разрушении здания и др.).

Кроме того, в распространенном методе Бете-Тайта [1] в расчетах используется уравнение состояния типа Грюнайзена

$$P = \Gamma \rho_0 (\epsilon - Q^*),$$

где P — давление; ρ_0 — начальная плотность материала; ϵ — удельная внутренняя энергия; Γ — коэффициент Грюнайзена; Q^* — эффективный параметр, без учета реальной зависимости параметров уравнения состояния (коэффициент Грюнайзена, скорость звука) от значения внутренней энергии. Не учитывается также изменение плотности материала в ходе энерговыделения.

При малых энерговыделениях, характерных для рабочего диапазона импульсных реакторов, изменение этих коэффициентов ($\Gamma(\epsilon)$, $C(\epsilon)$) несущественно, однако при расчете больших аварийных энерговыделений с расплавлением и испарением АЗ эти параметры могут заметно отличаться от своих начальных значений. Так, значения коэффициентов Грюнайзена для металлического и газообразного урана могут различаться в ~ 2 раза, а скорости звука — в несколько раз.

В данной работе предлагается инженерная методика расчета энерговыделения систем с замедляющим от-

ражателем с произвольной формой АЗ и произвольным видом уравнения состояния материала АЗ.

При разработке методики учитывалось, что модель расчета должна быть достаточно простой, чтобы с ее помощью можно было оперативно проводить оценки без привлечения мощных ЭВМ, и в то же время достаточно точно описывающей основные физические процессы при энерговыделении. Принимая во внимание активное внедрение персональных ЭВМ в практику инженерных расчетов, ориентация была взята на этот класс вычислительных машин, доступных в настоящее время для широкого круга специалистов и позволяющих проводить сложные численные расчеты.

ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИИ

Для расчета энерговыделения необходимо составить систему уравнений, описывающую:

— размножение нейтронов с учетом статистических флуктуаций в плотности нейтронов и влияния замедленных нейтронов, возвращающихся из отражателя в АЗ;

— разлет АЗ в ходе энерговыделения для систем с произвольной формой АЗ с учетом уравнения состояния делящегося вещества в широком диапазоне изменения внутренней энергии;

— влияние разлета системы на реактивность (влияние обратных связей).

Кинетика нейтронов

На стадии энерговыделения геометрия АЗ, плотность материала и пространственное распределение нейтронов обычно меняются незначительно [3, 4], поэтому временной характер размножения нейтронов приближенно может быть описан в рамках одноточечной модели кинетики, предполагающей разделение временного и пространственного распределения плотности делений в системе.

Одним из способов описания кинетики нейтронов в системах с замедляющим отражателем является многогрупповой (по времени) подход, когда отраженные нейтроны разбиваются на несколько временных групп [5]. При этом обычно возникают трудности с однозначным выбором числа групп и определением параметров, характеризующих поведение нейтронов каждой группы.

Задача определения параметров нейтронной кинетики заметно упрощается, если воспользоваться эффективной одноточечной моделью кинетики [5, 6] и описывать интенсивность делений в АЗ не дифференциальным уравнением (1), а с помощью интегрального уравнения

$$n(t) = \int_0^t dt' P(t', t - t') n(t') + Q(t), \quad (2)$$

где $n(t)$ — интенсивность делений в системе в момент t ; $E(t) = \int_0^t dt' n(t')$ — полное энерговыделение в АЗ к

моменту t ; $P(t', t - t')$ — число вторичных делений в единицу времени в момент t , вызванных одним делением в момент t' ; $Q(t)$ — интенсивность делений от внешнего источника нейтронов.

Ядро уравнения удовлетворяет условию

$$\int_0^{\infty} dt P(t', t - t') = k_{эф}(t'), \quad (3)$$

т.е. полное число вторичных делений отличается от числа первичных делений в $k_{эф}$ раз ($k_{эф}$ — коэффициент размножения системы).

Для наглядности описания процессов в системе ядро уравнения (2) примем в виде двух слагаемых

$$P(t', t - t') = k_1(t') P_1(t - t') + k_2(t') P_2(t - t'), \quad (4)$$

где $k_i(t)$ — составляющие коэффициента размножения, связанные с нейтронами АЗ, ни разу не выходящими в отражатель ($i = 1$), и отраженными нейтронами ($i = 2$); $P_i(t) = \sum_i \alpha_i \beta_i^i e^{-\alpha_i t}$ — плотность распределения интенсивности делений.

При расчете небольших энерговыделений для систем с надкритичностью ($k_{эф} - 1$) $\sim \beta$, где β — доля запаздывающих нейтронов, к выражению (4) следует добавить третье слагаемое аналогичного вида с $k_3 = \beta$ и соответствующими параметрами запаздывающих нейтронов (α_i, β_i).

Источник нейтронов спонтанного деления в АЗ равен

$$Q(t) = \frac{S_0 m}{\nu}, \quad (5)$$

где m — масса делящегося материала в АЗ, кг; ν — число вторичных нейтронов на деление; S_0 — удельная интенсивность фона нейтронов спонтанного деления.

Раздельное рассмотрение вторичных делений, вызванных отраженными нейтронами и нейтронами АЗ, осуществлено с тем, чтобы более корректно учитывать влияние на реактивность системы изменений в составе АЗ и отражателя. Представление $P_i(t)$ в виде суммы экспоненциальных членов выбрано для удобства численного решения уравнения (2) и единообразного описания мгновенных и запаздывающих нейтронов.

Функции распределения вторичных делений $P_i(t)$ являются усредненными по пространству величинами и зависят от пространственного распределения интенсивности делений в каждый момент времени. Однако, когда за время энерговыделения геометрия системы и соответственно пространственная зависимость плотности делений слабо меняются, эта функция может быть рассчитана методом Монте-Карло для исходного состояния системы.

Модель размножения, описываемая уравнениями (2) и (4), является односточечной, однако информация о кинетике делений, содержащаяся в ядре уравнения, автоматически учитывает запаздывание от делений медленными нейтронами, возвращающимися из отражателя. Кроме того, информация о временной зависи-

мости делений, описываемая функцией $P_i(t)$, является более полной по сравнению с эффективными параметрами $k_{эф}$ и τ , входящими в дифференциальное уравнение кинетики (1) и являющимися, как следует из (3) и (6), средними характеристиками функции распределения $P_i(t)$.

Достоинство эффективной односточечной модели, описываемой с помощью интегрального уравнения кинетики, заключается в отсутствии альтернативы при выборе параметров отраженных нейтронов и возможности непосредственного расчета $P_i(t)$ методом Монте-Карло.

Следует отметить, что из уравнения кинетики (2) при медленном развитии процесса размножения по сравнению с временем жизни $\lambda \tau \ll 1$, где $\lambda = (k - 1)/\tau$, можно получить обычное уравнение кинетики в дифференциальной форме. Учитывая, что функции $k(t)$ и $n(t)$ в этом случае являются медленно меняющимися по сравнению с $P_i(t)$, для приближенного вычисления интеграла в (2) представим $n(t') = n(t) - (t - t')\dot{n}(t)$.

Тогда из (2) получим дифференциальное уравнение

$$\dot{n}(t) = \lambda n(t) + \frac{Q(t)}{\tau}, \quad (6)$$

где $\lambda = \frac{k - 1}{\tau}$ — временная характеристика размножения нейтронов; $\tau = \frac{1}{(k_1 + k_2)} \int dt \cdot t \cdot [k_1 P_1(t) + k_2 P_2(t)]$ — время жизни нейтронов.

Величины, определяемые уравнением кинетики (2), характеризуют средние значения параметров (усредненные по вероятности реализации соответствующего значения). Такое описание справедливо, когда плотность нейтронов уже настолько велика, что можно не учитывать статистических флуктуаций процесса размножения нейтронов. Однако на начальном этапе при слабом источнике нейтронов учет статистических флуктуаций важен [5, 7]. Характер размножения нейтронов на начальной стадии сказывается на дальнейшем поведении нейтронной плотности, определяя начальные условия для второй стадии процесса размножения, когда плотность нейтронов высока и флуктуации можно не учитывать.

Начальную стадию процесса следует характеризовать вероятностным образом. Как известно, плотность распределения вероятности выделения в системе к моменту времени t энергии E при постоянном источнике описывается выражением [7]

$$\omega(E, t) = \frac{\delta}{\Gamma(\delta)} \left(\frac{E \cdot \delta}{\bar{E}(t)} \right)^{\delta - 1} e^{-E\delta/\bar{E}(t)} \cdot \frac{1}{\bar{E}(t)}, \quad (7)$$

где $\delta = \frac{Q}{Q_{хар}}$; $Q_{хар} = \frac{0,8}{2\tau}$;

$\bar{E}(t) = Q \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda}} e^{\lambda t}$ — среднее энерговыделение в

системе; $\Gamma(x)$ — гамма-функция;

$$\lambda = \left. \frac{d\lambda(t)}{dt} \right|_{t=t_{кр}}$$

$$\Lambda(t) = \int_0^t dt' \lambda(t').$$

Отсюда при $\sigma \ll 1$ (слабый источник) вероятность того, что выделившаяся к моменту t энергия будет больше некоторого уровня E_1 , равна

$$P(E > E_1) = \int_{E_1}^{\infty} dE \omega(E, t) \approx 1 - \left(\frac{E_1 \delta}{\bar{E}(t)} \right)^\delta. \quad (8)$$

Таким образом, расчет энерговыделения состоит из двух этапов. На начальном этапе, когда важен учет статистических флуктуаций, процесс описывается вероятностным образом с помощью соотношений (7), (8). На более поздней стадии, когда плотность нейтронов и энерговыделение достигают достаточно больших значений ($E \geq 10^{10}$ дел.), при которых флуктуации уже не существенны и в то же время энерговыделение еще недостаточно велико, чтобы говорить об обратном влиянии выделившейся энергии на реактивность системы, описание будем вести с помощью интегрального уравнения кинетики (2). Информация, полученная на первом этапе на момент времени t_0 :

$$k_{эф}(t_0), \lambda_0(t_0), n(t_0) = \lambda_0 E(t_0), E_0(t_0),$$

используется в качестве начальных условий для решения уравнения (2) на втором этапе.

Задавая различные значения E_0 при $t = t_0$ и определяя в результате расчетов по (2) конечное энерговыделение E_k в зависимости от начального E_0 , можно по соотношению (7) и условию $\omega(E_k) dE_k = \omega(E_0) dE_0$ найти плотность вероятности реализации конкретного значения энерговыделения в системе.

Газодинамика разлета

Для расчетов энерговыделения уравнение кинетики (2) следует дополнить уравнениями, описывающими изменение $k_1(t)$ и $k_2(t)$.

Исследования энерговыделений в системах с металлическими АЗ показали [4, 8], что отрицательная обратная связь в таких системах в основном обусловлена термомеханическими эффектами. Разогрев АЗ приводит к ее тепловому расширению, небольшому (на стадии энерговыделения) снижению плотности материала, вызывающему увеличение утечки нейтронов и снижение реактивности.

Учитывая, что за время энерговыделения плотность изменяется незначительно, примем связь коэффициента размножения с изменением плотности АЗ в виде

$$k_1(t) = k_1^0(t) - a_1 \Delta \rho(t),$$

где $k_1^0(t)$ — изменение, связанное с внешним воздействием на систему; $\Delta \rho(t) = \rho_0 - \rho(t)$ — изменение плотности АЗ.

Изменение плотности АЗ значительно слабее сказывается на значении k_2 , определяющем вклад отража-

теля в $k_{эф}$ системы, поэтому зависимостью k_2 от $\Delta \rho$ можно пренебречь.

Изменение $\Delta \rho(t)$ определяется характером движения вещества АЗ. Для импульсных реакторов и при авариях с небольшим энерговыделением, когда выделившаяся энергия недостаточно для расплавления АЗ, изменение плотности АЗ обычно описывается моделью одночастотного осциллятора [5, 8]

$$\Delta \rho(t) = A \omega^2 E(t) - \omega^2 \Delta \rho(t), \quad (9)$$

где ω — эффективная частота колебаний; $E(t)$ — энерговыделение в АЗ.

При авариях с большим энерговыделением, приводящим к расплавлению и испарению АЗ, разлет вещества следует описывать уравнениями гидродинамики.

Для АЗ в виде сплошного шара в приближении параболического распределения давления по радиусу (адиабатический разлет газового шара) в результате интегрирования газодинамических уравнений движения по объему АЗ в [9] получено следующее уравнение движения:

$$M' \frac{d^2 \Delta R(t)}{dt^2} = S \cdot P(t), \quad (10)$$

где $M' = \frac{3}{5} M$ — эффективная газодинамическая масса шара; $\Delta R(t)$ — изменение радиуса шара; S — площадь поверхности шара; $P(t)$ — среднее по объему давление.

Уравнение (10) имеет вид уравнения Ньютона и описывает движение некоторой эффективной массы АЗ под действием сил внутреннего давления, приложенного к поверхности АЗ.

Уравнение (10) получено для шара. Однако, как показали результаты численных расчетов для систем с различной формой АЗ, допустимо использование этого уравнения для геометрических форм АЗ, отличающихся от шаровой. При этом под S понимается площадь поверхности АЗ, в которой происходит энерговыделение.

Связывая изменение средних линейных размеров АЗ с изменением ее плотности $\Delta V = S_0 \Delta R$, $\Delta V/V_0 = \Delta \rho/\rho_0$, где ΔV — изменение объема АЗ, запишем уравнение (10) в виде

$$\frac{d^2 \Delta \rho(t)}{dt^2} = \mu^2 P(t), \quad (11)$$

где $\mu = \mu_0 S_0 / M_0$; S_0 и M_0 — площадь поверхности и масса АЗ; μ_0 — константа, определяющая отношение эффективной газодинамической массы к реальной массе АЗ.

Зависимость давления от времени выражается параметрически через уравнение состояния вещества $P(\epsilon(t), \rho(t))$. При небольших изменениях плотности от своего начального значения ρ_0 зависимость $P(\epsilon, \rho)$ можно принять в виде разложения в окрестности $\rho = \rho_0$

$$P(\epsilon, \rho) = P(\rho_0, \epsilon) - c^2(\epsilon) \Delta \rho, \quad (12)$$

где $c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S}$ — скорость звука.

Записывая зависимость $P(\rho_0, \epsilon)$ в форме Грюнайзена, представим (11) в виде

$$P(\rho, \epsilon) = \Gamma(\epsilon)\rho_0\epsilon - c^2(\epsilon)\Delta\rho, \quad (13)$$

где $\Gamma(\epsilon)$ — коэффициент Грюнайзена материала АЗ при начальной плотности ρ_0 .

Удельная энергия $\epsilon(t)$ связана с энерговыделением уравнением энергии

$$\dot{\epsilon}(t) = \dot{E}(t)/M - \frac{\Delta\rho(t)}{\rho_0} P(t). \quad (14)$$

Первое слагаемое определяется энерговыделением, второе — работой сил давления. Диссипацией энергии за счет теплового излучения и эффектов теплопроводности можно пренебречь из-за их незначительности при аварийных энерговыделениях.

Следует отметить, что при небольших энерговыделениях, когда можно пренебречь работой сил давления в (14), уравнение (11) с учетом (13) и (14) переходит в (9), обычно используемое при расчете энерговыделения импульсных реакторов. Таким образом, полученная система уравнений (11), (13), (14) оказывается пригодной для расчета как малых, так и больших энерговыделений.

Эффективный параметр μ_0 в области малых и больших энерговыделений может различаться, так как при малых энерговыделениях он определяется из уравнений термоупругости и связан с упругими константами материала, в то время как при больших энерговыделениях он определяется из уравнений гидродинамики.

В частности, для сплошного шара радиусом R в упругой области [5] $\mu = 2,67/R$, а в газодинамической области (9), (10)

$$\mu = \sqrt{\frac{3\rho_0 S}{3/5MR}} = \frac{3,87}{R},$$

т.е. μ_0 различается в $\sim 1,5$ раза.

Учитывая это обстоятельство, μ_0 можно представить в виде

$$\mu_0(\epsilon) = \begin{cases} \mu_0^Y, & \epsilon \leq \epsilon_{пл}; \\ \mu_0^\Gamma, & \epsilon > \epsilon_{пл}. \end{cases}$$

До расплавления материала АЗ ($\epsilon < \epsilon_{пл}$) необходимо пользоваться значением μ_0^Y , а для материала в жидком и газообразном состоянии — μ_0^Γ .

Анализ показывает, что от формы АЗ газодинамический параметр μ_0^Γ должен зависеть незначительно. Так, для существенно различных геометрических форм АЗ — шара, бесконечного цилиндра, бесконечной пластины — отношение эффективной газодинамической массы к реальной равно соответственно 3/5, 1/2 и 1/3. Так как $\mu_0^\Gamma \sim \sqrt{M/M^\Gamma}$, то μ_0 для этих предельных форм АЗ различается на 10—20%.

Для подтверждения этого факта и определения конкретного значения μ_0^Γ были проведены численные расчеты энерговыделения для систем с АЗ различной геометрической формы. Эти модельные системы пред-

ставляли АЗ из ^{235}U с бериллиевым отражателем. Форма АЗ принималась в виде

- сплошного шара радиусом 7 см;
- шара с полостью радиусом 2 см;
- полусферического слоя с внутренним радиусом 10 см и толщиной 5 см;
- цилиндра с отношением высоты к диаметру $H/D = 2,5$;
- плоского диска с отношением $H/D = 0,27$.

Энерговыделение этих систем было рассчитано по предлагаемой инженерной методике с использованием тех же нейтронных констант для расчетов $P_j(t)$ по методу Монте-Карло и уравнения состояния, что и в двумерных численных расчетах. Значения μ_0^Γ , описывающие результаты численных двумерных расчетов приведены в табл. 1 (в системе единиц — L (см), c (км/с), m (г)).

Т а б л и ц а 1. Значения μ_0^Γ для систем с различной формой АЗ

Форма АЗ	Шар	Шар с полостью	Полусферический слой	Цилиндр	Диск
μ_0^Γ	0,26	0,285	0,255	0,255	0,215

Из табл. 1 видно, что с точностью 10—20% μ_0^Γ для систем с различной геометрической формой можно принять постоянным.

В упругой области не удастся охарактеризовать геометрическую зависимость μ только отношением S/M . Однако нас в первую очередь интересуют большие аварийные энерговыделения, приводящие к разрушению АЗ, поэтому в уточнении этого параметра для упругой области нет необходимости. Тем более, что в упругой области μ_0^Y , по-видимому, тоже не сильно зависит от геометрической формы АЗ. Так, для весьма различных форм АЗ — шара и бесконечной пластины — отношения μ_0^Γ/μ_0^Y отличаются незначительно. Для шара $\mu_0^\Gamma/\mu_0^Y = \frac{\sqrt{5/3}}{2,67/3} = 1,45$, для пластины $\frac{\mu_0^\Gamma}{\mu_0^Y} = \frac{\sqrt{3}}{\pi/2} = 1,1$ [8].

Для распространения методики на область малых энерговыделений для систем, близких по форме к шару или пластине, примем, что $\mu_0^Y \approx 0,7\mu_0^\Gamma$.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Система уравнений

Объединяя уравнения кинетики нейтронов и движения вещества при энерговыделении, запишем следующую систему уравнений:

$$n(t) = \int_0^t dt' P(t', t-t') n(t'); \quad (15)$$

$$P(t', t-t') = k_1(t') P_1(t-t') + k_2(t') P_2(t-t');$$

$$\begin{aligned}
P_f(t) &= \sum_i \alpha_i \beta_i e^{-\alpha_i t}; \\
k(t) &= k^0(t) + k_2 - Av(t); \\
k_1(t) &= k(t) - k_2; \\
\ddot{v}(t) &= \mu \beta(\epsilon) S_0/M_0 \cdot P(\epsilon); \\
\mu_0(\epsilon) &= \begin{cases} 0,7\mu \beta, & \epsilon < \epsilon_{пл}; \\ \mu \beta, & \epsilon \geq \epsilon_{пл}; \end{cases} \\
P(\epsilon) &= \Gamma(\epsilon) \cdot \rho_0 \epsilon - c^2(\epsilon) \cdot v(t); \\
\dot{E}(t) &= n(t); \\
\dot{\epsilon}(t) &= \dot{E}(t)/M_0 - \frac{P(t) \cdot \dot{v}(t)}{\rho \beta},
\end{aligned} \tag{15}$$

где $n(t)$ — интенсивность делений в АЗ; $E(t)$ — энерговыделение к моменту t ; $k_i^0(t)$ — составляющие коэффициента размножения, связанные с внешним воздействием на АЗ и отражатель; M_0, S_0 — масса и площадь поверхности АЗ.

Зависимости коэффициента Грюнайзена $\Gamma(\epsilon)$ и скорости звука $c(\epsilon)$ определяются из уравнения состояния материала АЗ. Значения параметра гашения реактивности A , составляющие коэффициента размножения k_1 и k_2 и параметры (α_i, β_i) функции $P(t)$ определяются расчетами по методу Монте-Карло или другим методом.

Начальные условия для системы (15) вытекают из начального этапа размножения с учетом статистических флуктуаций

$$\begin{aligned}
k(0) &= k_0, \lambda_0 = \frac{k_0 - 1}{\tau}, E(0) = E_0, \\
n(0) &= \lambda_0 E_0, v(0) = \dot{v}(0) = 0.
\end{aligned}$$

Значение k_0 определяется по зависимости $k(t)$ при $t = t_0$, выбираем достаточно произвольно в диапазоне небольших энерговыделений (до $\sim 10^{10}$ дел.). Меняя E_0 (при сохранении остальных параметров), по (15) определяется зависимость E_k от E_0 . При спадающем характере зависимости $E_k = f(E_0)$ вероятность P_1 выделения энергии в системе не более E_1 определяется соотношениями

$$\begin{aligned}
E_1 &= f(E_0), P_1 = \left(\frac{E_0 \cdot \delta}{E_1} \right)^\delta; \\
\delta &= \frac{2\tau Q}{0,8}, \bar{E} = Q \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda}} e^{\int_0^\delta dt' \lambda(t')}.
\end{aligned}$$

Схема численного решения

Для решения системы уравнений разработана программа расчетов на языке Бейсик для персональных ЭВМ. Система дифференциальных уравнений решалась методом Рунге-Кутты. Принята следующая схема численного решения интегрального уравнения.

Схематично интегральное уравнение кинетики имеет вид

$$N(t) = \int_0^t dt' k(t') \sum_i \alpha_i \beta_i e^{-\alpha_i(t-t')} N(t').$$

Представив $N(t) = \sum_i N_i(t)$, для $N_i(t)$ можно записать

$$N_j(t) = \alpha_j \beta_j \int_0^t dt' k(t') e^{-\alpha_j(t-t')} N(t').$$

В свою очередь,

$$\begin{aligned}
N_j(t+h) &= N_j(t) e^{-\alpha_j h} + \\
&+ \alpha_j \beta_j e^{-\alpha_j h} \int_t^{t+h} dt' k(t') e^{-\alpha_j(t-t')} N(t').
\end{aligned}$$

Представив $k(t')$ и $N(t')$ на малом шаге интегрирования

$$\begin{aligned}
k(t') &= k(t) + \dot{k}(t)(t' - t); \\
N(t') &= N(t) e^{\lambda(t)(t' - t)},
\end{aligned}$$

получим

$$\begin{aligned}
N_i(t+h) &= N_i(t) e^{-\alpha_i h} + N(t) e^{\lambda(t)h} \times \\
&\times h \alpha_i \beta_i \left[k(t) c \dot{\zeta}(t) + \dot{k}(t) h c \dot{\zeta}(t) \right],
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
c \dot{\zeta}(t) &= \frac{1 - e^{-h(\alpha_i + \lambda(t))}}{h(\alpha_i + \lambda(t))}; \\
c \dot{\zeta}(t) &= \frac{1 - c \dot{\zeta}(t)}{h(\alpha_i + \lambda(t))}.
\end{aligned}$$

Выражение (16) определяет значение $N(t)$ по данным, полученным на предыдущем шаге.

Такая схема решения уравнения кинетики позволяет использовать достаточно большой шаг счета $h \sim 0,05/\lambda_0$ без потери точности расчета.

Характерное время расчета энерговыделения по данной методике на персональных ЭВМ типа IBM PC, "Электроника-85" составляет 10—15 мин.

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ СИСТЕМЫ С АЗ В ВИДЕ ШАРА ИЗ ^{235}U

Для иллюстрации влияния замедляющего отражателя на характер энерговыделения по изложенной методике было рассчитано энерговыделение шара из ^{235}U (90%-ного обогащения) без отражателя и в полиэтиленовом отражателе толщиной 20 см.

Реактивность системы изменялась в результате изменения массы АЗ. Ввод реактивности осуществлялся скачком. В этом случае полное энерговыделение не зависит от флуктуаций нейтронов в системе при слабом источнике. Флуктуации нейтронной плотности влияют только на момент времени, когда реализуется максимум мощности энерговыделения.

Кинетические параметры, необходимые для расчета, были определены методом Монте-Карло.

Для АЗ получены значения параметров:

$$P_1 = \alpha_1 e^{-\alpha_1 t}, \beta_1 = 1;$$

$$\alpha_1 (\text{мкс}^{-1}) = 272 - 1,7 m \quad (m \text{ — масса АЗ, кг}).$$

Для полиэтиленового отражателя: $k_2 = 0,36$, параметры α_i и β_i приведены в табл. 2

Таблица 2. Кинетические параметры функции $P_2(t)$

i	1	2	3	4	5
α_i мкс ⁻¹	0,024	0,51	7,55	24,2	113
β_i	0,335	0,172	0,174	0,226	0,093

Коэффициент гашения $A = \partial k_{эф} / \partial \rho$ принимался равным 0,035 для шара без отражателя и 0,021 для шара в полиэтиленовом отражателе. Эти значения определены в расчетах по методу Монте-Карло и соответствуют аналитической оценке, полученной из следующих соображений.

Известно, что для шара зависимость коэффициента размножения от плотности приближенно можно представить в виде [10]

$$k_{эф}(\rho) = \sqrt[3]{m/M_{кр}(\rho)},$$

где m — масса делящегося вещества в АЗ; $M_{кр}(\rho)$ — зависимость критической массы от плотности материала. Зависимость критической массы от плотности имеет вид [10]

$$M_{кр}(\rho) = M_{кр}(\rho_0) \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^n,$$

где $n = 2$ для шара без отражателя; $n = 1,2$ для шара в полиэтиленовом отражателе.

Определяя из этих соотношений значение $\partial k / \partial \rho$ для критической системы $m \rightarrow M_{кр}$, получим

$$\frac{\partial k_{эф}}{\partial \rho} = \frac{n}{3\rho_0}.$$

Отсюда для шара без отражателя из урана ($\rho_0 = 18,7$ г/см³) $\frac{\partial k}{\partial \rho} = 0,036$ см³/г, а для шара в отражателе 0,021 см³/г.

Параметры $\Gamma(\epsilon)$ и $c(\epsilon)$, использованные в иллюстративном расчете, определялись из уравнения состояния урана, принятого в виде, аналогичном использованному в работе [4]:

$$P = \Gamma \epsilon, \quad \Gamma = 1,3.$$

Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2 в зависимости от избыточной реактивности системы по мгновенным нейтронам $R = \rho/\beta = \frac{k_{эф}(1-\beta) - 1}{k_{эф} \cdot \beta}$ при $\beta = 0,0067$ (β — доля запаздывающих нейтронов).

Результаты расчетов свидетельствуют, что зависимость $\lambda(\rho)$ имеет линейный характер для шара: $\lambda(\rho) = \rho/\tau$, где τ — время жизни нейтронов.

Для системы с замедляющим отражателем эта связь нелинейная, т.е. эффективное время жизни τ является функцией реактивности.

Из рис. 1 видно, что характер зависимостей энерговыделения для шара без отражателя и в полиэтиленовом отражателе различен. Это связано с подключением к процессу энерговыделения при $R \leq 15$ медлен-

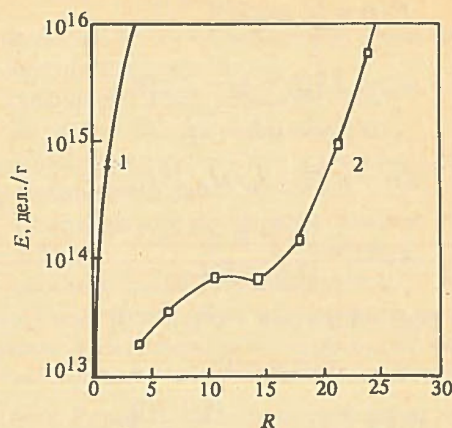


Рис. 1. Удельное энерговыделение в шаре в зависимости от избыточной реактивности по мгновенным нейтронам: 1 — шар из u (90%) без отражателя; 2 — шар в полиэтиленовом отражателе

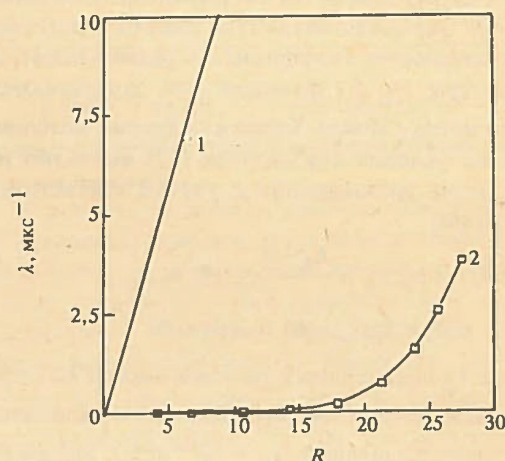


Рис. 2. Временная постоянная размножения нейтронов в зависимости от избыточной реактивности по мгновенным нейтронам: 1 — шар из u (90%) без отражателя; 2 — шар в полиэтиленовом отражателе

ной группы нейтронов, возвращающихся из отражателя, с индексом $i = 2$. При $R > 15$ вклад этой группы невелик, так как нейтроны долго живут в отражателе и за время импульса энерговыделения не успевают вернуться в АЗ и вызвать деления. По мере снижения реактивности и увеличения длительности импульса вклад этой группы нейтронов увеличивается, что и приводит к искажению формы зависимости $E(R)$ и $\lambda(R)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена инженерная методика расчета аварийного энерговыделения быстрых импульсных реакторов.

В отличие от существующих аналитических методик расчета предложенная схема позволяет рассчитывать энерговыделение систем различной геометриче-

ской формы при наличии замедляющего отражателя. В ней учтено влияние статистических флуктуаций нейтронной плотности на начальном этапе размножения.

В систему уравнений, приближенно описывающих реальные процессы при энерговыделении, входят два типа интегральных параметров — кинетические, характеризующие процесс деления в АЗ, и газодинамические, описывающие влияние теплового расширения АЗ на реактивность системы.

Характерное время одного расчета по предложенной методике на персональных ЭВМ типа IBM PC или "Электроника-85" (программа на языке Бейсик) составляет ~ 15 мин. Учитывая небольшое время расчетов и широкое внедрение персональных ЭВМ в практику инженерных расчетов, разработанную методику можно считать инженерной, пригодной для оперативных оценок энерговыделения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. McCarthy W.J., Nicolson R.B., Okrent D., Jankus V.S. Studies of nuclear accidents in fast Power reactors. — Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, p. 2165.
2. Jankus V.S. A theoretical study of destructive nuclear bursts in fast power reactors. — Physics of Fast and Intermediate Reactors. — Vienna, 1961, vol. 111, p. 209—238.
3. Nicolson R.B. Methods for determining the energy release in hypothetical fast reactors meltdown accidents. — Nucl. Sci. Eng., 1964, vol. 18, № 2, p. 207—219.

4. Хаммел Г., Окрент Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1975.
5. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
6. Кочкин В.И., Шабалин Е.П. Эффективная одноочечная модель кинетики размножающей среды с реальными геометрическими и физическими свойствами: Препринт № 11-5407. М.: ИАЭ, 1970.
7. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Ч. 1. (Обзор). — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 43—77.
8. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Ч. 2. (Обзор). — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 41—78.
9. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
10. Диев Л.В., Рязанов Б.Г., Мурашев А.П. и др. Критические параметры делящихся материалов и ядерная безопасность. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1984.

Поступила в редакцию
13 мая 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники,
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 20—27.

УДК 621.039.514

О РАСЧЕТАХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМАХ СВЯЗАННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ

Всесоюзный научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

В.Ф. Колесов, С.К. Штарев

Приведены данные по методике расчета переходных процессов в системах связанных импульсных реакторов и результаты конкретных расчетов, относящихся преимущественно к системам с четко выраженной ведущей компонентой, в частности к системам с импульсным реактором "Тайфун".

ON CALCULATIONS OF TRANSIENT PROCESSES IN COUPLED PULSED REACTOR SYSTEMS. V.F. KOLESOV, S.K. SHTAREV. Calculation technique data of transient processes in coupled pulsed reactor systems and concrete calculation results primary concerning the systems with well-defined leading component, in particular the systems with pulsed reactor "Tajfun", have been presented.

ВВЕДЕНИЕ

Системы связанных импульсных реакторов (ИР) и в особенности их разновидности — системы "ИР + подкритическая сборка" представляют значительный интерес с точки зрения расширения возможностей ИР как источников ядерных излучений. (В контексте данной

статьи подкритическая сборка (ПС) отличается от ИР лишь тем, что в ней, в силу ли малости коэффициента гашения реактивности, в силу ли глубокой подкритичности, на всех этапах переходных процессов обратная связь по реактивности в уравнениях кинетики не имеет существенного значения и при желании ею можно пренебречь.) Оснащение ИР связанной с ним ПС позволяет

в зависимости от преследуемых целей или получать значительно более высокие флюенсы нейтронов в полости для облучения образцов, или во много раз увеличивать объем этих полостей [1—3].

Возможны применения этих систем и в целях улучшения временных характеристик импульсов делений, т.е. генерирования импульсов с короткой, недостижимой в обычном односекционном реакторе длительностью. Использование двухсекционных систем в указанных целях может быть весьма актуальным в применении к реакторам или ПС с очень большими активными зонами (АЗ) и с длительными собственными (реализуемыми при работе в режиме односекционного ИР) импульсами делений. В некоторых случаях в системах связанных ИР один из компонентов может напоминать бустер, а второй — ведущий или запальный компонент — источник первичных нейтронов.

В настоящей статье приведены результаты выполненных в течение 1971—1978 гг. расчетов по кинетике связанных систем “ИР + ПС”, “ИР + ИР”, относящихся преимущественно к разряду устройств с четко выраженной ведущей компонентой. В качестве последней в этих системах используется ИР с подвижными блоками отражателя, рассмотренный в [4, 5], получивший название “Тайфун”.

В качестве ведущего компонента в системе связанных реакторов “Тайфун” выделяется удачными свойствами, привносимыми высоким удельным и полным энерговыделением в его АЗ, значительной гасимой в импульсе реактивностью, а также наличием массивного отражателя нейтронов, действующего в качестве своеобразного вентиля по отношению к нейтронам, перемещающимся из одного компонента системы в другой.

Высказывалось предположение, что реактор “Тайфун” будет уверенно лидировать в системе связанных реакторов, даже если второй компонент системы представляет собой ПС с затянутым временем жизни нейтронов и с размерами, значительно превышающими размеры ведущего компонента. Другими словами, не исключалась возможность того, что переход от автономного реактора “Тайфун” к системе “Реактор “Тайфун” + ПС” не повлечет за собой заметного увеличения длительности импульса в реакторе и соответственно импульс делений в ПС может иметь длительность во много раз меньше той, которая наблюдалась бы в этой ПС при работе в режиме односекционного ИР.

Исследована эффективность применения в указанной роли нескольких вариантов реактора “Тайфун”, отличающихся составом АЗ и размерами. В качестве партнеров реактора “Тайфун” в этих двухсекционных системах рассмотрены ПС из сплава урана с молибденом в форме сфер с большими центральными полостями, а также ИР БИГР.

Изложению результатов конкретных расчетов предпослана сводка использованных при анализе характеристик связанных реакторных систем уравнений и полезных соотношений из области кинетики этих систем, а также метод оперативного расчета коэффициентов нейтронной связи между компонентами в системе связанных реакторов.

УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ РЕАКТОРОВ. НЕКОТОРЫЕ РЕШЕНИЯ ЭТИХ УРАВНЕНИЙ

Теория систем связанных реакторов была впервые разработана Р. Эйвери в Аргоннской национальной лаборатории США [6]. Кинетика связанных реакторов, в частности анализ устойчивости их работы, позднее рассматривалась также другими авторами (см., например, [1, 3, 7—15]), в материалах конференции [16].

В настоящей статье анализ переходных процессов в конкретных вариантах связанных систем “ИР + ПС”, “ИР + ИР” проводился на основе численного решения уравнений кинетики связанных ИР в форме [1]

$$\begin{aligned} \nu_1 \tau_1 \frac{dn_1}{dt} &= \nu_1 [k_1(1 - \beta^{(1)}) - 1] n_1 + \\ &+ \nu_2 k_{12}(1 - \beta^{(2)}) n_2 [t - (\tau_{12} - \tau_1)] + \\ &+ k_1 \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} + k_{12} \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} [t - (\tau_{12} - \tau_1)] + S_1(t); \\ \nu_2 \tau_2 \frac{dn_2}{dt} &= \nu_2 [k_2(1 - \beta^{(2)}) - 1] n_2 + \\ &+ \nu_1 k_{21}(1 - \beta^{(1)}) n_1 [t - (\tau_{21} - \tau_2)] + \\ &+ k_2 \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} + k_{21} \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} [t - (\tau_{21} - \tau_2)] + S_2(t); \\ \frac{dC_i^{(1)}}{dt} &= \nu_1 \beta_i^{(1)} n_1 - \lambda_i C_i^{(1)}; \quad \frac{dC_i^{(2)}}{dt} = \nu_2 \beta_i^{(2)} n_2 - \lambda_i C_i^{(2)}; \\ k_1(t) &= k_1^0(t) - a_0^{(1)} \int_0^t n_1(t) dt - \sum_{m=1}^M a_m^{(1)} v_m^{(1)}(t); \\ k_2(t) &= k_2^0(t) - a_0^{(2)} \int_0^t n_2(t) dt - \sum_{m=1}^M a_m^{(2)} v_m^{(2)}(t); \\ \frac{1}{(\omega_m^{(1)})^2} \frac{d^2 v_m^{(1)}}{dt^2} &= \int_0^t n_1(t) dt - v_m^{(1)}(t); \\ \frac{1}{(\omega_m^{(2)})^2} \frac{d^2 v_m^{(2)}}{dt^2} &= \int_0^t n_2(t) dt - v_m^{(2)}(t); \\ i &= 1, 2, \dots, l_1(l_2); \quad m = 1, 2, \dots, M, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_j , $C_i^{(j)}$ — интенсивность делений и числа источников запаздывающих нейтронов группы i в j -й секции системы связанных реакторов в момент времени t ; k_j , τ_j — коэффициент размножения (с учетом запаздывающих нейтронов) и среднее время жизни мгновенных нейтронов в j -й секции при отсутствии другой секции; k_{jk} — коэффициент размножения нейтронов (с учетом запаздывающих нейтронов) в j -й секции, относящийся к нейтронам k -й секции (коэффициенты нейтронной связи двух секций); τ_{jk} — среднее время жизни мгновенного нейтрона, родившегося в секции k и вызвавшего

деление в секции j ; $\lambda_j, \beta_j^{(l)}$ и $\beta^{(l)} = \sum_{i=1}^{l_j} \beta_i^{(l)}$ — параметры запаздывающих нейтронов (натуральных и отраженных от стен реакторного помещения); l_j — число групп запаздывающих нейтронов в секции j ; ν_j — число нейтронов, возникающих в одном акте деления в секции j ; S_j — внешний источник нейтронов в секции j (нейтр./с); сдвиг аргумента $(\tau_{jk} - \tau_j)$ — время от рождения нейтрона в секции k до прилета этого нейтрона в секцию j (имеются в виду нейтроны, вызывающие деления в секции j); $k_j^0(t)$ — значения $k_j(t)$ без учета влияния обратной связи; $a_j^{(l)} \int_0^t n_j(t) dt$ — вклад в $k_j(t)$ от безынерционного, не связанного с тепловым расширением АЗ, температурного эффекта реактивности; $a_m^{(j)} v_m^{(j)}(t)$ — вклад в $k_j(t)$ от m -й составляющей (или гармоники) смещений при тепловом расширении АЗ, которому в общем случае присуще инерционное запаздывание; $v_m^{(j)}$ — условная амплитуда m -й составляющей смещений, определяемая как решение уравнения для колебательной системы с круговой частотой $\omega_m^{(j)}$. Параметры $a_m^{(j)}$ — парциальные квазистатические коэффициенты гашения реактивности. Полный квазистатический коэффициент гашения реактивности $a^{(j)}$ определяется соотношением
$$a^{(j)} = a^{(j)} + \sum_{m=1}^M a_m^{(j)}.$$

Система уравнений (1) при дополнении ее начальными значениями $n_j, C^{(j)}, v_m^{(j)}$ и $dv_m^{(j)}/dt$ дает полное описание переходных процессов в двух связанных ИР (в рамках точечной для каждой из секций кинетической модели).

Использовались также приведенные в [1] решения более простых уравнений, записанных без учета запаздывающих нейтронов и запаздывания теплового расширения среды АЗ реакторов:

$$\begin{aligned} \tau_1 \frac{dn_1}{dt} &= \Delta \bar{k}_1 n_1 + \frac{\nu_2}{\nu_1} k_{12} n_2 [t - (\tau_{12} - \tau_1)]; \\ \tau_2 \frac{dn_2}{dt} &= \Delta \bar{k}_2 n_2 + \frac{\nu_1}{\nu_2} k_{21} n_1 [t - (\tau_{21} - \tau_2)]; \end{aligned}$$

$$\Delta \bar{k}_1 = \Delta \bar{k}_1^0 - a^{(1)} \int_0^t n_1 dt; \quad (2)$$

$$\Delta \bar{k}_2 = \Delta \bar{k}_2^0 - a^{(2)} \int_0^t n_2 dt;$$

где $\Delta \bar{k}_j^0 = \bar{k}_j^0 - 1$ ($j = 1, 2$) — начальные реактивности секций по мгновенным нейтронам.

Прежде всего использовались аналитические соотношения для параметров импульсов делений в секциях системы "ИР + ПС":

— для интегралов делений за импульс в реакторе J_1 и в ПС J_2

$$\begin{aligned} J_1 &= \frac{2\Delta \bar{k}_1^0}{a^{(1)}} \left(1 - \frac{k_{12} k_{21}}{\Delta \bar{k}_1^0 \Delta \bar{k}_2^0} \right); \\ J_2 &= - \frac{\nu_1 k_{21}}{\nu_2 \Delta \bar{k}_2^0} \cdot J_1; \end{aligned} \quad (3)$$

— для ширины на половине высоты для некоторой комбинации интенсивностей делений в реакторе (n_1) и в ПС (n_2), а именно для комбинации

$$\begin{aligned} n_1^* &= n_1 + k_{12} \frac{\nu_2}{\nu_1} \frac{\tau_2 - \Delta \bar{k}_2^0 (\tau_{12} - \tau_1)}{k_{12} k_{21} (\tau_{21} - \tau_2) - \Delta \bar{k}_2^0 \tau_1} n_2; \\ T^* &= \frac{3,5255 \tau_1}{\Delta \bar{k}_1^0} \times \end{aligned} \quad (4)$$

$$\times \frac{1 + \frac{k_{12} k_{21}}{(\Delta \bar{k}_2^0)^2 \tau_1} \{ \tau_2 - \Delta \bar{k}_2^0 [(\tau_{12} - \tau_1) + (\tau_{21} - \tau_2)] \}}{1 - \frac{k_{12} k_{21}}{\Delta \bar{k}_1^0 \Delta \bar{k}_2^0}}.$$

Параметр T^* незначительно отличается от реальных ширин импульсов делений в 1-й и 2-й секциях системы, если только различие между этими ширинами невелико и мал взаимный сдвиг импульсов в секциях по времени. Эти условия в большинстве случаев выполняются.

Здесь целесообразно привести также полученные в статье [12] формулы связи J_1, J_2 с начальными реактивностями секций для систем "ИР + ИР" с произвольной в рамках уравнений (1) формой гашения реактивности в обеих секциях. Эти формулы, несколько более сложные, чем (3), имеют вид:

— в варианте двухсекционного реактора, гашение реактивности в котором осуществляется в обеих секциях, но не содержит эффектов инерционного запаздывания,

$$\begin{aligned} \Delta \bar{k}_1^0 &= \frac{a^{(1)}}{2} J_1 - \frac{\nu_2 k_{12}}{\nu_1} \frac{J_2}{J_1} - \frac{\tau_1 n_1(0)}{J_1}; \\ \Delta \bar{k}_2^0 &= \frac{a^{(2)}}{2} J_2 - \frac{\nu_1 k_{21}}{\nu_2} \frac{J_1}{J_2} - \frac{\tau_2 n_2(0)}{J_2}; \end{aligned} \quad (5)$$

— в варианте двухсекционного реактора с инерционным гашением реактивности в обеих секциях, представляемым единственной в каждой секции гармоникой колебаний с параметрами $\omega_j^{(j)}, a_j^{(j)}$ ($j = 1, 2$):

$$\begin{aligned} \Delta \bar{k}_1^0 &= \frac{a^{(1)}}{2} \left[1 - \left(\frac{\gamma^{(1)}}{Sh \gamma^{(1)}} \right)^2 \right] J_1 - \frac{\nu_2 k_{12}}{\nu_1} \frac{J_2}{J_1} - \frac{\tau_1 n_1(0)}{J_1}; \\ \Delta \bar{k}_2^0 &= \frac{a^{(2)}}{2} \left[1 - \left(\frac{\gamma^{(2)}}{Sh \gamma^{(2)}} \right)^2 \right] J_2 - \frac{\nu_1 k_{21}}{\nu_2} \frac{J_1}{J_2} - \frac{\tau_2 n_2(0)}{J_2}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\gamma_j^{(j)} = \frac{\pi \omega_j^{(j)} T_j}{3,5255}.$$

Параметры T_1, T_2 в (6) — приближенные значения ширин импульсов делений на половине высоты в сек-

циях 1, 2. При очень больших $\omega^{(1)}, \omega^{(2)}$ соотношения (6) переходят в точные соотношения (5). Формулы (6) легко обобщаются на случай более сложных обратных связей, представляемых неограниченным рядом гармоник с различными парциальными коэффициентами гашения реактивности и частотами колебаний.

Как видно из (5), (6), второе соотношение в (3) выполняется и при инерционном, и при любом другом гашении реактивности в 1-й секции.

Каждая из двух формул в (5) или (6) определяется независимо от другой формулы путем свертки одного уравнения кинетики. Следовательно, каждое из этих соотношений не зависит от формы гашения реактивности в другой секции. Это означает, что в такой же степени, как (5) или (6), может реализоваться и любая иная попарная комбинация соотношений (5), (6).

Из (5), как и из (6), могут быть определены также явные зависимости J_1, J_2 от реактивностей $\Delta\bar{k}_1^0, \Delta\bar{k}_2^0$. Соответствующие соотношения значительно сложнее обратных им связей (5). При необходимости эти соотношения можно найти как корни полиномов третьей или даже четвертой степени. В случае ИР можно положить равными нулю $n_1(0), n_2(0)$; при этом указанные соотношения определяются как корни кубического уравнения

$$\begin{aligned} \frac{a^{(2)}}{4} J_2^3 - \Delta\bar{k}_2^0 J_2^2 + \left[\frac{(\Delta\bar{k}_2^0)^2}{a^{(2)}} - \frac{\nu_1 k_{21} \Delta\bar{k}_1^0}{\nu_2 a^{(1)}} \right] J_2 + \\ + \frac{2\nu_1 k_{21}}{\nu_2 a^{(1)} a^{(2)}} (\Delta\bar{k}_1^0 \Delta\bar{k}_2^0 - k_{12} k_{21}) = 0; \\ J_1 = \frac{\nu_2}{\nu_1 k_{21}} \left(\frac{a^{(2)}}{2} J_2 - \Delta\bar{k}_2^0 \right) J_2. \end{aligned}$$

Использовались и результаты параметрического анализа несколько редуцированного варианта уравнений (2) (редукция заключается в пренебрежении запаздыванием в поступлении нейтронов из одной секции в другую) [1]:

$$\begin{aligned} \tau_1 \frac{dn_1}{dt} &= \Delta\bar{k}_1 n_1 + \frac{\nu_2}{\nu_1} k_{12} n_2; \\ \tau_2 \frac{dn_2}{dt} &= \Delta\bar{k}_2 n_2 + \frac{\nu_1}{\nu_2} k_{21} n_1; \\ \Delta\bar{k}_1 &= \Delta\bar{k}_1^0 - a^{(1)} \int_0^t n_1 dt; \\ \Delta\bar{k}_2 &= \Delta\bar{k}_2^0 - a^{(2)} \int_0^t n_2 dt. \end{aligned} \quad (7)$$

Путем введения безразмерных переменных

$$x = \frac{\Delta\bar{k}_2^0}{\tau_2} t; \quad y = -\frac{a^{(1)} \tau_2}{\Delta\bar{k}_1^0 \Delta\bar{k}_2^0} n_1; \quad z = \frac{a^{(1)} \tau_2}{k_{21} \Delta\bar{k}_1^0} n_2$$

уравнениям (7) была придана параметрическая форма

$$\frac{dy}{dx} = a \left(1 - \int_0^x y dx \right) y + bz;$$

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dx} &= y - \left(1 + c \int_0^x z dx \right) z; \\ y(0) &= y_0; \quad z(0) = 0; \end{aligned} \quad (8)$$

$$a = -\frac{\Delta\bar{k}_1^0 \tau_2}{\Delta\bar{k}_2^0 \tau_1}; \quad b = \frac{k_{12} k_{21} \tau_2}{(\Delta\bar{k}_2^0)^2 \tau_1}; \quad c = \frac{a^{(2)} \Delta\bar{k}_1^0 k_{21}}{a^{(1)} (\Delta\bar{k}_2^0)^2}.$$

В уравнениях (8) восемь параметров системы ($\Delta\bar{k}_1^0, \Delta\bar{k}_2^0, k_{12}, k_{21}, \tau_1, \tau_2, a^{(1)}, a^{(2)}$) сведены к трем безразмерным коэффициентам a, b, c . В случае равенства нулю $a^{(2)}$ — гашения реактивности во 2-й секции коэффициент $c = 0$ и в уравнениях (8) остаются только коэффициенты a и b , объединяющие семь независимых параметров.

Аналитические выражения для интегралов делений за импульс и для приближенной ширины импульсов на половине высоты в секциях, найденные по аналогии с (3, 4), в безразмерной форме имеют вид

$$\int_0^\infty y dx = \int_0^\infty z dx = 2 \left(1 + \frac{b}{a} \right); \quad (9)$$

$$w^* = -\frac{\Delta\bar{k}_2^0}{\tau_2} T^* = \frac{3,5255(1+b)}{a+b}. \quad (10)$$

Точные решения уравнений (8) были получены с помощью численных расчетов, выполненных для широких интервалов изменения коэффициентов a, b, c , охватывающих практически всю область возможных изменений физических характеристик системы связанных реакторов. Наиболее полные данные получены для уравнений (8) при $c = 0$. Этот вариант весьма важен для практики, так как именно он представляет наиболее интересный класс систем связанных реакторов — комбинации ИР и ПС.

Основные результаты указанных расчетов приведены в табл. 1, 2. Данные табл. 1 относятся к случаям, когда коэффициент c равен нулю. В зависимости от a и b представлены предельные значения интегралов от y и z ($\int_0^\infty y dx, \int_0^\infty z dx$; эти интегралы в случае $c = 0$ равны); ширины всплесков y и z на половине высоты (w_y, w_z); приближенное аналитическое значение ширины (w^*), определенное из соотношения (10) (предельные значения интегралов от y и z , найденные из аналитических соотношений (9) и путем численных расчетов, в точности совпадают); расстояние Δx , на которое смещены относительно друг друга пики импульсов y и z .

В табл. 2 приведена зависимость указанных выше характеристик (кроме w^*) от значений коэффициента c для четырех типичных комбинаций коэффициентов a и b . Полные импульсы делений для трех из этих комбинаций представлены в форме рисунков в [1].

Численное решение уравнений (8) показало, что ширины импульсов w_y и w_z отличаются не более чем в 1,5 раза, за исключением случаев очень больших значений b . Аналитическое значение w^* находится между w_y и w_z (примерно в середине), и, следовательно, отно-

Т а б л и ц а 1. Основные характеристики решения параметрических уравнений (8) в зависимости от коэффициентов a и b ($c = 0$)

a	b	Характеристика				
		$\int_0^{\infty} y dx;$ $\int_0^{\infty} z dx$	w_y	w_z	w^*	Δx
2	100	102	1,6	3,5	3,5	1,0
	10	12,0	1,6	3,1	3,2	0,6
	1	3,00	1,7	2,8	2,3	0,6
	0,1	2,10	1,8	2,5	1,9	0,6
	0,01	2,01	1,8	2,4	1,8	0,7
	0,001	2,00	1,7	2,5	1,8	0,7
1	100	202	2,0	2,9	3,53	1,4
	10	22,0	1,9	3,4	3,53	0,8
	1	4,00	3,0	3,4	3,53	0,7
	0,1	2,20	3,4	4,0	3,53	0,8
	0,01	2,02	3,4	4,0	3,53	0,8
	0,001	2,00	3,4	4,0	3,53	0,6
0,5	100	402	2,0	3,5	3,54	1,0
	10	42,0	2,4	3,5	3,69	0,8
	1	6,0	4,1	4,8	4,70	0,9
	0,1	2,40	6,2	6,2	6,46	0,5
	0,01	2,04	6,4	7,3	6,98	0,7
	0,001	2,004	7,0	7,4	7,04	1,1
0,3	100	662	1,9	3,5	3,55	1,0
	10	68,7	2,5	3,6	3,76	0,9
	1	8,67	5,0	5,5	5,42	0,1
	0,1	2,07	9,5	9,7	9,69	0,1
	0,01	2,007	11,5	11,6	11,49	0,1
	0,001	2,007	11,0	11,3	11,72	0,1
-0,3	100	-665	1,8	3,4	3,57	0,8
	10	-64,7	2,7	3,95	3,99	1,0
	1	-4,70	9,9	10,1	10,07	0,5

сительное отклонение w^* от истинных значений ширины импульсов в секциях не превышает 25% (за исключением вариантов с очень большими значениями коэффициента b).

Сдвиг импульсов во 2-й секции по отношению к импульсу в 1-й невелик: обычно не превышает 1/3 ширины импульса. Форма импульсов делений в каждой секции системы в сравнении с симметричной формой импульса в автономном односекционном реакторе отличается несколько затянутым спадом. Наиболее четко эта особенность проявляется при $c = 0$, т.е. в отсутствие гашения реактивности во 2-й секции. По мере увеличения c импульсы делений во 2-й секции уменьшаются. В 1-й секции они также уменьшаются, хотя и не столь заметно.

Отношение интенсивностей делений в секциях за время переходных процессов в большинстве случаев резко меняется [1].

Следует отметить, что в некоторых случаях рассмотрение систем связанных реакторов допустимо проводить в рамках более простой одноточечной модели

Т а б л и ц а 2. Основные характеристики решения параметрических уравнений (8) в зависимости от коэффициента c

a, b	c	Характеристика				
		$\int_0^{\infty} y dx$	$\int_0^{\infty} z dx$	w_y	w_z	Δx
$a = 1$ $b = 1$	0	4,000	4,000	2,82	3,62	0,90
	0,1	3,723	3,209	2,76	3,27	0,66
	0,5	3,301	2,148	2,62	2,70	0,38
	1	3,087	1,679	2,56	2,58	0,22
	2	2,281	1,270	2,48	2,54	0,00
$a = -1$ $b = 2$	3	2,770	1,066	2,50	2,50	-0,10
	5	2,641	0,847	2,53	2,55	-0,20
	0	-2,000	-2,000	10,2	9,5	1,00
	-0,1	-1,707	-1,582	9,6	9,7	0,80
	-0,5	-1,215	-0,977	8,7	8,7	0,30
$a = 1$ $b = 3$	-1	-0,956	-0,706	8,6	8,6	0,20
	-2	-0,706	-0,478	8,5	8,5	0,00
	-3	-0,574	-0,369	8,7	8,7	0,00
	-5	-0,427	-0,259	8,8	8,7	-0,50
	0	8,000	8,000	2,40	3,45	0,80
$a = -1$ $b = 3$	0,1	5,400	3,060	2,15	2,63	0,55
	0,5	6,739	5,322	1,86	2,05	0,30
	1	4,816	2,261	1,76	1,89	0,20
	2	4,282	1,629	1,69	1,81	0,00
	3	4,000	1,333	1,76	1,76	-0,10
$a = -1$ $b = 3$	5	3,679	1,029	1,80	1,74	-0,20
	0	-4,000	-4,000	6,3	7,0	1,0
	-0,1	-3,252	-2,847	5,9	5,9	0,75
	-0,5	-2,272	-1,618	5,1	5,1	0,30
	-1	-1,810	-1,149	4,8	4,8	0,15
$a = -1$ $b = 3$	-2	-1,378	-0,7760	4,8	4,9	0,00
	-3	-1,149	-0,6034	4,9	4,9	0,00
	-5	-0,8919	-0,4299	5,0	5,0	0,00

кинетики. Этот подход правомерен в отношении таких систем, которые ведут себя как единый реактор с неизменным на всех стадиях переходных процессов профилем пространственного распределения потока нейтронов в АЗ. Это так называемые "сильно" связанные реакторные системы [3, 13]. В [13] сформулированы условия (критерии сильной связи секций в системе), при выполнении которых указанный подход дает достаточно точное описание переходных процессов. Там же получены весьма точные аналитические формулы для интегралов делений за импульс, максимальных интенсивностей делений и ширины импульсов в секциях сильно связанной реакторной системы.

Возвращаясь к исходной системе уравнений (1), необходимо отметить следующее обстоятельство. В этой системе уравнений нейтроны, отраженные от стен реакторного зала, учитываются, вообще говоря, не полностью, а именно, в ней отсутствуют члены, представляющие нейтроны, излученные одной секцией и в результате отражения от стен попадающие в другую секцию. В более корректной формулировке, с учетом указанного фактора, уравнения для n и C в системе (1) записываются в виде:

$$\begin{aligned}
v_1 \tau_1 \frac{dn_1}{dt} &= v_1 [k_1(1 - \beta^{(1)}) - 1] n_1 + \\
&+ v_2 k_{12}(1 - \beta^{(2)}) n_2 [t - (\tau_{12} - \tau_1)] + \\
&+ k_1 \sum_{i=1}^l \lambda_i [C_i^{(1)} + C_i^{(12)}] + k_{12} \sum_{i=1}^l \lambda_i \{ C_i^{(2)} [t - \\
&- (\tau_{12} - \tau_1)] + C_i^{(21)} [t - (\tau_{12} - \tau_1)] \} + S_1(t); \\
v_2 \tau_2 \frac{dn_2}{dt} &= v_2 [k_2(1 - \beta^{(2)}) - 1] n_2 + \\
&+ v_1 k_{21}(1 - \beta^{(1)}) n_1 [t - (\tau_{21} - \tau_2)] + \\
&+ k_2 \sum_{i=1}^l \lambda_i [C_i^{(2)} + C_i^{(21)}] + k_{21} \sum_{i=1}^l \lambda_i \{ C_i^{(1)} [t - \\
&- (\tau_{21} - \tau_2)] + C_i^{(12)} [t - (\tau_{21} - \tau_2)] \} + S_2(t); \\
\frac{dC_i^{(1)}}{dt} &= v_1 \beta_i^{(1)} n_1 - \lambda_i C_i^{(1)}; \quad \frac{dC_i^{(2)}}{dt} = v_2 \beta_i^{(2)} n_2 - \lambda_i C_i^{(2)}; \\
\frac{dC_i^{(12)}}{dt} &= v_2 \beta_i^{(12)} n_2 - \lambda_i C_i^{(12)}; \\
\frac{dC_i^{(21)}}{dt} &= v_1 \beta_i^{(21)} n_1 - \lambda_i C_i^{(21)},
\end{aligned}$$

где $C_i^{(pk)}(t)$ — число источников отраженных запаздывающих нейтронов группы i в секции p , связанных с нейтронами, излученными секцией k и в результате отражения от стен попадающих в секцию p ; $\beta_i^{(pk)}$ — относительная доля этих запаздывающих нейтронов; l — число, равное большему из l_1, l_2 .

Приведенные ниже результаты численных расчетов кинетики конкретной двухсекционной системы "Реактор "Тайфун" + реактор БИГР" выполнены с учетом указанных "перекрестных" групп отраженных запаздывающих нейтронов. Тандем "Реактор "Тайфун" + реактор БИГР" представляет собой вариант двухсекционной системы, в которой влияние отраженных нейтронов очень значительно. Пренебрежение "перекрестными" группами отраженных нейтронов в этом случае могло привести к заметному искажению результатов расчета.

О РАСЧЕТЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ НЕЙТРОННОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ СЕКЦИЯМИ k_{jk}

В уравнения кинетики (1) помимо величин, определяющих отдельные секции сами по себе, таких как времена жизни мгновенных нейтронов в каждой из секций, параметры запаздывающих нейтронов и т.п., входят и величины $k_{12}, k_{21}, \tau_{12}, \tau_{21}$, ответственные за связь между секциями, относящиеся к системе в целом. Из этих величин наиболее важны k_{12}, k_{21} — коэффициенты нейтронной связи между секциями.

Строгое выражение для коэффициентов k_{jk} , следующее из теории переноса нейтронов, имеет вид [6]

$$k_{jk} = \frac{\int \left[v \Sigma_f(\vec{r}, E) \right]_j \varphi(\vec{r}, E) dV dE}{\int \left[v \Sigma_f(\vec{r}, E) \right]_k \varphi(\vec{r}, E) dV dE} \times$$

$$\times \frac{\int \chi(E') \varphi^*(\vec{r}, E') [v \Sigma_f(\vec{r}, E)]_j \varphi_k(\vec{r}, E) dV dE dE'}{\int \chi(E') \varphi^*(\vec{r}, E') [v \Sigma_f(\vec{r}, E)]_j \varphi(\vec{r}, E) dV dE dE'}$$

где $\varphi(\vec{r}, E), \varphi^*(\vec{r}, E)$ — поток нейтронов и сопряженный поток в зависимости от пространственных координат и энергии; $\varphi_k(\vec{r}, E)$ — часть потока, порождаемая нейтронами, возникшими в секции k ; Σ_f — макроскопическое сечение деления; $\chi(E)$ — спектр нейтронов деления.

Весьма эффективны при определении k_{jk} расчеты по программам, основанным на методе Монте-Карло.

Для целей оперативного решения задач кинетики связанных реакторов можно использовать и более простой приближенный метод определения коэффициентов k_{jk} без решения полномасштабной задачи переноса нейтронов для всей системы. Этот метод часто применялся авторами статьи при расчетах двухсекционных реакторных систем, в частности и при расчетах конкретных систем, рассмотренных в настоящей статье.

При указанном подходе коэффициенты k_{jk} представлялись в виде произведения трех сомножителей

$$k_{jk} = \alpha_1^{(k)} \alpha_2^{(jk)} \alpha_3^{(jk)}, \quad (11)$$

где $\alpha_1^{(k)}$ — доля нейтронов, возникших от делений в секции k , покидающих эту секцию; $\alpha_2^{(jk)}$ — доля этих нейтронов, попадающих в секцию j ; $\alpha_3^{(jk)}$ — отношение эффективности этих нейтронов в поддержании цепной реакции в секции j к эффективности нейтронов секции j .

Каждый из сомножителей в (11) рассчитывался отдельно. Рассмотрение ограничивалось в основном системами, секции которых имеют сферически-симметричную форму, однородную по составу АЗ и однородный отражатель нейтронов (если таковой имеется). Предполагалось, что к секциям применимо одногрупповое приближение теории переноса нейтронов и угловое распределение нейтронов, "рождающихся" в элементарных актах деления и рассеяния, изотропно.

Определение коэффициента $\alpha_1^{(k)}$. Рассматривался сферически-симметричный реактор с АЗ (область I) и отражателем нейтронов (область II) с одногрупповыми параметрами Пайерлса соответственно α_1^*, β_1^* и α_2^*, β_2^* . Поток нейтронов в реакторе представлялся распределением

$$\varphi(r) = \begin{cases} \varphi_1(r) & \text{при } r \leq r_1 \text{ (область I);} \\ \varphi_2(r) & \text{при } r_1 < r \leq r_2 \text{ (область II).} \end{cases}$$

Предполагалось, что все нейтроны являются нейтронами внутреннего происхождения: рождаются в актах деления, упругого и неупругого рассеяния и любой акт взаимодействия нейтрона с ядром означает его гибель. При этом подходе число нейтронов, излучаемых в пересчете на 1 см^3 среды реактора в точке с координатой r , равно

$$i(r) = \begin{cases} \beta_1^* \varphi_1(r) & \text{при } r \leq r_1; \\ \beta_2^* \varphi_2(r) & \text{при } r_1 < r \leq r_2. \end{cases}$$

В итоге для коэффициента $\alpha_1^{(k)}$ получено следующее выражение:

$$\alpha_1^{(k)} = \left\{ \beta_1^* \int_0^{r_1} r^2 \varphi_1(r) \int_{-1}^1 e^{-A_1(r, \mu)} d\mu dr + \beta_2^* \int_{r_1}^{r_2} r^2 \varphi_2(r) \left[\int_{\mu_0}^1 e^{-A_2^{(1)}(r, \mu)} d\mu + \int_{-1}^{\mu_0} e^{-A_2^{(2)}(r, \mu)} d\mu \right] dr \right\};$$

$$: 2 \left[\nu^{(1)} \Sigma_f^{(1)} \int_0^{r_1} r^2 \varphi_1(r) dr + \nu^{(2)} \Sigma_f^{(2)} \int_{r_1}^{r_2} r^2 \varphi_2(r) dr \right], \quad (12)$$

где

$$A_1(r, \mu) = (\alpha_1^* - \alpha_2^*) (\sqrt{r_1^2 - r^2 + r^2 \mu^2} - r\mu) + \alpha_2^* (\sqrt{r_2^2 - r^2 + r^2 \mu^2} - r\mu);$$

$$A_2^{(1)}(r, \mu) = \alpha_2^* (\sqrt{r_2^2 - r^2 + r^2 \mu^2} - r\mu);$$

$$A_2^{(2)}(r, \mu) = 2(\alpha_1^* - \alpha_2^*) \sqrt{r_1^2 - r^2 + r^2 \mu^2} + \alpha_2^* (\sqrt{r_2^2 - r^2 + r^2 \mu^2} - r\mu);$$

$$\mu_0 = -\frac{\sqrt{r^2 - r_1^2}}{r};$$

$\nu^{(1)}, \nu^{(2)}, \Sigma_f^{(1)}, \Sigma_f^{(2)}$ — значения ν и Σ_f в областях I и II реактора.

Для реактора без отражателя выражение (12) заметно упрощается. В этом случае

$$\alpha_1^{(k)} = \frac{\beta_1^* \int_0^{r_1} r^2 \varphi_1(r) \int_{-1}^1 e^{-A_1(r, \mu)} d\mu dr}{2 \nu^{(1)} \Sigma_f^{(1)} \int_0^{r_1} r^2 \varphi_1(r) dr}; \quad (13)$$

$$A_1(r, \mu) = \alpha_1^* (\sqrt{r_1^2 - r^2 + r^2 \mu^2} - r\mu).$$

На основе (12), (13) нетрудно получить оценку возможных значений коэффициента α_1 :

а) в реакторах с большими размерами АЗ, со значительным паразитным захватом нейтронов в ее среде $\alpha_1 \rightarrow 0$;

б) в реакторах с малым паразитным захватом нейтронов в среде АЗ $\alpha_1 \rightarrow \frac{\nu - 1}{\nu}$;

в) в общем случае, охватывающем и реакторы с отражателем,

$$0 < \alpha_1 < \frac{\nu - 1}{\nu}.$$

Вычисление α_1 по (12), (13) легко проводится с помощью несложной программы для ЭВМ.

Определение коэффициента $\alpha_2^{(jk)}$. В реактор j попадает лишь часть нейтронов, излучаемых реактором k . Доля этих нейтронов зависит от размеров реакторов, в особенности реактора j , от расстояния между их центрами и от пространственного распределения источников нейтронов утечки в реакторе k или, что то же самое,

от характера углового распределения скоростей нейтронов утечки на поверхности реактора k .

В общем случае угловое распределение скоростей нейтронов утечки на внешней поверхности реактора k представляется некоторой функцией $f(\mu)$ ($\mu = \cos \psi$, ψ — угол между нормалью к поверхности реактора в точке излучения нейтрона и направлением излучения, $\int_0^1 f(\mu) d\mu = 1$).

Задачей этого раздела является определение коэффициента $\alpha_2^{(jk)}$ — доли нейтронов, излучаемых реактором k и попадающих в реактор j , в полном числе излучаемых реактором k нейтронов (при произвольном заданном угловом распределении скоростей нейтронов на поверхности реактора k).

Эта цель достигалась с помощью рассмотрения траекторий нейтронов, излучаемых реактором k и пересекающих в заданном направлении относительно нормали элементарную площадку, расположенную на некотором расстоянии от реактора k , под некоторым углом по отношению к прямой, соединяющей площадку с центром реактора k , и интегрирования затем результата по внешней поверхности реактора j . В итоге были получены следующие формулы для расчета $\alpha_2^{(jk)}$:

$$\alpha_2^{(jk)} = \frac{1}{2} \left(\frac{R_j}{R_k} \right)^2 \int_0^{\gamma_3} J(\chi, \rho) \sin \gamma d\gamma, \quad (14)$$

где

$$J(\chi, \rho) = \begin{cases} \chi^2 \cos \rho & \text{при } 0 < \gamma < \gamma_1; \cos \gamma_1 = \frac{R_j + R_k}{d}; \\ 2\chi^2 \cos \rho \left[\frac{1}{\mu_0} \int_{\mu_0}^1 f(\mu) d\mu + \int_0^{\mu_0} f(\mu) F(\mu) d\mu \right] & \text{при } \gamma_1 < \gamma < \gamma_2; \cos \gamma_2 = R_j/d; \\ 2\chi^2 \cos \rho \int_0^{\mu_0} f(\mu) F(\mu) d\mu & \text{при } \gamma_2 < \gamma < \gamma_3; \cos \gamma_3 = \frac{R_j - R_k}{d}; \end{cases}$$

$$\chi = \frac{R_k}{\sqrt{R_j^2 + d^2 - 2R_j d \cos \gamma}};$$

$$\cos \rho = \frac{d \cos \gamma - R_j}{\sqrt{R_j^2 + d^2 - 2R_j d \cos \gamma}};$$

$$\mu_0 = \frac{\cos^2 \rho - \chi^2 + \sqrt{(\chi^2 - \cos^2 \rho) \sin^2 \rho}}{\chi \sqrt{1 + \chi^2 - 2\cos^2 \rho - 2\sqrt{(\chi^2 - \cos^2 \rho) \sin^2 \rho}}};$$

$$F(\mu) = \eta_1 - \text{tg } \eta_1; \quad \cos \eta_1 = \frac{\chi \cos \eta_2 - 1}{\chi \sin \eta_2 \text{tg } \rho};$$

$$\cos \eta_2 = (1 - \mu^2) \chi + \mu \sqrt{1 - (1 - \mu^2) \chi^2};$$

R_k, R_j — внешние радиусы реакторов k, j ; d — расстояние между центрами реакторов k и j .

Параметризация формул расчета $\alpha_2^{(jk)}$. Формула (14) зависит от $f(\mu)$ — углового распределения скоростей нейтронов утечки на внешней поверхности реак-

тора k и от трех параметров: R_k, R_j, d (или от $R_k, R_j, l = d - R_k - R_j$; l — расстояние между поверхностями реакторов k, j). Целесообразно ввести новые параметры: $\xi_0 = R_j/R_k$, $\xi_1 = l/R_k$ и одновременно в целях удобства заменить χ на $\chi_0 = 1/\chi$. В новом представлении формула (14) при заданном $f(\mu)$ зависит только от двух параметров — ξ_0 и ξ_1 . Формула (14) принимает вид

$$\alpha_2^{(jk)} = \frac{1}{2} \xi_0^2 \int_0^{\gamma_3} J(\chi_0, \rho) \sin \gamma \, d\gamma, \quad (15)$$

где

$$J(\chi_0, \rho) = \begin{cases} \frac{\cos \rho}{\chi_0^2} & \text{при } 0 < \gamma \leq \gamma_1; \cos \gamma_1 = \frac{\xi_0 + 1}{1 + \xi_0 + \xi_1}; \\ \frac{2 \cos \rho}{\chi_0^2} \left[\pi \int_{\mu_0}^1 f(\mu) \, d\mu + \int_0^{\mu_0} f(\mu) F(\mu) \, d\mu \right] & \text{при } \gamma_1 < \gamma < \gamma_2; \cos \gamma_2 = \frac{\xi_0}{1 + \xi_0 + \xi_1}; \\ \frac{2 \cos \rho}{\chi_0^2} \int_0^{\mu_0} f(\mu) F(\mu) \, d\mu & \text{при } \gamma_2 < \gamma < \gamma_3; \cos \gamma_3 = \frac{\xi_0 - 1}{1 + \xi_0 + \xi_1}; \end{cases}$$

$$\chi_0 = \sqrt{\xi_0^2 + (1 + \xi_0 + \xi_1)^2 - 2\xi_0(1 + \xi_0 + \xi_1) \cos \gamma};$$

$$\cos \rho = \frac{(1 + \xi_0 + \xi_1) \cos \gamma - \xi_0}{\sqrt{\xi_0^2 + (1 + \xi_0 + \xi_1)^2 - 2\xi_0(1 + \xi_0 + \xi_1) \cos \gamma}};$$

$$\mu_0 = \frac{\chi_0 \sqrt{\sin^2 \rho (1 - \chi_0^2 \cos^2 \rho)} - (1 - \chi_0^2 \cos^2 \rho)}{\sqrt{1 + \chi_0^2 - 2\chi_0^2 \cos^2 \rho - 2\chi_0 \sqrt{\sin^2 \rho (1 - \chi_0^2 \cos^2 \rho)}}};$$

$$F(\mu) = \eta_1 - \operatorname{tg} \eta_1; \quad \cos \eta_1 = \frac{\cos \eta_2 - \chi_0}{\sin \eta_2 \operatorname{tg} \rho};$$

$$\cos \eta_2 = \frac{1 - \mu^2}{\chi_0} + \mu \sqrt{1 - \frac{1 - \mu^2}{\chi_0^2}}.$$

С помощью (15) были выполнены расчеты $\alpha_2^{(jk)}$ для ряда значений ξ_0, ξ_1 при различных угловых распределениях скоростей нейтронов утечки на поверхности реактора k : 1) при $f(\mu) = 1/2\pi$ — излучение нейтронов с поверхности изотропно в пределах 2π ср; 2) при $f(\mu) = \mu/\pi$ — распределение нейтронов по углам на поверхности реактора k пропорционально $\cos \psi$; 3) при

$f(\mu) = 3\mu^2/2\pi$ — распределение нейтронов по углам на поверхности реактора k пропорционально $\cos^2 \psi$.

Результаты расчетов приведены в табл. 3, 4. В табл. 3 представлены величины $\alpha_2^{(jk)}$ в зависимости от ξ_0 при $\xi_1 = 0$, в табл. 4 — в зависимости от ξ_1 при $\xi_0 = 0$. Данные табл. 3 соответствуют случаю расположенных вплотную реакторов k, j , данные табл. 4 — случаю, когда радиус реактора j стремится к нулю.

Указанные данные сравниваются со значениями $\alpha_2^{(jk)}$ в случае радиального углового распределения нейтронов утечки на поверхности реактора k , представляемого δ -функцией

$$f(\mu) = \frac{1}{2\pi} \delta(\mu - 1). \quad (16)$$

Распределение (16) соответствует варианту точечного источника нейтронов, расположенного в центре занимаемого реактором k пространства. Значение $\alpha_2^{(jk)}$ в этом случае, обозначаемое как α_2^0 , определяется очень просто. Оно равно телесному углу (в единицах 4π ср), под которым виден реактор j из центра реактора k

$$\alpha_2^0 = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R_j}{d} \right)^2} \right] = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_0}{1 + \xi_0 + \xi_1} \right)^2} \right]. \quad (17)$$

Угловое распределение нейтронов на поверхности реактора в реальных ситуациях чаще всего хорошо представляется зависимостями типа $\cos^2 \psi$, $\cos \psi$ или комбинацией этих зависимостей. Вследствие этого данные табл. 3, 4, относящиеся к распределениям типа $\cos^2 \psi$, $\cos \psi$, являются наиболее интересными.

Приведенные данные показывают, что чем больше отклонение углового распределения скоростей нейтронов на поверхности реактора k от радиального, т.е. чем ниже степень анизотропии потока нейтронов, тем больше при прочих равных условиях число нейтронов, падающих на реактор j . Влияние углового распределения скоростей нейтронов убывает с увеличением отношения R_j/R_k и с увеличением l — расстояния между внешними поверхностями реакторов k, j . Это влияние максимально в случае малых размеров реактора j , вплотную придвинутого к реактору k . В пределе для угловых распределений типа $\cos^2 \psi$ и $\cos \psi$ отношение $\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$ равняется соответственно 1,5 и 2. При больших значениях R_2/R_1 или l/R_1 $\alpha_2^{(jk)} \approx \alpha_2^0$.

Т а б л и ц а 3. Значения $\alpha_2^{(jk)}$, $\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$ в зависимости от ξ_0 и вида углового распределения нейтронов при $\xi_1 = 0$

$\xi_0 = \frac{R_j}{R_k}$	$f(\mu) = 1/2\pi$		$f(\mu) = \mu/\pi$		$f(\mu) = 3\mu^2/2\pi$		$f(\mu) = \frac{1}{2\pi} \delta(\mu - 1)$	
	$\alpha_2^{(jk)}$	$\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$	$\alpha_2^{(jk)}$	$\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$	$\alpha_2^{(jk)}$	$\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$	$\alpha_2^{(jk)}$	$\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$
0	0	∞	0	2	0	1,5	0	1
0,4894	0,0363	1,309	0,0333	1,198	0,0316	1,137	0,0278	1
2,0432	0,1422	1,099	0,1376	1,063	0,1339	1,034	0,1295	1
∞	0,5	1	0,5	1	0,5	1	0,5	1

Т а б л и ц а 4. Значения $\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$ в зависимости от ξ_1 и вида углового распределения нейтронов при $\xi_0 = 0$

$\xi_1 = \frac{l}{R_k}$	$\alpha_2^{(jk)}/\alpha_2^0$		
	$f(\mu) = 1/2\pi$	$f(\mu) = \mu/\pi$	$f(\mu) = 3\mu^2/2\pi$
0	∞	2	1,5
1/4	1,373	1,250	1,184
3/7	1,239	1,167	1,122
2/3	1,155	1,111	1,083
1	1,098	1,072	1,064
3/2	1,057	1,044	1,037
7/3	1,030	1,022	1,022
4	1,010	1,000	1,000
9	1	1	1

На основании этих данных можно сделать следующее заключение. Расчет с учетом точной формы углового распределения скоростей нейтронов на поверхности реактора k для реальных систем в крайнем случае может дать примерно в два раза более высокое значение $\alpha_2^{(jk)}$, чем расчет с использованием наиболее простого радиального распределения скоростей нейтронов. Это крайний случай. В наиболее вероятных практических комбинациях двух реакторов это расхождение двух результатов не превышает 10—20%.

Определение коэффициента $\alpha_3^{(jk)}$. Здесь будет определен последний из входящих в (11) множителей — коэффициент $\alpha_3^{(jk)}$. Рассмотрение, как и выше, будет ограничено вариантом двухслойного (АЗ и отражатель) сферически-симметричного реактора.

При нахождении относительной эффективности нейтронов, поступивших из реактора k , в реакторе j целесообразно использовать прием замены первичных нейтронов вторичными и разложения функции пространственного распределения вторичных нейтронов в ряд по собственным функциям реактора j .

В указанном представлении коэффициент $\alpha_3^{(jk)}$ определяется из выражения

$$\alpha_3^{(jk)} = \frac{\int_0^{r_2} r^2 p(r) \varphi(r) dr}{\alpha_2^0} \cdot \frac{\int_0^{r_2} r^2 \varphi(r) \nu(r) \Sigma_f(r) dr}{\int_0^{r_2} r^2 \varphi^2(r) \nu(r) \Sigma_f(r) dr}, \quad (18)$$

где $\varphi(r)$ — пространственное распределение потока нейтронов в реакторе j (первая собственная функция); $p(r)$ — усредненное по угловым сферическим координатам пространственное распределение интенсивности вторичных нейтронов в реакторе j , связанных с нейтронами, поступившими из реактора k . (При выводе (18) предполагалось, что собственные функции реактора с отражателем ортогональны и набор их образует полную систему функций. Это условие, по-видимому, выполняется.)

Поскольку распределение $\varphi(r)$ в (18) предполагается известным, задача определения $\alpha_3^{(jk)}$ в принятой схеме сводится в основном к расчету $p(r)$.

Значения $p(r)$, вообще говоря, зависят от углового распределения скоростей первичных нейтронов при вхождении последних в реактор j . С помощью контрольных расчетов было, однако, показано, что зависимость эта слабая; она сказывается на уровне $\alpha_3^{(jk)}$ в несколько раз меньшей степени, чем угловое распределение нейтронов на поверхности реактора k сказывается на $\alpha_2^{(jk)}$. Было показано, что в данном случае нет необходимости учитывать все тонкости углового распределения нейтронов. Ввиду вышесказанного расчет $p(r)$ проводился в предположении, что нейтроны, падающие на поверхность реактора j , излучаются точечным источником, размещение которого воображаемо совпадает с центром реактора k . В итоге получено для двухслойного реактора j :

$$p(r) = \begin{cases} p_1(r) = \frac{\beta_1^*}{8\pi} \int \frac{e^{-a_1} + e^{-a_2}}{r/d d^2 + r^2 - 2r\mu d} d\mu & \text{при } r < r_1; \\ p_2(r) = \frac{\beta_2^*}{8\pi} \int \frac{e^{-a_3} + e^{-a_4}}{r/d d^2 + r^2 - 2r\mu d} d\mu & \text{при } r \geq r_1, \end{cases} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= \alpha_1^* (\rho_1 - \rho) + \alpha_2^* (\rho_2 - \rho_1); \\ a_2 &= \alpha_1^* (\rho_1 + \rho) + \alpha_2^* (\rho_2 - \rho_1); \quad a_3 = \alpha_2^* (\rho_2 - \rho); \\ a_4 &= \begin{cases} \alpha_2^* (\rho_2 + \rho) & \text{при } \mu \leq \mu_0; \\ 2\alpha_1^* \rho_1 + \alpha_2^* (\rho_2 - 2\rho_1 + \rho) & \text{при } \mu > \mu_0; \end{cases} \\ \rho &= \sqrt{r^2 - h^2}; \quad \rho_i = \sqrt{r_i^2 - h^2}; \quad h^2 = \frac{d^2 r^2 (1 - \mu^2)}{d^2 + r^2 - 2r\mu d}; \\ \mu_0 &= \frac{r_1^2}{rd} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{d^2 (r^2 - r_1^2) - r^2 r_1^2}{r_1^4}} \right]. \end{aligned}$$

В более простом однослойном варианте реактора j — внутренняя зона реактора заменена полостью — выражение (19) для $p(r)$ принимает вид

$$\begin{aligned} p(r) &= \frac{\beta_2^*}{8\pi} \int \frac{e^{-l_1} + e^{-l_2}}{r/d d^2 + r^2 - 2r\mu d} d\mu; \quad (20) \\ l_1 &= \alpha_2^* (\rho_2 - \rho); \\ l_2 &= \begin{cases} \alpha_2^* (\rho_2 + \rho) & \text{при } \mu \leq \mu_0; \\ \alpha_2^* (\rho_2 + \rho - 2\rho_1) & \text{при } \mu > \mu_0. \end{cases} \end{aligned}$$

Реактор цилиндрической формы. Приведенные выше формулы для k_{jk} относятся к реакторам со сферической геометрией. Но сферической геометрией не исчерпывается все многообразие форм реакторов. Столь же, если не более, распространенной геометрической формой реакторов является цилиндр.

Здесь нет возможности повторять вывод формул для коэффициентов связи в случае цилиндрической геометрии реактора, в этом, по-видимому, и нет необходимости. Применительно к цилиндрическому реактору здесь будет приведен лишь результат расчета телесного

угла, под которым виден цилиндрический реактор из центра другого реактора. Как было показано, этот телесный угол в большинстве случаев лишь незначительно отличается от коэффициента $\alpha_2^{(jk)}$ и при необходимости приближенно может быть принят равным последнему.

Итак, рассматривалась задача о вычислении телесного угла Ω , под которым виден круговой цилиндр радиусом R_0 , высотой z_0 из точки наблюдения. Последняя помещалась в плоскости нижнего торца цилиндра на расстоянии y_0 от его оси. Решение задачи получено в виде (Ω — в единицах 4π ср)

$$\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\varphi^*} \cos \theta_1 d\varphi;$$

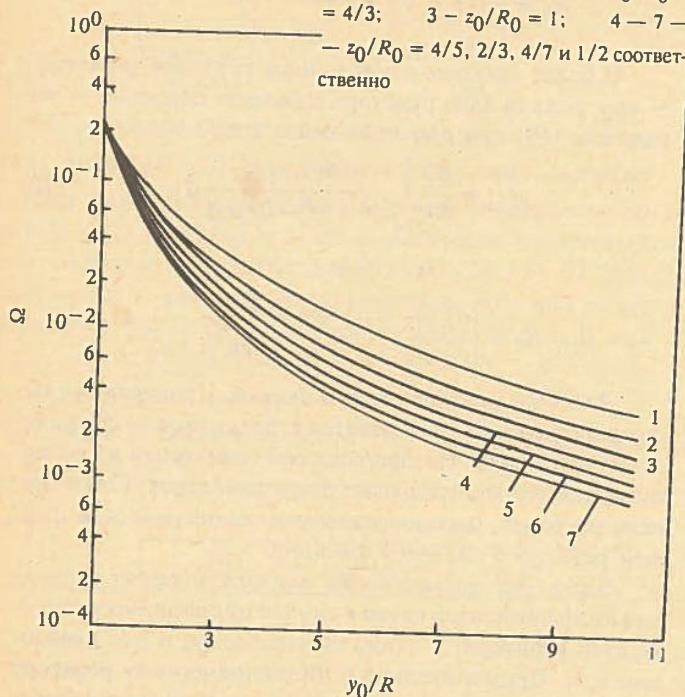
$$\theta_1 = \arctg \left[\frac{y_0}{z_0} (\cos \varphi - \sqrt{\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi^*}) \right]; \quad (21)$$

$$\varphi^* = \arcsin \frac{R_0}{y_0}.$$

Интеграл в (21) определялся численно. Результат расчета представлен на рис. 1.

Следует отметить, что ввиду свойства аддитивности, присущего телесному углу, полученный результат легко распространяется на любой другой вариант относительного расположения точки наблюдения и цилиндра. Если точка наблюдения сдвинута относительно плоскости торца, то искомое Ω определяется в виде суммы или разности телесных углов для двух других цилиндров, удовлетворяющих условию расположения точки наблюдения в плоскости торца.

Рис. 1. Зависимость Ω от y_0/R_0 при нескольких значениях параметра z_0/R_0 : 1 — $z_0/R_0 = 2$; 2 — $z_0/R_0 = 4/3$; 3 — $z_0/R_0 = 1$; 4 — 7 — $z_0/R_0 = 4/5, 2/3, 4/7$ и $1/2$ соответственно



ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В СИСТЕМЕ "РЕАКТОР "ТАЙФУН" + ПС"

Как отмечалось выше, есть основания для предположения, что преимущества систем связанных ИР должны четко проявляться при использовании в них в качестве ведущего компонента реактора с подвижными блоками отражателя (реактора "Тайфун") [4, 5]. В связи с этим на основе численного решения уравнений (1) было проведено исследование характеристик переходных процессов в системе "Реактор "Тайфун" + ПС". Ниже приводятся результаты этого исследования.

Описание реактора "Тайфун", ПС и системы в целом. Наиболее важная особенность реактора "Тайфун" заключается в уносе кинетической энергии, возникающей при динамическом тепловом ударе во время импульса делений, специальными подвижными блоками отражателя [4, 5]. Как следует из расчетов, указанная особенность позволяет получать в реакторах с подвижными блоками отражателя импульсы делений, отличающиеся в сравнении с импульсами в реакторах без подвижных блоков в несколько раз меньшей длительностью и значительно более высоким удельным энерговыделением в АЗ. Передача кинетической энергии акустической волны подвижным блокам отражателя существенно понижает ограничительную роль динамического теплового удара. Вследствие этого в реакторах с подвижными блоками становится целесообразным переход к высокотемпературным материалам АЗ: к соединениям типа карбидов, нитридов и двуокиси урана, допускающим разогрев в центре АЗ до температур $\sim 2500^\circ\text{C}$. Функция сохранения целостности АЗ при этом может быть возложена на силовой корпус, — например, на оболочку из прочного сплава урана невысокого обогащения по ^{235}U с молибденом.

Здесь рассмотрен вариант реактора "Тайфун", материалом АЗ которого служит карбид урана 36%-ного обогащения по ^{235}U , материалом силового корпуса — сплав урана 10%-ного обогащения по ^{235}U с 9% молибдена по массе и материалом подвижных блоков от-

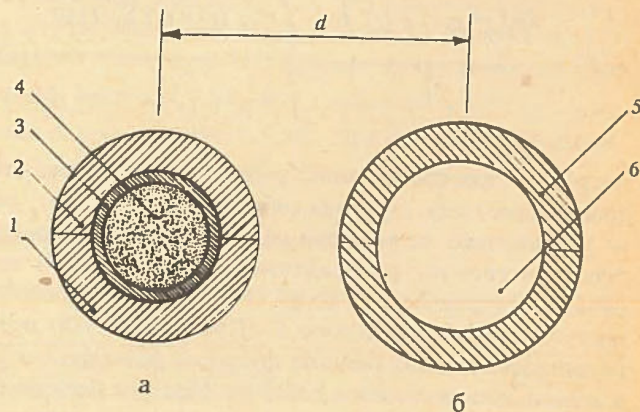


Рис. 2. Схематическое представление системы "Реактор "Тайфун" + ПС": а — реактор "Тайфун"; б — ПС (1, 2 — подвижные блоки отражателя; 3 — силовой корпус; 4, 5 — АЗ; 6 — полость)

ражателя — сплав урана природного состава также с 9% молибдена по массе (рис.2). Основные параметры реактора “Тайфун” и импульсов делений в нем при работе в режиме односекционного ИР имеют следующие значения:

Диаметр АЗ, см	26
Внешний диаметр, см:	
силового корпуса	32
подвижных блоков отражателя	52
Масса урана, кг:	
36%-ного обогащения в АЗ	120
10%-ного обогащения в силовом корпусе	125
Время жизни мгновенных нейтронов, с . . .	$4,8 \cdot 10^{-8}$
Энерговыделение (МДж) и температура в центре АЗ (°С) в номинальном импульсе соответственно	77 и 2440
Длительность номинального импульса (мкс) и начальная избыточная реактивность по мгновенным нейтронам, требуемая для генерирования импульса соответственно	20,6 и $0,61 \cdot 10^{-2}$

Параметры рассматриваемого здесь варианта реактора “Тайфун” заметно отличаются от таковых для вариантов, представленных в [4, 5]: понижение степени обогащения топлива в АЗ реактора увеличило его объем, энерговыделение за импульс и соответственно длительность импульса. Это изменение было введено в целях выбора варианта реактора, более пригодного для использования в комплексе с массивной ПС.

В качестве второго, ведомого, компонента системы рассматривались две идеализированные ПС из сплава урана 36%-ного обогащения по ^{235}U с 9% молибдена по массе. Геометрия АЗ ПС — сфера с большой центральной полостью; отражатель отсутствует (см. рис. 2). Параметры ПС 1, ПС 2:

	ПС 1	ПС 2
Внешний диаметр АЗ, см	50	68
Диаметр полости, см	30	50
Масса урана 36%-ного обогащения по ^{235}U , кг	780	1500
Время жизни мгновенных нейтронов, с . . .	$3 \cdot 10^{-8}$	$5,7 \cdot 10^{-8}$
Энерговыделение в АЗ (МДж) и флюенс нейтронов (нейтр./см ²) в полости при номинальном импульсе делений с разогревом внутренней области АЗ	39 и	77 и
до 500 °С соответственно	$2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$

(Указанные статические нейтронные характеристики реактора “Тайфун” и ПС определены с помощью многогрупповых нейтронных расчетов.)

Рассмотрение связанных систем проведено при двух взаимных расположениях ИР и ПС: вплотную и на расстоянии 20 см между ближайшими точками их внешних поверхностей.

Коэффициенты нейтронной связи между секциями k_{jk} определялись с помощью соотношений (11)—(13), (15), (18)—(20). Значения этих коэффициентов и более первичных параметров связи приведены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Значения коэффициентов k_{jk} в системах “Реактор “Тайфун”+ ПС”

Параметр	Система I		Система II	
	d , см			
	51	71	60	80
k_{12}	$3,87 \cdot 10^{-3}$	$1,82 \cdot 10^{-3}$	$2,83 \cdot 10^{-3}$	$1,46 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_1^{(2)}$	0,560	0,560	0,560	0,560
$\alpha_2^{(12)}$	0,0761	0,0358	0,0556	0,0287
$\alpha_3^{(12)}$	0,091	0,091	0,091	0,091
k_{21}	$1,19 \cdot 10^{-2}$	$5,59 \cdot 10^{-3}$	$1,74 \cdot 10^{-2}$	$8,83 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_1^{(1)}$	0,234	0,234	0,234	0,234
$\alpha_2^{(21)}$	0,0704	0,0331	0,0963	0,0489
$\alpha_3^{(21)}$	0,72	0,72	0,77	0,77

Для выполнения расчетов необходимы сведения еще о нескольких характеристиках компонентов систем и помещения, в котором расположены системы, а именно: о круговых частотах ω_m нескольких первых гармоник колебаний для реактора и ПС, парциальных, относящихся к отдельным гармоникам колебаний квазистатических коэффициентах реактивности $a_j^{(j)}$, $a_m^{(j)}$ ($m = 1, 2, \dots, M$), параметрах натуральных запаздывающих и отраженных от стен помещения нейтронов β_i и λ_i . Данные по этим величинам приведены в табл. 6. Параметры отраженных и натуральных запаздывающих нейтронов во всех компонентах рассматриваемых систем принимались идентичными параметрам реактора “Тайфун”; натуральные запаздывающие нейтроны сведены к одной эффективной группе.

Результаты расчетов. При проведении расчетов предполагалось, что начальная избыточная реактивность вводится скачком в момент времени $t = 0$, стартовая мощность реактора “Тайфун” равна 1 МВт, ПС — нулю.

В качестве иллюстрации результатов расчетов на рис. 3—5 показаны для систем I при $d = 51$ см и II при $d = 80$ см зависимость T_2 — ширины импульса делений на половине высоты в ПС — от энерговыделения за импульс в реакторе J_1 при фиксированных значениях отношения J_1/J_2 (рис. 3) или от энерговыделения за импульс в ПС J_2 при фиксированных значениях J_1 (рис. 4), а также зависимость отношения T_2/T_1^0 от J_2 при фиксированных значениях J_1 (рис. 5; T_1^0 — ширина импульса делений в автономном реакторе “Тайфун” при энерговыделении J_1). Одно из принятых на рис. 4, 5 фиксированных значений J_1 , а именно $J_1 = 77$ МДж является номинальным энерговыделением за импульс в реакторе “Тайфун”.

На рис. 6 показана зависимость от времени мощности реактора “Тайфун” и ПС в двух импульсах в системе II при $d = 80$ см.

Т а б л и ц а 6. Параметры гармоник колебаний и запаздывающих нейтронов в системах "Реактор "Тайфун" + ПС"

Параметр	Реактор "Тайфун"	ПС		Параметры запаздывающих нейтронов		
		1	2	i	$\beta_i \cdot 10^5$	λ_i, c^{-1}
ω_1, c^{-1}	$0,455 \cdot 10^5$	$1,93 \cdot 10^4$	$1,31 \cdot 10^4$	1	2,02	$0,45 \cdot 10^7$
ω_2, c^{-1}	$1,052 \cdot 10^5$	$1,93 \cdot 10^4$	$1,31 \cdot 10^4$	2	1,55	$0,20 \cdot 10^7$
ω_3, c^{-1}	$1,608 \cdot 10^5$	$1,93 \cdot 10^4$	$1,31 \cdot 10^4$	3	0,27	$0,82 \cdot 10^6$
$a_1, \text{МДж}^{-1}$	$0,321 \cdot 10^{-3}$	$0,915 \cdot 10^{-4}$	$0,457 \cdot 10^{-4}$	4	0,19	$2,86 \cdot 10^5$
$a_2, \text{МДж}^{-1}$	$0,152 \cdot 10^{-3}$	0	0	5	0,18	$0,96 \cdot 10^5$
$a_3, \text{МДж}^{-1}$	$-0,4 \cdot 10^{-6}$	0	0	6	0,17	$0,30 \cdot 10^5$
				7	0,49	$2,93 \cdot 10^3$
				8	1,27	$0,94 \cdot 10^3$
				9	0,09	$0,29 \cdot 10^3$
				10	170	1,90

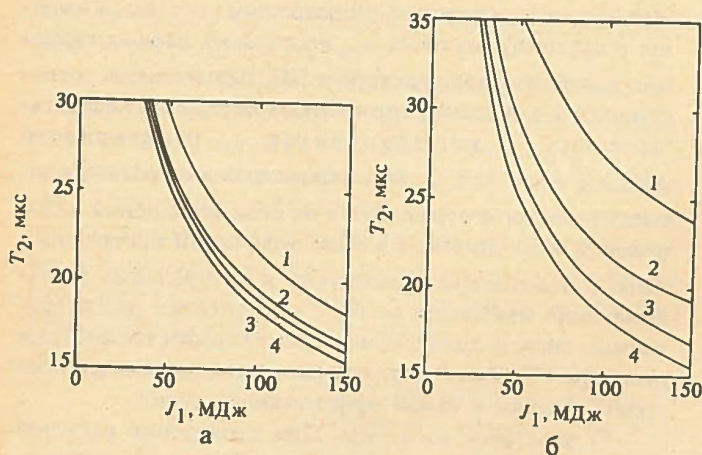


Рис. 3. Зависимость T_2 от J_1 при фиксированных значениях отношения J_1/J_2 : а — система I при $d = 51$ см (1 — $J_1/J_2 = 0,72$; 2 — $J_1/J_2 = 1,42$; 3, 4 — $J_1/J_2 = 1,97$; ∞); б — система II при $d = 80$ см (1 — $J_1/J_2 = 0,5$; 2 — $J_1/J_2 = 1$; 3, 4 — $J_1/J_2 = 2$; ∞)

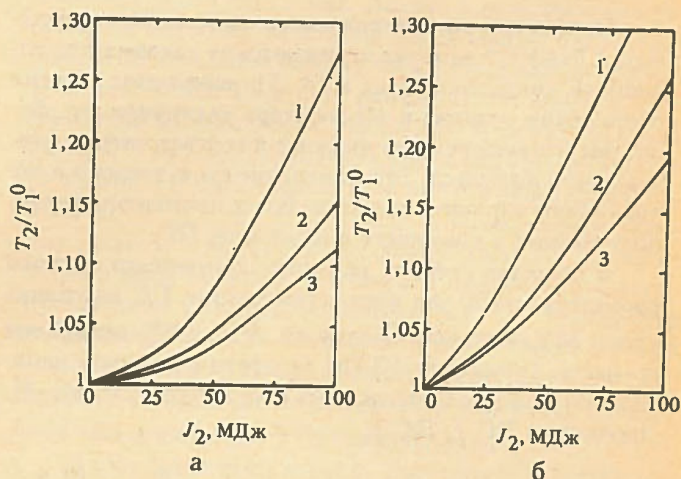


Рис. 5. Зависимость отношения T_2/T_1^0 от J_2 при фиксированных значениях J_1 : а — система I при $d = 51$ см; б — система II при $d = 80$ см (1 — $J_1 = 50$ МДж; 2 — $J_1 = 77$ МДж; 3 — $J_1 = 100$ МДж)

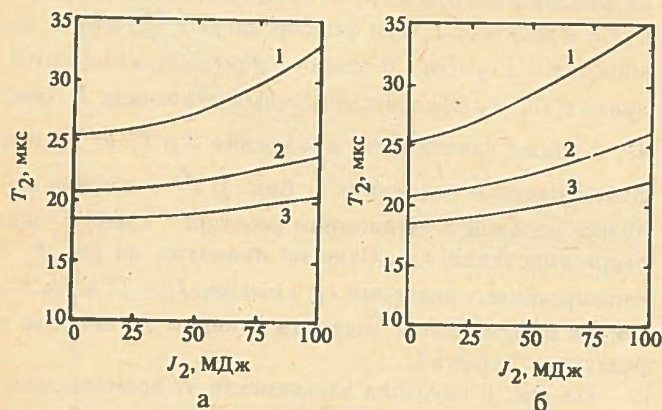


Рис. 4. Зависимость T_2 от J_2 при фиксированных значениях J_1 : а — система I при $d = 51$ см; б — система II при $d = 80$ см (1 — $J_1 = 50$ МДж; 2 — $J_1 = 77$ МДж; 3 — $J_1 = 100$ МДж)

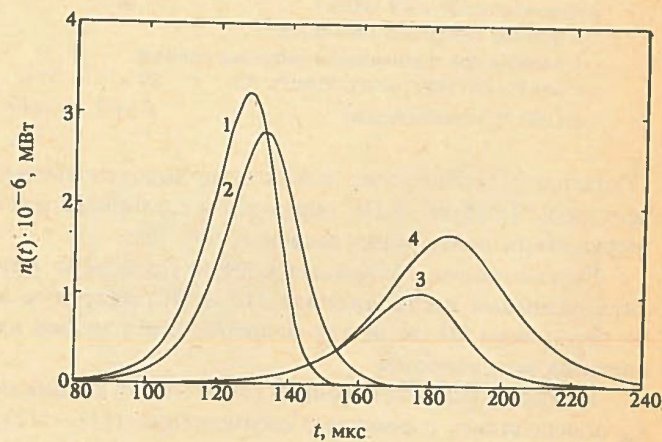


Рис. 6. Система II при $d = 80$ см. Зависимость мощности реактора "Тайфун" (кривые 1, 3) и ПС (кривые 2, 4) от времени в двух импульсах делений: 1, 2 — $k_1 = 1,00700$; $k_2 = 0,99293$; $J_1/J_2 = 1$; $J_2 = 77,7$ МДж; 3, 4 — $k_1 = 1,00450$; $k_2 = 0,99734$; $J_1/J_2 = 0,5$; $J_2 = 77,1$ МДж

Данные рис. 3—5 представляют лишь один параметр — ширину импульса делений в ПС T_2 , зависимость T_2 от энерговыделения как в реакторе, так и в самой ПС. Этот параметр является наиболее важной характеристикой рассматриваемых систем.

Приведенные на рис. 3—6 и другие данные расчета свидетельствуют о том, что в обеих рассмотренных системах ширина импульса в ПС T_2 , соответствующая переходным процессам с заданным энерговыделением в реакторе J_1 , ненамного превосходит ширину импульса T_1^0 в автономном реакторе (при том же энерговыделении J_1). Отличие значений T_2 и T_1^0 растет с увеличением объема ПС и с уменьшением отношения J_1/J_2 и почти не зависит от изменения энерговыделений J_1, J_2 при фиксированном отношении J_1/J_2 .

В импульсах с указанными в предыдущем разделе номинальными значениями энерговыделений в реакторе и ПС значения T_2 превосходят T_1^0 на 2,8 и 5% в системе I при $d = 51$ и 71 см, а в системе II на 11,6 и 18% при $d = 60$ и 80 см соответственно. Это означает, что если номинальный импульс делений в автономном реакторе “Тайфун” имеет ширину 20,6 мкс, то ширины импульсов в ПС рассматриваемых систем (в номинальных переходных процессах) будут иметь соответственно ширины 21,2; 21,6; 23,0 и 24,3 мкс.

Представляют также интерес данные, относящиеся к характеру изменения ширины импульса делений в реакторе “Тайфун” при подключении к нему ПС. Расчеты показали, что значения T_1 также превосходят T_1^0 , однако в значительно меньшей степени, чем T_2 . Отношение $\Delta T_1/\Delta T_2$ ($\Delta T_k = T_k - T_1^0, k = 1, 2$) всегда меньше единицы, почти не зависит от объема ПС и резко падает с увеличением расстояния между секциями. Так, в обеих рассмотренных системах при номинальных по энерговыделению переходных процессах значение отношения $\Delta T_1/\Delta T_2 \approx 5/8$ при $d = 51$ или 60 см и $\sim 1/4$ при $d = 71$ или 80 см.

Сдвиг по времени между моментами достижения максимума мощности в реакторе и в ПС в рассмотренных вариантах связанной системы лежит в пределах от 1 до 9 мкс (в ПС импульс запаздывает). Сдвиг возрастает с уменьшением отношения J_1/J_2 , с увеличением расстояния d между секциями и практически не зависит от изменения значений J_1 и J_2 при фиксированном отношении J_1/J_2 (см. рис. 6).

Интересны сведения о необходимых начальных значениях коэффициента размножения нейтронов k_2 в ПС. Значения k_2 всегда меньше единицы, но это отличие их от единицы незначительно и тем меньше, чем больше расстояние между секциями и чем меньше отношение J_1/J_2 . Так, в переходных процессах систем I и II с номинальными энерговыделениями в секциях начальные значения k_2 равны:

	d , см	k_2
Система I	51	0,976
	71	0,988
Система II	60	0,982
	80	0,991.

Коэффициент размножения нейтронов с учетом запаздывающих нейтронов k_2 в указанных вариантах системы и переходных процессов равен соответственно 0,983; 0,995; 0,989; 0,998.

Отсюда видно, что ПС перед генерированием импульса делений необходимо переводить в состояние, довольно близкое к критическому, Это обстоятельство весьма важно. Оно требует наличия в ПС мобильных органов регулирования реактивности, способных переводить их в стартовое состояние незадолго до момента генерирования импульса.

Из других полученных в результате расчетов зависимостей заслуживает упоминания следующая закономерность.

Ранее было отмечено [1], что при безынерционных импульсах делений в отсутствие натуральных и отраженных от стен запаздывающих нейтронов в системе связанных ИР точно соблюдается соотношение

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\nu_2(1 - \bar{k}_2)}{\nu_1 k_{21}} \quad (22)$$

Настоящие расчеты показали, что соотношение (22) выполняется с высокой точностью и в случае импульсов с существенным влиянием эффектов инерции и натуральных запаздывающих нейтронов.

Приведенные выше ширины импульсов делений в ПС, относящиеся к переходным процессам с номинальным энерговыделением в секциях, являются минимальными. Дальнейшего уменьшения T_2 можно было бы достигнуть лишь путем форсирования энерговыделения J_1 за импульс, но это недопустимо в связи с требованием сохранности АЗ и реактора в целом.

Однако в рассмотренных системах, как и в любой другой системе связанных ИР, при желании можно в несколько раз увеличить ширину импульса в ПС T_2 при сохранении неизменным (равным, например, номинальному) уровня энерговыделения J_2 . Достигается это путем уменьшения энерговыделения J_1 .

В заключение данного раздела следует сопоставить приведенные выше значения T_2 , относящиеся к переходным процессам с номинальным энерговыделением в секциях, с ширинами импульсов T_2^0 , реализуемыми при работе ПС в режиме односекционных (автономных) ИР. Используя представленные здесь характеристики ПС (времена жизни мгновенных нейтронов, собственные частоты колебаний, коэффициенты гашения реактивности и т.п.), можно получить, что при энерговыделениях J_2 , равных номинальным, $T_2^0 = 90$ мкс для ПС 1 и 150 мкс для ПС 2. Эти значения T_2^0 , являющиеся минимальными для ПС, действующих в режиме авто-

номного ИР, превышают значения T_2 соответственно в 4 и 6 раз.

Подводя итог сказанному выше, можно констатировать, что расчеты, относящиеся к конкретным вариантам связанной системы "Реактор "Тайфун" + ПС", подтверждают предполагаемые преимущества реактора "Тайфун" при работе в качестве ведущего компонента в системе связанных реакторов.

Реактор "Тайфун" уверенно лидирует и практически сохраняет неизменной свойственную ему малую длительность импульса даже в комплексе с громоздким размножителем нейтронов, имеющим внутреннюю полость диаметром до 50 см.

Реализация рассмотренных систем "Реактор "Тайфун" + ПС" позволила бы получать нейтронные импульсы длительностью ~ 20 мкс с флюенсом $\sim 2 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² в области диаметром ~ 50 см. Показатели этих импульсов по уровню флюенса нейтронов и объему области с высоким флюенсом существенно выше показателей импульса нейтронов в автономном реакторе "Тайфун" (флюенс нейтронов около внешней поверхности подвижных блоков отражателя в автономном реакторе "Тайфун" равен $\sim 0,5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см²), а по длительности — значительно выше показателей импульса в ПС, действующих в режиме односекционного импульсного реактора.

ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В СИСТЕМЕ "РЕАКТОР "ТАЙФУН" + РЕАКТОР БИГР"

Представляет интерес вопрос о характеристиках ИР БИГР [17] при работе в комплексе с ИР "Тайфун". Было бы заманчиво уменьшить таким способом длительность импульса в реакторе БИГР, сохранив или только незначительно понизив достижимый уровень флюенса излучений. Если бы удалось это сделать, параметры импульса излучений реактора БИГР стали бы уникальными во всех отношениях — по флюенсу нейтронов и γ -лучей, по объему доступной для проведения опытов области с высоким флюенсом излучений (то и другое имеется и сейчас), а также по малой длительности импульса.

Уже из общих соображений ясно, что эта задача непростая. Вследствие большого объема АЗ и времени жизни мгновенных нейтронов в реакторе БИГР, в рассматриваемой системе может потребоваться существенно больший, чем в системах с металлическими ПС, выход нейтронов в импульсах реактора "Тайфун". Кроме того, очевидно, что при уменьшении длительности импульса делений в реакторе БИГР увеличатся динамические напряжения в его АЗ. Не исключено, что их уровень при разрешенном в настоящее время максимальном разогреве АЗ за импульс превзойдет допустимый предел и, таким образом, модернизация реактора потребует понижения энерговыделения в его номинальном импульсе.

Основные параметры реактора БИГР и двух вариантов реактора "Тайфун". По флюенсу нейтронов за импульс и по объему зон для проведения экспериментов по облучению образцов реактор БИГР значи-

тельно превосходит другие быстрые ИР. Однако по третьему из основных показателей — по длительности импульса делений — БИГР существенно уступает не-большим по размерам реакторам с АЗ из высокообогащенного металлического урана [17].

В сомкнутом состоянии АЗ реактора БИГР имеет вид полого цилиндра. Элементы АЗ заключены в единый герметичный корпус, заполненный гелием. Корпус АЗ заключен в дополнительный кожух с зазором для создания направленного потока охлаждающего воздуха. Отражателя, помимо названного корпуса и кожуха, реактор не имеет. Расположен реактор в середине зала размером $11,5 \times 10 \times 8$ м на высоте 1,7 м от пола. Основные параметры БИГР [17]:

Диаметр АЗ, см	76
Диаметр осевого канала АЗ, см	18
Высота АЗ, см	67
Время жизни мгновенных нейтронов, с	$3,6 \cdot 10^{-7}$
Квазистатистический коэффициент	
гашения реактивности, МДж ⁻¹	$-0,70 \cdot 10^{-5}$
Энерговыделение	
в номинальном импульсе, МДж	~ 300
Температура наиболее разогретого участка АЗ	
после номинального	
импульса делений, °С	~ 900
Длительность номинального импульса, с	$\sim 2 \cdot 10^{-3}$
Избыточная реактивность по мгновенным нейтронам,	
требуемая для генерирования	
номинального импульса делений	$0,66 \cdot 10^{-3}$
Флюенс нейтронов, нейтр./см ² :	
в осевом канале	$1,1 \cdot 10^{16}$
вблизи внешней поверхности реактора	$1,1 \cdot 10^{15}$

Расчеты рассматриваемых двухсекционных систем проведены с тремя вариантами реактора "Тайфун" ("Тайфун-1", "Тайфун-2" и "Тайфун-3"), отличающимися размерами АЗ и отражателя и соответственно выходом нейтронов за импульс. Использовалось численное решение уравнений (1) с учетом "перекрестных" групп отраженных запаздывающих нейтронов.

Более детальные и точные данные получены для систем с реакторами "Тайфун-1" и "Тайфун-2".

Материалом АЗ реактора "Тайфун-1" служит карбид урана 90%-ного обогащения по ²³⁵U, силового корпуса — сплав урана 36%-ного обогащения с 9% молибдена по массе и подвижных блоков отражателя — сплав урана природного состава также с 9% молибдена по массе. Реактор "Тайфун-2" по конструкции идентичен рассмотренному выше реактору "Тайфун". От последнего он отличается лишь менее форсированным режимом эксплуатации. Основные параметры реакторов "Тайфун-1" и "Тайфун-2":

	"Тайфун-1"	"Тайфун-2"
Диаметр АЗ, см	14	26
Внешний диаметр силового корпуса, см	20	32
Внешний диаметр подвижных блоков, см	40	52
Время жизни мгновенных нейтронов, с	$2,54 \cdot 10^{-8}$	$4,8 \cdot 10^{-8}$
Квазистатистический коэффициент		
гашения реактивности, МДж ⁻¹	$1,46 \cdot 10^{-3}$	$0,47 \cdot 10^{-3}$

Энерговыведение в максимальном импульсе, МДж	10	40
Температура в центре АЗ после номинального импульса делений, °С	1360	1360
Длительность номинального импульса, мкс	18,2	28,3
Избыточная реактивность по мгновенным нейтронам, требуемая для генерирования номинального импульса делений	$3,8 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$

Расстояние между центрами реакторов БИГР и "Тайфун" при работе в режиме связанных реакторов принято равным 100 см.

Для коэффициентов связи секций k_{jk} и для определяющих k_{jk} более первичных величин получены следующие значения (индекс 1 относится к реактору "Тайфун", индекс 2 — к реактору БИГР):

Система "Тайфун-1" + БИГР":

$$k_{12} = 0,682 \cdot 10^{-3}; k_{21} = 4,16 \cdot 10^{-3};$$

$$\alpha_1^{(1)} = 0,416; \alpha_2^{(12)} = 0,01054; \alpha_3^{(12)} = 0,1207;$$

$$\alpha_1^{(2)} = 0,536; \alpha_2^{(21)} = 0,05145; \alpha_3^{(21)} = 0,1944;$$

Система "Тайфун-2" + БИГР":

$$k_{12} = 0,863 \cdot 10^{-3}; k_{21} = 2,85 \cdot 10^{-3};$$

$$\alpha_1^{(1)} = 0,284; \alpha_2^{(12)} = 0,0177; \alpha_3^{(12)} = 0,0910;$$

$$\alpha_1^{(2)} = 0,536; \alpha_2^{(21)} = 0,0517; \alpha_3^{(21)} = 0,1944.$$

По круговым частотам $\omega_m^{(j)}$ трех первых гармоник колебаний в уравнениях обратной связи для компонентов системы, парциальным, относящимся к отдельным гармоникам колебаний квазистатическим коэффициентам реактивности $a_m^{(j)}$ получены следующие данные ($\omega_m^{(j)}$ — в c^{-1} , $a_m^{(j)}$ — в $МДж^{-1}$):

"Тайфун-1"

$$\omega_1^{(1)} = 0,591 \cdot 10^5 \quad a_1^{(1)} = 0,800 \cdot 10^{-3}$$

$$\omega_2^{(1)} = 1,367 \cdot 10^5 \quad a_2^{(1)} = 0,601 \cdot 10^{-3}$$

$$\omega_3^{(1)} = 2,090 \cdot 10^5 \quad a_3^{(1)} = 0,063 \cdot 10^{-3}$$

"Тайфун-2"

$$\omega_1^{(1)} = 0,455 \cdot 10^5 \quad a_1^{(1)} = 0,321 \cdot 10^{-3}$$

$$\omega_2^{(1)} = 1,052 \cdot 10^5 \quad a_2^{(1)} = 0,152 \cdot 10^{-3}$$

$$\omega_3^{(1)} = 1,608 \cdot 10^5 \quad a_3^{(1)} = -0,4 \cdot 10^{-6}$$

БИГР

$$\omega_1^{(2)} = 1,450 \cdot 10^4 \quad a_1^{(2)} = 0,099 \cdot 10^{-5}$$

$$\omega_2^{(2)} = 0,845 \cdot 10^4 \quad a_2^{(2)} = 0,464 \cdot 10^{-5}$$

$$\omega_3^{(2)} = 0,605 \cdot 10^4 \quad a_3^{(2)} = 0,281 \cdot 10^{-5}$$

Параметры отраженных от стен помещения и натуральных запаздывающих нейтронов приведены в табл. 7 (предполагалось, что каждый из реакторов ок-

ружен слоем кадмия; индексы $i = 1, 2, \dots, 7$ относятся к отраженным нейтронам; $i = 8, 9, \dots, 13$ — к натуральным запаздывающим нейтронам; $\beta_i^{(l)}$ — доля нейтронов i -й группы, излученных реактором l и в результате отражения от стен вернувшихся в него; $\beta_i^{(lm)}$ — доля нейтронов i -й группы, излученных реактором m и в результате отражения от стен попавших в реактор l .

Т а б л и ц а 7. Параметры отраженных от стен помещения и натуральных запаздывающих нейтронов

Система "Тайфун-1" + БИГР"

i	λ_i, c^{-1}	$\beta_i^{(1)} \times 10^5$	$\beta_i^{(2)} \times 10^5$	$\beta_i^{(12)}$	$\beta_i^{(21)}$
1	$0,54 \cdot 10^7$	2,831			
2	$2,00 \cdot 10^6$	2,138			
3	$0,82 \cdot 10^6$	0,378			
4	$2,86 \cdot 10^5$	0,248	$9,94 \beta_i^{(1)}$	$1,288 \beta_i^{(1)}$	$7,71 \beta_i^{(1)}$
5	$0,96 \cdot 10^5$	0,242			
6	$0,30 \cdot 10^5$	0,274			
7	$0,96 \cdot 10^4$	0,248			

Система "Тайфун-2" + БИГР"

i	λ_i, c^{-1}	$\beta_i^{(1)} \times 10^5$	$\beta_i^{(2)} \times 10^5$	$\beta_i^{(12)}$	$\beta_i^{(21)}$
1	$0,54 \cdot 10^7$	2,462			
2	$2,00 \cdot 10^6$	1,859			
3	$0,82 \cdot 10^6$	0,329			
4	$2,86 \cdot 10^5$	0,216	$11,43 \beta_i^{(1)}$	$1,886 \beta_i^{(1)}$	$6,06 \beta_i^{(1)}$
5	$0,96 \cdot 10^5$	0,211			
6	$0,30 \cdot 10^5$	0,238			
7	$0,96 \cdot 10^4$	0,216			

В обеих системах

i	λ_i, c^{-1}	$\beta_i^{(1)} \times 10^5$	$\beta_i^{(2)} \times 10^5$	$\beta_i^{(12)}$	$\beta_i^{(21)}$
8	0,0125	25,9	25,9	0	0
9	0,0312	146,9	146,9	0	0
10	0,114	130,8	130,8	0	0
11	0,306	284,6	284,6	0	0
12	1,375	92,2	92,2	0	0
13	3,81	19,6	19,6	0	0

Результаты расчетов. При выполнении расчетов предполагалось, что начальные реактивности компонентов системы устанавливаются скачком в момент времени $t = 0$, стартовая мощность реактора "Тайфун" равна 1 МВт, реактора БИГР — нулю. Счет обрывался в момент $t = 3$ мс.

Некоторые данные расчетов представлены на рис. 7, 8. На рис. 7 показана зависимость T_1, T_2 — ширины импульсов делений на половине высоты в секциях от J_2 — энергосвечения за импульс в реакторе БИГР для систем с реакторами "Тайфун-1" и "Тайфун-2" (а также для системы с реактором "Тайфун-3", о котором будет сказано далее). На рис. 8 для системы "Тайфун-2" + БИГР" приведены зависимости от J_2 начальных ре-

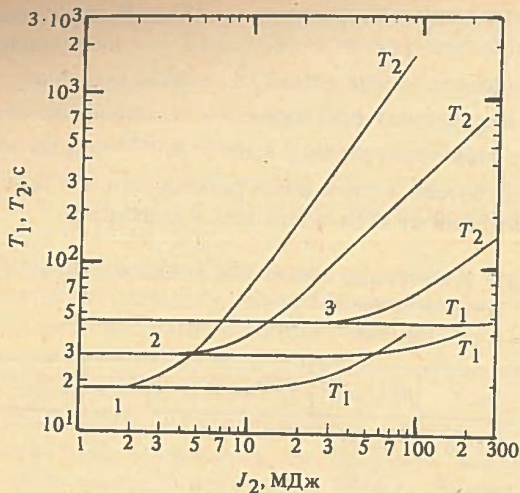


Рис. 7. Ширины импульсов делений T_1 , T_2 в секциях систем "Реактор "Тайфун" + БИГР" в зависимости от J_2 — энерговыделения в реакторе БИГР (J_1 равно энерговыделению, номинальному для соответствующего варианта реактора "Тайфун"): 1 — система "Тайфун-1" + БИГР; 2 — система "Тайфун-2" + БИГР; 3 — система "Тайфун-3" + БИГР

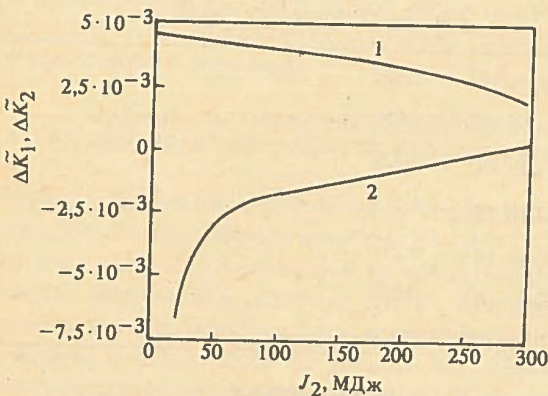


Рис. 8. Начальные реактивности секций системы "Тайфун-2" + БИГР в зависимости от J_2 ($J_1 = 40$ МДж): 1 — Δk_1 ; 2 — Δk_2

активностей Δk_1 , Δk_2 . (На основании данных рис. 8 можно составить представление о требованиях к органам регулирования реактивности в секциях рассматриваемых систем.) Энерговыделение в 1-й секции во всех отраженных на рис. 7, 8 ситуациях полагалось равным номинальному, т.е. 10 МДж — в реакторе "Тайфун-1" и 40 МДж — в реакторе "Тайфун-2" (160 МДж — в "Тайфун-3").

Данные рис. 7 свидетельствуют о том, что ширина импульса делений в реакторе "Тайфун" во всех случаях мало меняется из-за соседства реактора БИГР. К сожалению, и длительность импульса в БИГР также не претерпевает радикального изменения вследствие соседства реактора "Тайфун". При больших энерговыделениях J_2 ширина импульса делений в реакторе БИГР остается значительной даже при работе БИГР в комплексе с реактором "Тайфун-2". Даже в этом случае T_2 начинает превосходить уровень 100 мкс уже при $J_2 = 30$ МДж.

Если говорить о работе БИГР в комплексе с малым по размерам и по энерговыделению в импульсе реактором "Тайфун-1", то T_2 переходит уровень 100 мкс уже при $J_2 = 13$ МДж, а при J_2 выше 100 МДж рассматриваемый режим не дает никаких преимуществ в сравнении с режимом автономного БИГР. В системе с реактором "Тайфун-2" выигрыш по длительности импульса в реакторе БИГР в сравнении с длительностью номинального импульса в автономном режиме имеет место во всем интервале допустимых энерговыделений: при номинальном энерговыделении 300 МДж ширина импульса укорачивается в 2 раза, при 100 МДж — в 5 раз, при 50 МДж — в 10, при 25 МДж — в 20, при энерговыделениях ниже 10 МДж — в 40—50 раз.

Несмотря на указанный выигрыш все-таки можно констатировать, что рассмотренные системы с реакторами "Тайфун-1" и "Тайфун-2" не имеют убедительных преимуществ в сравнении с автономным режимом реактора БИГР. Этот вывод следует из того, что в этих системах существенное укорочение импульса делений достигается лишь при относительно небольших энерговыделениях в БИГР.

Приведенный результат, однако, указывает путь, на котором можно достигнуть радикального успеха. Этот путь — увеличение объема АЗ и соответственно энерговыделения за импульс в реакторе "Тайфун".

В этом плане были выполнены приближенные расчеты для системы с реактором "Тайфун-3", отличающимся большим объемом и равным 160 МДж энерговыделением в номинальном импульсе.

В реакторе "Тайфун-3", как и в "Тайфун-2", материалом АЗ служит карбид урана 36%-ного обогащения по ^{235}U , но с добавками поглощающего вещества, а именно карбида бора (~ 10% карбида бора (по объему), обогащенного по изотопу ^{10}B), преследующего цель увеличения критического объема АЗ при сохранении или даже некотором уменьшении времени жизни мгновенных нейтронов в реакторе; материалы силового корпуса и подвижных блоков те же, что и в реакторе "Тайфун-2".

"Тайфун-3" имеет следующие ориентировочные параметры:

Диаметр АЗ, см	41,3
Внешний диаметр силового корпуса, см	49,3
Внешний диаметр подвижных блоков, см	75
Время жизни мгновенных нейтронов, с	$\sim 4,0 \cdot 10^{-8}$
Энерговыделение в номинальном импульсе делений, МДж	160
Температура в центре АЗ после номинального импульса делений, °С	1360
Длительность номинального импульса делений, мкс	45

Приближенные значения T_1 , T_2 в зависимости от J_2 при работе реактора БИГР в комплексе с "Тайфун-3" показаны на рис. 7. Как видно, в этом варианте системы достигается существенное укорочение длительности импульса реактора БИГР во всем интервале возможных энерговыделений J_2 . При номинальном энерговыделе-

нии 300 МДж выигрыш по ширине импульса равен 13 ($T_2 = 150$ мкс), при 100 МДж — ~ 30 (70 мкс), при энерговыделении ниже 50 МДж — 40—45 (45—50 мкс).

О механических напряжениях в АЗ реактора БИГР. Как отмечалось выше, при уменьшении длительности импульса делений должны увеличиваться динамические напряжения в кольцах АЗ БИГР. Если уровень напряжений при разрешенных разогревах реактора за импульс превзойдет при этом допустимый предел, обсуждаемая модернизация реактора потребует понижения энерговыделения в номинальном импульсе.

Ниже приведены результаты расчета механических напряжений, возникающих в АЗ реактора БИГР при импульсах делений с различной длительностью. Расчеты выполнены для среднего наиболее разогреваемого и напряженного слоя колец АЗ.

В общем случае напряжения в АЗ БИГР являются суммой напряжений динамических, термических и локальных термических, связанных с микронеоднородностями распределения двуокиси урана в графитовой матрице. Полученные в результате расчетов амплитуды σ_0 напряжений в кольцах указанного слоя (без учета пока локальных микронапряжений) приведены в табл. 8. (В целях облегчения интерпретации данных табл. 8 следует отметить, что энерговыделению в реакторе, равному J_2 МДж, соответствует $i_0 = 2,65 J_2$ Дж/г; номинальному энерговыделению за импульс 300 МДж соответствует $i_0 = 795$ Дж/г.)

Т а б л и ц а 8. Значения σ_0/i_0 — относительной амплитуды напряжений в кольцах среднего слоя АЗ реактора БИГР при импульсах различной длительности (напряжения отнесены к i_0 — удельному энерговыделению в наиболее разогретом участке АЗ; σ_0 — в кг/см², i_0 — в Дж/г)

Средний радиус кольца, см	T_2 — ширина импульса на половине высоты в БИГР, мкс					
	мкс					
	50	100	200	500	1000	2000
11,5	0,315	0,267	0,151	0,014	0,003	0,003
16,5	0,319	0,295	0,221	0,056	0,015	0,013
21,5	0,297	0,284	0,239	0,099	0,031	0,025
25,4	0,246	0,238	0,210	0,102	0,028	0,016
28,2	0,216	0,210	0,190	0,105	0,033	0,018
31,0	0,180	0,177	0,162	0,099	0,035	0,018
33,8	0,147	0,145	0,135	0,090	0,038	0,020
36,6	0,108	0,107	0,101	0,073	0,035	0,020

Амплитуда напряжений σ_0 увеличивается в 12,7 раза при укорочении длительности импульса от 2000 до 50 мкс. В коротких импульсах напряжения максимальны во внутренних кольцах и обусловлены почти полностью динамической составляющей. Значения σ_0 в зависимости от энерговыделения J_2 при работе БИГР в комплексе с реактором "Тайфун-3" приведены в табл. 9.

Приведенные в табл. 9 амплитуды напряжений даже для импульса с номинальным энерговыделением находятся на уровне статического предела прочности ма-

териала АЗ на разрыв, заметно ниже динамического предела прочности и таким образом не являются недопустимыми.

Т а б л и ц а 9. Амплитуда напряжений в АЗ реактора БИГР при работе БИГР в комплексе с реактором "Тайфун-3"

Энерговыделение за импульс в БИГР J_2 , МДж	T_2 , мкс	σ_0 , кг/см ²
25	45	21
50	50	42
75	59	63
100	70	81
150	90	118
200	111	154
250	132	184
300	150	200

Не изменяет этого заключения и учет кратковременных термических напряжений, связанных с возможными микронеоднородностями в распределении двуокиси урана в графитовой матрице. Оценка этих напряжений выполнена в предположении наличия областей диаметром 200 мкм с отличающейся на $\pm 30\%$ от средней по АЗ концентрации двуокиси урана (см. [18]). Получено, что в наиболее неблагоприятном импульсе длительностью 50 мкс и энерговыделением 30 МДж растягивающие напряжения, вызванные микронеоднородностями, равны по амплитуде 68 кг/см². Эти напряжения релаксируют; ко времени появления указанных в табл. 9 напряжений (~ 240 мкс после пика импульса делений) они понижаются до 50 кг/см². С учетом этой добавки суммарные напряжения увеличиваются в худшем случае до 250 кг/см².

И эти суммарные напряжения заметно ниже динамического предела прочности материала АЗ на разрыв и не являются недопустимыми. Тем не менее, несмотря на принципиальную допустимость импульсов в БИГР в этом режиме с энерговыделением 300 МДж, по-видимому, следует признать, что достигаемое с помощью реактора "Тайфун-3" укорочение импульса делений требует некоторого понижения уровня номинального энерговыделения в реакторе БИГР. В целях обеспечения гарантий длительной стабильной работы реактора желательно, скажем, в 2 раза понизить этот уровень.

Приняв это условие, т.е. определив энерговыделение 150 МДж в качестве номинального, можно констатировать, что допустимые импульсы в реакторе БИГР, действующем в комплексе с реактором "Тайфун-3", будут иметь длительность от 45 до 90 мкс, флюенс в осевой полости АЗ и вблизи реактора соответственно до $0,55 \cdot 10^{16}$ и $0,55 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² и напряжения до 135 кг/см².

Таким образом, выполненное расчетное исследование свойств системы "Реактор "Тайфун" + реактор БИГР" показало:

1) большие размеры АЗ реактора БИГР и значительная величина времени жизни мгновенных нейтронов в нем предъявляют особые требования к ведущему реактору. Заметное укорочение длительности импульса

в реакторе БИГР при работе в комплексе с малогабаритным реактором "Тайфун" достигается лишь при относительно малых энерговыделениях за импульс;

2) радикальное изменение параметров импульса в реакторе БИГР во всем интервале допустимых энерговыделений возможно при работе БИГР в комплексе с реактором "Тайфун", отличающимся большими размерами АЗ и энерговыделением за импульс ("Тайфун-3");

3) при достигаемом с помощью реактора "Тайфун-3" укорочении импульса делений примерно в 15 раз увеличиваются механические напряжения в реакторе БИГР. В этих условиях для обеспечения гарантий длительной, стабильной работы реактора БИГР целесообразно примерно двукратное понижение энерговыделения в номинальном импульсе;

4) с учетом этого обстоятельства импульсы делений в реакторе БИГР при работе в комплексе с реактором "Тайфун-3" будут иметь параметры:

- энерговыделение до 150 МДж;
- ширину на половине высоты 45—90 мкс;
- флюенс нейтронов в осевом канале АЗ и вблизи реактора до $0,55 \cdot 10^{16}$ и $0,55 \cdot 10^{15}$ нейтр./см².

ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В ДРУГИХ СИСТЕМАХ "ИР + ПС"

В этом разделе статьи приводятся результаты анализа переходных процессов в нескольких других системах "ИР + ПС", а именно в следующих системах.

Первая система. Растворный ИР на тепловых нейтронах, подобный реактору ВИР [19, 20], + ПС. Форма АЗ ИР — цилиндр диаметром и высотой 55 см. АЗ окружена отражателем из железа толщиной 8 см. ПС имеет ту же, что и АЗ ИР, форму и размеры, но не имеет отражателя. Времена жизни мгновенных нейтронов и квазистатические коэффициенты гашения реактивности в секциях равны: $\tau_1 = 0,5 \cdot 10^{-4}$ с; $a^{(1)} = 2,89 \cdot 10^{-20}$ деление⁻¹ $\tau_2 = 1 \cdot 10^{-7}$; $0,5 \cdot 10^{-6}$ и $0,5 \cdot 10^{-4}$ с; $a^{(2)} = 0$. Расстояние между центрами секций равно 63 см.

Вторая система. ИР на быстрых нейтронах с АЗ из высокообогащенного по ²³⁵U металлического топлива, подобный реактору БИР [19, 20], + ПС на быстрых нейтронах. Форма АЗ Р — сфера диаметром 27,5 см, ПС — сфера диаметром 50 см. Отражатель и в 1-й, и во 2-й секциях отсутствует; $\tau_1 = 1 \cdot 10^{-8}$ с; $a^{(1)} = 2,1 \cdot 10^{-20}$ деление⁻¹ $\tau_2 = 1 \cdot 10^{-8}$; $1 \cdot 10^{-7}$ $0,5 \cdot 10^{-6}$ с; $a^{(2)} = 0$. Расстояние между центрами секций равно 40 см.

Третья система. Сферически-симметричный ИР на быстрых нейтронах с затянутым временем жизни мгновенных нейтронов, подобный реактору ТИБР [19, 20], + ПС из второй системы. Диаметр АЗ ИР 27,5 см; $\tau_1 = 0,5 \cdot 10^{-6}$ с; $a^{(1)} = 1,75 \cdot 10^{-20}$ деление⁻¹. Расстояние между центрами секций равно 40 см.

Четвертая система. Сферически-симметричный ИР на быстрых нейтронах с существенно разбавленным топливом, без отражателя, подобный реактору БИГР

[17], + ПС из второй системы. Диаметр АЗ ИР 80 см; $\tau_1 = 2,13 \cdot 10^{-7}$ с; $a^{(1)} = 3,1 \cdot 10^{-22}$ деление⁻¹. Расстояние между центрами секций равно 70 см.

Предполагалось, что во всех ИР реализуется квазистатический вариант обратной связи и реактивность всех ПС на стадии подготовки к генерированию импульса делений, при генерировании импульса и в момент импульса сохраняется неизменной, т.е. управление системой осуществляется исключительно лишь изменением Δk_1 или, иными словами, посредством движения органов регулирования реактивности ИР. Параметр β во всех случаях принимался равным $0,7 \cdot 10^{-2}$.

Некоторые результаты расчетов характеристик переходных процессов в указанных четырех системах приведены в табл. 10.

Т а б л и ц а 10. Параметры систем в стартовых состояниях в зависимости от значений отношения J_2/J_1 при фиксированных J_1

Первая система ($J_1 = 1,8 \cdot 10^{18}$ делений)

J_2/J_1	Состояние системы после запуска импульсного стержня		Состояние ИР перед запуском импульсного стержня и реактивность, вносимая импульсным стержнем			Ширина импульса при заданном τ_2	
	$\Delta k_1^0 \cdot 10^2$	$\Delta k_2^0 \cdot 10^2$	θ, c	$\Delta k_1^0 \cdot 10^2$	$\delta k_1 \cdot 10^2$	τ_2, c	T^*, mc
1			∞	-9,11	9,61	$1 \cdot 10^{-7}$	6,81
1,5	0,499	-0,933	10	-4,29	4,79	$0,5 \cdot 10^{-6}$	6,93
			1	-2,66	3,17	$0,5 \cdot 10^{-4}$	22,0
1,0	1,20	-1,40	∞	-3,50	4,70	$1 \cdot 10^{-7}$	6,79
			10	-2,44	3,66	$0,5 \cdot 10^{-6}$	6,85
			1	-1,72	2,92	$0,5 \cdot 10^{-4}$	13,5
			∞	-1,63	3,53	$1 \cdot 10^{-7}$	6,78
0,5	1,90	-2,80	10	-1,25	3,15	$0,5 \cdot 10^{-6}$	6,80
			1	-0,89	2,79	$0,5 \cdot 10^{-4}$	8,47
			∞	-0,85	3,31	$1 \cdot 10^{-7}$	6,78
			0,1	2,46	-14,0	10	-0,57
			1	-0,29	2,75	$0,5 \cdot 10^{-4}$	6,86

Вторая система ($J_1 = 1 \cdot 10^{17}$ делений)

			∞	-3,50	2,82	$1 \cdot 10^{-8}$	0,06
1,5	-0,680	-0,973	10	-1,82	1,14	$1 \cdot 10^{-7}$	0,30
			1	-1,08	0,40	$0,5 \cdot 10^{-6}$	1,38
1	-0,418	-1,46	∞	-1,70	1,30	$1 \cdot 10^{-8}$	0,046
			10	-1,16	0,76	$1 \cdot 10^{-7}$	0,154
			1	-0,73	0,32	$0,5 \cdot 10^{-6}$	0,635
			∞	-0,82	0,82	$1 \cdot 10^{-8}$	0,034
0,2	0,0004	-7,30	10	-0,54	0,54	$1 \cdot 10^{-7}$	0,038
			1	-0,26	0,26	$0,5 \cdot 10^{-6}$	0,058
			∞	-0,76	0,81	$1 \cdot 10^{-8}$	0,034

Таблица 10 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
0,025	0,053	-14,6	10	-0,48	0,53	$1 \cdot 10^{-7}$	0,035
			1	-0,20	0,26	$0,5 \cdot 10^{-6}$	0,040
Третья система ($J_1 = 2 \cdot 10^{17}$ делений)							
			∞	-3,50	2,89	$1 \cdot 10^{-8}$	1,02
1,5	-0,609	-0,973	10	-1,82	1,21	$1 \cdot 10^{-7}$	1,17
			1	-1,08	0,47	$0,5 \cdot 10^{-6}$	1,82
			∞	-1,71	1,36	$1 \cdot 10^{-8}$	1,01
1	-0,348	-1,46	10	-1,16	0,82	$1 \cdot 10^{-7}$	1,08
			1	-0,73	0,38	$0,5 \cdot 10^{-6}$	1,37
			∞	-1,04	0,95	$1 \cdot 10^{-8}$	1,01
0,5	-0,087	-2,92	10	-0,73	0,65	$1 \cdot 10^{-7}$	1,03
			1	-0,43	0,34	$0,5 \cdot 10^{-6}$	1,10
			∞	-0,75	0,88	$1 \cdot 10^{-8}$	1,01
0,1	0,123	-14,6	10	-0,48	0,60	$1 \cdot 10^{-7}$	1,01
			1	-0,20	0,33	$0,57 \cdot 10^{-6}$	1,01
Четвертая система делений ($J_1 = 0,86 \cdot 10^{19}$ делений)							
			∞	-1,25	1,18	$1 \cdot 10^{-8}$	0,57
0,5	-0,72	-1,12	10	-0,76	0,69	$1 \cdot 10^{-7}$	0,61
			1	-0,398	0,32	$0,5 \cdot 10^{-6}$	0,81
			∞	-0,81	0,86	$1 \cdot 10^{-8}$	0,56
0,2	0,051	-2,80	10	-0,52	0,57	$1 \cdot 10^{-7}$	0,57
			1	-0,24	0,29	$0,5 \cdot 10^{-6}$	0,60
			∞	-0,75	0,84	$1 \cdot 10^{-8}$	0,56
0,1	0,092	-5,60	10	-0,47	0,56	$1 \cdot 10^{-7}$	0,56
			1	-0,19	0,28	$0,5 \cdot 10^{-6}$	0,57
			∞	-0,72	0,83	$1 \cdot 10^{-8}$	0,56
0,05	0,113	-11,2	10	-0,45	0,56	$1 \cdot 10^{-7}$	0,56
			1	-0,17	0,28	$0,5 \cdot 10^{-6}$	0,57

Данные табл. 10 относятся к случаям, когда полное число делений в ИР J_1 равно номинальному значению. Эти данные приведены в зависимости от J_2/J_1 — отношения полных чисел делений в ПС и ИР и включают в себя:

а) рассчитанные с помощью соотношений (3) значения Δk_1^0 , Δk_2^0 , которые необходимо иметь после запуска импульсного стержня, т.е. в момент генерирования импульса с заранее заданными J_1, J_2 ;

б) рассчитанную по формуле (4) ширину импульса делений на половине высоты в секциях T^* ;

в) Δk_1^* — стартовые, предшествующие моменту запуска импульсного стержня значения Δk_1 при нескольких заданных периодах Θ разгона мощности системы в целом, а именно при бесконечно большом Θ , соответ-

ствующем критическому состоянию системы с учетом запаздывающих нейтронов, и при $\Theta = 10$ и 1 с;

г) $\delta k_1 = (\Delta k_1^0 - \Delta k_1^*)$ — реактивность, вносимая импульсным стержнем при генерировании импульса делений с заданными J_1, J_2 .

Согласно (3) отношение J_2/J_1 зависит только от k_{21} и Δk_2^0 (при фиксированных ν). Для рассматриваемых в настоящем разделе статьи систем высокие уровни отношения J_2/J_1 могут реализоваться лишь в тех случаях, когда ПС во время импульса делений находится в состоянии между критическими состояниями с учетом и без учета запаздывающих нейтронов. Учитывая сложность работы с системой связанных реакторов в этом режиме, в табл. 10 включались лишь те значения J_2/J_1 , которые соответствуют подкритическим с учетом запаздывающих нейтронов состояниям второй секции.

Из табл. 10 видно, что при больших значениях отношения J_2/J_1 во всех системах, за исключением первой, в момент генерирования импульса делений ИР сам по себе подкритичен. В первой и третьей системах, отличающихся большими значениями времен жизни мгновенных нейтронов в ИР, и в четвертой системе, отличающейся большим в сравнении с ПС объемом ИР, длительность импульса существенно не отклоняется от таковой в автономном ИР (за исключением крайних случаев с наибольшими значениями τ_2 и J_2/J_1). Однако во второй системе, имеющей малый объем ИР и малое τ_1 , длительность импульса в большинстве случаев во много раз превышает таковую в автономном реакторе.

Данные двух последних столбцов табл. 10 позволяют сделать заключение об изменениях требований к органам регулирования реактивности ИР при использовании его в системе связанных реакторов в зависимости от задаваемых J_2/J_1 .

Как видно, реактивность δk_1 , которую должен вносить импульсный стержень для создания условий генерирования импульса с требуемыми J_1/J_2 ; заметно повышается с увеличением J_2/J_1 , причем в несколько большей степени во второй и в третьей системах. Относительное увеличение δk_1 с ростом J_2/J_1 тем меньше, чем более коротким выбирается стартовый период разгона Θ .

Во всех представленных в табл. 10 примерах фиксировалось число делений в ИР J_1 , и эти фиксированные значения J_1 принимались равными предположительно номинальным числам делений в ИР. Ниже на примере первой системы рассмотрены те же зависимости при фиксированном числе делений в ПС J_2 , которое принято равным $0,5 \cdot 10^{18}$ делений (это число делений можно считать номинальным для указанной ПС).

Результаты расчетов представлены в табл. 11.

Таблица 11. Параметры первой системы в стартовых состояниях в зависимости от значений отношения J_2/J_1 при фиксированном $J_2 = 0,5 \cdot 10^{18}$ делений ($\tau_2 = 0,5 \cdot 10^{-4}$ с)

J_2/J_1	Состояние системы после запуска импульсного стержня		Состояние ИР перед запуском импульсного стержня и реактивность, вносимая импульсным стержнем			T^* , мс
	$\Delta k_1 \cdot 10^2$	$\Delta k_2 \cdot 10^2$	θ , с	$\tilde{\Delta k}_1^* \cdot 10^2$	$\delta k_1 \cdot 10^2$	
1,5	-1,62	-0,93	∞	-9,11	7,49	104
			10	-4,29	2,67	
			1	-2,66	1,04	
1	-0,68	-1,40	∞	-3,50	2,82	48,8
			10	-2,44	1,76	
			1	-1,72	1,04	
0,5	0,75	-2,80	∞	-1,63	2,38	15,2
			10	-1,25	2,00	
			1	-0,891	1,64	
1/3	1,70	-4,20	∞	-1,26	2,96	9,04
			10	-0,946	2,65	
			1	-0,635	2,34	
0,2	3,33	-7,00	∞	-1,01	4,34	5,09
			10	-0,724	4,05	
			1	-0,437	3,77	

Целесообразно отметить следующие весьма интересные особенности зависимости δk_1 и T^* от отношения J_2/J_1 в этом случае (при фиксированном J_2).

Параметр δk_1 имеет минимум. Минимальное значение достигается при $J_2/J_1 = 1/2$ и равно $2,38 \cdot 10^{-2}$, что примерно в 1,4 раза ниже значений δk_1 в номинальном импульсе автономного ИР. Длительность импульса монотонно растет с увеличением J_2/J_1 . В области минимального δk_1 она примерно в 2 раза превышает длительность номинального импульса в автономном ИР, при J_2/J_1 равном 1 — в 7 раз и при J_2/J_1 равном 1,5 — в 15 раз.

С помощью данных табл. 11 можно определить интервал возможных длительностей (ширин на половине высоты) импульсов в ПС при числе делений в ней за импульс $0,5 \cdot 10^{18}$. Если, например, предположить в этих целях, что реактивность, вносимая импульсным стержнем, не может быть больше $3,3 \cdot 10^{-2}$ (условие генерирования номинального импульса в автономном ИР), то нетрудно показать, что в этом случае длительность импульса в ПС при $J_2 = 0,5 \cdot 10^{18}$ делений можно изменять в пределах от 7 до 60 мс. Число делений в ИР J_1 изменяется при этом от $0,45 \cdot 10^{18}$ до $1,8 \cdot 10^{18}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены данные по методике расчетов переходных процессов и коэффициентов нейтронной связи секций в системах связанных ИР и результаты конкретных расчетов, относящихся преимущественно к системам с четко выраженной ведущей компонентой, в частности к системам с ИР "Тайфун".

Подтверждена перспективность использования реактора "Тайфун" в системах, ориентированных на укорочение длительности импульса делений в ведомой секции, служащей в качестве основного облучательного средства. Показано, что реактор "Тайфун" уверенно лидирует даже в системе с ПС, имеющей внутреннюю полость диаметром до 50 см, и позволяет в 4—6 раз понизить длительность импульсов делений в последней. Реализация систем "Реактор "Тайфун" + ПС" позволила бы получать нейтронные импульсы длительностью ~ 20 мкс с флюенсом ~ $2 \cdot 10^{15}$ /нейтр./см² в области диаметром ~ 50 см.

Показана также принципиальная возможность радикального укорочения с помощью реактора "Тайфун" импульсов делений в реакторе БИГР. Однако большие размеры АЗ этого реактора требуют соответствующего увеличения размеров реактора "Тайфун". С учетом этого обстоятельства и фактора роста с понижением длительности импульса механических напряжений в АЗ БИГР получено, что импульсы делений реактора БИГР при его работе в комплексе с реактором "Тайфун" будут иметь энерговыделение до 150 МДж, длительность 45—85 мкс и флюенс нейтронов в осевом канале АЗ и вблизи реактора до $0,55 \cdot 10^{16}$ и $0,55 \cdot 10^{15}$ /нейтр./см².

Рассмотрены системы на основе других ИР. Получены сведения о необходимых стартовых и вводимых при генерировании импульса реактивностях, позволяющие формулировать требования к органам регулирования реактивности ИР при использовании его в системе связанных реакторов.

Список литературы

1. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штарев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6, с. 392—396.
2. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Игнатов И.И. и др. Экспериментальные исследования связанных систем, содержащих импульсный реактор БИР и подкритическую сборку. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 3—15.
3. Лукин А.В. Особенности динамики связанной системы из импульсного реактора и подкритической сборки. — См. настоящий выпуск, с. 47—50.
4. Колесов В.Ф. Импульсный реактор на быстрых нейтронах с подвижными блоками отражателя. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1 с. 33—43.
5. Баженов Э.М., Бахрах С.М., Ковалев Н.П. и др. Численное решение задач о распространении термоупругих волн напряжений в реакторе с подвижными блоками отражателя. — Там же, вып. 2, с. 36—43.
6. Эйвери Р. Теория связанных реакторов. — В сб.: Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. т. 3. М.: Атомиздат, 1959, с. 321—340.

7. Baldwin G.C. Kinetics of a reactor composed of two loosely coupled cores. — Nucl. Sci. Engng, 1959, vol. 6, № 4, p. 320—327.
8. Горяченко В.Д. К устойчивости реактора со спаренными активными зонами как объекта с запаздыванием. — Атомная энергия, 1967, т. 23, вып. 6, с. 548—549.
9. Belleni-Morante A. On the delay — time distribution function in coupled reactor kinetics. — Nukleonik, 1967, vol. 10, № 4, p. 217—223.
10. Difilippo F.C., Waldman R.M. The kinetics of a coupled two — core nuclear reactor. — Nucl. Sci. Engng, 1976, vol. 61, № 1, p. 60—71.
11. Shinkawa M., Yamane Y., Nishina K., Tamagawa H. Theoretical analysis of coupled core reactors with the method of the moderator region response function. — Ibid, 1978, vol. 67, № 1, p. 19—33.
12. Колесов В.Ф. Способы управления двухсекционными импульсными реакторами на основе инвариантов реакторной кинетики. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 14—25.
13. Лукин А.В. О параметрах импульсов делений в связанных реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 3—13.
14. Кухарчук О.Ф. Гулевич А.В., Зродников А.В. Комплекс программ РОКЕР для моделирования нестационарных процессов в системах связанных реакторов. — Препринт № 2065. Обнинск: ФЭИ, 1990.
15. Пупко С.В. Модель пространственной кинетики реактора. Часть 1. Теория. Препринт № РЗ-90-29. Обнинск: ФЭИ, 1990.
16. Coupled Reactor Kinetics: Proc. National Topical Meeting American Nuclear Society/Ed. C. Chezem, W. Kohler. Texas, 1967.
17. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аперiodический импульсный реактор БИГР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3—12.
18. Колесов В.Ф. Динамика импульсных реакторов БИР, БИГР и некоторых их аналогов (Обзор). — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 40—67.
19. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аперiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
20. Колесов В.Ф., Леппик П.А., Павлов С.П. и др. Динамика ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1990.

Статья поступила в редакцию
13 мая 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 27—47.

УДК 629.039.514

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СВЯЗАННОЙ СИСТЕМЫ ИЗ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА И ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СБОРКИ

А.В. Лукин

Всесоюзный научно-исследовательский институт технической физики, 454070, г. Челябинск

Рассмотрены особенности переходных нейтронных процессов в связанной системе, состоящей из импульсного реактора и подкритической сборки. Определены условия, при которых такая система является сильно- или слабосвязанной. Для сильносвязанной системы оценено влияние подкритической сборки на параметры импульсов делений в реакторе.

PECULIARITIES OF DYNAMICS OF COUPLED SYSTEM FROM PULSED REACTOR AND SUBCRITICAL ASSEMBLY. A.V. LUKIN. The peculiarities of transient neutron processes in coupled system from pulsed reactor and subcritical assembly are considered. The conditions, under which such system turns to be strong- or weakcoupled, are determined. The influence of subcritical assembly on parameters of fission pulse in reactor is estimated for strongcoupled system.

Одной из простейших связанных реакторных систем является импульсный реактор (ИР), обменивающийся нейтронами с подкритической сборкой (ПКС). Такие системы могут появиться, например, при исследованиях радиационной стойкости образцов, содержащих делящиеся материалы, или при попытке улучшения характеристик импульсного реактора с помощью расположения вблизи его активной зоны дополнительного делящегося материала [1—3].

Экспериментальное исследование связанной системы ИР + ПКС при довольно широком наборе характе-

ристик ПКС выполнено в работе [3], теоретический же анализ особенностей переходных нейтронных процессов в подобных системах отсутствует. Целью настоящей работы и является такой анализ, основанный на полученных к настоящему времени теоретических результатах. Для этого используется развитая в работах [4, 5] модель, наиболее полно учитывающая особенности переходных процессов в связанных импульсных реакторах, в которой пренебрегается запаздывающими нейтронами, а нейтронное взаимодействие между компонентами считается мгновенным.

Уравнения кинетики связанной системы ИР + ПКС в указанном выше приближении имеют согласно [4, 5] следующий вид:

$$\begin{aligned} l_1 \cdot \dot{n}_1(t) &= \Delta \bar{K}_1(t) \cdot n_1(t) + K_{12} \cdot n_2(t) + q_1; \\ l_2 \cdot \dot{n}_2(t) &= \Delta \bar{K}_2(t) \cdot n_2(t) + K_{21} \cdot n_1(t) + q_2; \end{aligned} \quad (1)$$

$$n_i(t_{\text{н}}) = n_{\text{н}}, \quad i = 1, 2,$$

где $n_i(t)$ — интенсивность делений в i -й компоненте; $\Delta \bar{K}_i = \Delta K_i + K_{ij}$ и $\Delta K_i = K_i - 1$ — надкритичности i -й компоненты соответственно с учетом и без учета отраженных нейтронов [4]; K_i — эффективный коэффициент размножения нейтронов в i -й компоненте без учета запаздывающих нейтронов; K_{ij} — параметр связи i -й и j -й компонент; q_i и $n_{\text{н}}$ — независимый источник и начальные условия, которыми в дальнейшем мы будем пренебрегать, не отмечая этого специально. Присвоим ИР индекс 1, а ПКС индекс 2.

Проинтегрировав второе уравнение (1) по времени от 0 до ∞ с учетом отсутствия в ПКС обратной связи по надкритичности, получим

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{K_{21}}{|\Delta \bar{K}_2|}, \quad (2)$$

где N_i — полное число делений в i -й компоненте за импульс. Подчеркнем, что это соотношение справедливо для произвольной системы типа ИР + ПКС (в ПКС нет обратной связи), а отношение N_2/N_1 не зависит ни от времен жизни мгновенных нейтронов, ни от характеристик обратной связи в ИР. Следует также отметить, что при работе системы на стационарном уровне мощности вблизи критического состояния системы на запаздывающих нейтронах соотношение (2) принимает несколько иной вид

$$\left(\frac{N_2}{N_1} \right)_{\text{стац}} = \frac{K_{21}}{|\Delta \bar{K}_2 + K_2 \cdot \beta|},$$

где β — эффективная доля запаздывающих нейтронов. Как следует из этого соотношения, N_2/N_1 больше в стационарном режиме и не отличается от значения в импульсном режиме при $|\Delta \bar{K}_2| \gg \beta$, т.е. для глубокоподкритических сборок.

Критерий сильной связи для рассматриваемой системы определяется значением параметра $Z_{\text{лн}}$ [5], который приближенно представляется в виде

$$Z_{\text{лн}} = \frac{l_2}{l_1} \cdot \frac{\delta K_1}{\Delta \bar{K}_2} \cdot \frac{1}{X}; \quad X = 1 + \frac{l_2}{l_1} \cdot \frac{\Delta \bar{K}_{10}}{\Delta \bar{K}_2},$$

где $\Delta \bar{K}_{10}$ — надкритичность ИР с учетом отраженных нейтронов в состоянии критичности связанной системы; δK_1 — возмущение надкритичности ИР от состояния $\Delta \bar{K}_{10}$. Учитывая, что в состоянии критичности связанной системы $\Delta \bar{K}_{10} \cdot \Delta \bar{K}_2 = K_{12} \cdot K_{21}$ и принимая во внимание соотношение (2), выражение для параметра можно также представить в виде

$$X = 1 + \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^2 \cdot \frac{K_{12}}{K_{21}} \cdot \frac{l_2}{l_1}.$$

Рассмотрим различные предельные случаи, учитывая обычно выполняющиеся неравенства $|\Delta \bar{K}_{10}| < |\Delta \bar{K}_2|$, $\delta K_1 < |\Delta \bar{K}_2|$. При $l_2/l_1 \ll 1$ (медленный ИР и быстрая ПКС)

$$|Z_{\text{лн}}| \approx \frac{l_2}{l_1} \cdot \frac{\delta K_1}{\Delta \bar{K}_2} \ll 1$$

и система оказывается сильносвязанной, т.е. интенсивности делений в ИР и ПКС зависят от времени одинаковым образом.

При $l_2/l_1 \gg 1$ (быстрый ИР и медленная ПКС)

$$|Z_{\text{лн}}| \approx \frac{\delta K_1}{\Delta \bar{K}_{10}} = \frac{\delta K_1}{K_{12}} \cdot \frac{N_1}{N_2}$$

и условие сильной связи определяется степенью нейтронного воздействия ПКС на ИР. Если это воздействие достаточно велико, так что $|\Delta \bar{K}_{10}| \gg \delta K_1 \sim 10^{-3}$ (именно такой величиной оценивается согласно [2] начальное возмущение надкритичности δK_1 при генерировании в быстром ИР импульса делений), то система оказывается сильносвязанной, а временные характеристики импульса делений в системе в значительной степени определяются ПКС. Если же это влияние мало, так что $\delta K_1 > |\Delta \bar{K}_{10}|$, то система может оказаться слабосвязанной. При этом импульс делений в ИР более соответствует отсутствию ПКС, рост интенсивности делений в ПКС в первой половине импульса определяется интенсивностью делений в ИР, а ее спад происходит с постоянной времени ПКС, равной $l_2/|\Delta \bar{K}_2|$.

Влияние ПКС на параметры импульса делений в ИР в составе сильносвязанной системы определяется как ее характеристиками, так и видом обратной связи в реакторе. Для выполнения качественных оценок такого влияния положим, что обратная связь в изолированном ИР описывается моделью одночастотного осциллятора с частотой ω , и воспользуемся зависимостью полного числа делений N_{10} за импульс на мгновенных нейтронах и его длительности τ_{10} от начального обратного периода разгона λ_1 в виде [2, 6]

$$N_{10}(\lambda_1) = \frac{2 \cdot \delta K_1}{A_1 \cdot f \left(\frac{\lambda_1}{\omega} \right)}; \quad (3)$$

$$\tau_{10}(\lambda_1) = \frac{\varphi \left(\frac{\lambda_1}{\omega} \right)}{\lambda_1}, \quad (4)$$

где δK_1 , l_1 , A_1 , $\lambda_1 = \delta K_1/l_1$ — одноточечные реакторные характеристики одиночного ИР (A_1 — коэффициент квазистатической обратной связи), а $f(\lambda_1/\omega)$, $\varphi(\lambda_1/\omega)$ — известные функции. Для сильносвязанной системы ИР + ПКС выражения для аналогичных реакторных характеристик имеют следующий вид:

$$\delta K = \frac{\delta K_1}{1 + \frac{|\Delta \bar{K}_{10}|}{|\Delta \bar{K}_2|}}; \quad (5)$$

$$l = \frac{l_1 \cdot X}{1 + \frac{|\Delta \bar{K}_{10}|}{|\Delta \bar{K}_2|}}; \quad (6)$$

$$A = \frac{A_1}{1 + \frac{|\Delta \bar{K}_{10}|}{|\Delta \bar{K}_2|}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{K_{21}}{|\Delta \bar{K}_2|}}; \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{\lambda_1}{X}. \quad (8)$$

Используя формулы (3)—(8), найдем выражения для параметров импульсов делений в связанной системе N_1, τ (N_2 определяется соотношением (2)) при условии, что в ИР вводится возмущение надкритичности δK_1 такое же, как при отсутствии ПКС:

$$N_1 = \frac{1}{1 + \frac{N_2}{N_1}} \cdot \frac{2 \cdot \delta K}{A \cdot f(\lambda/\omega)} = X \cdot N_{10} \left(\frac{\lambda_1}{X} \right) = N_{10}(\lambda_1) \cdot \frac{X \cdot f(\lambda_1/\omega)}{f(\lambda_1/\omega \cdot X)}; \quad (9)$$

$$\tau = \frac{f(\lambda/\omega)}{\lambda} = \tau_{10}(\lambda_1) \cdot \frac{X \cdot \varphi \left(\frac{\lambda_1}{\omega \cdot X} \right)}{\varphi \left(\frac{\lambda_1}{\omega} \right)}.$$

Из этих соотношений следует, что при введении одинаковой начальной надкритичности δK_1 в одиночном ИР и находящемся в составе связанной системы длительность импульса делений в связанной системе τ увеличивается по сравнению с τ_{10} примерно в X раз, а изменение полного числа делений за импульс в нем определяется видом обратной связи. При квазистатической обратной связи ($\lambda/\omega \ll 1$) величина N_1 не отличается от N_{10} , при осцилляторной обратной связи величина N_1 уменьшается по сравнению с N_{10} , а в предельном случае ($\lambda/\omega \gg 1$) $N_1 \rightarrow 1/X \cdot N_{10}(\lambda_1)$.

Теперь определим возмущение надкритичности δK_{1*} , необходимое для реализации номинального числа

Зависимость величин $X_k = \delta K_{1*}/\delta K_1$, $X_\tau = \tau_*/\tau_{10}$ от параметра X и числа делений N_{10} в ИР с $l_1 = 1,2 \cdot 10^{-8}$ с, $A_1 = 3 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$, $\omega = 2,5 \cdot 10^4$ с $^{-1}$

$\delta K_1 \cdot 10^{-4}$	2,0	3,4	4,4	5,8	6,7	7,5	8,1							
$\tau_{10} \cdot 10^{-6}$ с	180	95	72	54	47	42	39							
$N_{10} \cdot 10^{17}$ дел.	0,14	0,30	0,52	1,03	1,50	2,04	2,52							
X	X_k	X_τ	X_k	X_τ	X_k	X_τ	X_k	X_τ	X_k	X_τ	X_k	X_τ	X_k	X_τ
1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
1,25	1,02	1,28	1,11	1,15	1,13	1,11	1,14	1,09	1,15	1,09	1,15	1,09	1,15	1,08
1,50	1,02	1,58	1,19	1,32	1,24	1,22	1,28	1,18	1,29	1,17	1,29	1,16	1,29	1,16
1,75	1,02	1,89	1,25	1,50	1,34	1,33	1,39	1,26	1,41	1,25	1,42	1,24	1,42	1,23
2,0	1,02	2,19	1,29	1,69	1,43	1,44	1,50	1,34	1,53	1,32	1,54	1,30	1,55	1,29
2,25	1,02	2,49	1,32	1,91	1,50	1,56	1,61	1,42	1,64	1,38	1,65	1,37	1,66	1,36
2,50	1,02	2,78	1,33	2,14	1,57	1,69	1,70	1,49	1,74	1,45	1,76	1,43	1,78	1,41
2,75	1,02	3,08	1,34	2,39	1,62	1,82	1,79	1,56	1,84	1,51	1,87	1,48	1,88	1,47
3,0	1,02	3,38	1,34	2,64	1,66	1,96	1,87	1,64	1,93	1,57	1,96	1,54	1,98	1,52
3,5	1,02	3,96	1,34	3,16	1,73	2,26	2,02	1,79	2,10	1,69	2,15	1,64	2,17	1,62
4,0	1,02	4,55	1,34	3,67	1,76	2,60	2,14	1,94	2,26	1,81	2,32	1,75	2,35	1,72

делений за импульс $N_{1*}(\lambda_{1*})$, равного $N_{10}(\lambda_1)$ в ИР, находящемся в составе связанной системы. Приравнявая выражения для N_{1*} (9) и N_{10} (3), находим

$$\delta K_{1*} = \delta K_1 \cdot X_k, \quad (10)$$

где множитель X_k определяется из уравнения

$$N_{10}(\lambda_1) = X \cdot N_{10} \left(\lambda_1 \cdot \frac{X_k}{X} \right) \quad (11a)$$

или

$$X_k = \frac{f \left(\frac{\lambda_1}{\omega} \cdot \frac{X_k}{X} \right)}{f \left(\frac{\lambda_1}{\omega} \right)}. \quad (11b)$$

При этом длительность импульса окажется равной

$$\tau_* = \tau_{10}(\lambda_1) \cdot \frac{X}{X_k} \cdot \frac{\varphi \left(\frac{\lambda_1}{\omega} \cdot \frac{X_k}{X} \right)}{\varphi \left(\frac{\lambda_1}{\omega} \right)}. \quad (12)$$

Отметим, что во всех приведенных выше соотношениях параметр X не зависит от возмущения надкритичности и, следовательно, от параметров импульсов делений.

В таблице представлены зависимости относительных изменений вводимой в ИР начальной надкритичности $X_k = \delta K_{1*}/\delta K_1$ и длительности импульса $X_\tau = \tau_*/\tau_{10}$ для реактора типа БИР [7], GODIVA [8], SPRII [2] в составе связанной системы от параметра X при различных числах делений за импульс в одиночном ИР N_{10} . При расчете этих зависимостей по формулам (10)—(12) обратная связь в ИР считалась одноосцилляторной, а реакторные характеристики одиночного реактора полагались равными $l_1 = 1,2 \cdot 10^{-8}$ с, $A_1 = 3,0 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$, $\omega = 2,5 \cdot 10^4$ с $^{-1}$, $f(\lambda/\omega) = 1 - \exp(2 \cdot \omega^2 / 1,135 \cdot \lambda^2)$, $\varphi(\lambda/\omega) = 2,6 + 0,92 \cdot \exp(-1,9 \cdot y^2)$, где $y = \lambda/\omega$ при $\lambda/\omega \leq 1$ и $y = 2 - \omega/\lambda$ при $\lambda/\omega > 1$. (Отметим, что для ИР с одноосцилляторной обратной связью расчет N_{10} и τ_{10} по формулам (3), (4) с указан-

ными функциями $f(\lambda/\omega)$, $\varphi(\lambda/\omega)$ обеспечивают отличие от точных значений $\leq 5\%$.

Данные таблицы показывают, что при фиксированном числе делений в ИР наличие ПКС слабее сказывается на длительности более мощных (коротких) импульсов.

Оценим достижимые значения параметра X для рассматриваемой системы ИР + ПКС. Для этого воспользуемся оценками параметров связи K_{ij} по формуле [4]

$$K_{ij} = P_j \cdot \frac{\pi \cdot R_i^2}{4 \cdot \pi \cdot R_{ij}^2} \cdot \Phi_i^+, \quad (13)$$

где P_j — число нейтронов, покидающих j -й реактор на одно деление; Φ_i^+ — ценность падающих на i -й реактор нейтронов; R_i — характерный размер i -го реактора; R_{ij} — расстояние между центрами ИР и ПКС. Полагая, что ИР и ПКС имеют характерные размеры R_1 и R_2 и используя (13), находим

$$\frac{K_{12}}{K_{21}} \approx \frac{R_1^2}{R_2^2},$$

$$X \approx 1 + \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \cdot \frac{R_1^2}{R_2^2} \cdot \frac{l_2}{l_1}. \quad (14)$$

Из соотношения (14) следует, что для ИР типа БИР, GODIVA, SPRII и подходящей ПКС обеспечение условия $X \leq 1,5$ оказывается вполне достижимым при $N_2 \leq N_1$. Последнее обстоятельство обеспечивает достижение высоких флюенсов нейтронов в больших внутренних полостях ПКС практически без уширения импульса делений ($X_r \sim 1,2$), что существенно расширяет возможности установок подобного типа в облучательных экспериментах.

При практическом использовании полученных результатов следует иметь в виду неявное использование в приведенных выше соотношениях предположения об учете в характеристиках одиночного ИР (l_1, A_1 , "веса" элементов регулирования) возмущения форм-функции реактора нейтронами, отраженными ПКС.

В заключение отметим, что использование понятий сильно- и слабосвязанных реакторных систем позволи-

ло качественно исследовать особенности переходных нейтронных процессов в системе ИР + ПКС и оценить зависимость параметров импульсов делений в реакторе от характеристик ПКС.

Список литературы

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
2. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Игнатов И.И. и др. Экспериментальные исследования связанных систем, содержащих импульсный реактор БИР и подкритическую сборку. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 3—15.
4. Лукин А.В. О точечном приближении в теории связанных реакторных систем. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 3, с. 205—207.
5. Лукин А.В. О кинетике двух сильносвязанных импульсных реакторов. — Там же, 1983, т. 54, вып. 2, с. 125—127.
6. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 3. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 67—83.
7. Дегтярев А.Н., Игнатов И.И., Колесов В.Ф. и др. Импульсный реактор БИР. — Там же, 1985, вып. 1, с. 14—21.
8. Wimett T.F., White R.H., Stratton W.R., Wood D.P. Godiva II. An unmoderated pulse-irradiation reactor. — Nucl. Sci. Eng., 1960, vol. 8, p. 691—708.

Статья поступила в редакцию
13 мая 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 47—50.

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

С.В. Мухачев, П.Ф. Чередник, А.Ф. Кушнарев, А.М. Дюдяев, М.И. Кувшинов

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Создана система, которая регистрирует в реальном масштабе времени мощность реактора, энерговыделение, температуру активной зоны, период нарастания мощности, рассчитывает реактивность, записывает форму импульса мощности. Параметры представляются как в цифровом, так и в графическом виде. Управление работой системы и расчет параметров осуществляются с помощью микроЭВМ "Электроника-60".

SYSTEM OF MONITORING OF PULSED NUCLEAR REACTOR PHYSICAL CHARACTERISTICS. S.V. MUKHACHEV, P.F. CHEREDNIK, A.F. KUSHNAREV, A.M. DYUDYAYEV, M.I. KUVSHINOV. The system has been developed, which is capable of real-time monitoring of reactor output, energy release, active zone temperature, output pulse shape, power increase time; and provides calculations of reactivity. Parameters are presented in digital or in graphical form.

System control and parameters calculation are carried out with the help of microcomputer "Elektronika-60".

ВВЕДЕНИЕ

Система регистрации физических характеристик (РФХ) предназначена для сбора, обработки и визуального представления информации о состоянии импульсного ядерного реактора (ИЯР). При разработке системы РФХ ставились две основные задачи:

1) автоматизировать процесс получения информации с выдачей ее в реальном масштабе времени в удобной для оператора форме;

2) обеспечить возможность автоматизации системы управления и защиты (СУЗ) ИЯР БИР-2М [1].

В основу разработки был заложен стандарт КАМАК и прогрессивная технология программирования MicroPower/Pascal. При проектировании системы РФХ предполагалось создание универсального автоматизированного средства измерения, легко адаптируемого к различным ИЯР. Получаемая информация должна описывать состояние реактора во всех штатных режимах работы.

Система РФХ выполняет следующие функции:

— определение мощности и энерговыделения во всех режимах работы ИЯР;

— вычисление реактивности;

— измерение температуры активной зоны и помещений;

— регистрацию формы импульса и определение его параметров;

— измерение периода разгона во всех режимах;

— выдачу управляющих сигналов при достижении заданных уровней мощности и температуры.

В настоящее время система РФХ эксплуатируется на ИЯР БИР-2М в качестве штатного средства измерений.

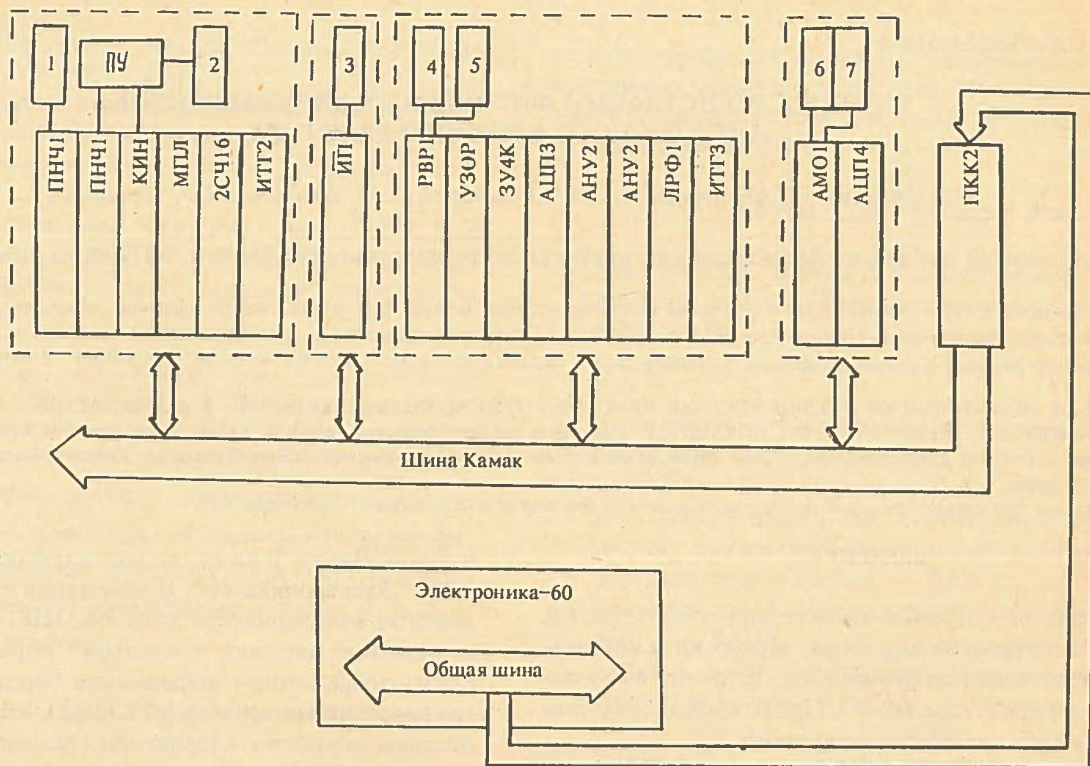
СТРУКТУРА СИСТЕМЫ РФХ

РФХ состоит из четырех подсистем: регистрации нейтронного потока (ПС РНП), регистрации температуры (ПС РТ), регистрации формы импульса (ПС РФИ) и измерения периода (ПС ИП).

Аппаратно подсистемы представляют собой набор КАМАК-модулей с некоторым дополнительным оборудованием. Вся КАМАК-аппаратура может размещаться

в одном крейте. В качестве управляющей используется ЭВМ "Электроника-60". Информация отображается на цветном видеомониторе типа ВК51Ц61 (возможно использование цветного телевизора). Управляет графическим отображением информации микропроцессорный графический контроллер МГК-2 [2]. Управляющие директивы вводятся с клавиатуры стандартного терминала (см. рисунок).

Подсистема регистрации нейтронного потока. ПС РНП предназначена для регистрации мощности и энерговыделения, а также для расчета реактивности. Алгоритм расчета такой же, как в [3, 4]. При определении реактивности учитывается зависимость аналога эффективного источника нейтронов от реактивности; используются подобранные по изложенной в [4] методике константы запаздывающих нейтронов. Детекторы, регистрирующие нейтроны, изготовлены на основе камер деления типа КНК-15-1 [5]. Одна из камер окружена слоями из кадмия и насыпного карбида бора с целью снижения эффективности регистрации. В соответствии со значениями эффективности детекторы называются "точный" и "грубый". Оба детектора заключены в полиэтиленовые оболочки. Сигнал точного детектора подается на управляемый предусилитель импульсов ПУ. С выхода ПУ импульсы поступают на вход усилителя-дискриминатора КИН, где происходит их формирование с целью получения наилучшего отношения сигнал/шум, а затем отбираются импульсы нужной амплитуды. Частота импульсов на выходе КИН пропорциональна потоку нейтронов, падающих на точный детектор. Импульсы с КИН поступают через мультиплексор МПЛ на вход счетчика 2СЧ16, тактируемого таймер-генератором ИТГ-2. Данные со счетчика считываются по шине КАМАК в ЭВМ, где производится расчет необходимых параметров. При достижении определенной скорости счета по команде ЭВМ сигнальный выход точного детектора подключается ко входу преобразователя ток/частота ПНЧ1, сигнал с которого через МПЛ подключается к 2СЧ16. Таким образом, ПС РНП работает последовательно в двух режимах — импульсном и токовом. В свою очередь, крутизна преобразования ПНЧ1 может изменяться в 120 раз по команде ЭВМ. Это позволяет охватить весь линейный диапазон тока



Структурная схема РФХ: 1 — “грубый” детектор; 2 — “точный” детектор; 3 — камера КНК-15-1; 4, 5 — детекторы СДФ-7; 6 — блок КИТ-П; 7 — блок КИТ-Р

камеры (до 1,5 мА). При дальнейшем увеличении потока нейтронов в действие вступает грубый детектор, сигнал которого также преобразуется с помощью ПНЧ1. Выход ПНЧ1 подключается через МПЛ к 2СЧ16.

Диапазон регистрации с использованием только точного детектора составляет 10 десятичных порядков. При совместном использовании точного и грубого детекторов — 12 порядков. Возможно расширение диапазона регистрации до 14 порядков при дальнейшем уменьшении эффективности грубого детектора. ПС РНП имеет три режима работы:

- 1) режим проверки работоспособности по α -счету;
- 2) режим регистрации нейтронного потока в реальном масштабе времени, когда производится расчет мощности, реактивности и энерговыделения с временем квантования $\geq 0,1$ с;
- 3) режим с предварительной записью информации о мощности в ОЗУ микроЭВМ с последующей обработкой (анализаторный режим). Время квантования ≥ 5 мс.

Информация выводится в цифровом и графическом виде на видеомонитор через МГК-2.

Данные о мощности представляются в логарифмическом масштабе; о реактивности — в линейном с шагом 0,2; 0,02 и 0,002 β /дискрет в зависимости от автоматически устанавливаемой шкалы. Информация об энерговыделении строится в виде линейной диаграммы с дискретностью 100 кДж.

При работе в токовом режиме учитывается эффект активации камеры.

Интервал усреднения значений мощности и реактивности может быть ≥ 1 с.

С таким же интервалом выводятся числовые значения энерговыделения, набранного к моменту выдачи данных.

Через регистратор РВР1 в СУЗ выдаются пороговые сигналы о достижении определенных уровней мощности. Предусмотрена возможность остановки графического вывода с фиксацией информации после заполнения графического поля.

Подсистема регистрации температуры. ПС РТ предназначена для регистрации температуры с помощью термпар и термосопротивлений. Сигналы с термпар и термосопротивлений усиливаются соответственно в КАМАК-модулях КИТ-П и КИТ-Р и подаются на аналоговый мультимплексор АМО1, выход которого подключен ко входу АЦП4. По команде ЭВМ переключаются каналы АМО1 и считывается информация с АЦП4. В варианте подсистемы, работающей на БИР-2М, используются девять каналов регистрации температуры. По каждому из девяти каналов вычисляется температура в соответствии с типом датчика и калибровочными коэффициентами.

Диапазон измеряемых температур 0—500°C. Точность 1°C.

Каналы опрашиваются с частотой 1 Гц (общее время опроса девяти каналов 9 с). Вывод графической и цифровой информации осуществляется для любых четырех каналов из девяти, причем для первых двух каналов фиксируются только текущие числовые значения температуры; а для двух оставшихся еще и максималь-

ные. Графическое поле температуры заполняется однократно.

ПС РТ выдает в СУЗ сигнал о превышении заданной температуры активной зоны.

Подсистема регистрации формы импульса. ПС РФИ представляет собой двухканальный цифровой регистратор импульса тока. Детектором нейтронов служит фотоэлемент СДФ-7 с органическим сцинтиллятором.

Динамический диапазон входных регистрируемых амплитуд $2,5 \cdot 10^3$; время дискретизации ≥ 2 мкс на канал; число точек 2048 по каждому каналу.

Подсистема состоит из следующих КАМАК-модулей:

- РВР1, с помощью которого выбирается входное сопротивление регистратора;
- УЗОР (устройство запуска);
- АНУ2 — автоматический нормирующий усилитель (в подсистему входят два таких модуля — по одному на канал);
- ЛРФ1 — линейный распределитель-формирователь (необходим для коммутации каналов);
- ИТГЗ — интервальный таймер-генератор для тактирования регистратора;
- АЦПЗ — аналого-цифровой преобразователь (точность — восемь двоичных разрядов);
- ЗУ4К — память (4096 * 16 бит).

ПС РФИ автоматически выбирает сопротивление нагрузки в соответствии с предварительно установленным значением пиковой мощности. Порог запуска регистратора может программно изменяться, также изменяется время дискретизации и количество точек с тем или иным временем дискретизации (возможны два интервала с разным количеством точек и разными временами дискретизации).

В результате обработки данных определяются период нарастания мощности, полуширина, энерговыделение и пиковая мощность импульса делений. Вывод графика мощности возможен как в линейном, так и в логарифмическом масштабе.

Подсистема измерения периода. Подсистема измерения установившегося периода разгона состоит из модуля измерителя периода ИП и детектора нейтронов на основе камеры КНК-15-1.

Измерение периода основано на двухпороговой схеме. Особенность блока ИП состоит в применении на входе логарифмического усилителя, что позволяет разнести пороги на шесть порядков. Измеряемые значения периода разгона находятся в пределах от 10 мкс до 100 с.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СИСТЕМЫ РФХ

Программное обеспечение (ПО) создано в рамках системы программирования MicroPower/Pascal, которая предназначена для разработки квазипараллельных программ реального времени, выполняемых на отдельной объектной микроЭВМ.

Структурно ПО РФХ состоит из независимых программных единиц-процессов. Эти процессы взаимно

скоординированы и поддерживаются системным программным ядром, выполняющим:

- связь между процессами, включая функции, необходимые для создания и разрушения семафоров;
- диспетчеризацию прерываний;
- планирование процессов с целью соблюдения последовательности их выполнения;
- создание и уничтожение процессов;
- обработку исключительных состояний, обнаруженных в процессе работы.

Каждый процесс работает квазипараллельно с другими программными единицами. Синхронизация процессов выполняется планировщиком ядра.

Функционально процессы подразделяются на три группы:

- 1) процессы, осуществляющие доступ к стандартным внешним устройствам микроЭВМ, управляющие КАМАК-аппаратурой и обрабатывающие входную информацию;
- 2) процессы, занимающиеся графическим отображением;
- 3) процессы диагностики исключительных состояний (неисправность КАМАК-модулей, неверная команда и т.д.).

Работа подсистем РФХ происходит по прерываниям от КАМАК-модулей в соответствии с установленными приоритетами. Загрузка программного обеспечения РФХ в варианте работы на БИР-2М осуществляется с центральной ЭВМ по последовательному каналу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана система РФХ, позволяющая получать информацию о состоянии ИЯР во всех штатных режимах работы. Вывод цифровых значений контролируемых параметров (мощность, температура, энерговыделение, реактивность), а также их графическое построение осуществляются в реальном масштабе времени. Система РФХ удобна в работе, позволяет оперативно контролировать состояние реактора, ускоряет подготовку импульса делений.

Однако при работе с имеющейся версией системы РФХ существует определенный недостаток: ПО состоит из двух частей — одна обеспечивает работу РНП, а другая — РФИ. Каждая из частей должна загружаться отдельно.

В настоящее время в стадии завершения находится новый вариант ПО, где РНП и РФИ совмещены. Опробована также возможность размещения ПО в постоянном запоминающем устройстве. Такой вариант позволит начать работу с РФХ сразу при включении питания управляющей РФХ ЭВМ. Предусматривается также возможность документирования информации.

РФХ является одной из основных частей системы, осуществляющей автоматическое управление ИЯР. Она может обеспечивать СУЗ оперативной информацией о состоянии реактора. СУЗ же в соответствии с получаемыми данными по командам центральной ЭВМ должна осуществлять управление ИЯР.

Автоматическое управление работой реактора является, на наш взгляд, перспективной задачей, предпосылки для решений которой в настоящее время уже имеются.

Список литературы

1. Сибгатуллин И.З., Кувшинов М.И., Рудаков Г.П. и др. Модернизированный импульсный реактор БИР-2М. См. настоящий выпуск, с. 3—8.
2. Зезюлин В.Е., Агуреев В.А., Ломтев Г.А. и др. Микропроцессорный графический контроллер. — Приборы и системы управления, 1988, № 10, с. 28.
3. Могильнер А.И., Фокин Г.Н., Чайка Ю.В. и др. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности. — Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 5, с. 358—362.

4. Афонин С.Н., Кувшинов М.И., Чередник П.Ф. Применение цифровых реактиметров на быстрых реакторах. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 32—39.
5. Малышев Е.К., Белозеров В.Г., Щетинин О.И. Широкополосная камера деления для СУЗ ядерных реакторов. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 4, с. 271.

Статья поступила в редакцию 13 мая 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 51—54.

УДК 621.039.51

РАБОТА РЕАКТИМЕТРА ОБРАТНОЙ КИНЕТИКИ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОГО ФОНА НЕЙТРОНОВ

В.А. Попов

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Рассмотрена работа реактиметра обратной кинетики в условиях реального фона нейтронов, когда детектор нейтронов, следящий за изменением плотности нейтронов в размножающей среде, регистрирует составляющую, не связанную с процессом деления.

INVERSE KINETICS REACTIVITY METER OPERATION IN NEUTRON REAL BACKGROUND CONDITIONS. V.A. POPOV. Operation of inverse kinetics reactivity meter in neutron real background conditions has been considered in a case, when neutron detector, following neutron density change in breeding medium, records the component, not connecting with fission process.

ВВЕДЕНИЕ

Практическая реализация цифровых реактиметров обратной кинетики (РОК), основанных на численном решении обращенного уравнения кинетики ядерного реактора [1], представляет собой достаточно сложную проблему как в методическом плане, так и плане технического воплощения. При этом основная задача сводится к созданию РОК как автономной системы, обходящейся при измерении реактивности лишь собственными средствами без привлечения других методов измерения, с помощью которых можно определить некоторые исходные параметры РОК, например величину источника нейтронов.

Проблеме использования РОК в реальных условиях посвящена работа [2], в которой, наряду с анализом алгоритма определения реактивности, позволяющего использовать малые ЭВМ, предложен способ одновременного и независимого определения величин источника нейтронов и реактивности. Последнее оказалось наиболее ценным и позволяет приступить к созданию РОК как автономной системы.

Среди наиболее актуальных проблем для РОК следует отметить такую, как описание реального изменения плотности нейтронов в исследуемой размножающей системе посредством регистрации нейтронов утечки внешними детекторами нейтронов, что в конечном итоге предопределяет нормальное функционирование РОК.

В настоящей работе показано, что РОК позволяет проводить независимый анализ исходной информации, поступающей с внешних детекторов нейтронов, в смысле разделения ее на две части, одна из которых соответствует реальному изменению плотности нейтронов в реакторе, а другая является нейтронным фоном. Тем самым доказывается, что РОК удовлетворяет условию автономности и в ряду методов измерения реактивности имеет свое самостоятельное, равноправное значение.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Математический формализм, используемый при создании РОК на базе малых ЭВМ, представляет собой рекуррентное соотношение [2]

$$\rho_j = 1 - \frac{S + \sum_{i=1}^m C_{i,j}}{n_j}; \quad (1)$$

$$C_{i,j} = C_{i,j-1}E_i + A_i n_j - B_i n_{j-1},$$

где $E_i = \exp(-\lambda_i \Delta t)$; $A_i = a_i((1 - (1 - E_i)/\lambda_i \Delta t))$; $B_i = a_i(E_i - (1 - E_i)/\lambda_i \Delta t)$; $C_{i,0} = a_i n_0$, причем индекс i относится к группам запаздывающих нейтронов, а j — к моменту времени $t = j \cdot \Delta t$. В этой системе n_j — плотность нейтронов; a_i и λ_i — константы i -й группы запаздывающих нейтронов; C_i — концентрация предшественников i -й группы запаздывающих нейтронов; S — ис-

точник нейтронов; m — число групп запаздывающих нейтронов.

Система (1) описывает реальное изменение плотности нейтронов в реакторе с оговоркой, что это изменение за время шага Δt описывается кусочно-линейной функцией и вклад члена $\Delta/\beta_{эф} \cdot 1/n \cdot dn/dt$ (Δ — время генерации нейтронов) в реактивность незначителен.

Практическая реализация рассматриваемого алгоритма связана с методическими вопросами описания реального изменения плотности нейтронов в реакторе посредством регистрации нейтронов утечки внешними детекторами нейтронов. Нейтроны, попадающие в детектор, могут иметь разное происхождение. Нейтроны, образовавшиеся в цепочках делений, будут нести полезную информацию и отражать реальное изменение плотности нейтронов в реакторе n . Кроме этих нейтронов, детектор может регистрировать некий нейтронный фон, формируемый, например, нейтронами внешнего источника или нейтронами спонтанного деления, той их частью, которая не участвовала в процессе деления. При этом фон нейтронов не будет зависеть от реактивности и плотности делений в реакторе, но может меняться при изменении геометрии реактора.

Таким образом, видно, что реализация системы уравнений (1) посредством внешнего детектора нейтронов сталкивается с проблемой корректного учета фона нейтронов, особенно при измерении больших отрицательных реактивностей, когда полезный сигнал соизмерим с фоном нейтронов.

Рассмотрим систему (1) с учетом фона нейтронов N_{ϕ} . Пусть эффективность детектора к регистрации плотности нейтронов в реакторе $\epsilon = \text{const}$ и $N_{\phi} = \text{const}$. Тогда плотность нейтронов в реакторе n будет связана со скоростью счета нейтронов детектором N соотношением

$$\epsilon \cdot n = N - N_{\phi}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получим

$$\rho_j = 1 - \frac{S_0 + \sum_{i=1}^m C'_{ij}}{N_j - N_{\phi}}; \quad (3)$$

$$C'_{ij} = \epsilon \cdot C_{ij} = C_{i,j}(N) - a_i N_{\phi},$$

где $S_0 = \epsilon S$ и C'_{ij} — аналоги внешнего источника и источника запаздывающих нейтронов соответственно.

Из системы (3) можно получить полезные для дальнейшего анализа зависимости

$$\rho_j = 1 - \frac{S_0 - N_{\phi} + \sum_{i=1}^m C_{i,j}(N)}{N_j - N_{\phi}} \quad (4)$$

и

$$\rho_j = 1 - \frac{S'_0 + \sum_{i=1}^m C_{i,j}(N)}{N_j}, \quad (5)$$

где

$$S'_0 = S_0 - \rho_j N_{\phi}. \quad (6)$$

Зависимость (4) отличается от исходной в системе (1) появлением во втором члене фона нейтронов в явном виде как в числителе, так и в знаменателе. Поэтому для нормальной работы реактиметра в условиях фона нейтронов достаточно, помимо традиционно определяемой величины S_0 , также определить и величину N_{ϕ} .

Проанализируем более подробно выражение (5). Видно, что зависимость (5) эквивалентна уравнению для реактивности в исходной системе (1), за исключением аналога внешнего источника нейтронов S'_0 , в котором появился дополнительный член $-\rho N_{\phi}$ (6). Полученный результат означает, что реализация РОК по алгоритму (1), где фон нейтронов не учитывается, приводит к парадоксу зависимости внешнего источника нейтронов от реактивности, чего не должно быть, так как источник входит в кинетическое уравнение реактора как постоянная величина. Обнаруженный парадокс легко устраняется введением в рассмотрение фона нейтронов, причем, если $N_{\phi} = \text{const}$, реактиметр будет воспринимать фон как асимптотику и интерпретировать ее в соответствии с обратным коэффициентом умножения как источник $S_{\phi} = \rho \cdot N_{\phi} = \rho \cdot \text{const}$, т.е. источник, линейно связанный с реактивностью. Таким образом, можно сделать вывод, что введение в рассмотрение фона нейтронов реабилитирует внешний источник нейтронов как величину сугубо постоянную.

Ниже будет показано, что реактиметр может работать в режиме, когда не требуется знание величин S_0 и N_{ϕ} , а для режима работы реактиметра, требующего знание S_0 и N_{ϕ} , они легко определяются самим реактиметром без привлечения других методов измерения реактивности.

РАБОТА РОК В РЕЖИМЕ АНАЛИЗА ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА

В этом режиме реактиметр анализирует переходной процесс, начинающийся после перевода реактора из исходного состояния с фиксированной реактивностью в конечное состояние с фиксированной реактивностью. Из анализа данного переходного процесса можно определить реактивность реактора в конечном состоянии.

Проанализируем выражение (5) с позиции способа одновременного и независимого определения источника нейтронов и реактивности из переходного процесса, как это предложено в [2]. Для этого приведем уравнение (5) к виду

$$N_j - \sum_{i=1}^m C_{i,j}(N) = S'_0 + \rho \cdot N_j. \quad (7)$$

Полученное выражение представляет собой уравнение прямой линии в координатах $N_j - \sum_{i=1}^m C_{i,j}(N)$ и N_j . Поскольку при регистрации переходного процесса образуется массив значений N_j и насчитывается массив зна-

чений $\sum_{i=1}^m C_{i,j}(N)$, то коэффициенты прямой S'_0 и ρ

можно рассчитать методом наименьших квадратов. В связи с изложенным получаем следующее следствие, вытекающее из (7). Оставляя в стороне вопрос о нахождении S_0 и N_Φ , которые присутствуют лишь в члене $S'_0 = S_0 - \rho \cdot N_\Phi$, реактиметр позволяет определить по переходному процессу реактивность конечного состояния реактора. Другими словами, в рассмотренном режиме работы реактиметр безразличен к фону нейтронов.

Рассмотренный режим работы реактиметра может иметь самостоятельное значение, например, для определения "весов" органов регулирования реактивности, когда реактор, находящийся в критическом состоянии на запаздывающих нейтронах, переводится в конечное состояние за счет перемещения исследуемого органа, "вес" которого по модулю будет соответствовать реактивности реактора в конечном состоянии.

РАБОТА РОК В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Реактиметр, работающий в режиме реального времени, позволяет вести непрерывный контроль за состоянием реактора по всей шкале реактивности. В отличие от рассмотренного выше режима анализа переходного процесса этот режим предполагает знание величин S_0 и N_Φ и их жесткую фиксацию в выражении (4).

Для определения значений S_0 и N_Φ воспользуемся возможностями реактиметра, работающего в режиме анализа переходного процесса. Чтобы сохранить единообразие, используем выражение (7) и рассуждения будем вести в координатах $N_j - \sum_{i=1}^m C_{i,j}(N)$ и N_j .

Анализ показывает, что семейство зависимостей (7), полученных в режиме анализа переходного процесса, при условии $\epsilon = \text{const}$ и $N_\Phi = \text{const}$, пересекается в одной точке с координатами S_0 и N_Φ , равными

$$\begin{aligned} N_\Phi &= \frac{S'_{0m} - S'_{0k}}{\rho_k - \rho_m} \quad (m \neq k); \\ S_0 &= S'_{0i} + \rho_i \cdot N_\Phi \quad (i = m, k). \end{aligned} \quad (8)$$

Определив S_0 и N_Φ и подставив их в выражение (4), реактиметр можно переводить в режим реального времени.

Для определения S_0 существует процедура, не требующая определения N_Φ , при этом следует реализовать ситуацию с переводом реактора в конечное состояние, соответствующее критичности на запаздывающих нейтронах. Тогда в (8) $\rho_i = 0$ и, следовательно, $S_0 = S'_{0i}$.

На основании вышеизложенного приведем выражение для определения реактивности по асимптотическому счету. Для реактора, находящегося в асимптотиче-

ском состоянии при $\rho < 0$, когда

$\lim_{j \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^m C_{i,j}(N) = N_j = N_{ac}$, выражение (4) принимает вид

$$\rho_{ac} = \frac{-S_0}{N_{ac} - N_\Phi}.$$

При эксплуатации реактиметра на реакторах приходится сталкиваться с ситуациями, когда могут значительно измениться эффективность регистрации нейтронов утечки детектором и фон нейтронов в районе детектора. Это обычно происходит при работе реактора с загрузками, заметно деформирующими распределение плотности делений в активной зоне реактора. Поэтому в общем случае каждой геометрии "реактор + нагрузка" могут соответствовать индивидуальные значения S_0 и N_Φ , определение которых, как показано выше, не представляет затруднений и, следовательно, единственное ограничение, накладываемое на режим работы реактиметра в реальном времени, будет заключаться в выполнении условий $\epsilon = \text{const}$ и $N_\Phi = \text{const}$ на интересующем исследователя участке шкалы реактивности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена работа РОК в условиях реального фона нейтронов, когда детектор нейтронов, отслеживающий изменение плотности нейтронов в активной зоне реактора, регистрирует составляющую, не связанную с процессом деления в реакторе.

Показано, что РОК, работающий в режиме анализа переходного процесса, позволяет определять реактивность конечного состояния реактора и при этом нечувствителен к фону нейтронов.

Даны алгоритмы определения значений источника S_0 и фона нейтронов N_Φ собственными средствами РОК.

Предложенный подход к реализации РОК достаточно универсален и позволяет контролировать реактивность произвольных систем "реактор + нагрузка" без привлечения дополнительной информации.

Список литературы

1. Бриккер И.Н. Обращенное решение уравнений кинетики ядерного реактора. — Атомная энергия, 1966, т. 21, вып. 1, с. 9—13.
2. Могильнер А.И., Фокин Г.Н., Чайка Ю.В., Кузнецов Ф.М. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности. — Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 5, с. 358—362.

Статья поступила в редакцию
13 мая 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 54—56.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Сибгатуллин И.З., Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Рудаков Г.П., Зезюлин В.Е., Афонин С.Н., Гавриков И.А., Дюдяев А.М., Маслов Г.Н., Мухачев С.В.</i> Модернизированный импульсный реактор БИР-2М	3
<i>Воинов А.М., Левицкий И.В., Мельников С.Ф.</i> Анализ безопасности реактора ВИР-2М	9
<i>Юферев В.И.</i> Инженерная методика расчета аварийных энерговыделений импульсных реакторов	20
<i>Колесов В.Ф., Штарев С.К.</i> О расчетах переходных процессов в системах связанных импульсных реакторов	27
<i>Лукин А.В.</i> Особенности динамики связанной системы из импульсного реактора и подкритической сборки	47
<i>Мухачев С.В., Чередник П.Ф., Кушнарев А.Ф., Дюдяев А.М., Кувшинов М.И.</i> Система регистрации физических характеристик импульсного ядерного реактора	51
<i>Попов В.А.</i> Работа реактиметра обратной кинетики в условиях реального фона нейтронов	54

CONTENTS

<i>Sibgatullin I.Z., Kuvshinov M.I., Cherednik P.F., Rudakov G.P., Zezyulin V.E., Afonin S.N., Gavrikov I.A., Dyudyayev A.M., Maslov G.N., Mukhachev S.V.</i> Modified BIR-2M pulsed reactor	3
<i>Voinov A.M., Levicki I.V., Melnikov S.F.</i> Safety analysis of VIR-2M reactor	9
<i>Yuferev V.I.</i> Engineering procedure of calculations of emergency energy release of pulsed reactors	20
<i>Kolesov V.F., Shtarev S.K.</i> On calculations of transient processes in coupled pulsed reactor systems	27
<i>Lukin A.V.</i> Peculiarities of dynamics of coupled system from pulsed reactor and subcritical assembly	47
<i>Mukhachev S.V., Cherednik P.F., Kushnarev A.F., Dyudyayev A.M., Kuvshinov M.I.</i> System of monitoring of pulsed nuclear reactor physical characteristics	51
<i>Popov V.A.</i> Inverse kinetics reactivity meter operation in neutron real background conditions	54

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов
Выпуск 2

Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов
Редактор В.М. Тагирова
Технический редактор С.К. Сведлова
Корректор Г.А. Матвеева

Подписано в печать 26.09.91. Формат 60×90/8
Печать офсетная. Усл. печ. л. 7,0. Уч.-изд. л. 8,5 + 0,3
Тираж 200 экз. Индекс 3646. 7 статей. Заказ 171.

Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

2 р. 50 к.

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники.
ISSN 0205 — 4671. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 1—56