

621.039,5

В74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2001

1/2

621.039.5

В 74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР “КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 1/2

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

Москва – 2001

42320 нф

Редакционная коллегия серии:

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

Редакционная коллегия выпуска:

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

В настоящем выпуске сборника публикуются доклады, зачитанные на Харитоновских чтениях «Импульсные ядерные реакторы на пороге XXI века», состоявшихся в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров, Нижегородская обл.) 03-07 апреля 2000 г., и 3 статьи (стр. 108–140). В представленных докладах освещены вопросы:

- совершенствования конструкций АИР, методов измерения характеристик этих устройств и методов диагностики состояния их топливных элементов;
 - анализа и систематизации имеющейся информации об АИР;
 - применений и безопасной эксплуатации АИР;
 - исследований с помощью АИР лазеров с ядерной накачкой и лазерных модулей;
 - разработки радиационных методов контроля ядерных материалов;
 - разработки систем безопасности при обращении с ядерными материалами на ядерно-опасных объектах.
- Другие доклады Харитоновских чтений были опубликованы в выпуске 2/3 2000 г. этой же серии сборника ВАНТ.

In the present edition collection there are published papers reported at the Khariton lecturing "Pulse Nuclear Reactors at the Door of the XXI-th Century" held in RFNC-VNIIEF (Sarov, Nizhni Novgorod region) on April 3–7, 2000 as well as three articles (pp. 108–140). In the given lecturing reports the following issues are covered:

- Advancements of aperiodical pulse reactors (APR) structures, methods of these devices characteristics measurement and methods of diagnostics of their fuel cells state;
 - Analysis and systematization of the available information on APR;
 - Applications and safe operation of APR;
 - Studies of nuclear pumping lasers and laser modules with the aid of APR;
 - Developments of radiation methods of nuclear materials control;
 - Developments of safety systems at work with nuclear materials on the nuclear dangerous facilities.
- Other reports of the mentioned Khariton lecturing were published in the edition 2/3 of the year 2000 of the same series of VANT collection.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ИГРИК В КВАЗИИМПУЛЬСНОМ И ДВУХИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМАХ

В. В. Андреев, М. Ю. Биянов, А. В. Кедров, Б. Г. Леваков

РФЯЦ–ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Приведены результаты исследований работы реактора ИГРИК в нетрадиционных для импульсных реакторов режимах работы – двухимпульсном и квазиимпульсном. Предложены способы повышения эксплуатационных возможностей реактора в указанных режимах работы.

ВВЕДЕНИЕ

В течение 30 лет эксплуатации реактор ИГРИК зарекомендовал себя как мощный импульсный источник нейтронного и гамма-излучения, позволяющий варьировать параметры импульса делений в широком диапазоне [1,2]. Импульсный режим реактора ИГРИК достаточно хорошо отработан и принципиально ничем не отличается от режима работы других исследовательских реакторов подобного класса. Радиационные характеристики реактора ИГРИК (флюенс нейтронов $\sim 1,5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см², доза гамма-квантов $\sim 1,4 \cdot 10^6$ рад, продолжительность воздействия излучения 2–100 мс), реализуемые в этом режиме, позволяют решать широкий спектр задач исследования радиационного воздействия на образцы. Однако существует ряд задач, постановка которых требует отработки в нетрадиционных для импульсного реактора режимах:

– двухимпульсном, в котором генерируются два последовательных импульса делений с длительностью на полувысоте от 3 до 100 мс и интервалом между ними от 0,7 до 10 с.

– квазиимпульсном, который характеризуется относительно небольшим выходом нейтронного и гамма-излучения и длительностью воздействия от 0,1 до десятков секунд. Квазиимпульсы могут быть однократными и повторяющимися, в том числе в паре с обычным импульсом.

В данном сообщении рассматриваются эксплуатационные возможности реактора ИГРИК в указанных режимах работы [3].

ДВУХИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ РЕАКТОРА ИГРИК

Все существующие растворные импульсные реакторы работают в режиме генерирования однократных импульсов делений, однако для некоторых исследований необходимым становится режим получения двух последовательных импульсов с интервалом времени между ними менее 1с.

На реакторе ИГРИК для быстрого ввода реактивности имеются четыре поглощающих импульсных стержня (ИС) с независимыми пневматическими приводами. В обычном импульсном режиме все ИС перемещаются синхронно, что обеспечивает реализацию импульса с номинальными параметрами. Для реализации режима парных импульсов предусмотрена возможность независимого перемещения каждого ИС от программного устройства – блока временных команд (БВК), который обеспечивает независимый вывод стержней из активной зоны (АЗ) и их сброс по заданной программе в интервале от 0 до 99 с. Минимальный интервал между командами БВК – 0,1 с.

Эффективность (“вес”) четырех ИС в невозмущенном реакторе составляет $5 \beta_{эф}$, и при выводе из АЗ всех ИС вес каждого ИС составляет $\sim 1,25 \beta_{эф}$. Однако при производстве парных импульсов вес ИС при генерации второго импульса изменяется в зависимости от способа реализации первого импульса и интервала между ними. Первый импульс с заданным энерговыделением возможно реализовать, выводя из АЗ один, два или три ИС, при этом время вывода как

одного, так и группы ИС составляет $\sim 0,1$ с. Иницирование импульса осуществляется за счет нейтронов собственного фона. Как известно, в растворных импульсных реакторах формирование импульса происходит за счет внутренних механизмов самогашения, которые в основном связаны с разогревом топливного раствора и образованием в нем пузырьков радиолитического газа. В результате этих процессов возникает значительное инерциальное давление, приводящее к разлету топливного раствора и переводу реактора в подкритическое состояние. Как показали экспериментальные исследования, реализовать второй импульс в интервале 0–0,7 с после первого импульса на реакторе ИГРИК невозможно. В течение этого времени система возвращается в состояние, близкое к критичности на запаздывающих нейтронах. При этом разлетевшаяся АЗ возвращается к первоначальной конфигурации, часть радиолитического газа выходит из раствора и собирается в свободном объеме над раствором. Топливный раствор перемешивается, его максимальная температура понижается и выравнивается по объему. Если по окончании этого промежутка времени вывести из АЗ вторую группу ИС (из оставшихся в зоне) и обеспечить необходимую скорость их движения, то будет введена избыточная реактивность ($1-2,5 \beta_{эф}$). Естественно, что после производства первого импульса делений первая группа ИС не возвращается в АЗ и топливо из корпуса не сливается. Параметры полученного второго импульса будут несколько отличаться от параметров обычного импульса, полученного при выводе аналогичной группы стержней. Они зависят от степени завершения всех процессов в АЗ, приводящих к росту реактивности, т. е. от времени между импульсами. Кроме того, величина коэффициента гашения реактивности во втором импульсе зависит от давления радиолитического газа над зеркалом топливного раствора, насыщенности топлива радиолитическим газом и температуры топлива после первого импульса.

При исследовании режима парных импульсов на реакторе ИГРИК проведены эксперименты для двух вариантов:

– на реакторе было установлено четыре ИС, и ввод реактивности осуществлялся по схемам: 1ИС + 3ИС; 2ИС + 2ИС; 2ИС + 1ИС;

– на реакторе было установлено пять ИС, и ввод реактивности осуществлялся по схеме 2ИС + 3ИС.

Интервал времени между стартом каждой группы ИС задавался равным 0,9 с. При проведении пусков осуществлялась регистрация n - γ -импульса с помощью делительных нейтронных камер типа КНК-15. Величина энерговыделения регистрировалась по штатным методикам, используемым на реакторе. В таблице приведены характеристики полученных типичных импульсов делений для различных комбинаций групп ИС.

Особенностью реализации парных импульсов является тот факт, что для получения второго импульса с требуемыми параметрами необходимо компенсировать дополнительную отрицательную реактивность, возникающую за счет упомянутых выше процессов, происходящих в АЗ при гашении первого импульса. Это можно проследить на примере реализации парных импульсов по схеме 2ИС + 3ИС. Введенная реактивность в первом импульсе составляла $2,4\beta_{эф}$, энерговыделение 27,7 МДж, полуширина 5,1 мс. Во втором импульсе соответственно введенная реактивность составила $3,6\beta_{эф}$, энерговыделение 20,0 МДж, полуширина 5,7 мс. Из сравнения параметров импульсов видно, что энерговыделение во втором импульсе ниже, хотя величина введенной реактивности была больше на $1,2\beta_{эф}$. Данное обстоятельство объясняется тем, что при наличии в системе “мощного” внутреннего источника нейтронов ($S_I \gg 1$) для генерации второго импульса, во-первых, не хватает скорости ввода реактивности ($40 \beta/c$), во-вторых, коэффициент гашения больше, чем при формировании первого импульса, в-третьих, стартовое состояние реактора по реактивности ниже НКС.

Следует отметить, что при работе ИС по схеме 2ИС + 1ИС в первом импульсе осуществляется ввод реактивности выше мгновенной критичности и реализуется обычный импульс делений, во втором – выше запаздывающей критичности, что приводит к реализации квазиимпульса. Типичная форма импульсов при работе реактора в этом режиме представлена на рис. 1.

Основные параметры парных импульсов на реакторе ИГРИК

Схема движения ИС	1ИС+3ИС	2ИС+2ИС	2ИС+3ИС	2ИС+1ИС (квазиимпульс)
Общее энерговыделение, МДж	34,4	44,9	48,0	24,5
Энерговыделение в 1-м импульсе, МДж	5,0	28,3	27,7	18,5
Энерговыделение во 2-м импульсе, МДж	29,4	16,6	20,3	5,8
Полуширина 1-го импульса, мс	85,0	5,0	5,1	6,8
Полуширина 2-го импульса, мс	4,8	6,4	5,7	60–500
Время между импульсами, мс	910	960	955	> 1500

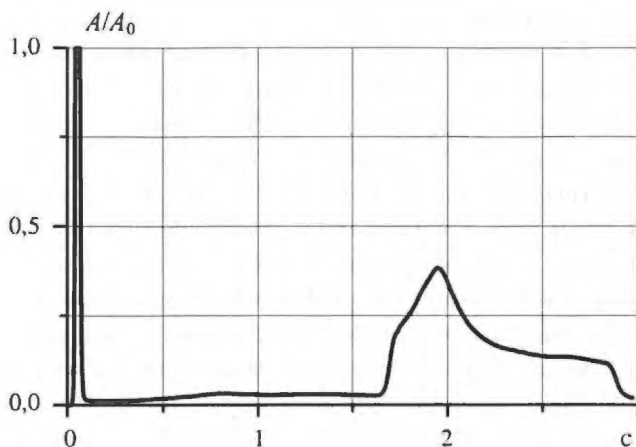


Рис. 1. Форма парных импульсов, первый импульс на мгновенных нейтронах, второй – на запаздывающих

КВАЗИИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ РЕАКТОРА ИГРИК

Способ производства квазиимпульсов на запаздывающих нейтронах во многом похож на способ производства импульсов на мгновенных нейтронах [3]. Имеются два отличия, одно из которых связано с величиной вводимой реактивности, а другое – со способом заглушения реактора после квазиимпульса. Основная особенность квазиимпульсного режима заключается в том, что реактор при генерации квазиимпульса переводится в стартовое состояние ниже мгновенной критичности и поэтому в формировании квазиимпульса участвуют запаздывающие нейтроны. На рис. 2 (кривая 1) показана форма квазиимпульса, полученного на реакторе ИГРИК. После достижения стартовой реактивности квазиимпульс инициируется нейтронами внутреннего источника, мощность реактора нарастает по экспоненте (причем период разгона связан с реактивностью соотношением “обратных часов”). Гашение реактивности на переднем фронте квазиимпульса обусловлено в основном термическим расширением топливного раствора. Это подтверждается расчетным моделированием: кривая 2 на рис. 2 является решением системы уравнений (1) с учетом гашения реактивности за счет теплового расширения топлива:

$$\begin{cases} l \dot{n}(t) = [k(t)(l - \beta) - 1]n(t) + \sum \lambda_i C_i(t); \\ \dot{C}_i(t) = k(t)\beta_i n(t) - \lambda_i C_i(t); \\ n(0) = n_0; \\ C_i(0) = C_{i0}; \\ k(0) = k_0; \\ i = 1, \dots, 6, \end{cases} \quad (1)$$

где l – время жизни нейтронов (для реактора ИГРИК $l = 22$ мкс); $\lambda_i \beta_i$ – общепринятые параметры шести

групп запаздывающих нейтронов; $C_i(t)$ – концентрация предшественников запаздывающих нейтронов i -й группы; $n(t)$ – нейтронный поток в реакторе; $k(t)$ – коэффициент размножения нейтронов с учетом гашения.

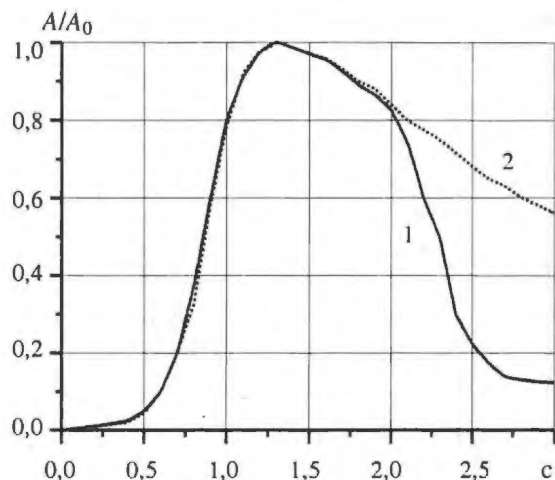


Рис. 2. Экспериментальная (1) и расчетная (2) формы квазиимпульса на реакторе ИГРИК

На рисунке видно удовлетворительное совпадение экспериментального и расчетного поведения реактора в первой половине колокола квазиимпульса. Во второй половине колокола квазиимпульса наблюдается явное несоответствие расчетного и экспериментального поведения реактора. Это доказывает, что коэффициент гашения реактивности в течение квазиимпульса не является постоянной величиной. Переменный коэффициент гашения обусловлен влиянием иных физических процессов в топливном растворе реактора при генерации квазиимпульса длительностью 1 с в отличие от процессов при генерации обычного импульса длительностью 3 мс. В квазиимпульсном режиме инерциального давления в топливном растворе нет, поэтому в процессе набора энерговыделения возникает момент, когда концентрация радиолитического газа в топливном растворе превышает порог растворимости газа при данном давлении. В результате начинается процесс интенсивного выделения радиолитического газа из раствора в виде пузырьков, приводящий к газовому “распуханию” АЗ и, как следствие, к резкому увеличению коэффициента гашения реактивности. Этот процесс носит пороговый характер и зависит от энерговыделения (числа делений) в АЗ реактора, а также от предела растворимости газа в топливном растворе на момент начала квазиимпульса. После подстановки в математическую модель реактора экспериментально определенной зависимости коэффициента гашения реактивности от энерговыделения $G(E)$ расчетная кривая мощности реактора удовлетворительно совпала с экспериментальной по всей длительности квазиим-

пульса, что подтверждает рис. 3. При этом коэффициент размножения нейтронов в системе уравнений (1) представляется в виде:

$$k(t) = k_{\text{старт}} - G(E)n(t) dt.$$

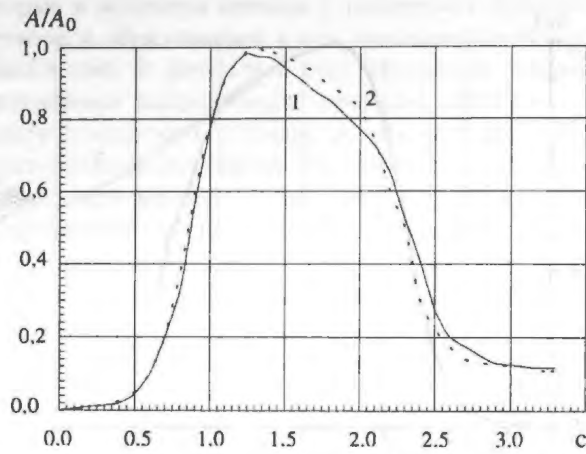


Рис. 3. Реальная (1) и расчетная (2) формы квазипульса

Работа реактора в квазипульсном режиме характеризуется прежде всего длительностью импульса делений на половине высоты в диапазоне 0,1–10,0 с, что обеспечивается стартовым состоянием реактора ниже мгновенной критичности и формированием импульса делений на запаздывающих нейтронах. При этом энерговыделение в реализуемом импульсе при обычных условиях не превышает 6 МДж, а флюенс нейтронов в канале составляет $8,5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см². Увеличение стартовой реактивности приводит к увеличению энерговыделения, но при этом система характеризуется переходом через состояние критичности на мгновенных нейтронах и генерацией импульса с длительностью на полувысоте 2,0–100,0 мс. Поэтому увеличивать стартовую реактивность нельзя. Чтобы обеспечить увеличение дозы радиационного воздействия на образцы, необходимо удержать мощность реактора на максимальном уровне, увеличивая длительность квазипульса. Это можно осуществить, если обеспечить компенсацию потери реактивности за счет гашения повторным вводом реактивности в процессе формирования импульса делений. На реакторе ИГРИК повторный ввод реактивности возможно реализовать двумя способами:

- путем извлечения штатной конвертирующей вставки, содержащей поглотитель нейтронов, из центрального канала реактора;
- с помощью извлечения импульсных стержней из АЗ реактора.

Основным требованием при повторном вводе реактивности является удержание системы ниже мгновенной критичности. Этому требованию удовлетворяет ввод реактивности с помощью конвертирующей вставки (скорость ввода составляет 0,4 β_{эф}/с). Для прогно-

зирования поведения реактора при введении дополнительной реактивности конвертирующей вставкой проведен расчет программой моделирования с учетом переменного коэффициента гашения реактивности, а также вычислен оптимальный момент начала ввода реактивности. Расчет показал, что при вводе реактивности 0,2 β_{эф} в момент максимума квазипульса реализуется импульс с формой, близкой к треугольной, и энерговыделением более 9 МДж. Смещение повторного ввода реактивности во времени приводит к уменьшению вклада в общее энерговыделение от второго импульса. Реальные квазипульсы, полученные на реакторе ИГРИК в ходе исследований, подтвердили правильность расчетной модели реактора. На рис. 4 представлена форма квазипульса, полученного с использованием дополнительного ввода реактивности конвертирующей вставкой. По результатам экспериментов можно сделать вывод, что повторный ввод реактивности конвертирующей вставкой позволяет поднять энерговыделение в квазипульсе в среднем на 10%.

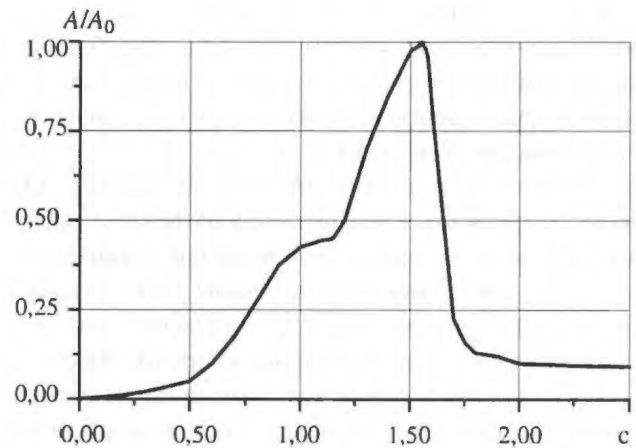


Рис. 4. Форма квазипульса с дополнительным вводом реактивности конвертирующей вставкой

Существует другая возможность повторного ввода реактивности. Как известно, импульс реализуется за счет извлечения штатных ИС из АЗ реактора, величина избыточной реактивности при этом составляет около 1 β_{эф} для каждого ИС при объеме АЗ 50,0 л. Для обеспечения стартовой реактивности при производстве квазипульса достаточно извлечения одного из четырех ИС реактора ИГРИК. Оставшиеся три ИС введены в АЗ и составляют запас реактивности около 3 β_{эф}, который возможно реализовать при извлечении ИС. Пневматический привод извлекает стержень за 0,1 с, что означает ввод 1 β_{эф} со скоростью 10 β_{эф}/с. Такой ввод реактивности неприемлем, поскольку реактор при этом заведомо переходит критическое состояние на мгновенных нейтронах. Можно уменьшить добавку реактивности при извлечении ИС, если установить “ограничитель хода”. При этом длина движе-

ния стержня ограничивается таким образом, что часть ИС остается в АЗ и его вес может находиться в пределах от 0 до 1 $\beta_{эф}$. Повторный ввод реактивности с помощью ИС с "ограничителем хода" приводит к увеличению энерговыделения до 9,4 МДж. На рис. 5 представлена форма квазиимпульса, полученного с использованием дополнительного ввода реактивности ИС с ограничителем хода.

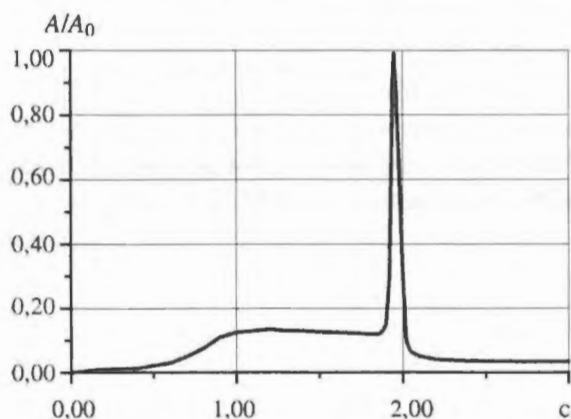


Рис. 5. Форма квазиимпульса с дополнительным вводом реактивности ИС с "ограничителем хода"

Программа математического анализа квазиимпульсов позволяет решать обратную задачу – определение реактивности системы в любой момент времени по динамике развития мощности реактора. В качестве исходных данных был задан массив данных квазиимпульса необходимой длительности и прямоугольной формы и получена зависимость дополнительно вводимой реактивности для поддержания постоянной мощности реактора от времени, которая приведена на рис. 6. Теоретически на реакторе ИГРИК возможно получение квазиимпульса с формой, близкой к прямоугольной, и энерговыделением около 20 МДж. Для реализации такого квазиимпульса необходимо модифицировать систему управления ИС, чтобы обеспечить ввод реактивности с переменной скоростью.

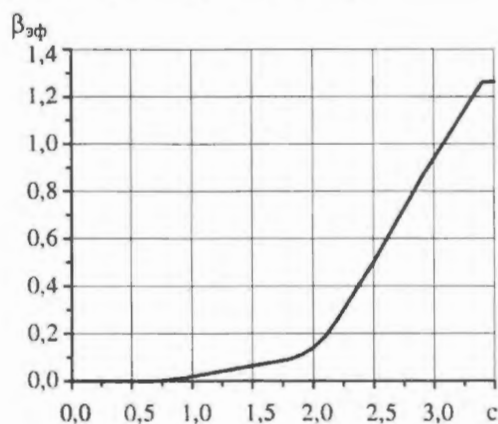


Рис. 6. Зависимость необходимой компенсации потери реактивности от времени

Исследования возможностей изменения параметров квазиимпульсного режима реактора ИГРИК проведены также в направлении повышения давления в корпусе АЗ. Коэффициент гашения реактивности в реакторе значительно возрастает при наработке энерговыделения около 4 МДж. Это связано с образованием радиолитического газа, сопровождающего процесс деления ядер урана в растворе легкой воды. Причем этот газ образуется в растворенном виде и накапливается в топливе до определенной пороговой концентрации, превышающей концентрацию насыщения. После достижения пороговой концентрации происходит выход радиолитического газа из раствора в виде пузырьков. Именно с этого момента "включается" газовый механизм гашения реактивности. Концентрация насыщения зависит от состояния раствора в момент производства квазиимпульса (давления, температуры и т. д.). Было предложено путем подачи давления в корпус АЗ перед производством квазиимпульса повысить растворимость радиолитического газа в растворе, что в конечном счете приведет к включению порогового коэффициента гашения реактивности при большем энерговыделении. Эксперимент полностью подтвердил это предположение. В ходе исследований на реакторе ИГРИК был реализован квазиимпульс с избыточным давлением в корпусе АЗ 4 ата, форма которого представлена на рис. 7. Для сравнения в этом же масштабе приведен аналогичный квазиимпульс без избыточного давления в корпусе АЗ. Эксперимент показал, что газовый механизм гашения реактивности включается при наработке интеграла на 2 МДж больше, чем в квазиимпульсе без избыточного давления в корпусе АЗ. Это дает основание предположить, что возможно существенное увеличение энерговыделения при работе реактора в режиме квазиимпульса при повышенном до ~ 20 ата давлении в корпусе АЗ.

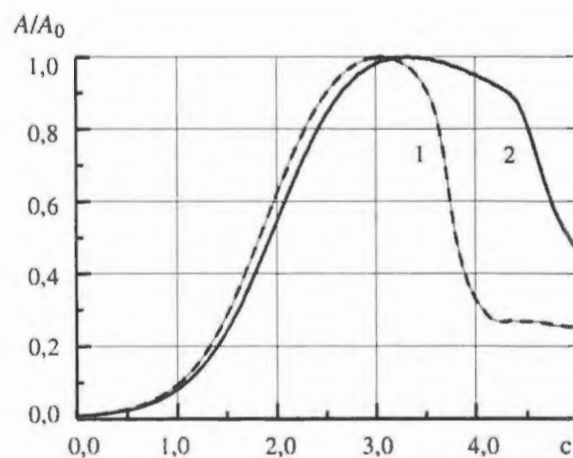


Рис. 7. Формы квазиимпульса без избыточного давления в корпусе АЗ (1) и с избыточным давлением (2)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кроме импульсного и статического режимов работы импульсный реактор ИГРИК может эксплуатироваться в двухимпульсном и квазиимпульсном режимах, что значительно расширяет спектр его эксплуатационных возможностей. Квазиимпульсный режим позволяет в широких пределах (от 60 до 10 000 мс) варьировать длительность облучения образцов. Двухимпульсный режим дает возможность получать различные импульсы со скажностью между ними от 0,7 до нескольких секунд, а также комбинацию импульс – квазиимпульс. Новые режимы установки ИГРИК могут быть использованы в задачах по исследованию воздействия излучения на образцы, изучению фазовых переходов в делящихся материалах, в экспериментах по ядерной накачке лазеров, при исследованиях физических процессов в АЗ растворного реактора и т. д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кедров А.В., Ляпин П.С., Солонцов Л.Л. и др. Растворный импульсный реактор ИГРИК – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 4, с. 3–8.
2. Taskin V.B., Andreyev V.V., Gorin N.V., et al. Pulsed Homogeneous Reactor IGRIC. Physics, Safety and Applications of Pulse Reactors, International Embedded Topical Meeting, 13–17 November 1994, Washington, DC.
3. Андреев В.В., Биянов М.Ю., Горин Н.В. и др. Исследование эксплуатационных возможностей реактора ИГРИК в квазиимпульсном режиме. – Известия вузов. Ядерная энергетика, 1995, № 1, с. 32–38.

СПОСОБЫ РЕГИСТРАЦИИ НАБОРА ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И ФЛЮЕНСА НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАБОТЕ РЕАКТОРА ИГРИК В ДВУХИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

В. В. Андреев, В. Н. Афанасьев, Д. В. Букин, В. Б. Бычков, В. Т. Громов, А. В. Кедров,
О. А. Мингазов, В. П. Пудов, А. К. Серебряков, В. Л. Стряхнин

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

При радиационных испытаниях и выполнении исследовательских работ на ядерных физических установках ВНИИТФ для измерения локальных параметров излучения применяются стандартизованные интегральные методы. Эффективный по кремнию флюенс нейтронов ($\Phi_{эф}$) измеряется с помощью аттестованной по отрасли методики РИД-Н, а экспозиционная доза гамма-излучения (D_γ) – дозиметрическими стеклами СГД-8, аттестованными в ИАЭ им. И. В. Курчатова. Детекторы в процессе облучения находятся в пассивном состоянии, поэтому результаты измерений представляются величинами $\Phi_{эф}$ и D_γ , которые воздействуют на облучаемый объект с момента его установки и до извлечения.

На растворном реакторе ИГРИК отработан режим генерации сдвоенных импульсов, значительно различающихся по длительности и интенсивности излучения. В канале реактора с интервалом 0,7–1,0 с создаются поля излучения со следующими уровнями экспозиционной дозы гамма-излучения и флюенса нейтронов (Φ_n) с энергией $\epsilon \geq 0,1$ МэВ:

- 1-й импульс – длительность ~ 15 мс, $D_\gamma \sim 10^5$ Р, $\Phi_n \sim 10^{14}$ нейтр./см²;
- 2-й импульс – длительность $\sim 0,3$ с, $D_\gamma \sim 5 \cdot 10^4$ Р, $\Phi_n \leq 5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см².

В процессе обработки двухимпульсного режима возникла необходимость измерения эффективного флюенса нейтронов и экспозиционной дозы гамма-излучения в момент начала и окончания второго импульса. Эта задача была решена путем мониторинга набора Φ_n и D_γ с последующей привязкой данных по динамике набора к абсолютным значениям, измеренным по стандартным методикам.

МОНИТОРИРОВАНИЕ НАБОРА ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Контроль набора экспозиционной дозы гамма-излучения осуществили конденсатором, спад напряжения на котором обусловлен в основном дозой гамма-излучения. Изменение напряжения на конденсаторе при облучении имеет экспоненциальную зависимость от D_γ

$$\Delta U(t) \sim U_0 [1 - \exp(-K_\gamma \cdot D_\gamma)], \quad (1)$$

где $\Delta U(t)$ – спад напряжения на конденсаторе; U_0 – напряжение на конденсаторе до облучения; K_γ – радиационная чувствительность конденсатора к гамма-излучению.

Достоинством конденсатора является малый “темновой” саморазряд, не превышающий 5% за сутки, что позволяет контролировать набор дозы в течение длительного времени. Нормируя результаты измерения динамики набора D_γ на показания дозиметрических стекол СГД-8, можно получить данные о величине дозы гамма-излучения в любой момент времени. На рис. 1 приведены данные по регистрации набора дозы на реакторе ИГРИК в режиме генерации двух последовательных импульсов излучения. Контроль напряжения на конденсаторе в этом временном интервале вели с помощью десятиразрядного АЦП. По окончании этих измерений конденсатор вновь перезарядился до напряжения U_0 и дальнейший спад напряжения, обусловленный воздействием гамма-излучения активированного раствора, контролировали статическим вольтметром. После слива раствора процедуру перезарядки повторяли вновь, и спад напряжения, обусловленный воздействием гамма-излучения активированных элементов конструкции реактора, измеряли на момент извлечения дозиметрических стекол СГД-8.

Последовательность процесса регистрации и полученные в эксперименте данные о составляющих суточной дозы (в процентах) приведены на рис. 2.

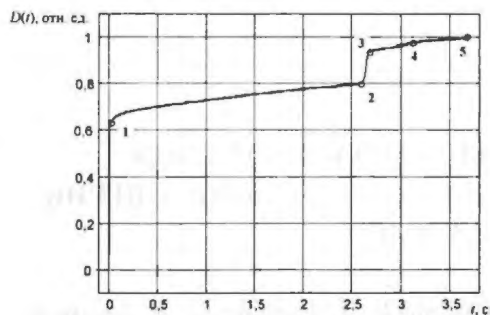


Рис. 1. Набор дозы гамма-излучения на реакторе ИГРИК в двухимпульсном режиме: 1 – окончание импульса № 1; 2 – начало импульса № 2; 3 – окончание импульса № 2; 4 – окончание программной работы реактора; 5 – окончание регистрации

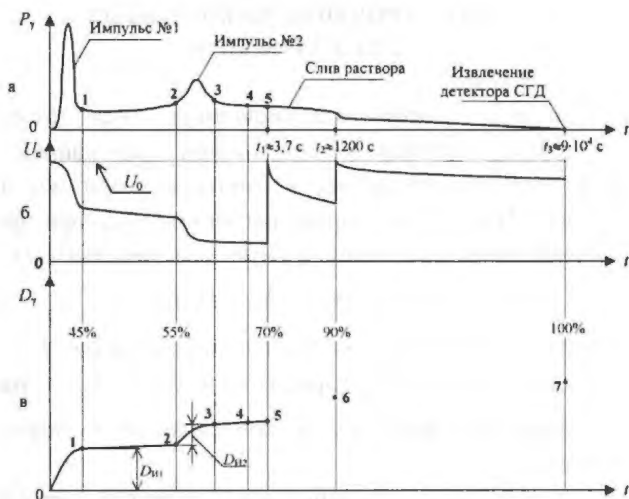


Рис. 2. Схема временной диаграммы мониторинга набора дозы гамма-излучения: а – форма сдвоенного импульса излучения; б – напряжение на конденсаторе; в – диаграмма набора дозы гамма-излучения. Характерные точки на графике набора дозы: 1–5 – те же, что и на рис. 1; 6 – окончание слива раствора; 7 – извлечение детекторов СГД-8

МОНИТОРИРОВАНИЕ НАБОРА ФЛЮЕНСА НЕЙТРОНОВ

Контроль набора флюенса нейтронов в зависимости от его величины можно осуществить с помощью транзисторов КТ301, КТ312 и КТ316, которые используются в методике РИД-Н в качестве детекторов и имеют различную чувствительность к нейтронному излучению. Известно, что результатом воздействия нейтронного излучения через длительный период времени после облучения (сутки и более) являются необратимые структурные дефекты, которые приводят к уменьшению коэффициента усиления тока h_{21} в схеме с общим эмиттером. Изменение обратной величины

этого параметра связано с флюенсом нейтронов линейной зависимостью [1]

$$\frac{1}{h_{\phi}} - \frac{1}{h_0} = K\Phi_3, \quad (2)$$

где h_0, h_{ϕ} – величина h_{21} до и после облучения, а K – коэффициент радиационной чувствительности детектора.

При импульсном нейтронном облучении полупроводниковых структур наряду с образованием необратимых повреждений наблюдается и отжиг термически нестабильных дефектов. Этот процесс принято характеризовать коэффициентом отжига (AF), представляющим собой отношение числа повреждений в момент времени t к числу стабильных повреждений. Для биполярных транзисторов коэффициент отжига определяется из выражения [2]

$$AF(t) = \frac{\frac{1}{h(t)} - \frac{1}{h_0}}{\frac{1}{h_{\infty}} - \frac{1}{h_0}}. \quad (3)$$

Изменение параметра h_{21} в предположении мгновенного воздействия нейтронов с учетом фактора отжига описывается соотношением

$$\frac{1}{h(t)} - \frac{1}{h_0} = K\Phi_{эф} AF(t), \quad (4)$$

а в общем случае эта зависимость определяется интегральным уравнением

$$\frac{1}{h(t)} - \frac{1}{h_0} = K \int_0^t \varphi(\tau) AF(t - \tau) d\tau, \quad (5)$$

где $\varphi(\tau)$ – плотность потока нейтронов в момент времени τ .

Зависимость $AF(t)$ для детекторов РИД-Н при токе инжекции $I_3 = 5$ мА была получена в экспериментах, выполненных в натуральных опытах и на импульсных реакторах. Вид ее приведен на рис. 3.

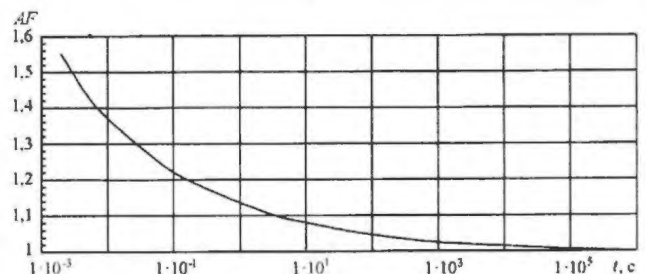


Рис. 3. Фактор отжига для детекторов РИД-Н

Для мониторинга набора флюенса нейтронов применяли метод дистанционного измерения тока базы транзистора (при постоянной величине эмиттерного

тока $I_3 = 5$ мА). Напряжение на выходе схемы при этом пропорционально обратной величине $(h_{21}+1)$, т. е.

$$U_{\text{вых}} = \frac{K_{\text{пр}}}{h_{21} + 1}. \quad (6)$$

Длительность импульса мгновенного излучения на растворных реакторах зависит от энерговыделения в активной зоне и составляет на реакторе ИГРИК 3–15 мс (на полувысоте). Поэтому поправки, учитывающие влияние фактора отжига, в расчет $\Phi_{\text{эф}}$ в секундном интервале и более можно вводить в предположении мгновенного воздействия, т.е. по соотношению (4). Зависимость набора флюенса во времени строится в относительных единицах, а затем нормируется на значение $\Phi_{\text{эф}}$, измеренное по методике РИД-Н:

$$\Phi_{\text{эф}}(t) = \frac{\frac{1}{h(t)} - \frac{1}{h_0}}{\left(\frac{1}{h_{\text{ф}}} - \frac{1}{h_0}\right) AF(t)} \Phi_{\text{эф}}. \quad (7)$$

Это соотношение является основным для рассматриваемого метода мониторинга.

На рис. 4 приведены результаты измерения в течение 60-секундного приращения обратной величины параметра h_{21} транзистора КТ312 (в относительных единицах), полученные на реакторе ИГРИК в режиме генерации одиночного импульса. Во время воздействия импульса излучения наблюдается резкое приращение базового тока. По окончании мгновенного излучения идут два конкурирующих процесса – отжиг дефектов в транзисторе, уменьшающий базовый ток, и воздей-

ствие запаздывающего компонента излучения. Ввод поправки на фактор отжига позволяет получить временной ход набора $\Phi_{\text{эф}}$, показывающий, что в течение 40 с наблюдается значительный рост, обусловленный воздействием запаздывающего излучения. Как видно из рис. 4, вклад его в полный флюенс нейтронов составляет ~ 15 %.

В режиме генерации сдвоенных импульсов на реакторе ИГРИК измерение набора $\Phi_{\text{эф}}$ выполнялось тремя типами детекторов – КТ301, КТ312 и КТ316. Характерный вид полученных данных без учета влияния фактора отжига приведен на рис. 5. Показания детекторов КТ301 и КТ312 практически совпадают, а сигнал КТ316 имеет в сравнении с ними более резкий спад, что свидетельствует о большей скорости отжига дефектов. Характер сигналов до начала второго импульса такой же, что и в режиме генерации одиночного импульса. Влияние отжига через 1 с становится несущественным и наблюдается набор флюенса нейтронов, обусловленный запаздывающим излучением.

На рис. 6 приведены зависимости набора $\Phi_{\text{эф}}$, полученные с учетом фактора отжига. Поправку на отжиг вводили на интервале между первым и вторым импульсами. Влияние отжига после начала второго импульса не учитывали, поскольку расчет в этом случае более сложен – его необходимо вести по соотношению (5), а получаемая при этом поправка незначительна. Для сравнения темпов набора на диаграммах представлены данные о наборе дозы гамма-излучения, полученные с помощью монитора дозы.

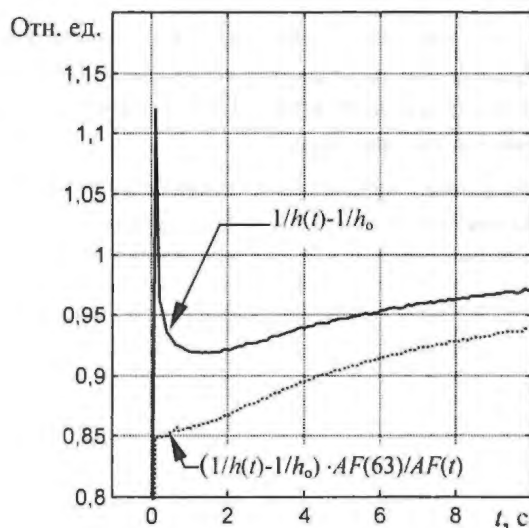
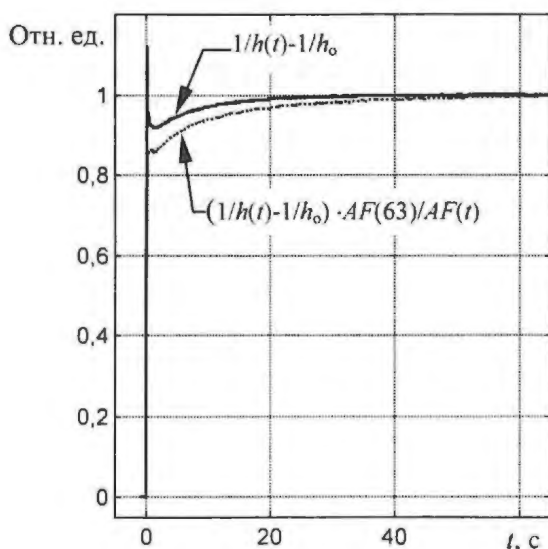


Рис. 4. Сигнал транзистора КТ312 и рассчитанный по нему набор флюенса нейтронов на реакторе ИГРИК в режиме генерации одиночного импульса (справа приведены зависимости на начальном участке)

$1/h(t)-1/h_0$, отн. ед.

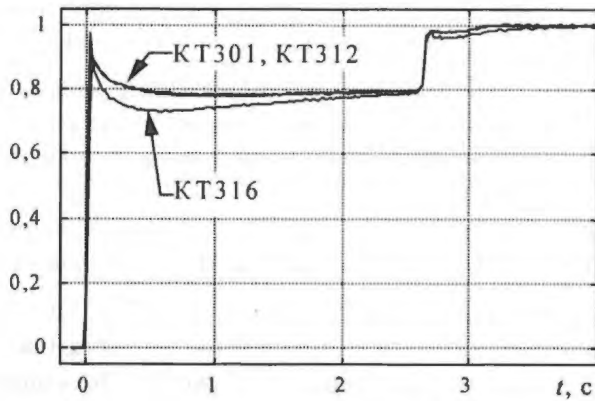


Рис. 5. Данные детекторов РИД-Н (без учета фактора отжига) в двухимпульсном режиме

Отн. ед.

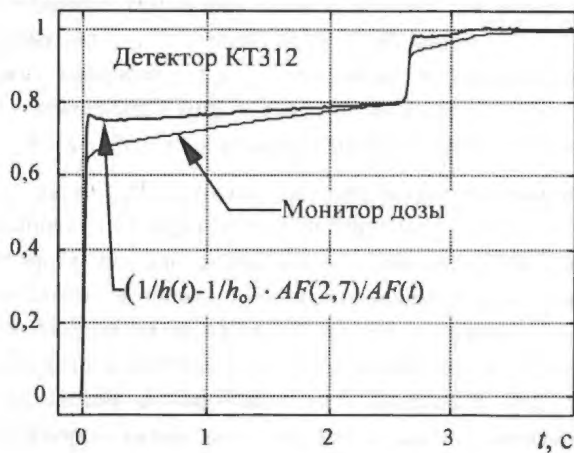


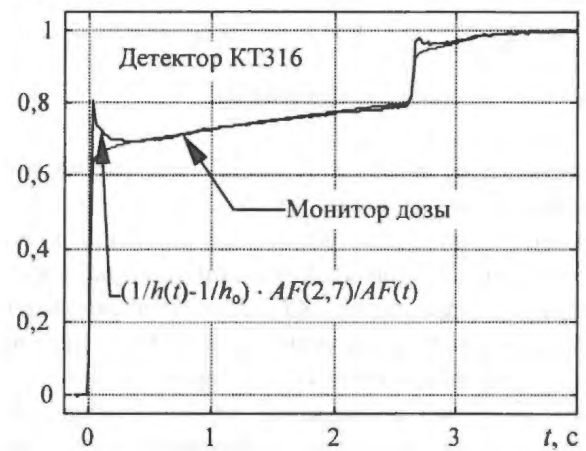
Рис. 6. Данные по набору $\Phi_{эф}$ и D_γ в двухимпульсном режиме работы реактора ИГРИК

Видно, что детекторы КТ312 (и КТ301) между импульсами показывают темп набора $\Phi_{эф}$, меньший, чем монитор дозы гамма-излучения, что соответствует нашим представлениям о работе реактора. Сравнение этих параметров для детектора КТ316 показывает совпадение темпов набора $\Phi_{эф}$ и D_γ при $t \geq 0,3$ с. Небольшое различие, наблюдаемое непосредственно после окончания первого импульса, обусловлено тем, что

зависимость $AF(t)$ детекторов КТ316 имеет, по-видимому, более крутой ход в области малых времен, нежели представленная на рис. 3. Причина расхождения данных по темпу набора $\Phi_{эф}$ между импульсами не ясна и требует уточнения.

По результатам обработки рассмотренный метод измерения $\Phi_{эф}$ имеет удовлетворительные эксплуатационные характеристики во всех исследованных режимах облучения. Схема измерения достаточно проста, а результаты измерений имеют хорошую воспроизводимость, точность и в основном соответствуют представлениям о физике наблюдаемых процессов.

Отн. ед.



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кулаков В.М., Ладыгин Е.А., Шаховцев В.И. и др. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / Под ред. Е.А. Ладыгина. М.: Сов. радио, 1980.
2. Грегори Б., Сандер Х. Нестационарный отжиг дефектов в облученных кремниевых приборах. — ТИИЭР, 1970, т. 58, № 9, с. 34-49.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО РАСТВОРНОГО РЕАКТОРА ЯГУАР С РАДИАЛЬНЫМ РАЗЛЕТОМ ТОПЛИВА

Б. Г. Леваков, А. Д. Зайцев, А. Г. Кропотухин, Н. П. Кураков, В. И. Литвин, А. В. Лукин,
А. Е. Лыжин, О. А. Мингазов, В. М. Опарин, А. М. Первалов, А. И. Санжина

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Рассмотрены особенности конструкции, состава топлива и режимов работы растворного импульсного реактора ЯГУАР, в котором разлет топливного раствора во время импульса делений происходит преимущественно в радиальном направлении. Приведены основные ядерно-физические, гидравлические и радиационные характеристики реактора.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение воздействия импульсного нейтронного и гамма-излучения на элементы радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) и различные материалы является одной из важных задач, решаемых в РФЯЦ-ВНИИТФ. Другой важной задачей является исследование изменений механических характеристик делящихся материалов (ДМ) при импульсном разогреве.

Вследствие этого в составе экспериментальной базы ВНИИТФ видное место занимают импульсные ядерные реакторы (ИЯР), которые по своему назначению являются наиболее мощными (среди известных лабораторных источников) импульсными источниками нейтронного и гамма-излучения. Среди них экономичностью и высокими достигнутыми параметрами поля излучения в больших по объему полостях выделяются растворные импульсные реакторы. Основным недостатком растворных ИЯР является значительно большая по сравнению с металлическими реакторами длительность импульсов делений и соответственно меньшая плотность потока нейтронов.

Уменьшение длительности импульса при форсировании режимов работы реактора связано с непропорционально сильным ростом механических нагрузок на корпус и поэтому ограничено его конечной прочностью. Вследствие этого при форсировании режима работы растворного ИЯР наиболее универсальным, а в ряде случаев и единственно возможным является поиск путей снижения динамических нагрузок на материал корпуса активной зоны (АЗ).

В частности, динамические нагрузки возможно снизить в таком устройстве, которое позволяет раз-

мещать жидкую АЗ на некотором расстоянии от стенок корпуса, тем самым допуская ее разлет после импульса делений в полный телесный угол ("разрушающаяся" АЗ).

В 1979 г. во ВНИИТФ была начата разработка растворного ИЯР нового поколения, в котором длительность генерируемого импульса деления составляет менее 1 мс при сохранении приемлемых величин инерциального давления, а также исследование характеристик реактора и вопросов безопасности его эксплуатации.

В процессе разработки реактора, генерирующего более короткий по сравнению с прежними растворными реакторами импульс мощности и имеющего более широкие экспериментальные возможности, был предложен совершенно новый способ размещения растворной АЗ и устройство для его реализации [1,2]. Новизна предложения заключалась в том, что растворная АЗ к моменту ввода начальной избыточной реактивности должна оставаться неподвижной и иметь четкие границы (как в обычных растворных реакторах). Но в то же время она должна находиться на некотором расстоянии от стенок корпуса, т. е. быть отделенной от них воздушной "подушкой". Свободное размещение АЗ с использованием воздушной подушки достигается применением сотовообразной конструкции с множеством глухих воздушных "карманов", расположенных по внутреннему периметру цилиндрической стенки корпуса. При заполнении такой конструкции раствором внутри воздушных карманов создается небольшое избыточное давление газа (воздушная подушка), которое и препятствует дальнейшему заполнению кармана (более подробно конструкция этого дистанцирующего устройства приведена ниже).

Во время импульса делений развивающееся инерциальное давление во много раз превышает начальное давление газа в карманах, и раствор может свободно разлетаться как в аксиальном, так и в радиальном направлении.

Сделанные оценки показали, что за счет увеличения поверхности разлета АЗ (при прочих равных условиях) удалось снизить инерциальное давление в ней в 4–5 раз, и это инициировало проведение конструкторских работ, исследование вопросов пределов растворимости соли UO_2SO_4 и ее термической стойкости, коррозионной стойкости материалов корпуса и многое другое.

Ниже представлены конструкция корпуса АЗ реактора и его технологической системы, а также основные результаты экспериментальных исследований [1–5].

КОНСТРУКЦИЯ РЕАКТОРА ЯГУАР

В состав реактора ЯГУАР входят:

– корпус АЗ с механизмом управляющих стержней и механизмом загрузки образцов;

– стенд для размещения корпуса АЗ;
– технологическое оборудование, предназначенное для хранения топлива, его приготовления перед воспроизводством АЗ и подачи в корпус реактора;
– пульт управления реактором.

Отдельным элементом технологической системы является радиационный контур с гамма-облучателем – устройством, с помощью которого образцы можно облучать остаточным гамма-излучением осколков делений, образующихся в топливном растворе при работе реактора [2].

Корпус АЗ выполнен двухслойным и разборным (рис. 1). Силовая часть его состоит из трех деталей: внешней силовой оболочки (собственно корпус), внутренней силовой оболочки (гильза) и крышки, которые изготовлены из высокопрочной стали 30ХГСА. Между этими оболочками размещена герметичная ампула, изготовленная из коррозионно-стойкой аустенитной стали 12Х18Н10Т и имеющая сложную орбренную конструкцию – дистанцирующий экран, позволяющий отделять друг от друга воздушной прослойкой цилиндрические поверхности АЗ и ампулы.

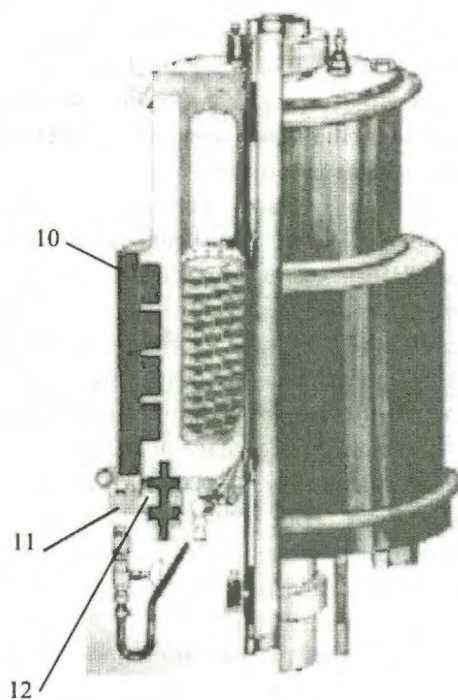
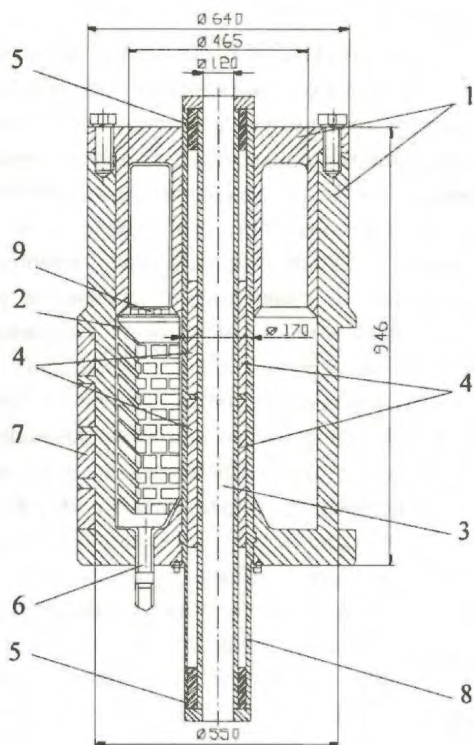


Рис. 1. Корпус АЗ реактора ЯГУАР: 1 – внешняя силовая оболочка корпуса с крышкой; 2 – ампула; 3 – центральный экспериментальный канал; 4 – ИС (сведены к центру АЗ); 5 – амортизаторы механизма ИС; 6 – сливной трубопровод; 7 – свинцовая биологическая защита (неподвижная часть); 8 – внутренняя силовая оболочка (гильза); 9 – фланец жесткости; 10 – свинцовая биологическая защита (подвижная часть); 11 – опорная плита; 12 – подвеска корпуса. Размеры в миллиметрах

Свинцовая биологическая защита корпуса состоит из неподвижной и подвижной частей толщиной 4,5 см каждая. Подвижная часть при повороте может открывать окна, имеющиеся в неподвижной части, в результате облучаемые образцы могут размещаться в непосредственной близости от корпуса АЗ. Корпус установлен на опорной плите с помощью шести пар резиновых амортизаторов, предназначенных для демпфирования его колебаний в вертикальном направлении после импульса делений.

Реактор ЯГУАР имеет два импульсных стержня (верхний и нижний), которые используются для быстрого ввода реактивности, а в статическом режиме работы выполняют также функции дополнительных органов аварийной защиты.

Импульсные стержни (ИС) выполнены в форме полых цилиндров из нержавеющей стали, заполненных гидридом лития (90 %-го обогащения ^6Li). Система управления ходом ИС и пневматические приводы, осуществляющие перемещение импульсных стержней, выполнены таким образом, чтобы каждый стержень мог перемещаться независимо от другого.

В технологической системе реактора ЯГУАР имеется два идентичных ядерно-безопасных баллона-хранилища топливного раствора – основной и запасной.

Радиационный контур реактора (гамма-облучатель) состоит из четырех одинаковых плоских емкостей-модулей (рис. 2), каждый из которых представляет собой блок в форме параллелепипеда с габаритными размерами 54,0×54,0×5,0 см. Внутренний объем модуля, который можно заполнить топливным раствором, равен примерно 10 л. Толщина плоского слоя раствора равна 4 см.

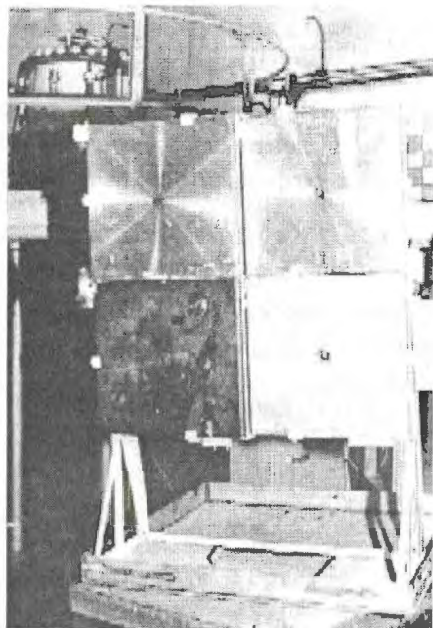


Рис. 2. Гамма-облучатель. Четыре модуля собраны в виде плоской облучающей поверхности

Меняя взаимное расположение модулей, можно создавать различные конфигурации источника гамма-квантов. По завершении работ с использованием гамма-облучателя раствор вновь возвращается в баллон-хранилище.

Технологическая система реактора ЯГУАР состоит из растворного и газового контуров (рис. 3).

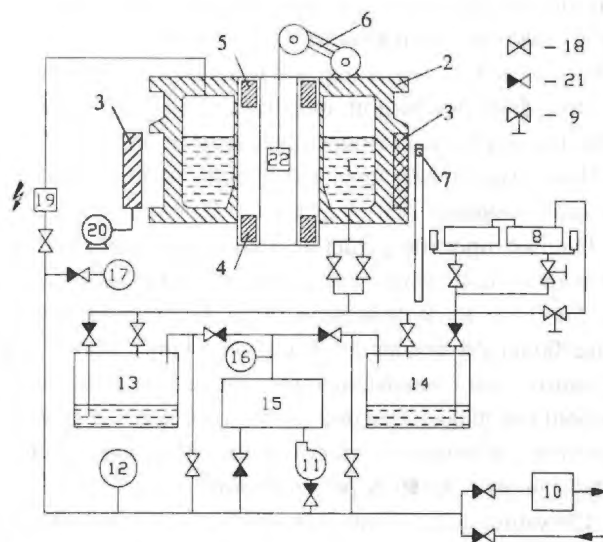


Рис. 3. Технологическая система реактора ЯГУАР: 1 – АЗ; 2 – корпус АЗ; 3 – биологическая защита; 4 – нижний ИС; 5 – верхний ИС; 6 – привод загрузки образцов; 7 – нейтронный источник; 8 – гамма-облучатель; 9 – вентиль ручной; 10 – фильтр очистки газов; 11 – насос мембранный; 12, 16, 17 – датчики давления; 13, 14 – баллоны-хранилища жидкого топлива; 15 – газовый баллон; 18 – клапан нормально открытый; 19 – искровой воспламенитель; 20 – привод биологической защиты; 21 – клапан нормально закрытый; 22 – образец на облучательной позиции

К растворному контуру технологической системы относятся: корпус АЗ; баллоны-хранилища топливного раствора; гамма-облучатель; баллон-сборник пролитого при аварии раствора (на рис. 3 не показан); соединительные коммуникации с запорной арматурой; технологический приямок. Газовый контур системы включает в себя газовый баллон, мембранный насос для откачки газа, искровой воспламенитель гремучего газа, соединительные коммуникации с запорной арматурой.

Технологический цикл получения импульса состоит из нескольких основных операций: подачи топлива в корпус; регулирования реактивности (поиска стартового состояния); генерации импульса делений с помощью “выстрела” импульсных стержней из АЗ; разборки АЗ (слива раствора из корпуса реактора); сжигания образовавшегося при генерировании импульса делений радиолитического газа. Управление всеми операциями технологического цикла автоматизировано и ведется с пульта реактора.

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ РЕАКТОРА ЯГУАР

Активные зоны всех известных к настоящему времени растворных импульсных реакторов (ИИН, ВИР, ЭЛИР, ИГРИК, SILENE) выполнены в форме цилиндра со свободной плоской верхней границей. В такой геометрии все перемещения жидкого топлива могут происходить лишь в вертикальном направлении, и для нее можно показать, что максимальное инерциальное давление в растворе $P_{ин} \sim (H/\tau_{1/2})^2$, где H – высота АЗ, а $\tau_{1/2}$ – полуширина импульса делений.

При фиксированной плотности раствора зависимость $P_{ин} \sim H^2$ аналогична зависимости $P_{ин} \sim (M/S)^2$, где M/S – масса раствора, отнесенная к площади поперечного сечения АЗ.

Однако простое решение выполнить АЗ в форме плоского слоя с целью снижения величины $P_{ин}$ нежелательно как из-за невозможности получения в этом случае большой экспериментальной ячейки (типа центрального экспериментального канала) с высоким и однородным флюенсом нейтронов, так и из-за резкого снижения объемной составляющей температурного коэффициента гашения реактивности.

Ситуация существенно меняется, если плоский слой “свернуть” в цилиндр, оставив внутри центральный канал, и осуществить возможность разлета такой системы как в радиальном, так и в аксиальном направлении.

Рассмотрим качественно, как влияет наличие ячек на боковой поверхности корпуса АЗ на параметры импульса делений. Выполним оценки для АЗ, у которой свободными являются верхняя плоская и боковая цилиндрическая поверхности раствора. Такая модель АЗ позволит получить верхнюю оценку уменьшения давления по сравнению с АЗ обычной конфигурации. Воспользовавшись приближенными решениями уравнений Эйлера и непрерывности, найдем для случая движения топлива в АЗ с различной геометрией разлета:

$$\langle m \rangle_z \dot{v}_z = \Delta P S_z;$$

$$\langle m \rangle_r \dot{v}_r = \Delta P S_r,$$

где $\langle m \rangle_{z,r}$ – эффективные массы раствора в АЗ; S_z, S_r – плоская и цилиндрическая свободные поверхности раствора; ΔP – разность давлений в растворе и за рассматриваемой свободной поверхностью. Для оценок положим, что давление буферного газа над раствором и за его боковой поверхностью (т.е. в воздушных полостях ячеек) в течение большей части импульса одинаково и равно начальному P_0 , так что $\Delta P = P - P_0$, где P – давление в растворе. Учитывая это, найдем соотношение между скоростями v_z и v_r и смещениями плоской $\Delta z(t)$ и боковой $\Delta r(t)$ поверхностей разлетающегося раствора

$$v_r = \frac{\langle m \rangle_z S_r}{\langle m \rangle_r S_z} v_z; \quad \Delta r(t) = \frac{\langle m \rangle_z S_r}{\langle m \rangle_r S_z} \Delta z(t).$$

Оценки показали, что для АЗ реактора ЯГУАР с высотой раствора $H \sim 40$ см, внешним $R \sim 20$ см и внутренним $R_0 \sim 10$ см радиусами раствора и его толщиной $\Delta R = R - R_0 \sim 10$ см выполняется неравенство

$$\begin{aligned} \frac{\Delta r(t)}{\Delta R} &= \frac{\langle m \rangle_z S_r}{\langle m \rangle_r S_z} \frac{H}{\Delta R} \frac{\Delta z(t)}{H} = \\ &= \frac{3}{2} \frac{R + R_0}{R + 2R_0} \frac{H^2}{\Delta R^2} \frac{\Delta z(t)}{H} \gg \frac{\Delta z(t)}{H}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что абсолютное и относительное изменения поперечного размера АЗ существенно превосходят аналогичные изменения высоты АЗ. Поэтому возмущение плотности раствора в АЗ во время импульса обусловлено в основном возмущением поперечного размера. Примем в первом приближении, что изменение надкритичности реактора обусловлено изменением объема раствора, т. е.

$$\Delta K(t) = -\gamma_v \Delta V/V_0.$$

Из этого соотношения и выполненных оценок видно, что в такой системе обратная связь определяется в основном радиальным смещением боковой поверхности АЗ. Оценим влияние двумерного разлета АЗ на величину давления в растворе. Для этого выразим относительное изменение объема раствора x_v через радиальное $\Delta r(t)$ и осевое $\Delta z(t)$ смещения свободных поверхностей АЗ в виде

$$x_v = \frac{\Delta V}{V_0} = \chi \frac{\Delta r(t)}{\Delta R} + \frac{\Delta z(t)}{H},$$

где $\chi = 2R/(R + R_0) = 4/3$ – численный множитель. Подставив это выражение в приближенное решение уравнений Эйлера и непрерывности и считая, что в течение импульса делений смещения $\Delta r(t)$ и $\Delta z(t)$ малы, найдем

$$\ddot{x}_v(t) = \Delta P(t) \frac{S_z}{\langle m \rangle_z H} \left(1 + \chi \frac{H}{\Delta R} \frac{S_r}{S_z} \frac{\langle m \rangle_z}{\langle m \rangle_r} \right).$$

Из анализа последней формулы следует, что уменьшение давления (и, следовательно, длительности импульса) определяется коэффициентом

$$K_p = \left(1 + \chi \frac{H}{\Delta R} \frac{S_r}{S_z} \frac{\langle m \rangle_z}{\langle m \rangle_r} \right).$$

Проанализируем роль каждого из сомножителей во втором слагаемом: отношение эффективных масс не большое и составляет

$$\frac{\langle m \rangle_z}{\langle m \rangle_r} = \frac{3}{4} \frac{(R + R_0)^2}{R \cdot (R + 2R_0)} = \frac{27}{32},$$

отношение поверхностей разлета довольно велико и составляет

$$\frac{S_r}{S_z} = \frac{2 \cdot R}{R + R_0} \frac{H}{\Delta R} = \frac{16}{3},$$

отношение толщин раствора в осевом и радиальном направлениях также велико и составляет: $H/\Delta R = 4/1$.

Анализ показывает, что основной эффект снижения давления обусловлен двумя факторами: увеличением площади свободной поверхности топливного раствора и уменьшением толщины слоя раствора в радиальном направлении. В идеальном случае (без учета влияния ребер, перемычек и других конструктивных элементов) $K_p \approx 26$. Для реальной геометрии корпуса можно найти, что $K_p \approx 15$, это почти в два раза меньше, чем для идеальной конфигурации. Следовательно, ожидаемая длительность импульса в реакторе ЯГУАР может быть в $\sim \sqrt{15}$, т. е. в ≈ 4 раза меньше, чем в реакторе с АЗ обычной конфигурации и равнопрочном корпусе.

Последнее обстоятельство позволяет существенно снизить длительность нейтронного импульса реактора (при сохранении удельного энерговыделения), для чего необходимо повысить концентрацию ядер горючего (^{235}U) в растворе и с целью оптимизации геометрических размеров АЗ ввести в раствор эффективный поглотитель нейтронов, например, кадмий.

Основные расчеты нейтронно-физических характеристик проводились по программам метода Монте-Карло, КЛАН (расчеты критичности) и ПРИЗМА-Д (расчеты флюенсов и доз нейтронов и гамма-квантов) с нейтронными константами БАС.

Данные, полученные в расчетах, свидетельствовали о высокой эффективности растворенного поглотителя даже для случая высококонцентрированных растворов ($C_U \sim 460$ г/л) и позволяли надеяться на возможность достижения требуемого критического объема АЗ реактора ЯГУАР с помощью варьирования концентраций урана и кадмия в растворе (для системы без поглотителя нейтронов в топливе это представляло бы весьма сложную задачу). Это явилось основанием для отказа от проведения предварительных дорогостоящих критмассовых экспериментов, которые были неизбежны при физическом пуске других растворных реакторов.

Физический пуск реактора проводился в три этапа.

На первом этапе в корпус реактора заливался раствор с концентрацией урана $C_U \sim 155$ г/л, который ранее использовался в качестве топлива для снятого с эксплуатации в 1984 г. реактора ЭЛИР. По предварительным оценкам, критические параметры АЗ реактора ЭЛИР и реактора ЯГУАР с топливом реактора ЭЛИР (АЗ № 1) были достаточно близки. Это определяло также близость геометрических размеров АЗ, "весов" импульсных стержней, времени жизни мгновенных нейтронов и при сравнении параметров импульса делений позволяло оценить влияние на них нового фактора – радиального разлета топлива.

На втором этапе физического пуска АЗ "доставлялась" по высоте до проектного значения $H \sim 40$ см (вместо $H = 26$ см на первом этапе). При

этом концентрация ^{235}U в растворе была несколько увеличена (до ~ 170 г/л), а избыточная реактивность подавлялась введением в раствор соли сульфата кадмия ($C_{Cd} \sim 1$ г/л) (АЗ № 2). Исследования данной системы позволили дать ответ на следующие вопросы: как влияет поглотитель нейтронов (Cd) на коэффициент гашения реактивности, зависит ли величина инерциального давления при радиальном разлете топлива от высоты АЗ, какова величина максимального изменения реактивности системы при увеличении давления над "зеркалом" раствора.

Наконец на третьем этапе физического пуска была экспериментально исследована рассчитанная ранее растворная система с высокой концентрацией урана ($C_U \sim 460$ г/л) и значительной "присадкой" Cd ($C_{Cd} \sim 5$ г/л, АЗ № 3), которая позволила получить проектные параметры импульса делений и с которой реактор ЯГУАР был сдан в эксплуатацию.

Одним из основных моментов в исследованиях процессов, протекающих в растворной АЗ, было измерение величин и характера возникающего инерциального давления.

Достоверные сведения о динамике и величине протекающих в растворной АЗ гидродинамических процессов представляют большой практический интерес как определяющие прочностные характеристики и ресурс корпуса. Вместе с тем гидродинамические процессы определяют также механизм гашения реактивности и, следовательно, параметры импульса делений.

При исследовании гидродинамических явлений в АЗ реактора ЯГУАР (АЗ № 1, АЗ № 2 и АЗ № 3) производились измерения величины инерциального давления, скорости перемещения границы раствора, перемещения корпуса реактора, деформаций корпуса и сливного трубопровода.

Давление в топливном растворе на первом этапе физического пуска измерялось с помощью крешеров.

На втором и третьем этапах физического пуска давление измерялось с помощью трансформаторного и индуктивного датчиков, регистрировавших временную зависимость прогиба мембраны. Конструкция измерительной штанги с мембраной, индуктивным и контактными датчиками приведена на рис. 4.

В большей части измерений в качестве первичного преобразователя давления использовался индуктивный датчик ДДИ-20. Для преобразования комплексного сопротивления датчика в электрическое напряжение был использован индуктивный высокочастотный преобразователь ИВП-2. Динамическая калибровка осуществлялась с использованием импульсной камеры давления. Выходное напряжение преобразователя, пропорциональное давлению, регистрировалось с помощью осциллографов С8-13, С9-8 и цифрового комплекса регистрации ИКРОИ.

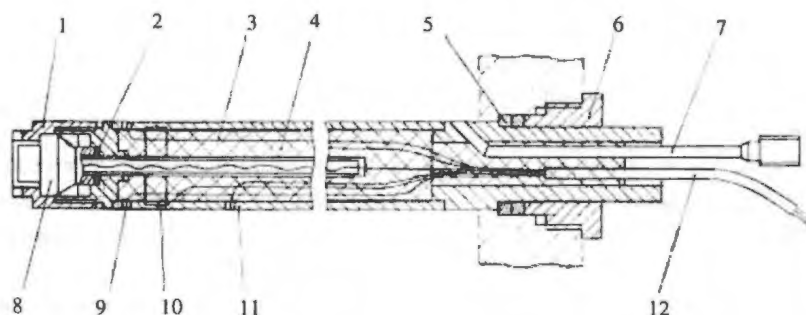


Рис. 4. Конструкция измерительной штанги: 1, 6 – гайки; 2, 5 – уплотнительные прокладки; 3 – линия связи с измерительными контактами; 4 – компаунд; 7 – “паровой” патрубок; 8 – датчик давления ДДИ-20; 9 – измерительный контакт; 10 – термопара; 11 – корпус штанги; 12 – кабельный жгут

Скорость перемещения раствора в вертикальном направлении оценивалась с помощью контактного уровнемера, который представлял собой 44 изолированных контакта, выведенных через стенки измерительной штанги в раствор. При перемещении раствора вдоль контактов менялось омическое сопротивление между контактом и стенкой трубы от 1 МОм до 50 кОм, что уверенно регистрировалось измерительной системой.

Перемещение корпуса реактора в осевом направлении (“подскок корпуса”) регистрировалось крешерным и трансформаторным датчиками, размещаемыми на независимой от корпуса подвеске под его днищем. С помощью пьезоакселерометра оценивалось ускорение движения корпуса.

Величины деформаций корпуса реактора и сливного трубопровода регистрировались тензодатчиками 2ФКПА-5-100ГВ и 2ФКПА-3-100ГВ, которые размещались в нижней и средней части “окна” в биологической защите корпуса и в трех областях (верхней, средней и нижней) сливного трубопровода.

В качестве примера на рис. 5 приведены временные зависимости мощности и давления в нижней час-

ти АЗ, а также форма сигнала контактного уровнемера для импульса делений № 58. Временная форма импульса регистрировалась с помощью ФЭК с пластмассовым сцинтиллятором.

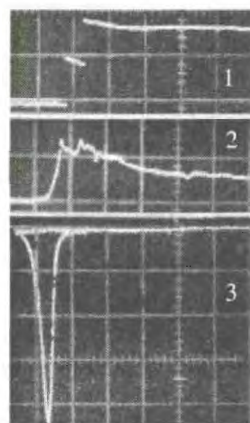


Рис. 5. Осциллограммы импульса № 58 ($E = 9,8$ МДж): 1 – контактный датчик уровня раствора в корпусе (разлет из точки № 38 в точки № 40 и № 44); 2 – датчик давления ($P_{\max} = 2,3$ МПа); 3 – датчик формы импульса (5 мс/дел.)

Результаты измерения параметров импульсов делений и гидродинамических характеристик реактора ЯГУАР (АЗ № 3) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты измерения параметров импульсов делений и гидродинамических характеристик реактора ЯГУАР (АЗ № 3) (начальные условия: $R_{in} = 8,8$ см, $R_{ex} = 19,8$ см, $H_{AZ} \approx 38$ см, $C_U = 465$ г/л, $C_{Cd} = 5$ г/л,

R_{in} , R_{ex} – внутренний и эффективный внешний радиусы раствора)

Начальная надкритичность, ΔK_p	Удельное энерговыделение, МДж/л	Максимальное инерциальное давление в растворе, МПа		Число делений за импульс	Полуширина импульса, мс	Временной интервал между пиками давления, мс
		1-й пик	2-й пик			
0,009	0,24	0,8	0,9	$0,26 \cdot 10^{18}$	2,02	5,0
0,016	0,49	2,3	4,6	$0,58 \cdot 10^{18}$	0,95	1,6
0,021	0,71	5,4	13,5	$0,83 \cdot 10^{18}$	0,81	1,2
0,027	0,85	11,2	37,2	$1,12 \cdot 10^{18}$	0,68	0,65

Разлет топлива и его взаимодействие с ребрами ампулы и другими элементами корпуса (диафрагмой, крышкой) также создают кратковременные импульсы давления, которые приводят к перемещениям корпуса вверх-вниз. На рис. 6 приведены осциллограммы сигнала датчика перемещений корпуса ("прыжки корпуса"), полученные в измерениях для импульсов с различным энерговыделением.

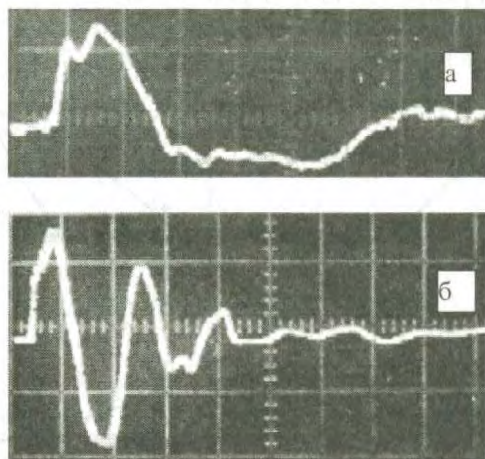


Рис. 6. Осциллограммы датчика перемещения корпуса реактора ЯГУАР: а – импульс № 46 ($E = 9,5$ МДж, развертка осциллографа 10 мс/дел., чувствительность 100 мВ/дел.); б – импульс № 62 ($E = 14,6$ МДж, развертка осциллографа 20 мс/дел., чувствительность 200 мВ/дел.)

Система крепления корпуса рассчитана на величину перемещения корпуса вверх-вниз $[\Delta h] = 6$ мм, поэтому при реальных величинах $[\Delta h] \leq 0,8$ мм амортизаторы системы крепления подвески работают с незначительной нагрузкой.

При экспериментальных исследованиях нейтронно-физических характеристик АЗ реактора ЯГУАР и параметров импульсов делений программа исследований включала в себя: эксперименты на "нулевой" мощности (критмассовые опыты, измерения периодов

разгона, эффективности ИС, барометрического коэффициента реактивности, эффективного времени жизни мгновенных нейтронов); исследование реактора в статическом режиме (измерение температурного коэффициента реактивности, калибровку детекторов, измерение флюенсов и энергетических спектров нейтронного и гамма-излучения, изучение радиационной обстановки в помещениях, смежных с технологическим залом реактора, и на окружающей территории); исследование реактора в импульсном режиме (уточнение эффективности ИС, определение зависимости энерговыделения и временной формы импульса от избыточной реактивности, оценку инерциального давления и динамических нагрузок на конструкцию реактора).

Измерения возмущения реактивности реактора ЯГУАР проводились несколькими методами: по периоду разгона надкритического реактора; импульсным методом в состоянии запаздывающей критичности и на подкритическом реакторе; методом сброса нейтронного источника.

Измерение реактивности методом одиночного нейтронного импульса проводилось с использованием малогабаритного генератора нейтронов, обеспечивающего импульс с выходом до $\sim 2 \cdot 10^9$ нейтронов и полушириной ~ 2 мкс. Нейтронный поток регистрировался камерой деления КНК-15-1 и модернизированной камерой деления КНТ-54.

Сигналы записывались с помощью быстрого АЦП TP508. Реактивность системы вычислялась по формуле:

$$\rho/\beta_{эф} = 1 - \alpha/\alpha_R,$$

в которой $\alpha = 1/n(t) dn(t)/dt$ – измеряемая постоянная спада основной гармоники; α_R – постоянная спада основной гармоники для системы в состоянии запаздывающей критичности (постоянная Росси).

Критические параметры реактора ЯГУАР, измеренные во время второго и третьего этапов физического пуска, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Критические параметры реактора ЯГУАР, измеренные во время второго и третьего этапов физического пуска

Параметр	АЗ № 2	АЗ № 3
Объем раствора в системе, дм^3	42	39,5
Концентрация U (90% ^{235}U) в растворе, г/см^3	0,170	0,465
Концентрация Cd в растворе, г/см^3	0,001	0,005
Критический объем раствора при ИС в АЗ, дм^3	39,2	37,9
Критическая высота раствора при ИС в АЗ, см	40,8	38,6
Критическая высота раствора при ИС вне АЗ, см	34,5	33,5
Постоянная Росси $\alpha_R = \beta_{эф}/l$, с^{-1}	541	1420
Эффективное время жизни мгновенных нейтронов, мкс	14,8	5,63
Эффективность нижнего ИС, $\beta_{эф}$	3,34	3,18
Эффективность верхнего ИС, $\beta_{эф}$	2,55	1,5
Возмущение реактивности "по доливанню" для АЗ с $H_{кр} = 33,5$ см при $P_0 = 1,18$ кгс/см 2 , $\beta_{эф}/\text{см}$	0,94	0,9
Скорость ввода реактивности при "выстреле" ИС, $\beta_{эф}/\text{с}$	70–100	70–100
Статический коэффициент гашения реактивности, $\beta_{эф}/\text{°C}$	-0,048	-0,031

Во время физического пуска реактора ЯГУАР были подробно исследованы характеристики импульсов делений: зависимости полного энергосвечения за импульс E , пиковой мощности Φ , ширины импульса на половине высоты $\tau_{1/2}$, коэффициента гашения γ и доли передней половины колокола импульса δ от избыточной реактивности ρ для реактора с незагруженным образцами экспериментальным каналом. Указанные зависимости приведены на рис. 7–9.

Как видно из представленных на рис. 7 зависимостей, при увеличении вводимой в импульсе реактивности очевидна тенденция к формированию более симметричного импульса делений, у которого длительности переднего и заднего фронтов примерно одинаковы, и к возрастанию коэффициента гашения реактивности.

На рис. 8 приведены зависимости полуширины и пиковой мощности импульса делений от обратного периода разгона ($1/T$) и от реактивности.

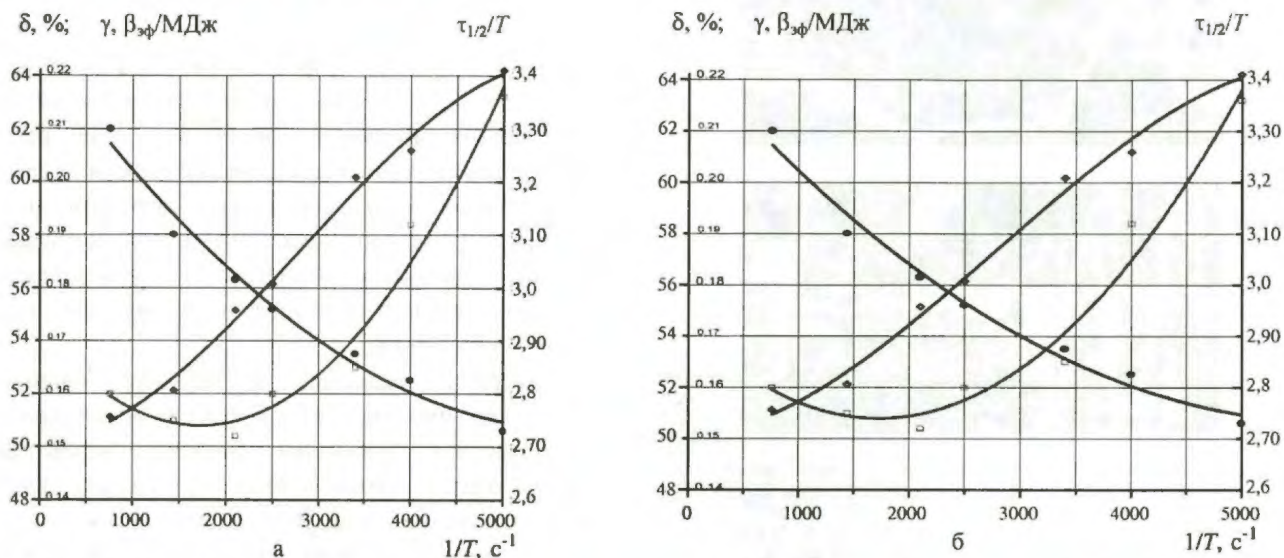


Рис. 7. Зависимости доли передней половины колокола импульса (δ) в общем энергосвечении, коэффициента гашения (γ) и отношения полуширины импульса к периоду разгона ($\tau_{1/2}/T$) от обратного периода разгона для АЗ № 2 (а) и АЗ № 3 (б) соответственно

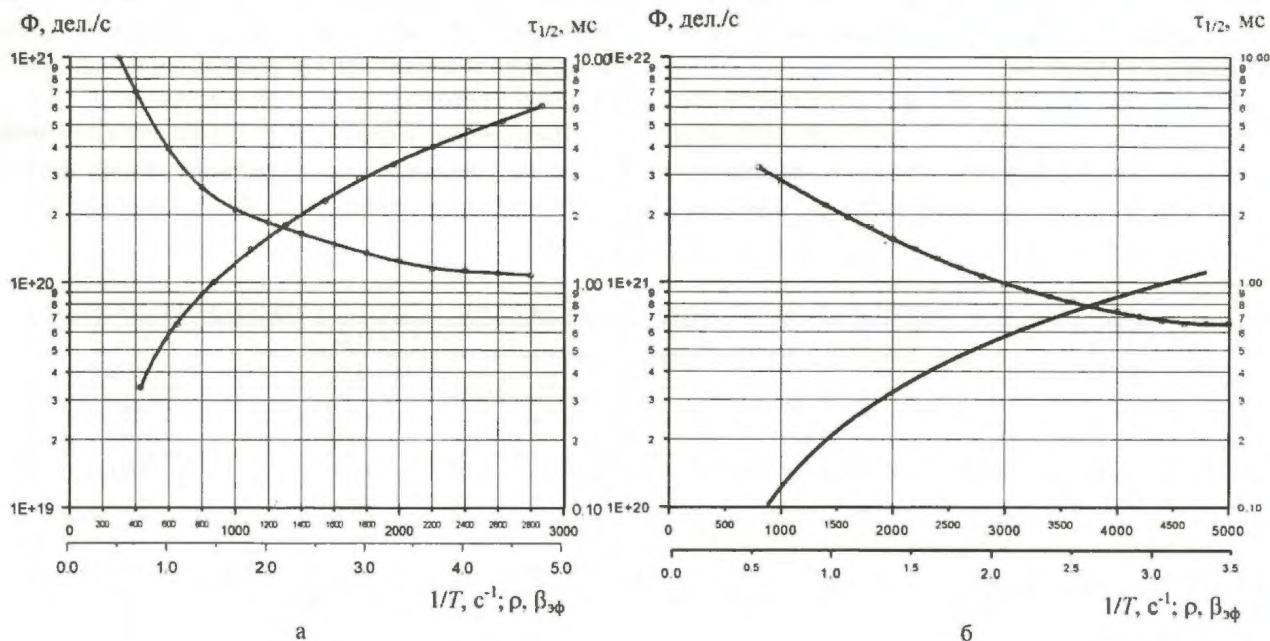


Рис. 8. Зависимости полуширины $\tau_{1/2}$ и наибольшей интенсивности числа делений Φ для АЗ № 2 (а) и АЗ № 3 (б) от обратного периода разгона и избыточной реактивности

Пиковая мощность примерно пропорциональна обратному периоду в степени $3/2$, что находится в соответствии с оценкой, приводимой для растворного реактора KEWB.

Из сравнения величин Φ (варианты а и б) видно, что как в случае "медленной" АЗ № 2, так и в случае "быстрой" АЗ № 3, эффективные времена жизни мгновенных нейтронов для которых соответственно равны 14,8 и 5,63 мкс, при одинаковой величине $1/T$ реактор достигает примерно одинаковой пиковой мощности. Однако из-за разных времен жизни нейтронов это происходит при существенно различных значениях вводимой реактивности.

Зависимость энерговыделения в импульсе от обратного периода разгона и введенной реактивности для АЗ № 2 и АЗ № 3 приведена на рис. 9. Для удобства сравнения зависимости величин энерговыделения шкала $1/T, c^{-1}$ общая, а шкалы $\rho, \beta_{эф}$ для каждой АЗ – индивидуальные.

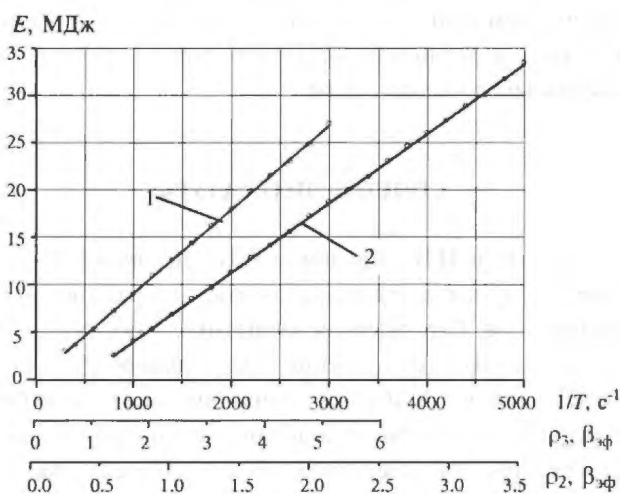


Рис. 9. Зависимость энерговыделения в импульсе от обратного периода разгона и введенной реактивности для АЗ № 2(1) и АЗ № 3(2)

Из рисунка следует, что выделявшаяся в импульсе энергия, соответствующая одинаковой введенной реактивности, в АЗ № 2 и АЗ № 3 примерно одинакова (с точностью ~ 20 %) с учетом различий в теплоемкости и величине коэффициента гашения реактивности: теплоемкость АЗ № 2 из-за меньшей концентрации соли UO_2SO_4 в растворе выше, чем теплоемкость АЗ № 3, в 1,4 раза, но и коэффициент гашения реактивности для АЗ № 2 в среднем в 2 раза выше, чем для АЗ № 3.

Исследования пространственно-энергетических характеристик поля нейтронов реактора ЯГУАР состояли в определении энерговыделения в топливном растворе и нормировке по этой величине штатных средств мониторинга; энергетических спектров и пространственных распределений флюенсов нейтронов в областях, предназначенных для размещения об-

лучаемых образцов; энергетических спектров флюенсов и пространственных распределений доз гамма-квантов вокруг реактора.

На основе проведенной работы создан ОБРАЗЦОВЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ на базе реактора ЯГУАР – ОИ-Р-“Я”, который является средством измерений 2-го разряда.

По данным активационных измерений, методом направленного расхождения были восстановлены энергетические спектры нейтронов.

Дифференциальные спектры $\phi(E)$ показаны на рис. 10.

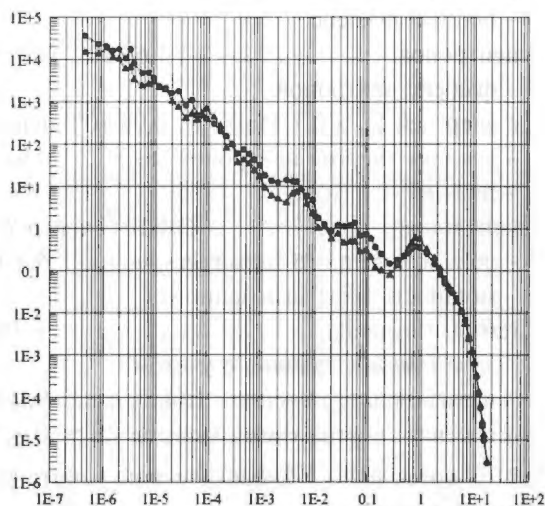


Рис. 10. Дифференциальные спектры нейтронов реактора ЯГУАР: • – канал АЗ; ♦ – боковое окно

Средняя энергия нейтронов для аттестованных областей нейтронного поля равна соответственно:

$$E_{ср}^{ОП-К} = 0,91 \pm 0,03 \text{ МэВ}; E_{ср}^{ОП-К} = 1,11 \pm 0,03 \text{ МэВ}.$$

Измерение интегральных доз гамма-излучения проводилось детектором ДТС-0.01/0.1 на основе силикатного стекла с активируемой добавкой (никель).

В табл. 3 приведены экспериментальные данные, характеризующие отношение мгновенной и суточной доз в различных точках центрального канала. Точность экспериментальных измерений поглощенных доз гамма-излучения оценивается в 30 %.

Таблица 3

Распределение дозы гамма-квантов за 1 с (D_1) и за 1 сутки (D) по высоте h центрального канала ($h = 0$ соответствует "подшве" корпуса) при энерговыделении в АЗ, равном 10 МДж

Детектор	h , см	D_1 , кР	D , кР	D/D_1
1	84,5	5,35	8,43	1,57
2	64,5	16,0	26,16	1,63
3	44,5	99,3	145,0	1,46
4	24,5	193,3	300,0	1,55
5	4,5	55,3	78,3	1,34
6	-15,5	4,58	6,67	1,45

Максимальный импульс делений реактора характеризуется следующими параметрами:

- полное энерговыделение в АЗ 33,4 МДж;
- период нарастания мощности ~ 210 мкс;
- ширина импульса на полувысоте пика ~ 680 мкс;
- пиковая мощность ~ $0,6 \cdot 10^5$ МВт;
- удельная мощность ~ $1,28 \cdot 10^3$ кВт/см³.

Опорные поля реактора характеризуются следующими величинами:

- а) центральный экспериментальный канал:
- полный флюенс нейтронов $1,67 \cdot 10^{15}$ нейтр./см²;
 - флюенс нейтронов с энергией $E_n > 0,1$ МэВ . . . $0,98 \cdot 10^{15}$ нейтр./см²;
 - средняя энергия нейтронов $\langle E_n \rangle$. . . 0,91 МэВ;
 - плотность потока нейтронов $2,4 \cdot 10^{18}$ нейтр./(с·см²);
 - доза мгновенного гамма-излучения $6,3 \cdot 10^3$ Гр;
 - мощность дозы мгновенного гамма-излучения $9 \cdot 10^6$ Гр/с;
 - доза гамма-излучения с учетом запаздывающих гамма-квантов $9,0 \cdot 10^3$ Гр;
 - средняя энергия гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ 0,85 МэВ;

б) боковое окно в биологической защите (5 см от поверхности корпуса):

- полный флюенс нейтронов $0,99 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²;
- флюенс нейтронов с энергией $E_n > 0,1$ МэВ . . . $0,74 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²;
- средняя энергия нейтронов $\langle E_n \rangle$. . . 1,11 МэВ;
- плотность потока нейтронов $1,4 \cdot 10^{17}$ нейтр./(с·см²);
- доза мгновенного гамма-излучения . . $5,1 \cdot 10^2$ Гр;
- доза гамма-излучения с учетом запаздывающих гамма-квантов $6,0 \cdot 10^2$ Гр;
- средняя энергия гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ 0,97 МэВ.

По величине плотности потока нейтронов и мощности дозы мгновенного гамма-излучения в центральном экспериментальном канале реактор ЯГУАР не имеет аналогов среди известных растворных реакторов и занимает промежуточное положение между ними и реакторами с металлическими АЗ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные итоги работы состоят в следующем:

- создан растворный импульсный реактор третьего поколения, в котором за счет применения дистан-

цирующего устройства разлет топлива носит преимущественно радиальный характер, что позволяет существенно (в 3,5 раза) снизить величину инерциального давления;

– созданный реактор имеет сквозной экспериментальный канал, большую поверхность наружной стенки корпуса, доступную для размещения облучаемых образцов, встроенный в технологическую систему радиационный контур для облучения крупногабаритных образцов гамма-излучением осколков деления, что расширяет его экспериментальные возможности;

– исследованы гидродинамические явления в топливном растворе, определены все основные ядерно-физические характеристики и параметры полей излучения реактора, что позволило аттестовать его как образцовый источник нейтронов ОИ-Р-“Я”;

– за счет снижения инерциального давления в растворе (при увеличении флюенса нейтронов в экспериментальном канале) удалось сократить длительность нейтронной вспышки (по сравнению с тем же параметром импульса у реакторов второго поколения) в 4 раза и увеличить плотность потока нейтронов в центральном канале в 5 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горин Н.В., Кислицин А.П., Леваков Б.Г. и др. Гамма-облучатель крупногабаритных образцов. – Известия вузов. Сер. Ядерная энергетика, 1995, N 1, с. 42.
2. Levakov B.G., Gorin N.V., Kurakov N.P. et al. Pulse reactor YAGUAR with its core of highly concentrated solution of uranium salts in light water. – Proceedings of the International Topical Meeting “Physics, Safety and Application of Pulse Reactors”. Washington. D.C. Nov. 13–17, 1994, p. 67–72.
3. Лукин А.В., Хмельницкий Д.В. Оценка интегральных параметров импульсов делений в растворных реакторах. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 32–36.
4. Magda E.P., Koshmyakov V.P., Krupin F.P. et al. Pulsed reactors at the institute of technical physics (VNIITF). – Proceedings of the International Topical Meeting “Physics, Safety and Application of Pulse Reactors”. Washington. D.C. Nov. 13–17, 1994, p. 6–7.
5. Дьянков В.С., Ковалев В.П., Кормилицын А.И. и др. Обзор экспериментальных установок ВНИИТФ для радиационных исследований. – Физика металлов и металловедение, 1966, т. 81, вып. 2, с. 119–123.

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕХЗОННОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ТИРАН

А. А. Снопков, В. И. Черашев, В. П. Кошмяков, В. И. Литвин

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Приведены нейтронно-физические характеристики и проанализированы особенности комплекса ТИРАН, который обеспечивает флюенс нейтронов в канале диаметром 25,2 см до $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² с сохранением короткой полуширины импульса делений ~ 70 мкс.

ВВЕДЕНИЕ

Трехзонный импульсный реактор аperiodический с нейтронной связью между активными зонами (ТИРАН) состоит из двухзонного импульсного реактора БАРС-5 [1] и бустера-реактора, установленного около БАРС-5.

ТИРАН создан в связи с необходимостью расширения возможностей реактора БАРС-5 по облучению больших объектов и обеспечивает увеличение флюенса нейтронов в центральном канале диаметром 25,2 см до $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² с сохранением короткой полуширины импульса делений ~ 70 мкс.

Нейтронно-физические характеристики определены как для изолированного бустера, так и для трехзонной системы, характеризующей ТИРАН в целом. Внутренняя безопасность комплекса ТИРАН обеспечена отрицательными статистическим, квазистатистическим и динамическими температурными эффектами, которые постоянно "включены" благодаря наличию в каждой активной зоне (АЗ) сильного внутреннего нейтронного источника ($S_{в}^{15} > 1$).

Комплекс ТИРАН введен в эксплуатацию во ВНИИТФ в 1994 г.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

ТИРАН является трехзонной связанной в нейтронном отношении системой. Его критическая конфигурация образуется из двух АЗ БАРС-5, АЗ бустера-реактора (верхний и нижний блоки), дистанционного загрузочного устройства (ДЗУ), образцов с капсулой горизонтальной загрузки (КГЗ). На рис. 1 приведена фотография комплекса ТИРАН на стадии подготовки эксперимента. Активные зоны БАРС-5 разведены на 1,5 м, нижний блок бустера опущен и отведен на 0,3 м от верхнего блока.

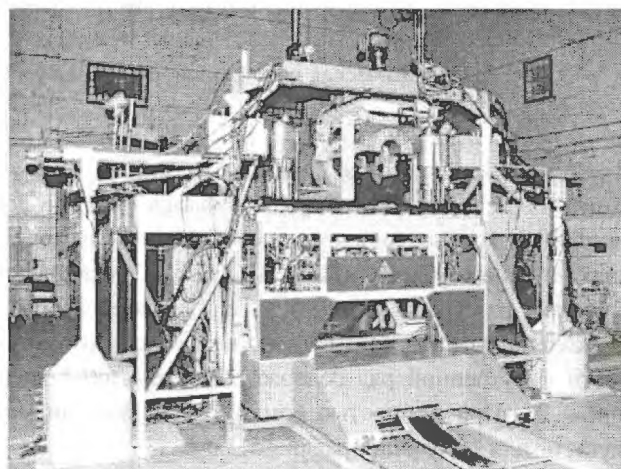


Рис. 1. Общий вид комплекса ТИРАН

В комплексе ТИРАН применяется основная конфигурация БАРС-5 (рис. 2). АЗ цилиндрической формы с наружным диаметром по активному материалу 22,6 см, высотой 21,8 см, центральный канал 6,0 см. В канале установлены регуляторы реактивности (РР). Расстояние R между центрами АЗ составляет 33,7 см.

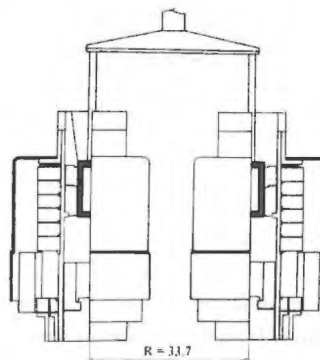


Рис. 2. Конфигурация БАРС-5, применяемая в ТИРАН

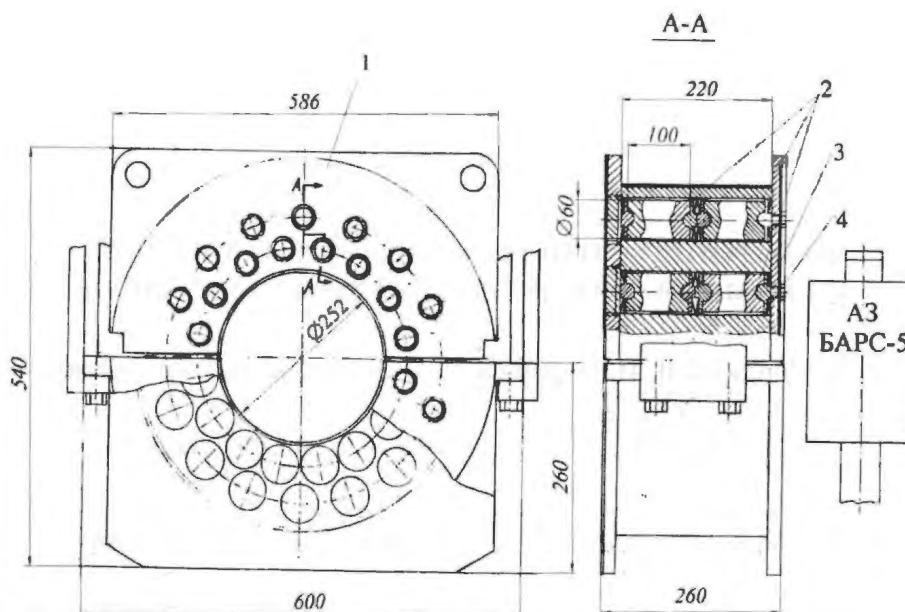


Рис. 3. Схематическая конструкция реактора-бустера: 1 – верхний блок; 2 – стержни из делящегося материала; 3 – толкатель; 4 – пружина

АЗ бустер-реактора показана на рис. 3. Она состоит из неподвижного верхнего блока (ВБ) и подвижного в горизонтальном и вертикальном направлениях нижнего блока (НБ). В блоках установлены стержни из урана-235 (90 %-го обогащения)+10 % молибдена, которые размещены в два ряда по окружности. Внутренний ряд содержит 32 стержня, а внешний – 28. При полностью сомкнутых блоках диаметр полости для облучения равен 25,2 см.

Геометрия опытов показана на рис. 4.

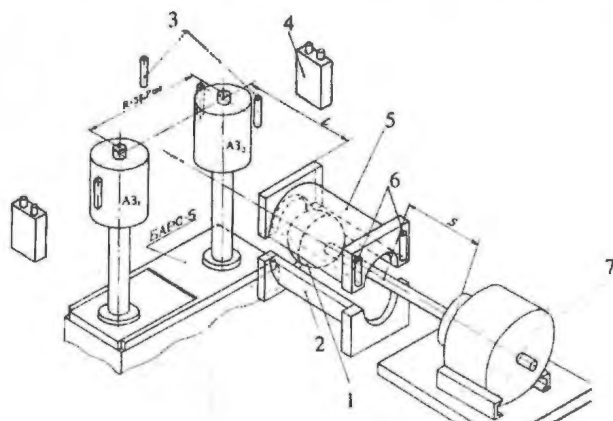


Рис. 4. Геометрия опытов: 1 – капсула для загрузки образцов; 2 – нижний блок реактора-бустера; 3 – детекторы формы нейтронного импульса; 4 – детекторы мощности БАРС-5; 5 – верхний блок АЗ реактора-бустера; 6 – детекторы мощности; 7 – загрузочное устройство для образцов

Стенд бустер-реактора устанавливается около АЗ БАРС-5 таким образом, что расстояние L от передней плоскости АЗ бустера до линии, соединяющей центры АЗ БАРС-5, можно было изменять от 38 до 68 см. При этом расстояние S от задней плоскости АЗ бустера до ДЗУ изменялось от 4 до 16 см. В зависимости от расстояний L и S образовывались разные размножающие системы.

В таблице приведены характеристики исследуемых систем и коэффициенты умножения Q бустер-реактора. ПС-1, ПС-2, КС-1 и КС-2 исследовались только в статическом режиме. КС-3 и КС-4 исследовались как в статическом, так и в импульсном режиме.

Характеристики исследуемых систем

Конфигурация	h , мм	L , см	S , см	Q	Система
Изолированный реактор-бустер (РБ)	190 НБ на НУ		∞ (без КГЗ)	< 10	ИПС
	0		∞	45	ПС-1
Бустер-реактор с загрузочным устройством	12		4	$\sim \infty$	КС-1
	0		16	< 1000	ПС-2
	7		7		КС-2
ТИРАН (связанная трехзонная система)	0	> 38	∞	~ 45	КС-3
	5,6	53	16	60	КС-4
	0	68	7	135	
	5,6	68	16	60	

Примечание. Q – коэффициент умножения бустера; ИПС – известная подкритическая система; ПС – подкритическая система; КС – критическая система.

Комплекс ТИРАН управляется единой системой управления и защиты (СУЗ), которая образована из СУЗ БАРС-5 и бустера-реактора, выполненных с соблюдением требований, предъявляемых к СУЗ импульсного ядерного реактора.

Управление реактивностью осуществляется регулирующими элементами БАРС-5 и нижним блоком бустера. БАРС-5 работает как связанная система при одинаковом числе делений в каждой АЗ, т.е. $Y_{AZ1}/Y_{AZ2} = 1$, при этом расстояние R между центрами АЗ составляет 33,7 см. При такой геометрии БАРС-5 имеет наибольшие коэффициенты связи $K_{12} = K_{21} = 4,6 \beta_{эф}$.

Реактивность бустера регулируется нижним блоком, который может перемещаться по горизонтали 0–30 см и по вертикали 0–19 см, что позволяет устанавливать нужный коэффициент умножения в пределах от 6 до 135 и безопасное состояние ($Q < 10$) при сборке-разборке АЗ.

Генерирование импульса делений в комплексе ТИРАН осуществляется вводом реактивности путем извлечения из АЗ БАРС-5 регуляторов реактивности в режиме "Мощность" [1].

На рис. 5. приведены расчетные значения реактивностей комплекса ($\rho_k \equiv \rho_{связ}$), тестируемые по экспериментальным данным, и отношения мощностей компонент ($x = N_p/N_y$) для разных значений реактивностей изолированных реактора ρ_p и бустер-реактора ρ_y (здесь и в дальнейшем символом "у" отмечены параметры, относящиеся к бустер-реактору, который для краткости назван "умножителем")

$$\rho_p = \rho_y + (\Delta\rho_p^{отр} + \Delta\rho_y^{отр}) + K_{yp}x - K_{py} \frac{1}{x},$$

при $x = const$ получим $\rho_p = \rho_y + const$.

Прямые, расположенные под углом 45° к осям координат, характеризуют системы с постоянным отношением мощностей ($x = const$), а кривые линии характеризуют системы, для которых реактивность одинакова.

Для всех связанных систем "вес" регулирующего элемента (РЭ) в своей компоненте не меняется, а его "вес" в связанной системе изменяется в широких пределах.

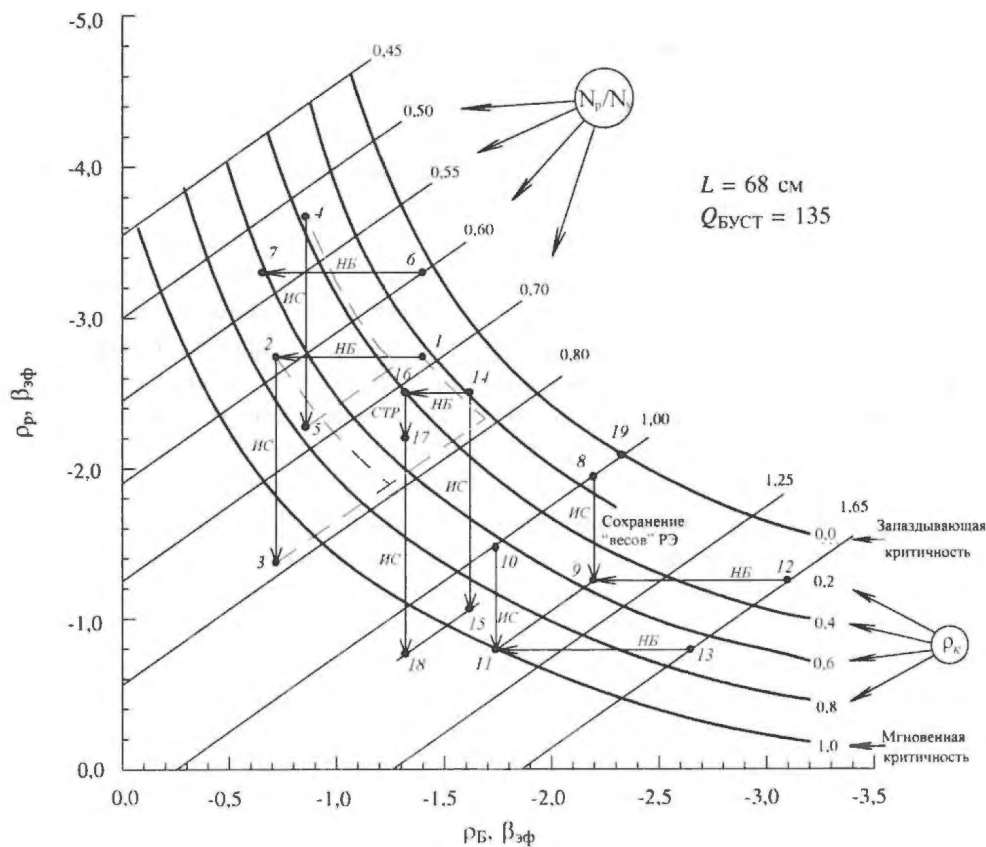


Рис. 5. Расчетные значения реактивности комплекса (ρ_k) в зависимости от реактивности компонент (ИС – импульсный стержень БАРС-5, НБ – нижний блок бустера)

В соответствии с работой [2]

$$\Delta\rho_{\text{ИС}}^{\text{к}} = \frac{\Delta\rho_{\text{ИС}}^{\text{изол}}}{1 + (K_{\text{ру}}/K_{\text{ур}})(N_{\text{у}}/N_{\text{р}})^2};$$

$$\Delta\rho_{\text{НБ}}^{\text{к}} = \frac{\Delta\rho_{\text{НБ}}^{\text{изол}}}{1 + (K_{\text{ур}}/K_{\text{ру}})(N_{\text{р}}/N_{\text{у}})^2},$$

где $N_{\text{р}}/N_{\text{у}}$ – отношение мощностей компонент, установившееся после ввода РЭ.

На рис. 5 показано несколько примеров ввода РЭ в компонентах. Так, при подъеме НБ в бустере на несколько миллиметров из точки 1 в точку 2 “вес” этих миллиметров в связанной системе $\Delta\rho_{\text{НБ}}^{\text{к}} = 0,48\beta_{\text{эф}}$, а при переводе из точки 6 в точку 7 $\Delta\rho_{\text{НБ}}^{\text{к}} = 0,47\beta_{\text{эф}}$, тогда как $\Delta\rho_{\text{НБ}}^{\text{изол}} = 0,7\beta_{\text{эф}}$.

При вводе ИС из точки 4 в точку 5 $\Delta\rho_{\text{ИС}}^{\text{к}} = 0,40\beta_{\text{эф}}$, а при переходе из точки 2 в точку 3 $\Delta\rho_{\text{ИС}}^{\text{к}} = 0,47\beta_{\text{эф}}$, тогда как $\Delta\rho_{\text{ИС}}^{\text{изол}} = 1,48\beta_{\text{эф}}$.

Если РЭ вводится из различных состояний, но эти состояния имеют одинаковые значения отношения мощностей, то его “вес” в связанной системе не меняется. Например, при переводе ИС из точек 8 и 10 в точки 9 и 11 и переводе НБ из точек 12 и 13 в точки 9 и 11 их “веса” РЭ составляют $\Delta\rho_{\text{ИС}}^{\text{к}} = 0,40\beta_{\text{эф}}$ и $\Delta\rho_{\text{НБ}}^{\text{к}} = 0,45\beta_{\text{эф}}$ для обоих случаев.

Таким образом, при сравнении двух(или нескольких) случаев ввода одного и того же РЭ его “вес” в связанной системе будет больше для случая, в котором после ввода достигнуто большее отношение мощностей: мощности компоненты, в которой вводится РЭ, к мощности другой компоненты.

Изменение “весов” РЭ необходимо учитывать при переходе от режима калибровки к импульсному режиму. Для получения меньшей разницы между “весами” ИС при калибровке и генерировании импульса делений необходимо как можно ближе подходить к мгновенной критичности (к отношению мощностей, реализуемых в импульсе) или при переходе от стартового состояния при калибровке к стартовому состоянию при генерировании импульса вводить одинаковые реактивности в каждой компоненте, тогда отношение мощностей не изменится, следовательно, не изменится и “вес” ИС в связанной системе.

Например, при вводе ИС из точки 14 в точку 15 определяем “вес” ИС и систему переводим НБ бустера из точки 14 в точку 16, а из точки 16 в точку 17 – РЭ реактора, затем вводим ИС из точки 17 в точку 18, “вес” которого останется равным “весу”, определенному при калибровке.

Импульсы делений в комплексе генерировались в режиме “мощность”. Внутренний источник нейтронов $S_{\text{в}}$ создавался в состоянии запаздывающей критичности на мощности ~ 2 Вт и дополнительно штатными нейтронными источниками:

- 2 источника $\sim 5,0 \cdot 10^7$ нейтр./с у АЗ БАРС-5;
- 2 источника $\sim 1,5 \cdot 10^6$ нейтр./с в АЗ БАРС-5;
- 1 источник $\sim 1,4 \cdot 10^6$ нейтр./с у верхнего блока бустера.

Особенности получения импульсов делений в комплексе состояли в следующем:

- в коротких стартовых периодах (~ 5 с);
- при значительном падении “веса” ИС (в ~ 4 раза) для достижения избыточной реактивности НБ бустера дополнительно поднимался на калибровочную величину реактивности ($\Delta\rho_{\text{НБ}}^{\text{к}} = 0,4\beta_{\text{эф}}$);
- выстрел регуляторами в режиме “мощность” производился зачастую на фоне изменяющейся мощности комплекса.

На рис. 6 показан процесс формирования импульса делений во времени, рассчитанный по программе RRY при $L = 68$ см, $Q = 140$ и $\partial\rho_{\text{РР}}/\partial t = 30$ ($[\beta_{\text{эф}}/\text{с}]$). Из рисунка видно, что за время развития импульса отношение мощностей $N_{\text{барс}}/N_{\text{буст}}$ изменяется на $\sim 1\%$.

На рис. 7 приведены зависимости реализованной в импульсе избыточной реактивности в комплексе и эффективного времени жизни мгновенных нейтронов.

На рис. 8 приведены зависимости энерговыделения для всего комплекса от скорости ввода избыточной реактивности. Из рисунка видно, что энерговыделение в сильной степени зависит от отношения числа делений в реакторе и бустере $Y_{\text{р}}/Y_{\text{у}}$.

На рис. 9 приведены зависимости энерговыделения в комплексе от полуширины импульсов делений. Видно, что при одинаковых полуширинах можно получать разные энерговыделения в импульсах и, наоборот, при разных полуширинах можно получать одинаковые энерговыделения.

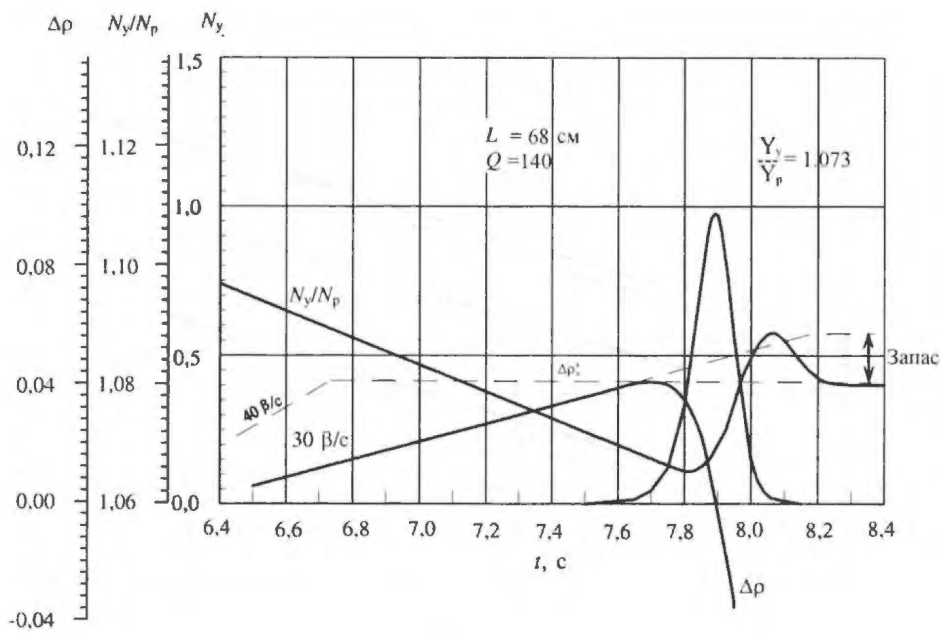


Рис. 6. Процесс формирования импульса делений

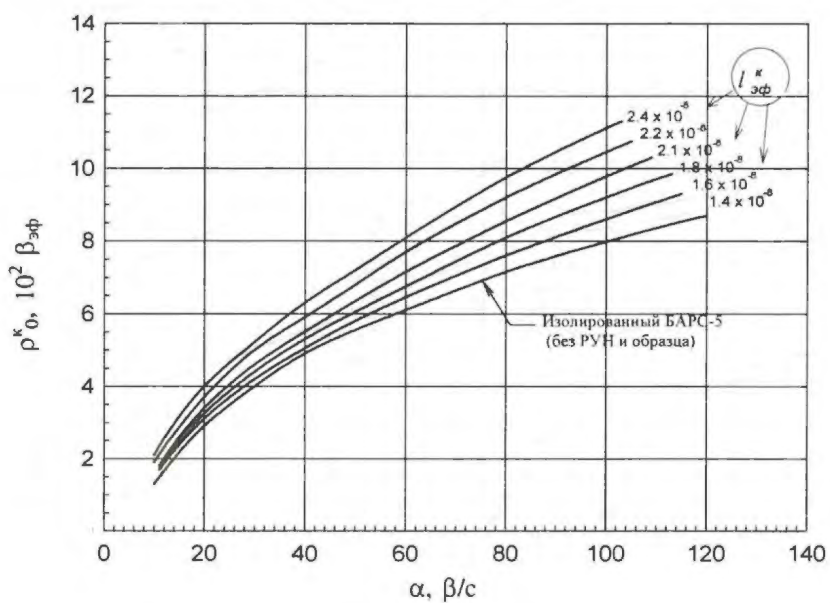


Рис. 7. Зависимость реализованной в импульсе избыточной реактивности от скорости ввода реактивности и эффективного времени жизни мгновенных нейтронов

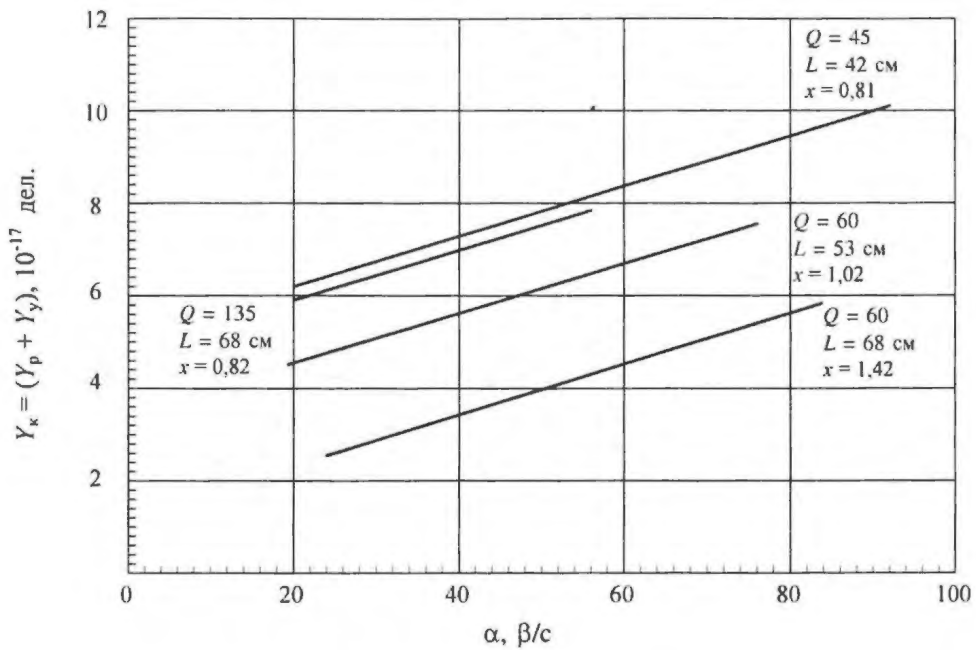


Рис. 8. Зависимость энерговыделения в комплексе от скорости ввода избыточной реактивности в систему ($x = Y_p/Y_y$)

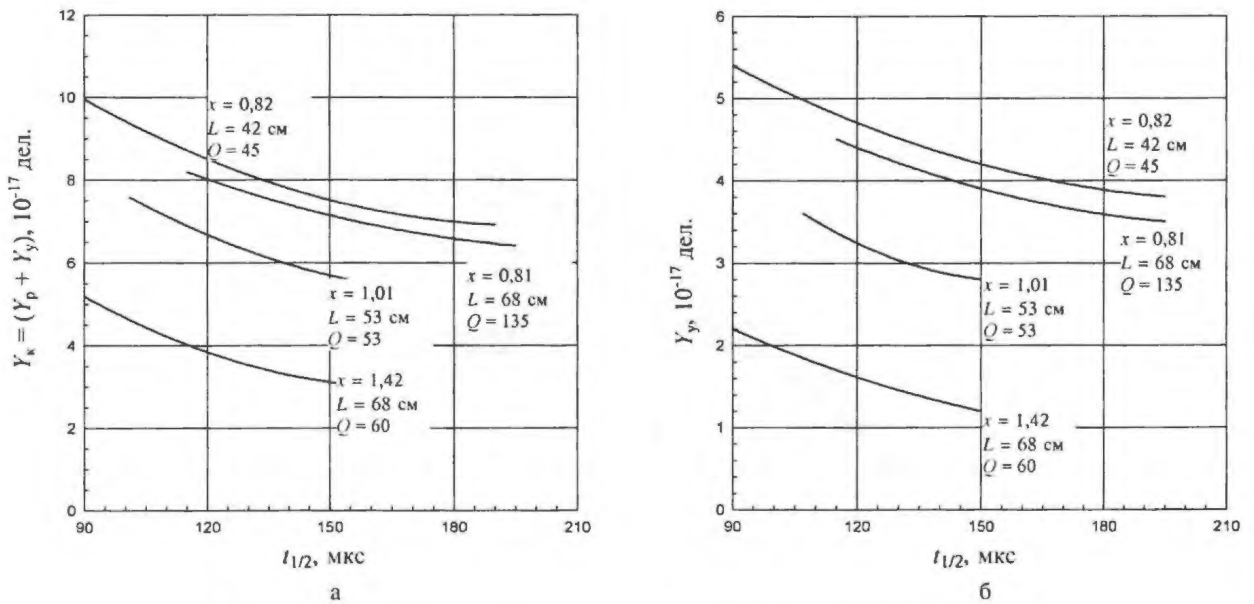


Рис. 9. Зависимость между энерговыделениями в комплексе (а) и бустере (б) от полуширин импульсов делений ($x = Y_p/Y_y$)

На рис. 10 приведены зависимости “весов” РЭ в комплексе от отношения числа делений в реакторе и бустере.

Постоянная спада нейтронов в комплексе (α_R^k) определялась по параметрам импульсов делений: избыточной реактивности и периодам нарастания мощности. В режиме “мощность” процесс формирования импульса детерминирован, т. е. в подкритике мощность комплекса соответствует реактивности, а выше

критики на запаздывающих нейтронах данной реактивности соответствует определенный период разгона.

На переднем фронте импульса происходит непрерывное изменение периода, так как вводится реактивность, но если взять наиболее короткий период, тот, который система имеет перед началом заметного гашения, то этот период будет практически соответствовать избыточной реактивности, реализуемой в импульсе.

На рис. 11 приведены экспериментальные зависимости обратных периодов от избыточной реактивности.

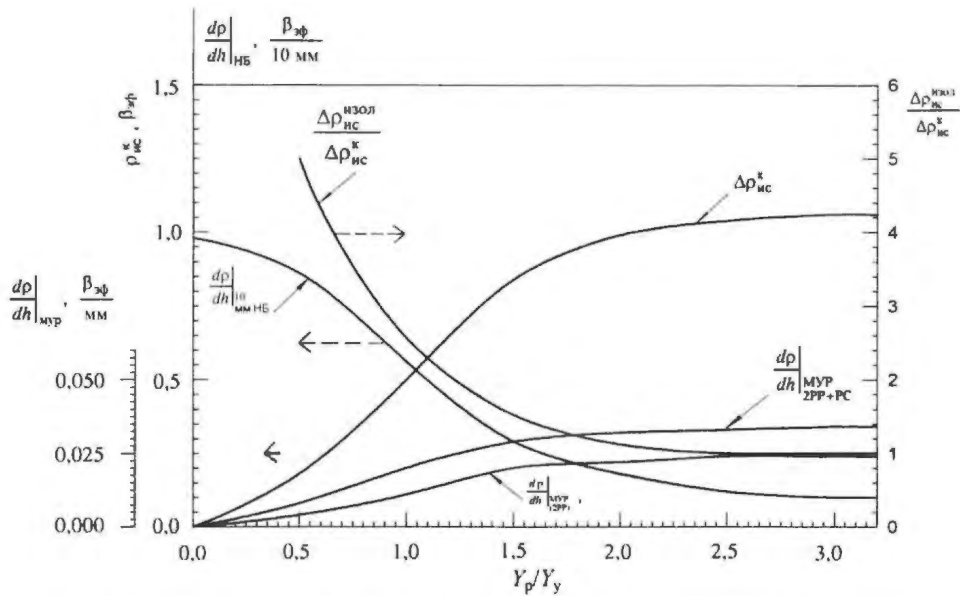


Рис. 10. Зависимость "весов" РЭ от отношения числа делений в реакторе и бустере, реализованных в импульсе

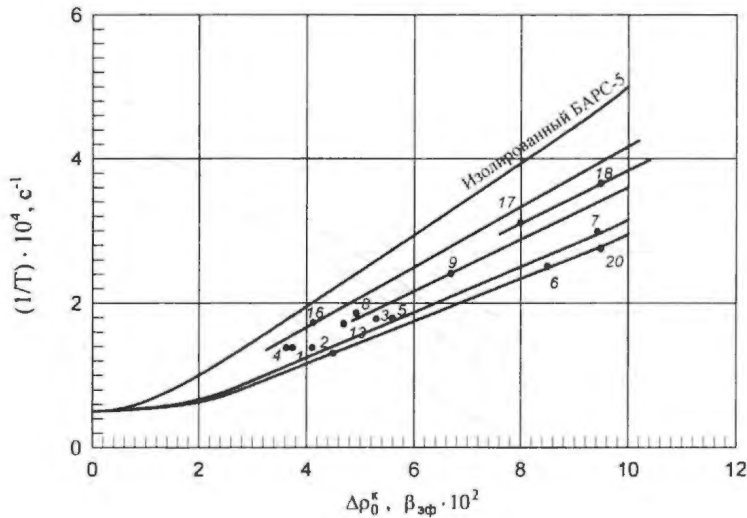


Рис. 11. Зависимость обратного периода разгона мощности от избыточной реактивности в импульсе

Видно, что функции $\frac{1}{T} = f(\Delta\rho_0^k)$ для комплекса имеют линейную зависимость, а углы наклона определяют постоянные спада.

На рис. 12 приведены экспериментальные зависимости $\ell_{эф}^k$ от отношений Y_p/Y_y и разных L для систем КС-3 (сплошные линии). Видно, что $\ell_{эф}^k$ зависят от L . Так, например, для КС-4 при $L = 68$ см и $Y_p/Y_y = 1,6$ $\ell_{эф}^k = 1,64 \cdot 10^{-8}$ с, а для $L = 33$ см и $Y_p/Y_y = 1,6$ $\ell_{эф}^k = 2,43 \cdot 10^{-8}$ с.

Из рис. 12 видно, что при установке в бустер образца $\ell_{эф}^k$ возрастает, так как возрастает ℓ_y^h . Так, для КС-3 $\ell_y^h = 2,5 \cdot 10^{-8}$ с, а для КС-4 — $\ell_y^h = 2,85 \cdot 10^{-8}$ с.

Экспериментальные кривые зависимости максимальной интенсивности от скорости ввода реактивности для одной АЗ показаны на рис. 13. Наибольшая интенсивность достигнута в импульсе 7: одна АЗ — $1,9 \cdot 10^{21}$ дел./с, две АЗ — $3,8 \cdot 10^{21}$ дел./с, в бустере — $3,1 \cdot 10^{21}$ дел./с и в комплексе — $6,9 \cdot 10^{21}$ дел./с. Наибольшая мощность комплекса в момент, соответствующий вершине импульса (пиковая мощность), составляет 223 ГВт.

На рис. 14 приведены зависимости полуширины импульса делений от скорости ввода реактивности в комплекс для КС-3 и КС-4, установленных на разных расстояниях от АЗ реактора и работающих на разных отношениях энерговыделений Y_p/Y_y .

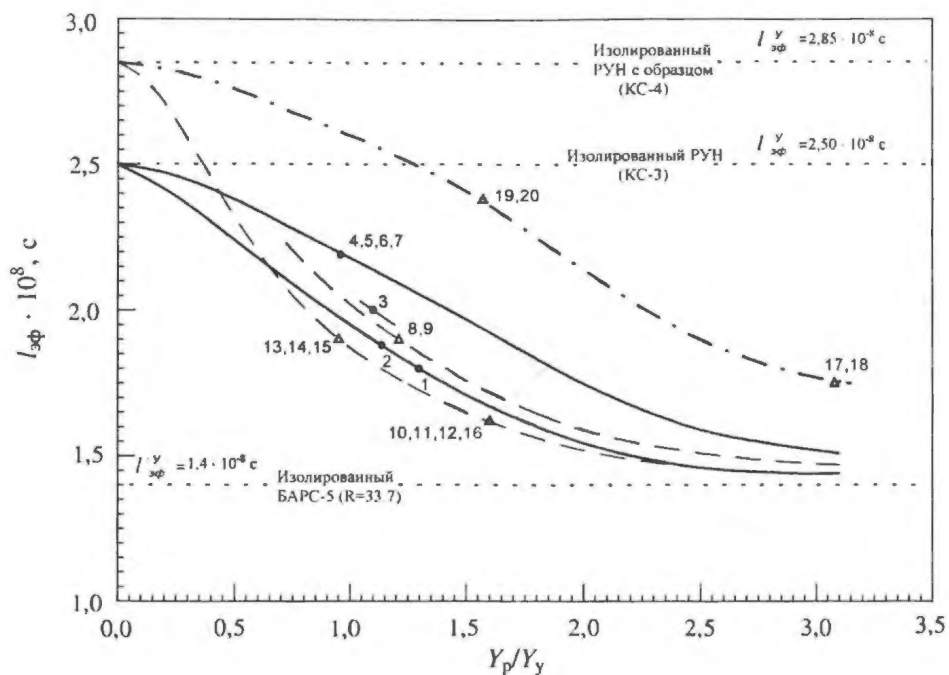


Рис. 12. Зависимость $k_{эф}$ от отношений энерговыделений и положения бустера около реактора (L):

• – KC-3 (везде $Q = 45$); Δ – KC-4 (разное значение Q до 135)

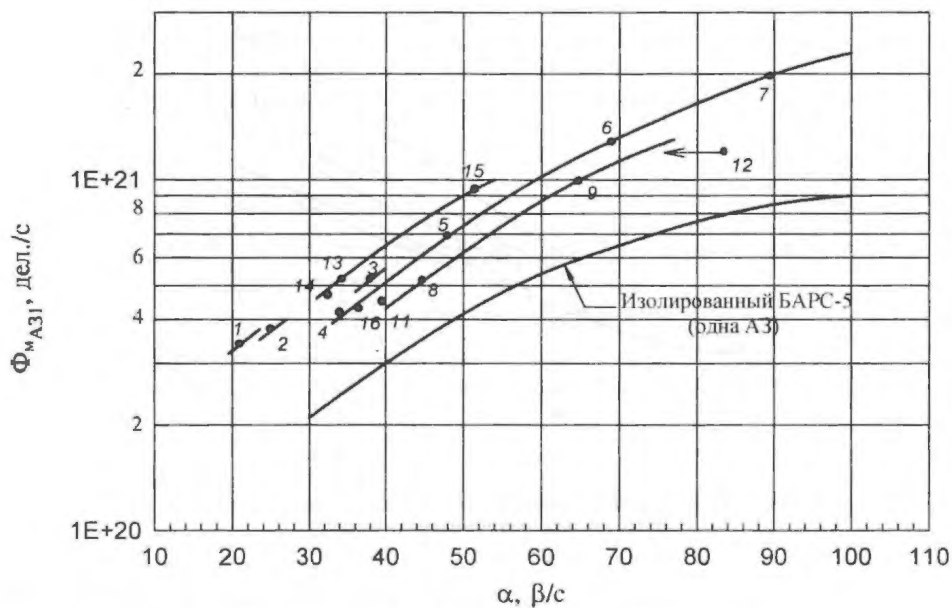


Рис. 13. Зависимость Φ_M от скорости ввода реактивности

Коэффициенты гашения реактивности комплекса в целом определялись из соотношения

$$Y_K = \frac{\Delta \rho_0^K}{Y^K(t_0)}$$

Избыточная реактивность ($\Delta \rho_0^K$) комплекса определялась по калибровке, а число делений, происшедших до момента t_0 , соответствующего максимальной интенсивности делений в импульсе $Y^K(t_0)$, вычислялось на ЭВМ путем интегрирования формы нейтронного импульса, зарегистрированного АСР-3 детекторами ДФ₁ и ДФ₃:

$$Y^K(t_0) = \int_{t_1}^{t_0} \Phi(t) dt,$$

где $\Phi(t) = \Phi_p(t) + \Phi_y(t)$ – интенсивность делений в комплексе и компонентах соответственно.

Формы импульсов в реакторе и бустере совпадали. Определенный таким образом коэффициент гашения реактивности мог быть как квазистатическим, так и динамическим. Влиянием бустера на динамические коэффициенты гашения комплекса пренебрегалось, так как детали АЗ бустера, выполненные из делящегося материала, при данных периодах разгона “работали” в квазистатическом режиме и практически не возбудились.

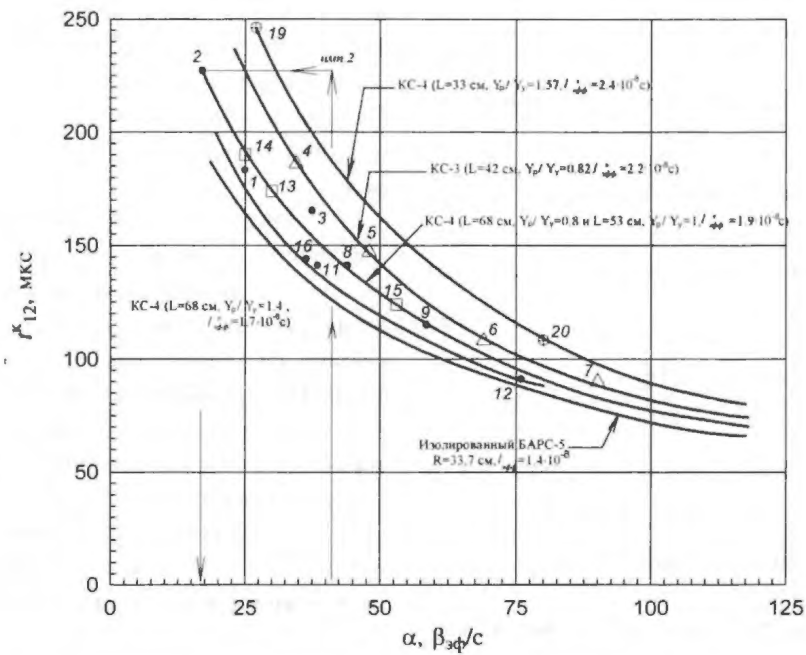


Рис. 14. Зависимость полуширины импульса от скорости ввода реактивности и времени жизни нейтронов в комплексе

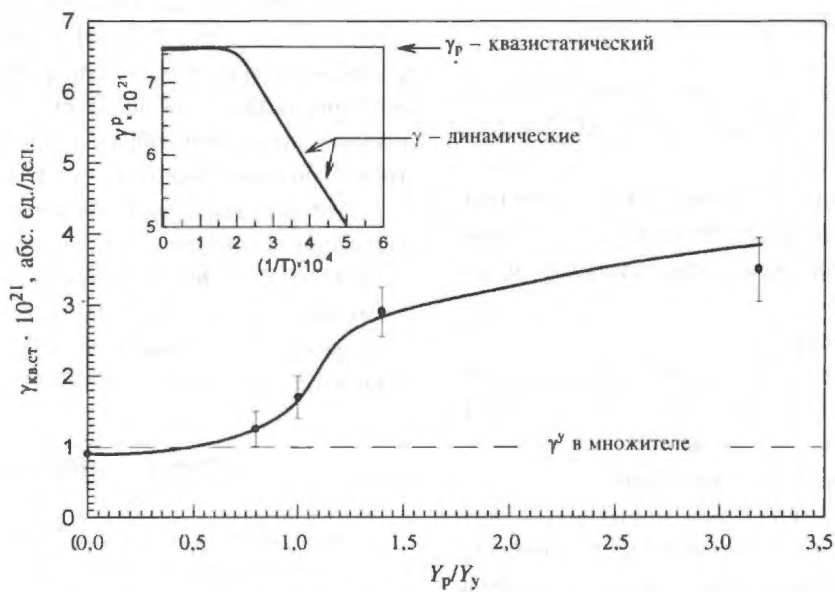


Рис. 15. Зависимость $\gamma_{\text{кв.ст.}}^k$ от отношения энерговыделений в компонентах комплекса

Квазистатический коэффициент гашения реактивности бустера определяется из уравнения

$$\gamma_y = \frac{\Delta \rho_y^{\text{изол}}}{Y^y(t_0)},$$

где $\Delta \rho_y^{\text{изол}} = Z^y \Delta \rho_y^k$ – реактивность, погашенная умножителем в своей системе; $Z^y = \frac{\Delta \rho_y^{\text{изол}}}{\Delta \rho_y^k}$ – отношение

реактивности, погашенной бустером в своей системе, к реактивности, погашенной им же в связанной системе

(определяется при калибровке и равно отношению реак-

тивностей $\frac{\Delta \rho_{\text{нб}}^{\text{изол}}}{\Delta \rho_{\text{нб}}^k}$); $Y^y(t_0) = \frac{Y_y}{Y_p} \cdot \int_{t_1}^{t_0} \Phi_p(t) dt$ – число

делений в умножителе, происшедших до момента t_0 , соответствующего максимальной интенсивности делений.

Избыточная реактивность комплекса гасится реактором и бустером, т.е.

$$\Delta \rho_0^k = \Delta \rho_p^k + \rho_y^k,$$

где $\Delta\rho_p^k$, $\Delta\rho_y^k$ – части избыточной реактивности связанной системы, погашенной реактором и бустером соответственно.

Величина реактивности, погашенной реактором в своей системе, равна

$$\Delta\rho_p^{\text{изол}} = \gamma_p \int_{t_1}^{t_0} \Phi_p(t) dt,$$

а в комплексе погасится в $Z^p = \Delta\rho_p^{\text{изол}} / \Delta\rho_p^k$ раз меньше, т. е.

$$\Delta\rho_p^k = \frac{\Delta\rho_p^{\text{изол}}}{Z^p} = \frac{1}{Z^p} \gamma_p \int_{t_1}^{t_0} \Phi_p(t) dt.$$

Величина $\frac{1}{Z^p}$ определялась при калибровке РЭ и

равна $\frac{\Delta\rho_{\text{ис}}^k}{\Delta\rho_{\text{ис}}^{\text{изол}}}$, а $\Phi(t)$ измерялась ДФ₁ и ДФ₂.

После определения $\Delta\rho_p^k$ вычислялись реактивности, погашенные бустером в связанной и изолированной системах:

$$\Delta\rho_y^k = \Delta\rho_0^k - \rho_p^k;$$

$$\Delta\rho_y^{\text{изол}} = Z^y \cdot \Delta\rho_y^k.$$

Результаты определения квазистатического коэффициента гашения комплекса для систем КС-3 и КС-4 приведены на рис. 15.

Исследование нейтронно-физических характеристик показало, что комплекс ТИРАН имеет несколько особенностей, не имеющих у однозонных импульсных реакторов.

Особенности комплекса.

1. Параметры импульсов делений в комплексе могут изменяться в широких пределах. Одно и то же энерговыделение в компонентах может быть получено при различных полуширинах и наоборот.

2. Время жизни мгновенных нейтронов в комплексе можно регулировать, изменяя положение бустера относительно реактора. Так, при работе с большими образцами, которые сильно (в 2–3 раза) увеличивают $l_{\text{эф}}^*$ бустера, можно получать короткие с $t_{1/2} \leq 100$ мкс импульсы делений.

3. В комплексе можно устанавливать образцы больших размеров, чем в реакторе, так как вклад в реактивность бустера от исследуемого образца может быть в два раза больше ($\sim 8 \beta_{\text{эф}}$), при этом вклад от бустера с образцом в реактор можно оставить на прежнем уровне ($\sim 4 \beta_{\text{эф}}$) путем увеличения расстояния L .

4. “Весы” РЭ компонент комплекса зависят от отношения подкритичностей компонент и, следовательно, от отношения мощностей и не зависят от режима работы комплекса. Ограничение по $Q \leq 135$ связано со значительным падением “весов” РЭ реактора. При необходимости увеличения $Q_{\text{буст}}$ (максимальная температура нагрева активных элементов бустера ~ 550 °С это позволяет) необходимо увеличить “весы” РЭ реактора.

По нейтронно-физическим характеристикам и параметрам комплекса разработана математическая модель кинетики трехзонной системы – ТИРАН.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданный и эксплуатируемый во ВНИИТФ физический комплекс ТИРАН позволяет проводить широкий круг исследований по радиационной стойкости больших (диаметром до 25 см) блоков РЭА с регулируемым по объему образца профилем флюенса нейтронов больших значений, до $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см².

Авторы выражают благодарность председателю комиссии по физическому пуску комплекса Кувшинову М.И. (ВНИИЭФ) и группе сотрудников ВНИИТФ – Горновому Г.А., Захарову В.В., Кондранину С.В., Крутовой Л.В., Подъезжих А.Л., Чеботареву А.А. за успешное выполнение работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Snopkov A.A., Gorin N.V., Gornovoi G.A. et al. Two-core fast pulse reactor “BARS-5”. – Physics, Safety and Applications of Pulse Reactors, 13–17 November 1994, Washington D.C., p. 300-315.

2. Magda E.P. Experimental investigation into the kinetics of two coupled pulse reactors. Ibid, p. 316.

ОБ УМЕНЬШЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В РЕАКТОРЕ ТИРАН

А. В. Лукин

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Выполнены качественные оценки возможности уменьшения длительности импульсов делений в многозонном реакторе ТИРАН без существенных изменений его конструкции.

Рассмотрение возможности уменьшения длительности импульсов делений в реакторе ТИРАН, состоящем из двухзонного импульсного реактора БАРС-5 и подкритического множителя нейтронов РУН, без существенных изменений его конструкции представляет определенный интерес. Полуширина импульса делений в импульсном реакторе определяется скоростью уменьшения реактивности и временем жизни мгновенных нейтронов. В импульсном реакторе самогасящего действия скорость уменьшения реактивности зависит от эффективности обратной связи и времени жизни мгновенных нейтронов. В системах с недостаточной эффективностью обратной связи используется принудительный вывод реактивности во время импульса делений (в качестве примера можно указать на импульсные реакторы периодического действия ИБР-30 и ИБР-2*). Таким образом, возможными путями сокращения длительности нейтронных импульсов в реакторе ТИРАН являются уменьшение времени жизни мгновенных нейтронов и увеличение скорости гашения реактивности в течение импульса делений с помощью специальных механизмов. Рассмотрим поочередно эти факторы более подробно.

ОБ УМЕНЬШЕНИИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

В одиночном импульсном двухзонном реакторе БАРС-5 полуширина максимального импульса составляет ~ 50 мкс, в то время как в реакторе ТИРАН эта величина может возрасти примерно в 1,5–2 раза, т. е. до 70–100 мкс. Одной из основных причин этого является увеличение времени жизни мгновенных ней-

тронов в системе. Характерной особенностью трехзонного реактора ТИРАН является то, что эффективность обратной связи в двухзонном реакторе БАРС-5 существенно (примерно на порядок) больше, чем в подкритическом множителе нейтронов РУН. Следовательно, РУН можно рассматривать как систему с линейным откликом, т. е. как своеобразный отражатель, размножающий нейтроны. В рамках такого подхода влияние РУН на характеристики установки проявится в увеличении времени жизни мгновенных нейтронов и сдвиге состояния критичности. Можно показать, что в изолированном реакторе БАРС-5 и реакторе БАРС-5, находящемся в составе реакторной системы ТИРАН, будут одинаковыми начальные возмущения реактивности и начальные постоянные разгона. Постоянная разгона для реактора ТИРАН равна

$$\alpha = \frac{\delta K}{l_{\text{эф}}} = \frac{\delta K_1}{l_{\text{эф}1}} \frac{1}{1 + \frac{l_{\text{эф}2} \Delta K_{10}^r}{l_{\text{эф}1} \Delta K_{20}^r}} = \alpha_1 \frac{1}{X}. \quad (1)$$

В правой части этого соотношения $\alpha_1 < \alpha_{10} = \delta K_1 / l_{\text{эф}10}$ (α_{10} – постоянная разгона в изолированном БАРС-5 при возмущении реактивности δK_1 , $l_{\text{эф}10}$ – время жизни мгновенных нейтронов в изолированном БАРС-5), поскольку $l_{\text{эф}1} > l_{\text{эф}10}$ и, кроме того, $X > 1$. Следовательно, полуширина нейтронного импульса в реакторе ТИРАН $\tau > \tau_0$ – полуширины импульса в изолированном БАРС-5. Уменьшение постоянной разгона для реактора ТИРАН по сравнению с изолированным БАРС-5 определяется несколькими факторами:

– увеличением времени жизни мгновенных нейтронов в БАРС-5 в составе комплекса за счет появления дополнительных групп отраженных нейтронов от дополнительных конструктивных элементов в реакторе, от активной зоны (АЗ) множителя и элементов его конструкции (за счет этого фактора в формуле (1) $l_{\text{эф}1} > l_{\text{эф}10}$);

* Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.

– увеличением времени жизни мгновенных нейтронов в множителе в составе реактора ТИРАН за счет появления дополнительных групп отраженных нейтронов от АЗ реактора и элементов его конструкции, а также окружающего вещества (за счет этого фактора в формуле (1) $l_{эф2} > l_{эф20}$);

– увеличением средней “эффективной” длины цепочки “от деления до деления” за счет нейтронного взаимодействия между БАРС-5 и множителем нейтронов (за счет этого фактора в формуле (1) величина $X > 1$, причем X увеличивается с уменьшением ΔK_{20}).

Поэтому в качестве возможных путей, направленных на уменьшение влияния каждого из перечисленных факторов, можно указать следующие.

1. Увеличение эффективности защиты АЗ БАРС-5 от “медленных” отраженных нейтронов. Здесь, однако, отметим, что АЗ БАРС-5 имеет эффективную защиту из вещества, содержащего ^{10}B , толщиной (по ^{10}B) $\sim 0,5 \text{ г/см}^2$. По этой причине увеличение эффективности защиты АЗ БАРС-5, по-видимому, практически невозможно.

2. Увеличение эффективности защиты АЗ множителя от медленных отраженных нейтронов. В этом направлении имеется определенный резерв, поскольку защита АЗ РУН выполнена из кадмия толщиной 0,05 см и имеет высокую эффективность лишь по отношению к нейтронам с энергией менее $\sim 0,1 \text{ эВ}$. При замене кадмия на вещество, содержащее ^{10}B , толщиной (по ^{10}B) $\sim 0,5 \text{ г/см}^2$ эффективность защиты, безусловно, увеличится.

3. Уменьшение времени нейтронного взаимодействия между БАРС-5 и множителем возможно при уменьшении длины цепочки делений в РУН, вызванной нейтроном, рожденным в БАРС-5. Последнее достигается увеличением подкритичности множителя (т. е. величины ΔK_{20}) и соответственно уменьшением размножающих свойств. Однако это требует работы комплекса при возможно меньших расстояниях между БАРС-5 и множителем и/или при возможно больших энерговыделениях за импульс в АЗ БАРС-5. Отметим, что при уменьшении расстояния между БАРС-5 и множителем также сокращается время перелета нейтронов между ними.

Из сказанного следуют практические рекомендации.

1. Заменить защиту АЗ РУН от отраженных нейтронов на вещество, содержащее ^{10}B , толщиной (по ^{10}B) $\sim 0,5 \text{ г/см}^2$.

2. Эксплуатировать комплекс при возможно меньших расстояниях между БАРС-5 и множителем нейтронов и при возможно больших энерговыделениях за импульс в АЗ БАРС-5.

По поводу второй рекомендации отметим, что число отраженных нейтронов резко увеличивается при уменьшении расстояния между взаимодействующими

компонентами (пропорционально $\sim R^{-4}$, где R – расстояние между компонентами), поэтому не исключено существование оптимального расстояния между БАРС-5 и множителем нейтронов (особенно при недостаточно эффективной защите из кадмия от медленных нейтронов).

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРИНУДИТЕЛЬНОГО ВЫВОДА РЕАКТИВНОСТИ

В реакторе ТИРАН импульс делений гасится за счет действия обратной связи в реакторе БАРС-5 (эффективность обратной связи в РУН примерно на порядок меньше, чем в реакторе БАРС-5 и ее действием можно пренебречь). Рассмотрим возможность увеличения скорости гашения реактивности в системе за счет внешнего принудительного вывода реактивности (с помощью специального устройства).

Реактор ТИРАН – сильносвязанная система, поэтому для анализа ее кинетики используем одноточечное приближение. Соответствующее уравнение кинетики имеет вид

$$\Lambda \dot{n}(t) = (\rho_e(t) + \rho_i(t))n(t); \quad n(t=0) = n_0. \quad (2)$$

Здесь Λ – время генерации мгновенных нейтронов в системе; $n(t)$ и n_0 – интенсивность делений в момент t и ее начальное значение; $\rho_e(t)$, $\rho_i(t)$ – изменения реактивности, обусловленные движением элементов регулирования (индекс “e”) и действием обратных связей (индекс “i”); точка над буквой здесь и далее обозначает дифференцирование по времени. Для оценки длительности импульса делений представим решение уравнения (2) в виде

$$n(t) = n_0 \exp\{\ln [n(t)/n_0]\}$$

и используем разложение показателя экспоненты в ряд Тейлора вблизи момента времени t_m – момента достижения максимальной мощности. В разложении учтем три члена до второго порядка малости включительно, получим

$$n(t) \approx n_m \exp\left\{\frac{\ddot{n}(t_m)}{2n_m}(t-t_m)^2\right\}.$$

Из этого соотношения следует приближенное соотношение для полуширины импульса делений

$$\tau = \sqrt{\frac{8 \cdot \ln 2}{-\frac{\ddot{n}(t_m)}{n_m}}}. \quad (3)$$

Знаменатель подкоренного выражения определяется дифференцированием уравнения (2) по времени в момент t_m и равен

$$-\frac{\ddot{n}(t_m)}{n_m} = \frac{v_e + v_i}{\Lambda}, \quad (4)$$

где $v_e = \dot{\rho}_e(t_m)$ – скорость уменьшения реактивности за счет движения элементов регулирования (ин-

декс "e") и действия обратных связей (индекс "i"). С учетом последнего соотношения выражение для оценки полуширины импульса (3) принимает вид

$$\tau = \sqrt{\frac{\Lambda \cdot 8 \cdot \ln 2}{v_e + v_i}} \quad (5)$$

Скорость уменьшения реактивности за счет действия обратных связей непосредственно связана с длительностью импульса, эту величину можно оценить по формуле $v_i \approx 2\rho_0/\tau$, где ρ_0 – максимальная реактивность при работе реактора в режиме мгновенного скачка или компенсация реактивности за первую половину импульса при работе реактора в режиме "мощность". Используя последние два соотношения, приходим к уравнению для оценки полуширины импульса с учетом внешнего вывода реактивности в виде

$$\tau^2 + \frac{2\rho_0}{v_e} \cdot \tau - \frac{\Lambda \cdot 8 \cdot \ln 2}{v_e} = 0 \quad (6)$$

Решение этого уравнения представим следующим образом:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \sqrt{\frac{1}{Z^2} + \frac{2}{Z}} - \frac{1}{Z}; \quad \tau_0 = \frac{\Lambda \cdot 4 \cdot \ln 2}{\rho_0}; \quad Z = \frac{v_e \cdot \tau_0}{\rho_0} \quad (7)$$

Используем это решение для анализа возможности уменьшения длительности импульсов делений в реакторе ТИРАН. Для этого в качестве оценок примем, что для изолированного реактора БАРС-5: $\Lambda \sim 0,012$ мкс, $\rho_0 \sim 0,1\beta_{эф} \approx 0,00067$ и по формуле (7) $\tau_0 \approx 49,7$ мкс, $v_{i0} \approx 2\rho_0/\tau_0 \approx 4,02 \cdot 10^3 \beta_{эф}/с \approx 27 с^{-1}$, а для реактора ТИРАН: $\Lambda \sim 0,018$ мкс, $\rho_0 \sim 0,075\beta_{эф} \approx 0,000503$ и по формуле (7) $\tau_0 \approx 99,3$ мкс, $v_{i0} \approx 2\rho_0/\tau_0 \approx 1,51 \cdot 10^3 \beta_{эф}/с \approx 10,1 с^{-1}$. В таблице приведены результаты расчетов по формуле (7) отношений τ/τ_0 и $v_e/v_{i0} = 0,5Z$ при различных значениях параметра Z .

Согласно данным таблицы для уменьшения длительности импульса делений в реакторной системе в два раза ($Z \sim 4$) необходимо обеспечить скорость принудительного вывода реактивности (с помощью специального устройства) примерно в два раза большую, чем это достигается в номинальном режиме работы за счет действия обратных связей. Например, чтобы уменьшить длительность импульса делений в реакторе ТИРАН, требуется устройство, обеспечивающее принудительный вывод реактивности со скоростью $v_e \sim 0,5 \cdot Z \cdot v_{i0} \sim 3 \cdot 10^3 \beta_{эф}/с \approx 20 с^{-1}$.

Положим, что максимальное возмущение реактивности комплекса, обусловленное выключением нейтронного взаимодействия, составляет $\Delta\rho \sim 4\beta_{эф}$ и

для этого нужно переместить нейтронную защиту на расстояние $H_{БАРС} \sim 20$ см, равное высоте АЗ БАРС-5. В этом случае скорость перемещения защиты $V_{заш}$ составит:

$$V_{заш} = v_e H_{БАРС} / \Delta\rho \sim 20 (с^{-1}) 20 (см) / 0,0268 \approx 150 м/с.$$

Это довольно высокая скорость механического перемещения довольно массивных предметов, которую нужно реализовать в реакторном зале (отметим, что подобные устройства рассматривались ранее А. А. Снопковым). Оценим возможность достижения такой скорости с помощью двух типов устройств.

Поместим одну из зон реактора внутри кольца из полиэтилена толщиной примерно 10 см (больше пробега быстрых нейтронов) с окном высотой 20 см и шириной примерно 20 см (сечение АЗ БАРС-5). При вращении кольца с частотой $\nu = 1500$ об/мин при его радиусе $R = 1$ м линейная скорость движения границы окна напротив АЗ составит $V = 2\pi R\nu \sim 160$ м/с. Время, в течение которого совершается один оборот диска, составляет $T = 1/\nu = 0,04$ с, что вполне достаточно для вывода реактора в предстартовое состояние с помощью других, медленных элементов регулирования реактивности. Таким образом, из этой оценки следует, что уменьшение длительности импульсов делений в комплексе примерно в два раза вполне реально. Однако платой за это будет существенное усложнение системы управления установкой.

В качестве другого технического решения можно предложить блок из полиэтилена с примерным размером $200 \times 20 \times 10$ см, который движется в вертикальной плоскости между реактором БАРС-5 и множителем (или между зонами реактора БАРС-5), например справа налево. В блоке имеется окно соответствующей ширины. Оценим давление газа, необходимое для разгона такого элемента. При его массе $m = 50$ кг, максимальной скорости движения $V = 150$ м/с, длине разгона $L = 1$ м и площади поршня $S = 0,02$ м² необходимое давление газа составит $P = \frac{mV^2}{2SL} \sim 30$ атм.

Это вполне достижимое давление, которое можно реализовать в лабораторных условиях.

Таким образом, можно констатировать, что уменьшение длительности импульса делений в реакторе ТИРАН примерно в 2 раза, т. е. до 40–50 мкс, вполне достижимо в лабораторных условиях. Однако следует подчеркнуть, что реализация этой возможности достигается ценой значительных усложнений системы управления реакторной установкой.

Оценка отношений τ/τ_0 и v_e/v_{i0} при различных значениях параметра Z по формуле (3)

Z	0	0,25	0,5	0,75	1	1,5	2	3	4	5	10
τ/τ_0	1	0,99	0,828	0,775	0,732	0,667	0,618	0,549	0,5	0,463	0,358
v_e/v_{i0}	0	0,125	0,25	0,375	0,5	0,75	1	1,5	2	2,5	5

РЕЖИМ УПРАВЛЕНИЯ СЛАБОСВЯЗАННОЙ СИСТЕМОЙ БАРС-5 ОДНИМ РЕГУЛЯТОРОМ РЕАКТИВНОСТИ

В. И. Черашев, А. А. Снопков

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Рассмотрены физические особенности управления связанной системой с малыми коэффициентами связи только одним регулятором реактивности. Данный режим успешно эксплуатируется на БАРС-5.

В процессе эксплуатации БАРС-5 [1] был разработан и реализован новый удобный режим генерирования импульсов делений "Мощность", обеспечивающий внутреннюю безопасность реактора. В этом режиме перед импульсом в активной зоне (АЗ) создается сильный внутренний источник запаздывающих нейтронов ($S_a \cdot l \gg 1$), а генерирование импульса делений в связанной системе осуществляется синхронным выводом из АЗ двух регуляторов реактивности (РР); РР являются нейтронными "ловушками" (смесь бора с полистиролом) и соединены единой траверсой, перемещаемой механизмом управления (МУР). При этом порядок получения импульса следующий:

– выход в стартовое состояние по периоду разгона (т. 1 на рис. 1);

– переход в критическое состояние на запаздывающих нейтронах и набор S_a на мощности 2–3 Вт (т. 2 на рис. 1) (при этом РР опущен в необходимое положение, а импульсные стержни ИС1, ИС2 подняты для компенсации);

– "выстрел" ИС1 и ИС2 (ИС обеспечивает переход выше состояния критичности на мгновенных нейтронах), система находится на периоде разгона (т. 3 на рис. 1);

– "выстрел" РР (т. 4 на рис. 1), обеспечивающий необходимую скорость ввода реактивности ($\beta_{эф}/c$);

– развитие импульса на фоне ввода реактивности.

Режим был экспериментально отработан как для одной изолированной АЗ, так и для системы при расстоянии между центрами АЗ $L = 0,33-0,5$ м. При больших расстояниях траверса утяжеляется и МУР не обеспечивает необходимых скоростей ввода избыточной реактивности; использование двух независимых механизмов не дает необходимой синхронизации в движении РР1 и РР2 (нужно $\Delta t < 2 \cdot t_{1/2}$).

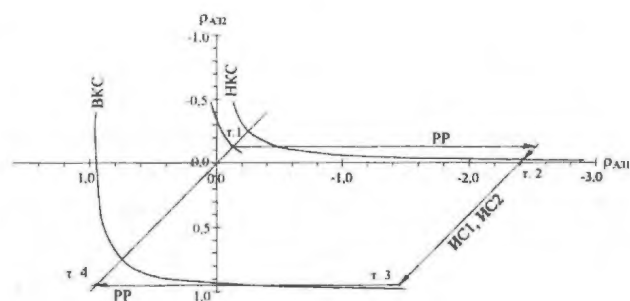


Рис. 1. Изменение подкритичности АЗ1, АЗ2 и системы АЗ1+АЗ2 в процессе получения импульса делений: 1 – стартовое состояние; 2 – состояние компенсации РР1 с помощью ИС1, ИС2; 3 – выстрел ИС1, ИС2; 4 – выстрел РР1 – импульс

Необходимость работы реактора при расстоянии между центрами АЗ до 1,5 м возникает в случаях облучения протяженных объектов. Анализ уравнений кинетики связанной системы показывает, что управлять такими системами можно путем изменения реактивности только в одной компоненте. Поэтому в этом направлении были выполнены расчетные и экспериментальные работы.

1. ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМА

Одним из главных параметров, характеризующих систему, является отношение мощностей делений в АЗ (n_2/n_1), которое определяется отношением их реактивностей. В процессе калибровки импульсных стержней важно, чтобы величина n_2/n_1 оставалась постоянной, что возможно при вводе регулируемыми элементами в АЗ1 и АЗ2 одной и той же реактивности. Величина n_2/n_1 устанавливалась с помощью

стержней тонкой регулировки (СТР1 и СТР2). При расстояниях между центрами АЗ $L_{ц} = 1,5$ м коэффициенты связи $k_{12} = k_{21} = k_{ij} = 0,25\beta_{эф}$, а в случае установки полиэтиленового блока между АЗ $k_{ij} = -0,05\beta_{эф}$, что уже сравнимо и даже меньше величины перехода реактивности выше критической на мгновенных нейтронах (ВКС), т. е. $\Delta\rho > k_{ij}$.

Но в нашем случае, если рассматривать критерий "сильной" связи [2]:

$$Z(t) = \frac{\delta k_2(t) - \frac{\ell_2}{\ell_1} \delta k_1(t)}{\frac{\ell_2}{\ell_1} |\Delta k_1| + |\Delta k_2|} \ll 1, \quad (1)$$

где $\Delta k_1, \Delta k_2$ – подкритичности АЗ1 и АЗ2 при состоянии системы в ВКС; $\delta k_1, \delta k_2$ – изменения подкритичностей АЗ1 и АЗ2 в течение импульса; ℓ_1, ℓ_2 – времена жизни нейтронов в АЗ1 и АЗ2, то при ℓ_1, ℓ_2 и $\delta k_1, \delta k_2$ этот критерий выполняется, т. е. для получения заданного отношения энерговыделений в импульсе Y_2/Y_1 достаточно в стартовом состоянии выполнения условия

$$\frac{n_2}{n_1} \cong \frac{Y_2}{Y_1} \quad (2)$$

и ввода в обеих АЗ одинаковой реактивности.

Кроме того, каждая изолированная АЗ должна иметь достаточный "запас" реактивности (реактивность АЗ выше критичности на запаздывающих нейтронах при положении всех регулирующих элементов на верхнем упоре)

$$\begin{aligned} \Delta\rho_{АЗ1} &\geq 1,2 - k_{ij} - \Delta\rho_{PP}^{HY} = 1,55\beta_{эф}; \\ \Delta\rho_{АЗ2} &\geq 1,2 - k_{ij} = 0,95\beta_{эф}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Delta\rho_{PP}^{HY}$ – вклад в реактивность АЗ регулятора реактивности при его нахождении на нижнем упоре (НУ).

От отношения мощностей зависит и калибровка РР, т. е. можно записать

$$\Delta\rho_{PP} = \frac{\Delta\rho_{PP}^{ИЗОЛ}}{1 + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}, \quad (4)$$

где $\Delta\rho_{PP}^{ИЗОЛ}$ – изменение реактивности в изолированной АЗ при перемещении на 1 мм РР относительно нижнего упора. Причем "вес" РР в связанной системе не превышает значения $\left(\frac{n_1^0}{n_2^0}\right)k_{ij}$, т. е. при $n_1 = n_2$ не превышает значения коэффициента связи. Максимальная

скорость перемещения РР при выстреле составляла 6,5 м/с.

Ясно, что при одной и той же механической скорости РР, увеличивая отношение n_2/n_1 , мы, с одной стороны, увеличиваем долю энерговыделения (от суммарного) в АЗ2, а с другой – теряем в скорости ввода избыточной реактивности в систему. Максимальное энерговыделение в АЗ2 реализуется при $n_2/n_1 = 1$, а в системе – при $n_2/n_1 \sim 0,41$.

При наборе внутреннего источника в состоянии критичности на запаздывающих нейтронах мощность АЗ1 равна 2–3 Вт, а мощность АЗ2 значительно больше. Возможны два способа компенсации отрицательной реактивности, вносимой РР1 в систему как ИС1 и ИС2, так и только с помощью ИС1.

При первом способе компенсации $n_2/n_1 \sim 10$ (т. е. мощность в АЗ2 равна 20–30 Вт) и незначительные перемещения ИС1 и ИС2 позволяют компенсировать максимальную отрицательную реактивность РР1. При втором способе $n_2/n_1 \sim 2$, т. е. мощность АЗ2 значительно меньше, но "веса" ИС1 не хватает для компенсации РР1 в большинстве случаев, т. е. необходимо дополнительно опускать РР1 до необходимого рабочего положения, а значит и выводить предварительно на большую мощность систему.

После выстрела ИС1 и ИС2 (перед выстрелом РР1) система выходит на следующие реактивности: $\rho_{АЗ1} = -1,45\beta_{эф}$; $\rho_{АЗ2} = 0,95\beta_{эф}$; $\rho_{АЗ1+АЗ2} = 0,97\beta_{эф}$ и некоторый промежуток времени до выстрела РР1 находится на очень коротком периоде разгона, кроме того начальная мощность АЗ2 равна 20–30 Вт. Импульс делений начинает развиваться в каждой АЗ с различных уровней мощностей, соответственно гашение в каждой АЗ будет начинаться в различный момент времени при продолжающемся вводе реактивности. В расчетах по программе TWOR (2-точечная модель реактора) было показано, что для каждой скорости ввода существует оптимальная реактивность, введение которой приведет к максимальному энерговыделению, дальнейшее же увеличение избыточной вводимой реактивности приводит не только к уменьшению суммарного энерговыделения, но и к изменению ожидаемого отношения Y_2/Y_1 .

При размещении облучаемых образцов в канале АЗ2 может быть полезна еще одна особенность связанной системы, в которой в отличие от одиночного реактора, где энерговыделения и полуширины импульсов делений однозначно зависят друг от друга, имеется возможность изменять полуширину импульса при одном и том же энерговыделении в АЗ (и наоборот), т. е. получать достаточно короткие импульсы делений при небольших энерговыделениях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА РЕЖИМА

Для экспериментальной проверки режима (геометрия опыта приведена на рис. 2) пришлось значительно уменьшить время задержки выстрела МУР после выстрела ИС1, ИС2 с $\Delta t = 4$ с до $\sim 0,2$ с, так как происходило преждевременное срабатывание пороговых схем сброса из-за нахождения системы на коротком периоде разгона.

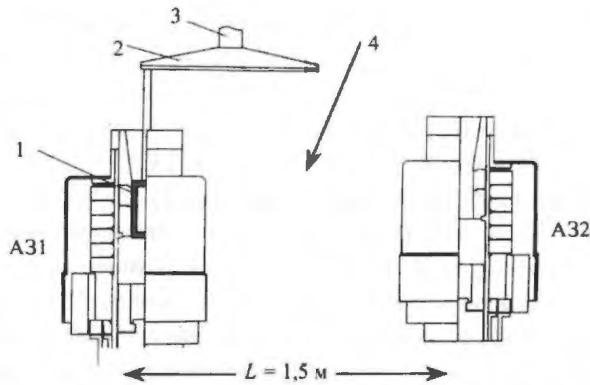


Рис. 2. Геометрия опыта: 1 – РР; 2 – плита; 3 – шток; 4 – полиэтиленовый блок

В серии полученных импульсов делений было показано, что параметры импульсов в режиме “Мощность” и в режиме “Ожидание” практически одинаковы. Стартовые отношения мощностей выбирались в диапазоне n_2/n_1 , равном 0,25–1.

Получен номинальный импульс с числом делений $\sim 1,1 \cdot 10^{17}$ делений в каждой АЗ (ограничение связано с возможностями МУР по скорости ввода реактивности).

В импульсах с $k_{ij} \sim 5 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$ (полиэтиленовый блок между АЗ) была выявлена еще одна особенность, заключающаяся в том, что при работе одним РР в режиме “Мощность” нельзя получить равные по энерговыделению в обеих АЗ импульсы делений, для которых избыточная реактивность была бы больше значения коэффициента связи $\Delta\rho \geq k_{ij}$. Слишком малый “вес” РР не позволяет обеспечить при выстреле необходимой величины избыточной реактивности, увеличение же “веса” РР в данном случае возможно только при уменьшении отношения n_2/n_1 . При малом коэффициенте связи ($k_{ij} < \Delta\rho$) “развязка” связанной системы во время “колокола” импульса делений не происходила. На “хвосте” импульса отношение мощностей изменялось из-за различных подкритичностей АЗ.

В заключение можно сказать, что режим генерирования импульсов делений “Мощность” в связанной системе ($L_{ши} = 1,5$ м) одним РР успешно эксплуатируется на БАРС-5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Snopkov A.A., Gorin N.V., Gornovoi G.A. и др. Two-core fast pulse reactor “BARS-5”. Physics, Safety and Applications of Pulse Reactors, 13-17 November 1994, Washington D.C., p. 300–315.
2. Лукин А.В. О точечном приближении в теории связанных реакторных систем. – Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 3, с. 205–207.

ЛАБОРАТОРНАЯ ЛАЗЕРНО-РЕАКТОРНАЯ УСТАНОВКА ЛИРА

Э. П. Магда, И. С. Погребов, И. С. Путников, А. В. Бочков, А. И. Волков, А. Н. Малоярославцев,
Ю. Г. Горницын, В. А. Вдовенко, Ю. М. Кононенко, Я. З. Кандиев

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Описаны конструкция и нейтронно-физические параметры импульсной лазерно-реакторной установки ЛИРА, предназначенной для исследования условий получения генерации лазерного излучения в больших объемах при ядерной накачке. Ожидается, что на установке может быть получена генерация лазерного излучения в импульсе длительностью несколько миллисекунд с энергией 5–10 кДж.

К настоящему времени достигнуты определенные успехи в изучении ядерной накачки лазерных сред осколками деления с использованием импульсных ядерных реакторов (ИЯР) и можно считать сформировавшимися основные конструктивные особенности импульсного реактора-лазера. Он должен состоять из достаточно большого подкритического лазерного блока, набранного из лазерных элементов в виде длинных тонкостенных трубок, и относительно небольшого запального ИЯР (или нескольких реакторов), размещаемого внутри лазерного блока. Запальный импульсный реактор (ЗИР) является основным энергетическим компонентом установки, определяет ее характеристики в целом, такие как энерговыделение за импульс, длительность импульса, частота их повторения и др. Лазерный блок должен иметь коэффициент умножения нейтронов ~ 10 и относительно однородное по объему нейтронное поле. Оптическая система предназначена для формирования единого пучка лазерного излучения и выведения его за пределы установки.

Рассматриваемая в данном сообщении реакторно-лазерная установка ЛИРА разрабатывалась для отработки и оптимизации условий, при которых происходит наиболее эффективная генерация лазерного излучения при ядерной накачке в больших объемах, и нахождения технических решений, необходимых для создания мощного импульсного реактора-лазера. Схема установки приведена на рис. 1.

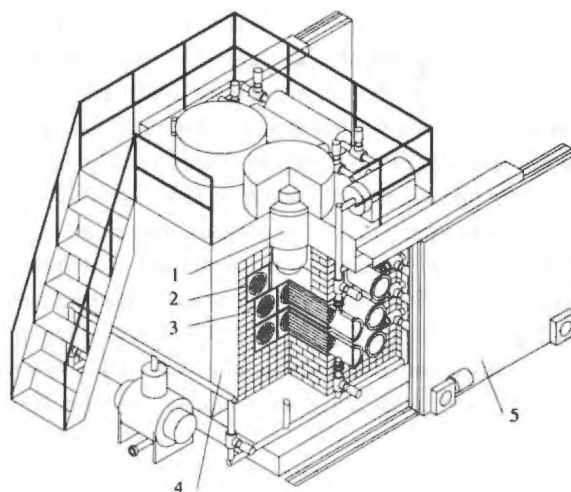


Рис. 1. Схема установки ЛИРА: 1 – реактор; 2 – лазерный блок; 3 – лазерная кювета; 4 – бетонная защита; 5 – откатная дверь

Основой установки является оптический квантовый усилитель с ядерной накачкой, состоящий из реакторного блока (РБ), лазерного блока (ЛБ) и оптической системы. В качестве реакторного блока использованы два идентичных растворных импульсных реактора ДРАКОН, работающие синхронно. Хотя растворные реакторы и не являются оптимальными устройствами для мощного реактора-лазера, однако простота их устройства, безопасность в эксплуатации и приемлемые

ядерно-физические параметры (ширина импульса на полувысоте – 2 мс, энерговыделение – 30 МДж) явились определяющими для их использования в лабораторной установке.

За основу конструкции был взят положительно зарекомендовавший себя реактор ЭЛИР, который был создан и много лет эксплуатировался в РФЯЦ-ВНИИТФ. В конструкцию активной зоны (АЗ), однако, были внесены некоторые усовершенствования.

Использование для корпуса АЗ титанового сплава ВТ6 вместо нержавеющей стали и намотка на боковую поверхность в качестве банджа полимерного волокна АРМОК позволили уменьшить габаритные размеры АЗ без снижения предельного энерговыделения и соответственно увеличить поток выходящих нейтронов. Исследования, проведенные на макетах корпуса, подтвердили, что такая конструкция АЗ способна выдерживать ударные и инерциальные нагрузки, возникающие в корпусе во время производства импульса.

Для генерации импульса используется один импульсный стержень из аморфного бора, обогащенного изотопом бора-10 до 80%. Импульсный стержень размещается в центральном канале, там же устанавливается и блок детекторов нейтронного потока.

Для подбора оптимальной концентрации урана-235 в растворе и определения ядерно-физических параметров реактора проведен ряд расчетов. При этом исходили из условия удельного энерговыделения в АЗ – 1 МДж/л, которое является оптимальным для такого типа реакторов, так как обеспечивает нормальный тепловой режим работы ($T \sim 250 \text{ }^\circ\text{C}$). Свободная полость над зеркалом раствора в корпусе АЗ принята равной 10 л, что является достаточным для обеспече-

ния теплового расширения топливного раствора в момент импульса и выхода радиолитических газов.

Расчетные параметры реактора приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры реактора ДРАКОН

Материал топливного раствора	UO ₂ SO ₄ в H ₂ O
Концентрация U-235 в растворе	150 г/л
Объем раствора	30 л
Энерговыделение за импульс	30 МДж
Ширина импульса на половине высоты	2 мс
Начальная реактивность	5 β _{эф}
Время жизни нейтронов в АЗ	17,2 мкс
Средняя энергия нейтронов утечки	1,3 МэВ
Число нейтронов утечки на акт деления	0,33
Инерциальное давление на корпус АЗ	200 атм
Внешний диаметр АЗ	44,5 см
Расстояние между центрами АЗ	150 см

Лазерный блок состоит из семи идентичных усилительных лазерных кювет с 19 лазерными элементами в каждой. Восьмая кювета, являющаяся генераторной, включает восемь лазерных элементов (ЛАЭЛ). ЛАЭЛ кювет заключены в алюминиевую трубу диаметром 300 мм и располагаются в ней в треугольной периодической решетке с шагом 60 мм. Труба заполняется легкой водой и окружается графитом, образуя лазерную кювету (рис. 2). Внешние размеры кюветы: сечение – 430×430 мм, длина – 3800 мм. Кюветы крепятся (стягиваются) в лазерном блоке с помощью шести стальных лент шириной 100 мм и толщиной 2 мм. Снаружи блок кювет окружается полиэтиленовым отражателем толщиной 100 мм.

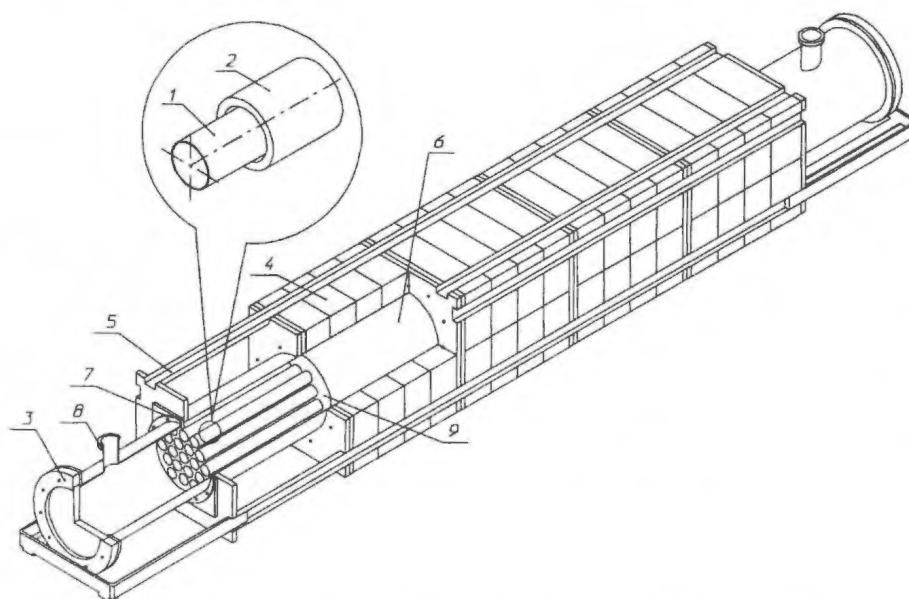


Рис. 2. Лазерная кювета: 1 – оптическое окно; 2 – откачной патрубков; 3 – фланец; 4 – элемент крепления; 5 – ЛАЭЛ; 6 – имитатор; 7 – алюминиевая труба; 8 – замедлитель-графит; 9 – замедлитель-вода

Каждый ЛАЭЛ состоит из трех concentрических трубок. На внутреннюю поверхность внутренней трубки из нержавеющей стали диаметром 48 мм наносится слой металлического урана-235 (обогащение 90 %) толщиной 6 мкм (11 мг/см^2). Две внешние трубки из алюминия со слоем урана-235 между ними толщиной 12 мкм (22 мг/см^2) представляют собой имитатор, который служит для доведения критичности лазерного блока до $K_{эф} \leq 0,9$. При этом общая масса урана-235 в лазерном блоке составляет ~ 20 кг. ЛАЭЛ загерметизированы с торцов прозрачными для лазерного излучения оптическими окнами, установленными под углом Брюстера, и заполнены лазерно-активной средой, в качестве которой используется He-Ag-Xe смесь при нормальных условиях.

К полиэтиленовому отражателю примыкает биологическая защита установки из бетона толщиной 500 мм. С торцов лазерного блока защита выполняется из чередующихся слоев стали и полиэтилена суммарной толщиной 350 мм, образующих откатные двери, которые открываются на время импульса.

Для оптимизации конструкции лазерного блока были проведены расчеты поля излучения и переноса нейтронов в системе реакторный блок-лазерный блок-защита. При расчетах определялись числа делений в лазерных кюветах, а также полное число делений в лазерном блоке на один нейтрон реакторного блока, состоящего из двух реакторов. При этом варьирова-

лись плотности замедлителей в кюветах для двух случаев: полиэтилена и графита, а также исследовалось наличие и отсутствие воды в решетке из ЛАЭЛ. Исследовано влияние на энерговыделение в лазерном блоке экранов из бора-10 и кадмия вокруг АЗ реакторов.

Расчеты проводились по программе ПРИЗМА, предназначенной для решения методом Монте-Карло задач переноса излучения в ядерных реакторах и крит-сборках. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Ошибки в определении полного числа делений составляют 10–15%. В таблице также приведены рассчитанные на основании данных о полном числе делений и первых делениях коэффициенты умножения и $K_{эф}$ систем ($Q = n_n/n_1$; $K_{эф} = 1 - 1/Q$).

Из расчетов следует, что применение полиэтиленового замедлителя в лазерных кюветах в сочетании с замедлителем в виде легкой воды между ЛАЭЛ дает значительно меньшее энерговыделение в ЛАЭЛ на одно деление в реакторном блоке, чем использование графита в сочетании с легкой водой. Эта же композиция существенно улучшает равномерность распределения энерговыделения между кюветами и вдоль кювет. Отсутствие воды между ЛАЭЛ или замена воды на графит существенно ухудшает нейтронные характеристики системы. Путем изменения плотности графитового замедлителя можно получить $K_{эф}$ требуемой величины.

Таблица 2

Результаты расчета некоторых нейтронно-физических характеристик стенда установки ЛИРА

N п/п	Состав системы	Число делений в ЛБ на одно деление в РБ		Коэффициент умножения $Q = n_n/n_1$	$K_{эф}$	Число делений в РБ от нейтронов деления в ЛБ
		n_1	n_n			
1	Замедлитель: ПЭ с $\rho = 0,5 \rho_0$, в кюветах вода, поглотителя нет	0,0242	0,0685	2,8	0,64	$7,3 \cdot 10^{-4}$
2	Замедлитель: ПЭ нет, в кюветах вода, поглотителя нет	0,0513	0,155	3,0	0,67	$5,6 \cdot 10^{-4}$
3	Замедлитель: С с $\rho = 0,75 \rho_0$, в кюветах вода, поглотителя нет	0,0383	1,11	29	0,97	$5,3 \cdot 10^{-3}$
4	Замедлитель: С с $\rho = 0,75 \rho_0$, в кюветах вода, поглотитель есть	0,0425	0,56	13,2	0,924	$2,8 \cdot 10^{-3}$
5	Замедлитель: С с $\rho = 0,75 \rho_0$, в кюветах нет воды, поглотитель есть	0,063	0,098	1,56	0,36	$1,8 \cdot 10^{-3}$
6	Замедлитель: С с $\rho = 0,75 \rho_0$, в кюветах вода, поглотитель есть, нет экранов вокруг АЗ	0,075	1,68	22	0,95	$15 \cdot 10^{-3}$
7	Замедлитель: С с $\rho = 0,75 \rho_0$, в кюветах вода, поглотитель есть, вокруг АЗ кадмиевый экран толщиной 1 мм	0,071	1,1	15,5	0,936	$7,1 \cdot 10^{-3}$
8	Замедлитель: С с $\rho = 0,6 \rho_0$, в кюветах вода, поглотитель есть, вокруг АЗ кадмиевый экран толщиной 1 мм	0,073	0,71	9,73	0,9	$6,4 \cdot 10^{-3}$

Примечание. В п. 1–5 вокруг АЗ борный экран.

Оптимальной конструкцией лазерного блока установки ЛИРА для получения максимального энерговыделения в ЛАЭЛ при $K_{эф} \sim 0,9$ является использование легкой воды между ЛАЭЛ и графита со средней плотностью 0,7 от нормальной ($\rho_{ср} = 1,1 \text{ г/см}^3$).

Энерговыделение в реакторном блоке за счет нейтронов деления в лазерном блоке не превышает 1% от полного энерговыделения в реакторном блоке при наличии экрана из бора-10 вокруг АЗ реакторов. При этом экран из бора-10 в несколько раз эффективнее экрана из кадмия, поэтому является более предпочтительным.

Конструкционные, поглощающие нейтроны материалы (например, железо) существенно влияют на нейтронно-физические параметры лазерного блока и должны быть учтены при рабочем проектировании установки.

Существенное уменьшение $K_{эф}$ лазерного блока при устранении воды из кювет является положительным фактором конструкции, так как обеспечивает ядерную безопасность при возможных аварийных ситуациях на установке.

Коэффициент неравномерности энерговыделения вдоль кювет не превышает двух, если исключить крайние 150–200 мм, на которых происходит резкое, еще в два раза уменьшение энерговыделения. Уменьшения коэффициента неравномерности энерговыделения по длине и объему лазерного блока, по-видимому, можно добиться путем профилирования толщины слоев урана-235 в имитаторах на периферии лазерного блока или путем профилирования плотности замедлителя.

Для определения состояния ЛАЭЛ (температура слоев, давление газа) после импульса и определения времени его повторного использования были проведены тепловые расчеты ЛАЭЛ. ЛАЭЛ состоял из трех концентрических трубок со слоями урана на внутренней трубке из нержавеющей стали и между двумя на-

ружными из алюминия. Газ в ЛАЭЛ представлялся в виде смеси из равных мольных долей аргона и гелия. Некоторые результаты расчетов приведены в табл. 3.

Таблица 3
Некоторые результаты тепловых расчетов ЛАЭЛ
($E = 1,5 \text{ МДж/кг}$, $E_{газ} = 1 \text{ Дж/см}^3$, $T_{1/2} = 5 \text{ мс}$)

Параметр	Расчетное значение
Максимальная температура внутреннего слоя урана, °С	175
Максимальная температура наружного слоя урана, °С	307
Максимальная температура газа в ЛАЭЛ, °С	992
Максимальное давление газа в ЛАЭЛ после импульса, атм	8,6
Средняя температура газа в ЛАЭЛ через 5 с после импульса, °С	60

Выравнивание температуры по толщине ЛАЭЛ происходит для слоев из алюминия толщиной 4 мм за время, равное 0,2 с.

Оптическая система установки подразделяется на подсистему усиления и формирования лазерного излучения (рис. 3) и подсистему регистрации его параметров. Задающим генератором является один из ЛАЭЛ генераторной кюветы, в котором происходит свободная генерация импульса лазерного излучения. После задающего генератора лазерное излучение делится на отдельные пучки с одинаковой энергией, которые направляются в семь ЛАЭЛ предварительного усиления этой же генераторной кюветы. Далее лазерное излучение направляется на телескопы, расширяющие его апертуру до 300 мм, а затем оно поступает в кюветы-усилители. После усиления апертура излучения уменьшается до 100 мм, и лазерное излучение после формирования выводится за биологическую защиту на систему регистрации.

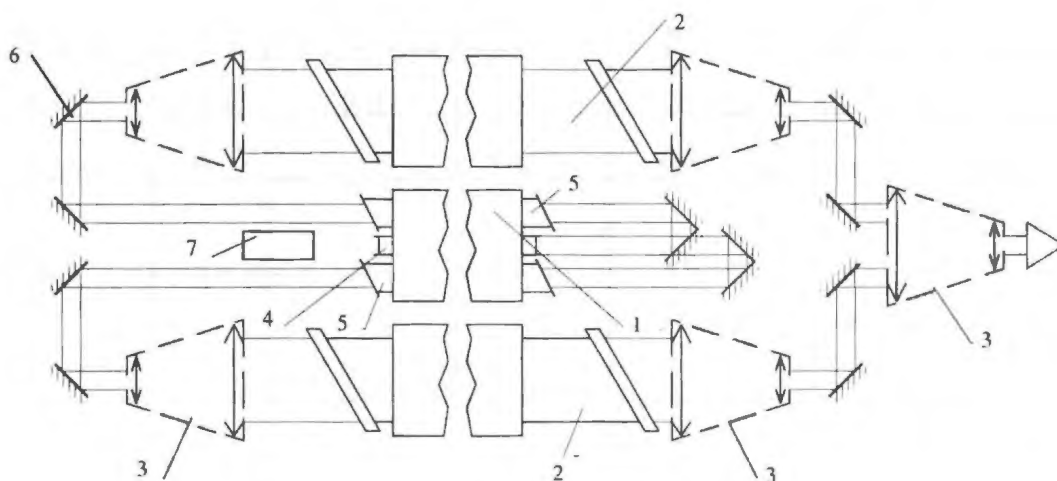


Рис. 3. Схема оптического канала установки: 1 – кювета задающего генератора; 2 – кювета-усилитель; 3 – телескоп; 4 – ЛАЭЛ-генератор; 5 – ЛАЭЛ предварительного усиления; 6 – поворотные зеркала; 7 – юстировочный лазер

Эксперименты по исследованию He-Ar-Xe лазера, работающего на длине волны 2,026 мкм, показали, что при энерговкладе ~ 1 Дж/см³ и длительности импульса генерации 5 мс возможен удельный энергоотъем с активной среды ~ 8 Дж/л. В этих условиях коэффициент усиления слабого сигнала равен $2,3 \cdot 10^{-2}$ 1/см и интенсивность насыщения 110 Вт/см². Расчет усиления квазинепрерывного сигнала в среде с приведенными выше параметрами показал, что в этих условиях энергоотъем с предварительного усилителя составит 85 % от запасенной в нем энергии, а с основного каскада усиления 80 %. То есть энергия лазерного излучения, вырабатываемого в установке ЛИРА He-Ar-Xe средой на длине волны 2,026 мкм, составит $\sim 4,5$ кДж.

Установку ЛИРА предполагалось разместить в специальном здании, имеющем реакторный зал и необходимые технологические помещения для ее функционирования и обслуживания. Стенд установки,

включающий реакторный блок, лазерный блок, биологическую защиту и оптическую систему, размещался в реакторном зале, имеющем площадь 24×17 м и высоту 8 м. Зал имеет бетонные стены толщиной 2 м, откатные бетонные двери и коллиматор для выведения излучения в соседнее помещение.

Оценена радиационная обстановка (дозы нейтронного и гамма-излучения) в реакторном зале и смежных помещениях в момент импульса и после него за счет осколков деления. Из расчетов следует, что защита установки обеспечивает возможность работы эксплуатационного персонала в реакторном зале через сутки после импульса.

Результаты расчетов радиационной обстановки приведены в табл. 4 и 5.

Таблица 4

Суммарные дозы n - γ -излучения в реакторном зале и вокруг него в момент импульса

Наименование точки	Расстояние от центра стенда, м	Суммарная доза $n+\gamma$ на $2 \cdot 10^{18}$ дел. в РБ, бэр	Примечание
На оси стенда у откатных дверей	3,0	$1,1 \cdot 10^5$	-
На оси стенда	8,0	$1,6 \cdot 10^4$	-
На оси стенда	13,0	$9,4 \cdot 10^3$	-
В смежном помещении	16,0	$5 \cdot 10^{-3}$	Стена из обычного бетона толщиной 2 м
В смежном помещении	16,0	$5 \cdot 10^{-5}$	Стена из лимонитового бетона толщиной 2 м
На периметре здания напротив стенда	10,0	$4 \cdot 10^{-4}$	-

Таблица 5

Мощность дозы γ -излучения осколков деления в реакторном зале через 1 ч и 25 ч после импульса

Наименование точки	Расстояние от центра стенда, м	Мощность дозы гамма-излучения, мбэр/с	
		через 1 ч	через 25 ч
На оси стенда у откатных дверей	3,0	5,0	0,057
У боковой поверхности стенда	2,0	7,8	0,088
У боковой поверхности стенда	4,0	3,1	0,035
У боковой поверхности стенда	6,0	1,6	0,018

МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ЯФУ ВНИИТФ

В. И. Литвин

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Изложены основные требования к метрологическому обеспечению единства нейтронных измерений на ЯФУ и принципы его построения. Приведена поверочная схема средств измерений флюенса и плотности потока нейтронов ЯФУ ВНИИТФ. Определено назначение основополагающих элементов схемы – рабочего эталона и образцового источника нейтронов, созданных на базе реактора БАРС-5, нейтронной радиометрической установки. Кратко описаны средства измерений характеристик полей нейтронов и результаты их практического применения.

В практике научных исследований при разработке и испытании новых материалов и радиоэлектронной аппаратуры на радиационную стойкость широко используются ядерно-физические установки (ЯФУ). В состав экспериментальной базы моделирующих установок РФЯЦ-ВНИИТФ входят следующие ЯФУ:

- быстрый атомный реактор с двумя активными металлическими зонами БАРС-5;
- реакторы с активной зоной (АЗ) растворного типа – ИГРИК и ЯГУАР;
- реактор для проведения исследований по ядерной накачке лазеров ЭБР-Л;
- реактор для внешних облучений крупногабаритных объектов РУС-В;
- исследовательские критические сборки в составе установки ФКБН-М;
- мощный нейтронный генератор НГ-12И.

Поля нейтронов, создаваемые разными ЯФУ, могут существенно отличаться из-за конструктивных особенностей АЗ и места, выбранного для облучения образцов. Поэтому для корректной интерпретации и сопоставления результатов экспериментов, получаемых при испытаниях на различных установках, необходима детальная информация о пространственно-энергетических распределениях и величинах флюенсов нейтронов, о дозах и мощностях доз, создаваемых излучением в исследуемых образцах и материалах.

Информация об этих характеристиках должна иметь не только достаточную полноту и достоверность, но и удовлетворять требованиям государственной системы единства нейтронных измерений на ЯФУ. Это предполагает обязательное метрологическое обеспечение измерительных методик и аппаратурных средств. Под метрологическим обеспечением понимают комплекс научных, организационных и юридических мероприятий, направленных на согласуемость результатов измерений, полу-

чаемых на разных установках, на уровне значений погрешностей, установленных для данных экспериментов или испытаний.

В качестве основного и опорного метода нейтронных измерений на ЯФУ, как надежного и наиболее полно удовлетворяющего требованиям реакторной дозиметрии, принят метод нейтронно-активационных измерений (АМНИ) [1].

Метрологическое обеспечение нейтронных измерений с помощью метода АМНИ включает:

- набор активационных (ДНА) и делительных детекторов (ДНД) с достоверно известным числом ядер изотопов-мишеней;
- наличие баз справочных данных по сечениям реакций и ядерно-физическим константам, необходимым для расчета характеристик полей нейтронов по результатам нейтронно-активационных измерений;
- разработку аппаратурных средств и методик измерений активности ДНА и определения чисел делений в ДНД;
- разработку математического и программного аппарата для определения необходимых характеристик полей нейтронов;
- создание системы государственной и ведомственной поверки средств и методов измерений (поверка и аттестация аппаратуры, сличения методик и т. п.).

Формирование системы метрологического обеспечения нейтронных измерений на ЯФУ ВНИИТФ началось одновременно с их эксплуатацией и развивалось параллельно с решением аналогичных задач в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров). Уже в 1974 г. в результате совместных усилий обоих институтов были определены основные пути решения этой задачи. Тогда эта работа проводилась только в рамках внутриведомственных метрологических стандартов. С 1980 г. в работу по метрологической аттестации ЯФУ включился

ВНИИФТРИ (г. Москва) как организация, уполномоченная Госстандартом РФ и ответственная за обеспечение единства измерений ионизирующего излучения. Во ВНИИФТФ с помощью специалистов ВНИИФТРИ была проведена аттестация поля нейтронов реактора БАРС-3, затем БАРС-5, прошли экспертизу и были аттестованы ряд средств измерений (СИ), разработана локальная поверочная схема исходных образцовых средств измерений флюенса и плотности потока нейтронов ЯФУ ВНИИФТФ.

Основным принципом обеспечения единства нейтронных измерений на ЯФУ является децентрализованное, но единообразное (регламентированное) воспроизведение единиц величин в условиях максимального приближения к рабочим измерениям с одноступенчатой передачей единиц непосредственно рабочим средствам измерений. В качестве таких средств передачи единиц служат образцовый источник нейтронов и нейтронная радиометрическая установка. Первый как единица меры, вторая как средство измерения.

Организационной основой метрологического обеспечения нейтронных измерений на ЯФУ ВНИИФТФ является государственная поверочная схема для средств измерений флюенса и плотности потока нейтронов на ЯФУ (см. рисунок). Схема разработана в соответствии с требованиями и положениями ГОСТов 8.483-83 и 8.105-80 по обеспечению единства нейтронных измерений на ЯФУ.

Во главе поверочной схемы стоит Государственный специальный эталон (ГСЭ) единиц плотности потока и флюенса нейтронов, который находится во ВНИИФТРИ. ГСЭ предназначен для передачи единиц величин рабочему эталону и некоторым образцовым средствам измерений ВНИИФТФ путем косвенных измерений или при помощи компаратора. Возможна также и прямая передача единиц величин (тепловые нейтроны или с энергией 14,7 МэВ).

Во ВНИИФТФ аналогичные функции выполняет рабочий эталон (РЭ) поля нейтронов. В состав РЭ входит опорное поле ОП-3 на базе реактора БАРС-5 и комплекс измерительных средств. РЭ позволяет воспроизводить единицы величин активности ДНА двумя независимыми способами. Первый основан на расчете единиц величин по известному спектральному составу нейтронов опорного поля, сечениям реакций и ядерно-физическим константам ДНА, системе мониторинга флюенса нейтронов штатными средствами реактора. Второй способ использует образцовые средства измерений 1-го разряда – специализированный набор активационных и делительных детекторов и радиометрическую установку УРН-1-2. Таким образом, выполняется внутренний контроль воспроизведения единиц величин и обеспечивается в целом единство системы нейтронных измерений на ЯФУ ВНИИФТФ.

Следующими основополагающими элементами поверочной схемы ВНИИФТФ являются образцовые средства измерений 1 и 2-го разрядов, входящие в комплекс средств измерений лаборатории 59-2. В их состав входят образцовый источник нейтронов ОИ-Р-16 на базе реактора БАРС-5, радиометрические установки УРН-1-2 и ОСУ-П-9, наборы аттестованных активационных и делительных детекторов. Эти СИ аттестуются ВНИИФТРИ и в дальнейшем находятся под его контролем. На основе этого комплекса аттестуются образцовые и рабочие средства нейтронных измерений, входящие в состав других ЯФУ ВНИИФТФ.

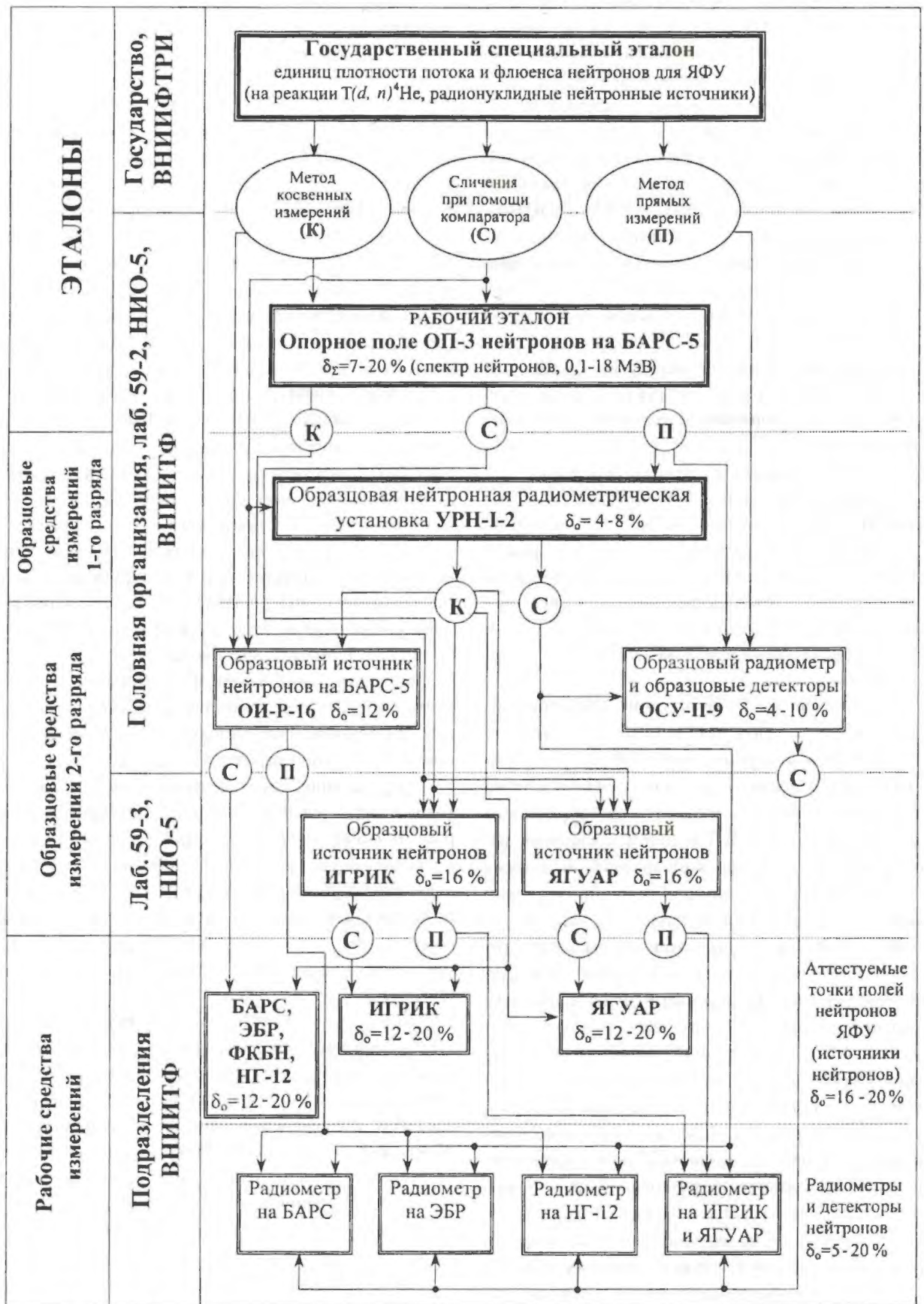
В АМНИ используется 15 активационных детекторов тепловых и резонансных нейтронов, 23 пороговых и 6 делительных детекторов [2]. Детекторы изготовлены во ВНИИФТФ или взяты из стандартных аттестованных наборов ВНИИФТРИ. Выбор ядерных реакций и конструкции детекторов позволяют охватить нейтроны с энергией от 0,025 эВ до 18 МэВ в диапазоне флюенсов тепловых нейтронов более 10^7 нейтр./см², быстрых – более 10^9 нейтр./см².

Для измерений наведенной активности облученных ДНА используется гамма-спектрометрический измерительный комплекс ИКО-П-2. В его состав входят полупроводниковый блок детектирования (ППД из особо чистого германия, чувствительность 74 мм²) и сцинтилляционные блоки (диаметром 80×80 мм и 30×5 мм). Погрешность определения числа реакций (активационных интегралов) облученных ДНА составляет 4–8 % при доверительной вероятности $\alpha = 0,95$ [3].

Определение чисел делений выполняется по методике твердотельных трековых делительных детекторов. В качестве регистраторов используется слюда мусковит. В состав аппаратных средств этой методики входят установки АМУР и ПРОТОКА, которые позволяют аттестовывать делящиеся слои по изотопному составу и по числу ядер изотопов-мишеней. Погрешность определения делительных интегралов составляет 3–7 %.

Для восстановления спектров нейтронов используется программный алгоритм, разработанный на основе метода направленного расхождения (МНР) [4]. В качестве начальных приближений восстанавливаемых спектров используются данные численных расчетов Монте-Карло, спектры из библиотеки классифицированных спектров нейтронов БКС-2, метод модельных спектров. Погрешности восстанавливаемых спектров оцениваются методом статистических испытаний и составляют 5–20 % [2].

В табл. 1 приведены значения активационных и делительных интегралов, измеренные для опорного поля ОП-3 и образцового источника ОИ-Р-16 реактора БАРС-5. Результаты восстановления спектров нейтронов в сжатой 6-групповой форме даны в табл. 2.



Поверочная схема средств измерений флюенсов и плотностей потоков нейтронов ЯФУ РФЯЦ-ВНИИТФ

Таблица 1

Значения активационных и делительных интегралов, измеренные для опорного поля и образцового источника БАРС-5

Реакция активации деления	Экран	ОП-3		ОИ-Р-16	
		Q/Q_{Ni} (δ , %)	$Qp/Q\alpha$	Q/Q_{Ni} (δ , %)	$Qp/Q\alpha$
$^{197}Au(n,\gamma)$	Cd	2,62e+0(5,8)	1,03	8,78e+0(5,5)	1,00
$^{55}Mn(n,\gamma)$	Cd	1,29e-1 (8,0)	0,91	-	-
$^{63}Cu(n,\gamma)$	Cd	2,96e-1 (7,8)	1,03	2,67e-1 (7,5)	1,00
$^{23}Na(n,\gamma)$	Cd	6,60e-3 (7,7)	1,06	8,60e-1 (9,0)	1,04
$^{235}U(n,f)$	Cd	2,33e+1(8,5)	1,00	-	-
$^{239}Pu(n,f)$	Cd	3,25e+1(8,5)	0,96	2,79e+1(8,5)	1,01
$^{239}Pu(n,f)$	^{10}B	-	-	2,44 e+1(10)	1,07
$^{237}Np(n,f)$	Cd	1,77e+1(8,5)	0,98	1,76e+1(9,0)	0,96
$^{103}Rh(n,n')$		8,63e+0 (10)	1,03	8,80e+0 (10)	0,97
$^{238}U(n,f)$	Cd	2,96e+0(8,5)	1,01	2,80e+0 (10)	1,03
$^{115}In(n,n')$		2,02e+0(6,3)	1,00	1,97e+0(6,9)	0,99
$^{58}Ni(n,p)$		1,00e+0(4,9)	1,04	1,00e+0(5,0)	1,08
$^{32}S(n,p)$		6,20e-1 (7,0)	0,99	6,32e-1 (7,0)	0,94
$^{54}Fe(n,p)$	Cd	7,90e-1 (7,3)	0,94	-	-
$^{27}Al(n,p)$		3,84e-2 (8,6)	1,03	4,26e-2 (9,0)	0,98
$^{56}Fe(n,p)$	Cd	1,03e-2 (6,2)	0,97	1,09e-2 (6,4)	0,99
$^{24}Mg(n,p)$		1,44e-2 (7,3)	0,99	1,47e-2 (8,8)	1,02
$^{27}Al(n,\alpha)$		6,40e-3 (4,8)	1,04	7,14e-3 (4,6)	0,99
$^{203}Tl(n,2n)$		2,54e-2 (10)	0,98	2,66e-2 (10)	1,01
$^{127}I(n,2n)$		9,90e-3 (10)	1,01	1,05e-2 (10)	0,99
$^{19}F(n,2n)$		6,80e-5 (8,0)	1,00	8,50e-5 (8,5)	1,00

Таблица 2

Групповые спектры нейтронов опорного поля и образцового источника реактора БАРС-5

Энергия нейтронов, МэВ		ОП-3	ОИ-Р-16
E_k	E_{k+1}		
0	0,1	0,058	0,044
0,1	0,4	0,217	0,186
0,4	1,0	0,305	0,308
1,0	1,4	0,111	0,118
1,4	3,0	0,197	0,227
> 3,0	-	0,112	0,117

Для воспроизведения флюенсов нейтронов в образцовых источниках служат детекторы из серы и никеля. Измерение активации серных детекторов выполняется на образцовой установке 2-го разряда ОСУ-II-9. Активацию никелевых детекторов-мониторов измеряют на сцинтилляционном радиометре (одноканальный спектрометр полного поглощения). Первый радиометр аттестуется ВНИИФТРИ, второй с помощью образцовой установки УРН-I-2. Относительная погрешность измерений активности не хуже 0,5–3 %. Абсолютная погрешность определения флюенсов

нейтронов для образцовых источников нейтронов составляет 12–16 % при доверительной вероятности $\alpha = 0,95$.

Рабочие нейтронные измерения на ЯФУ в общем виде включают определение пространственно-энергетических характеристик полей нейтронов. Проведение такого рода измерений для каждого отдельного опыта или испытания является сложной и трудоемкой задачей, а главное, что такой подход на практике нецелесообразен. Поэтому задача решается путем измерения мониторинговых величин. Связь между показаниями монитора и требуемой величиной (спектр, флюенс и др.) определяют в результате предварительных исследований в рабочей точке поля. Для воспроизводства мониторинговых величин служат образцовые средства измерений 2-го разряда или рабочие средства измерений. В качестве таких служат различного рода радиометры – сцинтилляционные спектрометры гамма-излучения, установка для измерения активности серных детекторов ОСУ-II-9, спектрометр гамма-гамма-совпадений аннигиляционных гамма-квантов. В ряде случаев при проведении особо ответственных экспериментов используется непосредственно УРН-I-2. Флюенсы нейтронов, рассчитываемые по результатам нейтронно-активационных измерений на

УРН-1-2, характеризуются следующими диапазонами погрешностей: 2–5 % для тепловых, 8–16 % для надтепловых и быстрых, 10–30 % для промежуточных нейтронов.

В соответствии с поверочной схемой для средств измерений полей нейтронов ЯФУ ВНИИТФ и на основе комплекса образцовых средств измерений, которые аттестуются ВНИИФТРИ, лаборатории 59-2 НИО-5 дано право проводить самостоятельную аттестацию нейтронных полей всех других ядерных установок ВНИИТФ и средств измерений в ранге образцовых средств измерений 2-го разряда и рабочих средств измерений. Так на основе полей нейтронов реакторов ИГРИК и ЯГУАР созданы образцовые источники нейтронов [3]. На установке НГ-12И проведены спектральные исследования горизонтального пучка нейтронов и в дальнейшем планируется создание на его базе образцового источника нейтронов для дозиметрического сопровождения процедур лучевой нейтронной терапии онкологических заболеваний [3].

Разработанный комплекс образцовых и рабочих СИ характеристик полей нейтронов ЯФУ позволил провести большой объем научных и прикладных работ в лабораторных и полигонных исследованиях, проводимых во ВНИИТФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Литвин В.И., Галиев Н.Б., Григорьев Е.И., Кошмяков В.П. Образцовые средства нейтронных измерений для метрологического обеспечения научно-технических задач предприятия. – Материалы 4-го Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М.: ВНИИФТРИ, 1985, том 2, с. 7.
2. Литвин В.И., Лукин А.В., Соколов Ю.А., и др. Критические "benchmark" эксперименты и измерения чисел реакций с цилиндрическими системами из урана, плутония и полиэтилена на стенде ФКБН-М: Препринт № 159, г. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999.
3. Литвин В.И., Мокичев Г.В., Прасоленко И.В. и др. Дозиметрические характеристики пучка излучения установки НГ-12И. – В сборнике трудов "Применение нейтронов в онкологии". Томск, Изд-во НТП, 1998, с. 28.
4. Ларцев В.Д., Петров П.В., Чернухин Ю.И. Восстановление нейтронных спектров по результатам активационных измерений с использованием уравнения переноса. – Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 1, с. 27.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МЕТОДА ДИНАМИЧЕСКИХ КОНВЕРТОРОВ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ БИГР

Д. Г. Карташов¹, А. Ю. Музыка¹, Г. В. Нехаев¹, А. Д. Рогов¹, А. Д. Стойка¹, А. В. Стрелков¹,
В. Н. Швецов¹, Б. В. Багрянов², М. И. Кувшинов², И. Г. Смирнов²

¹ОИЯИ, 101000, г. Дубна Московской обл.

²РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

В первых экспериментах на реакторе БИГР по генерации УХН методом динамического конвертора получена плотность УХН 26 ± 5 нейтр./см³ при энерговыделении в импульсе 125 МДж. Обсуждаются возможности увеличения плотности нейтронов, получаемых на этой установке.

Использование ультрахолодных нейтронов (УХН) в фундаментальных и прикладных исследованиях зависит от интенсивности доступного источника УХН [1, 2]. УХН имеют скорость ~ 5 м/с и составляют исключительно малую долю ($\sim 10^{-12}$) от максвелловского распределения тепловых нейтронов в замедлителе. В настоящее время максимальная плотность УХН $\sim 10^2$ см⁻³ получена на высокопоточном стационарном реакторе Института Лауэ-Ланжевена (ИЛЛ, Гренобль, Франция) мощностью 57 МВт с использованием смещения максвелловского распределения тепловых нейтронов в холодную область в жидкодейтериевом замедлителе при температуре ~ 20 К. Около тридцати лет существует идея накопления УХН в сверхтекучем гелии, однако, несмотря на множество попыток, эти эксперименты пока не оправдали надежд [3]. Несколько лет назад [4] для слабопоглощающего замедлителя из твердого дейтерия экспериментально была показана возможность существенного увеличения эффективности использования потока тепловых нейтронов для генерации УХН. Это дает определенные надежды на увеличение достижимой плотности УХН, однако на пути к реализации этого проекта существует много технических трудностей.

Поскольку в подавляющем большинстве экспериментов сосуды после накопления УХН запираются от источника УХН на время проведения измерения, то более эффективно использовать импульсный режим работы реактора, при котором он включается только во время наполнения. При этом плотность тепловых нейтронов в замедлителе (а значит и плотность гене-

рируемых УХН) во много раз больше. На это впервые указал Ф. Л. Шапиро [5]. В первом эксперименте, выполненном по этой схеме [6], не удалось получить существенного увеличения плотности УХН. В работах [7, 8] было показано, что для увеличения генерации УХН помимо использования существенно большей плотности тепловых нейтронов в импульсе реактора можно использовать метод динамического конвертора. Суть этого метода заключается в использовании движущегося со скоростью v замедлителя (конвертора УХН), в котором существенно (по закону $1/v$) подавляются сечения захвата и неупругого рассеяния УХН, предварительно образовавшихся в этом же замедлителе.

Для решения этой задачи был выбран реактор БИГР [7], обладающий рекордным значением флюенса и плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе, расположенном вблизи его активной зоны. В работе [8] описана установка, использующая метод динамического конвертора на реакторе БИГР, а в работе [9] приведены первые результаты по генерации УХН на этой установке: получена плотность УХН 26 ± 5 нейтр./см³ в двухлитровом сосуде при энерговыделении 125 МДж. При максимально допустимом энерговыделении для реактора БИГР – 280 МДж следует ожидать увеличения плотности УХН в несколько раз, что по-прежнему намного меньше ожидаемого расчетного значения $\sim 10^5$ нейтр./см³ [8].

Расчет проводился в предположении, что флюенс тепловых нейтронов в полиэтиленовом замедлителе, примыкающем вплотную к корпусу активной зоны БИГР, составляет $\sim 10^{15}$ нейтр./см², а соответствующую

шая плотность потока тепловых нейтронов во время импульса $\sim 5 \cdot 10^{17}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Проведенные специальные измерения распределения тепловых нейтронов во время импульса в канале (диаметром 10 см) для движения улавливающего контейнера УХН показали, что реальная плотность тепловых нейтронов во время вспышки реактора более чем на порядок меньше этого значения. Причины этого заключаются в: а) значительном ослаблении потока тепловых нейтронов стенками контейнера; б) значительной удаленности (~ 10 см) оси канала от передней стенки замедлителя; в) некотором оттоке тепловых нейтронов из центра вдоль оси канала. Контейнер для УХН представляет собой вакуумированный сосуд из нержавеющей стали диаметром 10 см с толщиной стенок 4 мм, длиной 30 см, массой ~ 3 кг. Ускорение контейнера продуктами взрыва составляет $\sim 5 \cdot 10^4$ g, при этом в его стенках возникают напряжения, близкие к пределу упругих деформаций для нержавеющей стали (~ 50 кг/мм²), которые были определены статическими испытаниями на гидравлическом прессе для конкретной конструкции. Опыт показал, что один такой контейнер выдерживает без потери герметичности 5–6 выстрелов разгонного устройства, после чего его диаметр у основания увеличивается на 0,5 мм. В принципе замена материала контейнера на цирконий, обладающий значительно меньшим сечением захвата, а по прочностным характеристикам очень близкий к нержавеющей стали, позволила бы увеличить поток тепловых нейтронов в канале в 1,8 раза.

С целью увеличения плотности потока тепловых нейтронов в канале замедлителя предполагается оптимизировать его на основе расчетов методом Монте-Карло по программе MCNP. Расчет показал, что удаление некоторого количества полиэтилена из области замедлителя между каналом и передней стенкой замедлителя, примыкающей вплотную к корпусу реактора, позволит увеличить поток в канале в $\sim 2,5$ раза [9].

Охлаждение полиэтиленового конвертора УХН жидким азотом дает увеличение плотности генерации УХН в ~ 4 раза [1]. Для увеличения эффективности охлаждения полиэтилен используется в виде смачиваемых жидким азотом гранул диаметром 2–3 мм, заключенных в алюминиевый контейнер диаметром 10 см, высотой 5 см и толщиной стенок 5 мм, который располагается над транспортным контейнером, непосредственно перед его входным окном.

Алюминий обладает большим сечением активации для короткоживущих изотопов, и, как показал опыт, активированный контейнер конвертора своими гамма-лучами полностью блокирует детектор УХН (пропорциональные счетчики с $^{10}\text{BF}_3$) при его доставке в измерительный зал вместе с контейнером УХН

после вспышки реактора. Поэтому алюминиевый контейнер конвертора после торможения отделяется от транспортируемого далее контейнера УХН. Поскольку азот обладает значительным сечением захвата тепловых нейтронов, то за 20–30 с до вспышки реактора прекращается подача жидкого азота в конвертор. Остатки жидкости из конвертора успевают испариться, при этом значительного отогрева полиэтилена не происходит.

В принципе увеличение времени хранения УХН в транспортируемом контейнере не может быть причиной наблюдаемого большого расхождения между расчетным и экспериментально полученным количеством УХН, поскольку значение плотности УХН в контейнере дается уже приведенным к моменту вспышки реактора. Так как неизвестен спектр УХН, доставляемых в контейнере, то можно допустить, что в область детектора УХН доставлены только очень медленные УХН, время хранения которых составляет 30 с, а время хранения УХН со скоростями, близкими к граничной скорости стенок контейнера (~ 7 м/с), значительно меньше. Именно эта жесткая часть спектра УХН составляет подавляющее большинство в полном спектре УХН, для которого и проводился расчет, но эта богатая нейтронами часть сильно подавлена к моменту начала измерений в детекторе УХН. Можно предположить, что по этой причине может происходить потеря плотности УХН в 5–10 раз. Чтобы внести ясность, надо провести специальные измерения зависимости времени хранения УХН в транспортном контейнере от их спектра на другом источнике УХН. Увеличение времени хранения УХН в контейнере должно главным образом существенно увеличить долю более жестких УХН.

Не ясны потери УХН, происходящие из-за вибраций и ускорений стенок сосуда во время его транспортировки. Теоретическое рассмотрение не показало существенных потерь УХН за счет таких процессов, однако это обстоятельство подлежит экспериментальной проверке. Здесь можно отметить, что первые предварительные эксперименты по влиянию ускорения и вибраций на удержание УХН, проведенные на реакторе ИЛЛ, показали, что макроскопические ускорения до 1 м/с^2 существенно не влияют на время хранения транспортируемых УХН в объеме ~ 20 л, однако звуковые колебания стенок такого контейнера существенно уменьшают время хранения УХН. Для окончательного ответа на этот вопрос требуются эксперименты по влиянию вибраций, собственных звуковых колебаний и ускорений с конкретным транспортным контейнером УХН. Такие эксперименты удобнее всего проводить на стационарном высокопоточном источнике УХН.

Детектор УХН основан на эффекте нагрева (неупругого рассеяния) УХН за один удар на стенках контейнера до энергии теплового нейтрона, который регистрируется обычным стандартным борным счетчиком. Расчетная эффективность к УХН такого детектора составила $\sim 10\%$ и находится в хорошем согласии с прямыми измерениями эффективности к тепловым нейтронам, исходящим из места расположения контейнера. При расчете эффективности полагалось, что средняя энергия нечетных УХН на стенках контейнера составляет ~ 10 мэВ [10], однако на поверхности стенки нашего контейнера это значение может быть другим, поскольку нет уверенности, что бериллиевое покрытие стенок сохраняется со временем, и особенно после огромных взрывных перегрузок. Поскольку процессы p -распада нейтрона и рассеяния УХН на остаточном газе (вакуум $\sim 10^{-2}$ торр) в транспортном контейнере незначительны, то эффективность нашего детектора зависит от отношения сечения неупругого рассеяния к сечению захвата на ядрах стенки контейнера. Это отношение равно ~ 1 , однако, если бериллиевое покрытие нарушено, то на поверхности нержавеющей стали могут находиться титановые вкрапления, размером превышающие длину волны УХН, на которых эффективно захватываются УХН [11]. Строго определить эффективность детектора УХН возможно только в результате прямого эксперимента с таким детектором на стационарном реакторе, в котором сравнивается количество УХН, запускаемых в наш конкретный транспортный контейнер, с количеством зарегистрированных нагретых нейтронов.

В экспериментах на стационарных реакторах идентификация нагретых УХН обычно происходит по виду зависимости интенсивности регистрации нагретых нейтронов от времени с момента изоляции сосуда хранения от источника УХН (закрытие входной заслонки) [10]. При этом счет детектора тепловых нейтронов уменьшается по зависимости, близкой к экспоненциальной, и со временем выходит на постоянный уровень, который определяется фоном тепловых нейтронов в месте расположения детектора. При постановке эксперимента на импульсном реакторе фон детектора определяется запаздывающими нейтронами после вспышки реактора, и его временная зависимость почти совпадает с уменьшением плотности УХН в контейнере, находящемся в полости детектора. В таком случае идентификация УХН проходит по разности счета детектора от контейнера с наполненными в него УХН и контейнера, в котором УХН заведомо быть не должно. Для этого в контейнер предварительно до вспышки реактора напускалось ~ 300 торр гелия, атомы которого быстро нагревали захваченные сосудом УХН и выводили их из контейнера за время ~ 1 с —

намного меньше времени транспортировки контейнера от активной зоны реактора до детектора. При использовании в качестве защиты детектора от нейтронов ~ 40 см железа и ~ 1 мм кадмия фон от запаздывающих нейтронов по величине совпал со счетом нагретых УХН. Очевидно, что главная составляющая фона — это быстрые запаздывающие нейтроны, проходящие к детектору по всевозможным щелям и кабельным каналам в защитной стене реакторного зала. Было проверено предположение, что основным каналом просачивания нейтронов являются щели в шибере нашей установки. Для этого в зале реактора на пути между активной зоной реактора и шибером была установлена борсодержащая полиэтиленовая плита толщиной 30 см, однако заметного уменьшения фона детектора это не дало. Очевидно, главной причиной значительного фона детектора является наличие открытого канала в защите детектора, по которому контейнер с УХН поступает в детектор. Вполне вероятно, что, совершенствуя защиту, можно добиться значительного уменьшения фона от реактора. Для примера обратимся к работе [12], в которой фон высокоэффективного гелиевого счетчика больших размеров в защите на расстоянии 10 м от активной зоны реактора СМ-2 мощностью 100 МВт составил всего 1 с^{-1} , а в нашем случае для менее эффективного счетчика на таком же расстоянии от активной зоны БИГР мощностью всего ~ 1 МВт (на 10-й секунде после номинального импульса) фон составляет 10 с^{-1} .

Если устранить все вышеперечисленные предполагаемые причины значительного несоответствия расчетного и полученного количества УХН на БИГР, то такое несоответствие может перестать существовать. Однако вполне вероятно, что десятикратное расхождение между теоретически рассчитанным и экспериментально полученным выходом УХН из конвертора все-таки останется. В таком случае это будет еще одним подтверждением давно существующего и многократно наблюдаемого факта — десятикратного недостатка в выходе УХН из конверторов [12]. Этот эффект наблюдается на стационарных реакторах, и наиболее вероятное его объяснение находится в плохом пропускании нейтронпроводов, используемых для извлечения УХН из активной зоны реактора. В нашей постановке эксперимента нейтронвода нет, и если этот дефицит УХН сохранится, то это будет прямое указание на несовершенство теории генерации УХН.

Авторы благодарны В. Ф. Колесову и А. С. Кошелеву за полезные рекомендации, Г. Н. Маслову за помощь при проведении активационных измерений потока нейтронов, В. Н. Богданову и всему персоналу реактора БИГР, обеспечившему четкую работу реактора в разных режимах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
2. Golub R., Richardson D., Lamoreaux S.R. *Ultra-Cold Neutrons*, Adam Higler, Bristol, Philadelphia and New York, 1991.
3. Yoshiki H., Sakai K., Ogura M. et al. Observation of ultracold neutron production by $9 - \text{\AA}$ cold neutrons in superfluid helium. – *Phys. Rev. Lett.*, 1992, vol. 68, p. 1323.
4. Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др. Исследование твердодейтериевого источника ультрахолодных нейтронов. – *Письма в ЖЭТФ*, 1995, т. 62, с. 764.
5. Шапиро Ф.Л. Замечания к вопросу об измерении фаз структурных амплитуд в нейтронной дифракции и о накоплении нейтронов. – *ЭЧАЯ*, 1972, т. 2, с. 973.
6. Антонов А.В., Галкин О.Ф., Гурей А.Е. и др. Транспортируемая установка для накопления нейтронов на импульсном реакторе. – *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, с. 387.
7. Колесов В.Ф. ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 43–77.
8. Багрянов Б.В., Карташов Д.Г., Кувшинов М.И. и др. Динамический конвертор ультрахолодных нейтронов на импульсном реакторе. – *Ядерная физика*, 1996, т. 59, № 11, с. 1983.
9. Багрянов Б.В., Карташов Д.Г., Кувшинов М.И. и др. Экспериментальная проверка метода динамического конвертора ультрахолодных нейтронов на импульсном реакторе БИГР. Там же. 1999, т. 62, № 5, с. 844.
10. Stoika A.D. et al. – *Z. Phys.*, 1978, vol. 29, p. 349.
11. Арзуманов С.С., Бондаренко Л.Н., Коробкина Е.И. и др. Наблюдение эффекта селекторного усиления захвата ультрахолодных нейтронов ядрами. – *Письма в ЖЭТФ*, 1997, т. 65, с. 3.
12. Стрелков А.В., Хетцельт М. Наблюдение разогрева ультрахолодных нейтронов как причины аномального ограничения времени их хранения в замкнутых сосудах. – *ЖЭТФ*, 1978, т. 74, вып. 1, с. 23.

ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ${}^6\text{LiD}$ КОНВЕРТОРА (ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В БЫСТРЫЕ) В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ КАНАЛЕ РЕАКТОРА ИВВ-2М

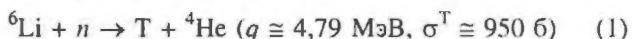
Ю. Н. Зуев¹, Ю. А. Кулинич¹, В. Д. Ларцев¹, С. И. Стрельцов¹, Ю. И. Чернухин¹,
Л. И. Минькин², Б. Г. Полосухин², В. И. Токарев², С. Ю. Митрофанов²

¹РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г.Снежинск Челябинской обл.

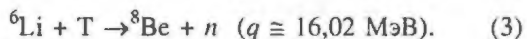
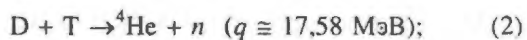
²СФ НИКИЭТ, г. Заречный Свердловской обл.

Представлены результаты измерения эффективности ${}^6\text{LiD}$ конвертора тепловых нейтронов в быстрые нейтроны реакций (DT), (${}^6\text{LiT}$) синтеза с энергией $E \sim 14$ МэВ в экспериментальном канале реактора ИВВ-2М. Найденное значение полного коэффициента конверсии составляет $K \cong 3,47 \cdot 10^{-4}$. Впервые получена раздельная экспериментальная оценка коэффициентов конверсии $K^D \cong 2,11 \cdot 10^{-4}$, $K^{Li} \cong 1,36 \cdot 10^{-4}$ за счет указанных выше реакций синтеза соответственно.

Для проведения полномасштабных исследований по радиационному материаловедению в интересах создания термоядерного реактора необходимы источники 14-МэВ нейтронов с недостижимыми на существующих установках параметрами [1]. В этой связи представляет интерес рассмотренное в работе [2] предложение о применении твердотельного ${}^6\text{LiD}$ конвертора для преобразования тепловых нейтронов в канале высокопоточного реактора ИВВ-2М [3] (г. Заречный, СФ НИКИЭТ) в быстрые нейтроны с энергией $E \cong 14$ МэВ в результате ($n\alpha$)-реакций на ядрах ${}^6\text{Li}$ с образованием быстрых ядер трития ($\epsilon_0 \cong 2,74$ МэВ)



и последующих реакций синтеза ядер трития с ядрами дейтерия и ${}^6\text{Li}$



Впервые на возможность такого конвертирования нейтронов было указано в работе [4], а затем более подробно она была изучена в работах [5–8]. Обзор работ по этому направлению приведен в [9]. Согласно принятому в работе [9] определению эффективность K ${}^6\text{LiD}$ конвертора “Тепловые нейтроны – 14-МэВ нейтроны” характеризуется отношением скоростей генерации нейтронов синтеза (2), (3) соответственно \dot{N}^D ,

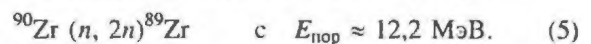
\dot{N}^{Li} к скорости поглощения тепловых нейтронов \dot{N}^T в конвертирующем слое:

$$K = K^D + K^{Li}; \quad K^D = \frac{\dot{N}^D}{\dot{N}^T}; \quad K^{Li} = \frac{\dot{N}^{Li}}{\dot{N}^T}. \quad (4)$$

По данным работ [6–9], расчетное значение коэффициента преобразования тепловых нейтронов в быстрые нейтроны с $E \cong 14$ МэВ для ${}^6\text{LiD}$ конвертора находится в диапазоне $K \approx (1,5–2,9) \cdot 10^{-4}$. Экспериментально эта величина была определена только в работе [6], где для нее было получено значение $K = 2,1 \cdot 10^{-4}$.

Целью работы являлось измерение эффективности ${}^6\text{LiD}$ конвертора и оценка поля 14-МэВ нейтронов в боковом канале реактора ИВВ-2М.

Определение эффективности ${}^6\text{LiD}$ конвертора было проведено в одном из боковых водозаполненных каналов ($\varnothing 6 \times 50$ см) реактора ИВВ-2М с известным распределением потока тепловых нейтронов вдоль оси канала. Для измерения потока нейтронов с $E \approx 14$ МэВ и последующего вычисления коэффициента K (4) использовался активационный индикатор (АИ) из циркония с естественным изотопическим составом:



Было проведено два реакторных эксперимента по определению эффективности ${}^6\text{LiD}$ конвертора с несколькими отличающимися конструкциями экспериментального устройства (ЭУ): 8.10.96 – с ЭУ1 и 14.08.97 – с ЭУ2. Обобщенная схема этих экспериментальных устройств показана на рис. 1.

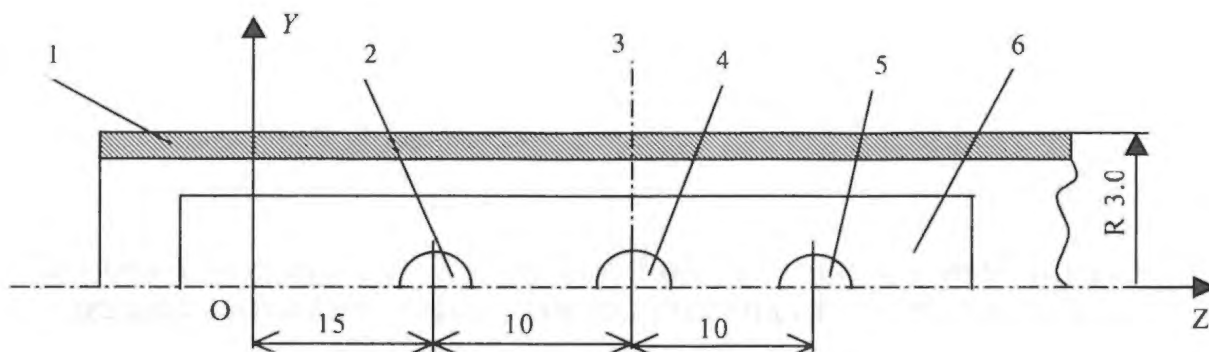


Рис. 1. Обобщенная схема ЭУ: 1 – труба; 2 – ИК-1; 3 – центр активной зоны; 4 – ФК; 5 – ИК-2; 6 – пластина. Размеры в см

Основными элементами ЭУ являются:

– измерительная кювета ИК-1, представляющая собой зачехленную в стальной (12Х18Н10Т) или никелевый герметичный корпус толщиной 0,2 мм слойку с двумя оптически толстыми для тепловых нейтронов ${}^6\text{LiD}$ слоями ($\varnothing 20 \times 1,7$ мм, $m \approx 2 \times 0,415$ г, $\Sigma^T \Delta \sim 9$) и размещенными между ними слоями АИ (Zr и Ni);

– измерительная кювета ИК-2, подобная ИК-1, с тем лишь отличием, что слои из ${}^6\text{LiD}$ в ней заменены на слои из ${}^6\text{LiH}$;

– фоновая кювета (ФК), содержащая АИ без конвертирующих слоев;

– алюминиевая пластина сечением 30×2 мм (в ЭУ1) или уголок сечением $30 \times 10 \times 1,5$ мм из алюминиевого сплава САВ (в ЭУ2) для крепления измерительных и фоновой кювет и центрирования их на оси бокового канала реактора;

– обсадная труба из нержавеющей стали 12Х18Н10Т толщиной 1 мм в случае ЭУ1 или из сплава САВ толщиной 2 мм в случае ЭУ2.

Введение в состав ЭУ1, ЭУ2 кювет ИК-2 с ${}^6\text{LiH}$ слоями имело целью раздельное определение коэффициентов конверсии K^D , K^{Li} , соответствующих реакциям (2) и (3), что ранее не делалось. Введение фоновой кюветы предназначалось для оценки активации выбранных индикаторов быстрыми реакторными нейтронами с $E > 12$ МэВ.

Облучение ЭУ в боковом канале реактора ИВВ-2М в обоих экспериментах проводилось в тече-

ние $t_0 = 20$ мин при мощности реактора $W = 15$ МВт. При этом потоки тепловых нейтронов в местах размещения измерительных кювет ИК-1 и ИК-2 в невозмущенном канале (без ЭУ) составили:

$$\varphi_{D0}^T = 3,01 \cdot 10^{14} \text{ нейтр./}(\text{см}^2 \cdot \text{с}); \quad (6)$$

$$\varphi_{H0}^T = 2,63 \cdot 10^{14} \text{ нейтр./}(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

По измеренным значениям активностей циркониевых и никелевых индикаторов были оценены значения коэффициентов конверсии K^D , K^{Li} и потоков 14-МэВ нейтронов. Все необходимые для этого параметры рассчитывались методом Монте-Карло по программе MCNP [10] с константами ENDF/BV. Угловое распределение нейтронов синтеза в ИК принималось изотропным, а их энергетическое распределение рассчитывалось по кинематическим соотношениям и данным о сечениях реакций (2), (3), приведенных в работах [11,12].

Результаты оценки эффективности ${}^6\text{LiD}$ (${}^6\text{LiH}$) конвертирующих слоев в проведенных экспериментах с ЭУ1, ЭУ2 приведены в таблице, где нижние индексы D, H указывают на местоположение индикатора в ЭУ (в кювете ИК-1 или ИК-2 соответственно), а верхние индексы D, Li указывают на источник нейтронов, вызывающих активацию индикаторов (за счет нейтронов DT или ${}^6\text{LiT}$ синтеза). Из таблицы видно, что полученные в двух экспериментах результаты удовлетворительно согласуются между собой.

Потоки конвертированных нейтронов с $E \approx 14$ МэВ и коэффициенты конверсии ${}^6\text{LiD}$ (${}^6\text{LiH}$) слоев в измерительных кюветах ЭУ1, ЭУ2

ЭУ	φ_D^D , 10^{10} нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)	φ_D^{Li} , 10^{10} нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)	φ_H^{Li} , 10^{10} нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)	$K^D \cdot 10^4$	$K^{Li} \cdot 10^4$	$K \cdot 10^4$
ЭУ1	1,60	1,12	0,98	2,04	1,43	3,47
ЭУ2	1,67	0,98	0,86	2,19	1,28	3,47

Основные результаты исследования состоят в следующем.

Впервые получена отдельная экспериментальная оценка коэффициентов конверсии за счет реакций $D(T, n)^4He$ и ${}^6Li(T, n)^8Be$ синтеза в 6LiD конверторе: $K^D \approx 2,11 \cdot 10^{-4}$, $K^{Li} \approx 1,36 \cdot 10^{-4}$ соответственно.

Найденное суммарное значение коэффициента конверсии $K = K^D + K^{Li} \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$ примерно в 1,7 раза превышает ранее измеренное значение этой величины $K = 2,1 \cdot 10^{-4}$ [6] и примерно на 20 % выше максимальной расчетной оценки $K \approx 2,9$ [7,8] для 6LiD конвертора.

Применение 6LiD конвертора в боковом канале реактора ИВВ-2М позволяет создать поток быстрых ~ 14 -МэВ нейтронов синтеза $\Phi^S \approx 2,7 \times 10^{10}$ нейтр./ $(cm^2 \cdot c)$. За рабочий цикл реактора ИВВ-2М $\tau \approx 500$ ч возможно непрерывное и приблизительно однородное облучение образцов размером $\sim 4 \times 20$ см с флюенсом 14-МэВ нейтронов $\Phi^S \approx 5 \cdot 10^{16}$ нейтр./ cm^2 , что недостижимо для существующих источников 14-МэВ нейтронов. Отсюда следует, что ЭУ с 6LiD конвертором в канале высокопоточного теплового реактора типа ИВВ-2М может служить доступным, сравнительно дешевым и уникальным для настоящего времени источником 14-МэВ нейтронов.

В дополнение к описанным выше измерениям методом Монте-Карло была проведена расчетная оценка поля нейтронов синтеза с энергией ~ 14 МэВ в боковом канале реактора ИВВ-2М с цилиндрическим 6LiD конвертором. Конвертор представлял собой двухслойную коаксиальную трубу из нержавеющей стали с толщиной стенок 1 мм, с наружными радиусами оболочек $R_1 = 19$ мм и $R_2 = 22$ мм, длиной $H = 400$ мм, между которыми размещался конвертирующий 6LiD слой толщиной $\Delta = 2$ мм.

При коэффициенте конверсии $K \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$ (см. выше) и мощности реактора $W = 15$ МВт в центре полости конвертора размером 27×300 мм можно ожидать поток нейтронов синтеза с энергией ~ 14 МэВ $\Phi_{14} \approx 1,2 \cdot 10^{10}$ нейтр./ $(cm^2 \cdot c)$. Уменьшение величины Φ_{14} примерно в 2 раза по сравнению с проведенными измерениями связано с чисто геометрическим фактором рассматриваемой модели конвертора.

В аналогичной постановке с цилиндрическим конвертором проведены расчеты с заменой 6LiD на LiD слой с литием естественного изотопического состава ($\rho = 0,87$ г/ cm^3) толщиной $\Delta = 7$ мм и внутренним радиусом $R = 19$ мм. В этом случае $K_D \approx 2,1 \cdot 10^{-4}$, $K_{Li} \approx 0$ и в центре полости LiD конвертора можно ожидать поток нейтронов DT синтеза $\Phi_{14} \approx 0,54 \cdot 10^{10}$ нейтр./ $(cm^2 \cdot c)$, что примерно в 2 раза меньше, чем с 6LiD слоем.

Рассмотренный источник 14-МэВ нейтронов может найти применение для наработки нейтронно-

дефицитных изотопов (с позитронной активностью) в диагностических целях и для активационного анализа.

Наработка β^+ -активных изотопов может быть осуществлена в результате $(n, 2n)$ -реакций на стабильных изотопах. Сечения этих реакций имеют пороговый характер с энергией $E_{пор} > 8$ МэВ, и доля таких нейтронов в реакторах деления пренебрежимо мала, поэтому они не подходят для получения нейтронно-дефицитных изотопов. В настоящее время их получают, как правило, с помощью ускорителей заряженных частиц в реакциях типа (p, n) , (d, n) , (α, n) , (p, d) и др. Недостатком такого способа является низкая производительность и высокая стоимость, и по этой причине получение таким способом изотопных источников позитронов с активностью более 10^7 Бк связано с большими трудностями.

Проведенные оценки показывают, что применение для этих целей 6LiD конвертора позволит получить изотопные β^+ -источники с достаточно высокими для настоящего времени характеристиками:

при $T_{1/2} \approx (10-100)$ дней с $A_{\beta^+} \approx (10^5-10^7)$ Бк/г;

при $T_{1/2} \approx (100-1000)$ дней с $A_{\beta^+} \approx (10^5-10^6)$ Бк/г.

При этом возможно облучение образцов в боковом канале реактора ИВВ-2М с цилиндрическим 6LiD конвертором ($\varnothing 3,6 \times 40$ см) объемом до 250 cm^3 .

Одной из важных проблем создания термоядерного реактора является оценка экологических последствий долговременной работы такого реактора и, в частности, накопления радиоактивных долгоживущих продуктов с периодом полураспада $T_{1/2} \geq 100$ лет, образующихся в материалах его конструкции под действием нейтронного излучения DT плазмы с энергией $E \approx 14$ МэВ в результате двухступенчатых реакций активации. В работе [13] рассмотрена возможность исследований многоступенчатых реакций активации кандидатных материалов термоядерного реактора в смешанном нейтронном поле бокового канала реактора ИВВ-2М с 6LiD конвертором тепловых нейтронов в быстрые нейтроны (DT), $({}^6LiT)$ синтеза с энергией $E \sim 14$ МэВ, которые на существующих источниках 14-МэВ нейтронов практически невозможны. Отмечено, что предлагаемый метод исследований позволит получить экспериментальную информацию, необходимую для тестирования соответствующих расчетных программ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Conceptual design of the international fusion materials irradiation facility IFMIF. Nuclear Fusion Project Annual Report on the Association Forschungszentrum Karlsruhe/EURATOM. 1995-1996. EUR 17512EN. 1997, p. 151.

2. Zouev Yu.N., Lartsev V.D., Chernukhin Yu.I. et al. Feasibility of ${}^3\text{HeD}^6\text{LiD}$ Thermal-to-Fusion Neutron Converters for Fusion Reactor Materials Testing. IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering (SOFE-95). 1995, vol. 1, p. 49.

3. Барсанов В.И., Головачев М.Г., Дьяков А.А. и др. Атомный материаловедческий центр СФ НИКИЭТ и его экспериментально-методические возможности. – ВАНТ. Сер. Ядерная техника и технология, 1992, вып. 4, с. 3.

4. Almquist E. Fast Neutron from T+D and T+Li Reactions. Can. – J. Res., 1950, vol. 28A, p. 433.

5. Napier B., Holland J., Howe S. et al. Design of an in-core fast neutron generator. – Nucl. Instr. Meth., 1976, vol. 138, p. 463.

6. Miller W., Law W., Brugger R. Thermal neutron driven 14.1 MeV neutron generators. – Ibid. 1983, vol. 216, p. 219.

7. Рождественский М.И., Точеный Л.В. Конвертирование нейтронов реакторного спектра в нейтроны с энергией выше 10 МэВ. – Труды Конференции по нейтронной физике, г. Киев, 1987.

8. Perry R.T., Parish T.A., Wilson W.B. A 14 MeV neutron source. – Fusion Technology, 1985, vol. 8, № 1, part 2B, p. 1454.

9. Рождественский М., Точеный Л., Чупова Л. Конвертирование тепловых нейтронов в быстрые с энергией 14,1 МэВ. – Атомная техника за рубежом, 1986, № 1, с. 22.

10. Briesmeister J.F. (Editor). MCNP - a general Monte-Carlo code for neutron and photon transport. Version 4A. LA-7396. Los Alamos, 1986.

11. Балабанов Е.М., Барит И.Я., Кацауров Л.Н. и др. Измерение эффективного сечения реакции $\text{D}(T,n)^4\text{He}$ в области энергий дейтронов 40–730 кэВ. Ядерные реакции на легких ядрах: Сборник. М.: Атомиздат, 1957.

12. Серов В.И., Гужовский Б.Я. Исследование реакций ${}^6\text{Li}(t,n)$, ${}^7\text{Li}(t,n)$, ${}^7\text{Li}(\text{He})$, ${}^9\text{Be}(t,n){}^{11}\text{B}$ и ${}^9\text{Be}({}^3\text{He},n){}^{11}\text{C}$. – Атомная энергия, 1962, т. 12, № 1, с. 5.

13. Чернухин Ю.И., Ларцев В.Д., Стрельцов С.И. и др. Об одной возможности исследования длиннопериодной активации конструкционных материалов для термоядерных реакторов в смешанном нейтронном поле реактора деления и ${}^6\text{LiD}$ -конвертора тепловых нейтронов в быстрые нейтроны с энергией – 14 МэВ. Препринт № 154, ВНИИТФ, 1998.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ 14-МэВ НЕЙТРОНОВ В МОДЕЛЯХ ЗАЩИТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ИЗ ЖЕЛЕЗА

М. И. Андреев, В. В. Афанасьев, А. Г. Белевитин, С. Б. Булатенко, А. П. Васильев, Я. З. Кандиев, И. И. Костенко, В. И. Литвин, А. В. Лопаткин, В. Д. Лютов, Д. В. Марковский, Г. В. Мокичев, В. Л. Ромоданов, А. М. Рябинин, Ю. А. Соколов, В. Г. Субботин, В. А. Терехин, В. М. Шмаков

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Представлены результаты benchmark экспериментов для верификации программ расчета переноса нейтронного и гамма-излучения от источника термоядерных нейтронов в толстых защитных композициях из железа, имеющих неоднородности в виде щелей.

В современных проектах разрабатываемых термоядерных реакторов (ТЯР) конструкции защит обладают сложной неоднородной структурой, характеризующейся наличием в ней полых или частично заполненных щелей и каналов различных форм, размеров и конфигураций. В ряде исследований было показано, что наличие неоднородностей и полостей в защите практически определяет радиационную обстановку реактора.

В настоящее время наиболее эффективными для расчета реальных трехмерных композиций защит, имеющих неоднородности, являются программы расчета на основе метода Монте-Карло.

Неоднородности в защите ТЯР существенно усложняют проведение расчетов характеристик полей излучения и увеличивают их погрешности в связи со значительной анизотропией и большими градиентами радиационных полей. При этом систематические погрешности расчетов, связанные с методикой расчета, используемой библиотекой ядерно-физических констант, упрощениями реальной геометрии, не могут быть определены заранее.

Для оценки величины этих погрешностей достаточно эффективным является тестирование расчетов в экспериментах типа benchmark [1] с упрощенными моделями фрагментов защит. Модели фрагментов защит должны иметь простую, удобную для проведения расчетов геометрию (шар, цилиндр, параллелепипед), имитировать состав материала защиты и ее геометрические размеры, имитировать те неоднородности, влияние которых на точность расчетов является предметом исследований. Имитация термоядерного источ-

ника нейтронов осуществляется с использованием генераторов 14 МэВ-нейтронов.

Проведение экспериментальных исследований с моделями защитных композиций для тестирования расчетов является одним из основных направлений деятельности существующей в МИФИ лаборатории "Нейтронный генератор", возглавляемой доктором физико-математических наук Ромодановым В. Л. За последние годы в этой лаборатории была выполнена серия интересных benchmark экспериментов с моделями защит из железа, включающая эксперименты по исследованию прохождения 14 МэВ-нейтронов в моделях железной и железоводной защиты толщиной 40 см со щелями [2], эксперименты с моделями защит из железа толщиной 50 см со щелями.

Представляемая работа, проводившаяся во ВНИИТФ совместно с МИФИ в период с 1997 по 1999 гг. на нейтронном генераторе НГ-12 центра нейтронной терапии, является продолжением этих экспериментальных исследований с моделями защит из железа толщиной 100 см, имеющими щели. (В работе также принимали участие сотрудники НИИЭФА им. Ефремова (г. Санкт-Петербург), проводившие модернизацию нейтронного генератора НГ-12; Научно-исследовательского конструкторского института энерготехники (НИКИЭТ); Российского научного центра "Курчатовский институт" (РНЦ КИ), выполнявшие вместе с сотрудниками математического отделения ВНИИТФ расчеты экспериментов.)

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки.

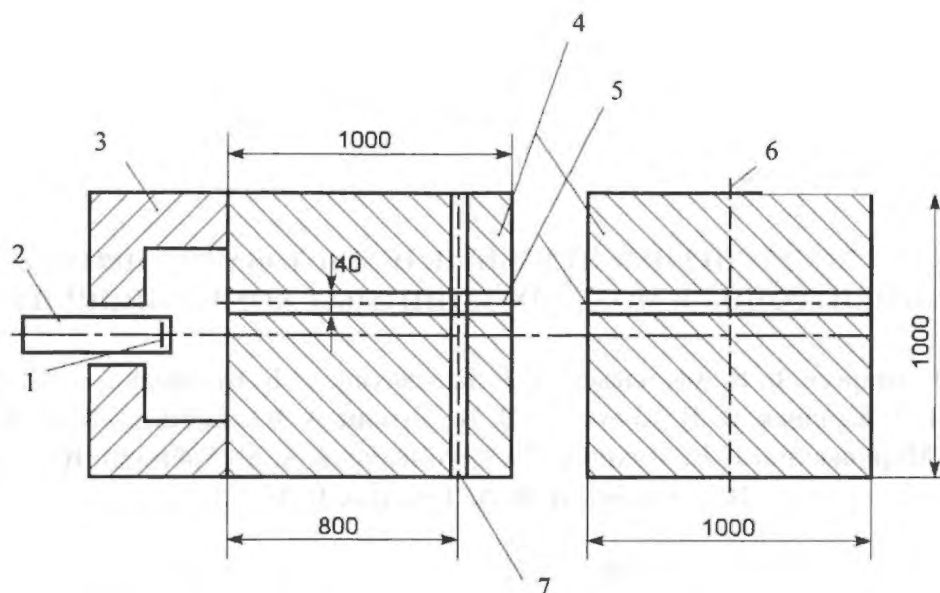


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — тритиевая мишень — источник нейтронов; 2 — мишенный узел; 3 — защита; 4 — экспериментальная сборка (сталь); 5 — расположение щели; 6 — линия расположения детекторов; 7 — паз для кассеты с детекторами (размеры в мм)

Основу установки составляет экспериментальная сборка, собранная из набора стальных блоков. Конструкция сборки позволяет собирать различные модели неоднородных защитных композиций, в том числе со щелями и полыми каналами. Экспериментальная сборка размещалась на подвижной платформе, позволяющей регулировать положение сборки относительно источника нейтронов и осуществлять требуемую по условиям эксперимента тщательную юстировку.

Источником нейтронов при проведении экспериментов являлся имеющийся в экспериментальном отделении института нейтронный генератор НГ-12 с выходом нейтронов до 10^{12} нейтр./с. Для уменьшения вклада в результаты измерений фона рассеянных в помещении нейтронов мишенный узел нейтронного генератора располагался в защите из стали, установленной вплотную к экспериментальной сборке.

Фотографии экспериментального зала, экспериментальной установки, мишенного узла нейтронного генератора приведены на рис. 2-4.

В процессе экспериментов детекторами, установленными в исследуемых моделях, измерялись абсолютные, нормированные на один нейтрон источника скорости выбранных пороговых реакций: $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{115}\text{In}(n, p)$, $^{64}\text{Zn}(n, p)$, ^{64}Cu , $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, ^{24}Na , $^{19}\text{F}(n, 2n)$, ^{18}F . Набор дополнялся реакцией $^{233}\text{U}(n, f)$. Для измерения скоростей пороговых реакций применялись активационные детекторы прямоугольного сечения из индия, цинка, алюминия, фторопласта, изготовленные из особо чистых материалов. Распределения реакций $^{233}\text{U}(n, f)$ измерялись с помощью регистраторов оскол-

ков делений — трековых детекторов на основе слюды. Подложка со слоем ^{233}U прямоугольной формы располагалась вплотную к регистратору. Число ядер ^{233}U на подложке определялось методом α -спектрометрии. Энерговыведение (разогревы) под действием индуцированного гамма-излучения в различных типах моделей измерялось с помощью термолюминесцентных дозиметров CaSO_4 и SrSO_4 . Для определения поглощенной дозы в железе была использована линейная интерполяция по эффективным атомным номерам указанных детекторов.

Измерения скоростей ядерных реакций и разогревов были выполнены для четырех основных и одного калибровочного вариантов моделей защиты:

- без щелей;
- с 40-мм центральной щелью;
- со щелью, смещенной на 65 мм от центра в вертикальном направлении;
- с двумя щелями, одна из которых проходит горизонтально по центру сборки, а вторая смещена в вертикальном направлении на 65 мм.

Схема модели с двумя щелями приведена на рис. 5.

Калибровочный вариант модели — модель сплошной железной защиты толщиной 500 мм. Измерения с калибровочным вариантом модели позволили сопоставить экспериментальные данные ВНИИТФ с абсолютными данными, полученными в МИФИ для подобных моделей защит толщиной 500 мм, а также провести абсолютную калибровку каналов мониторинга нейтронного потока установки НГ-12, используя данные МИФИ. Обычно используемая для определения

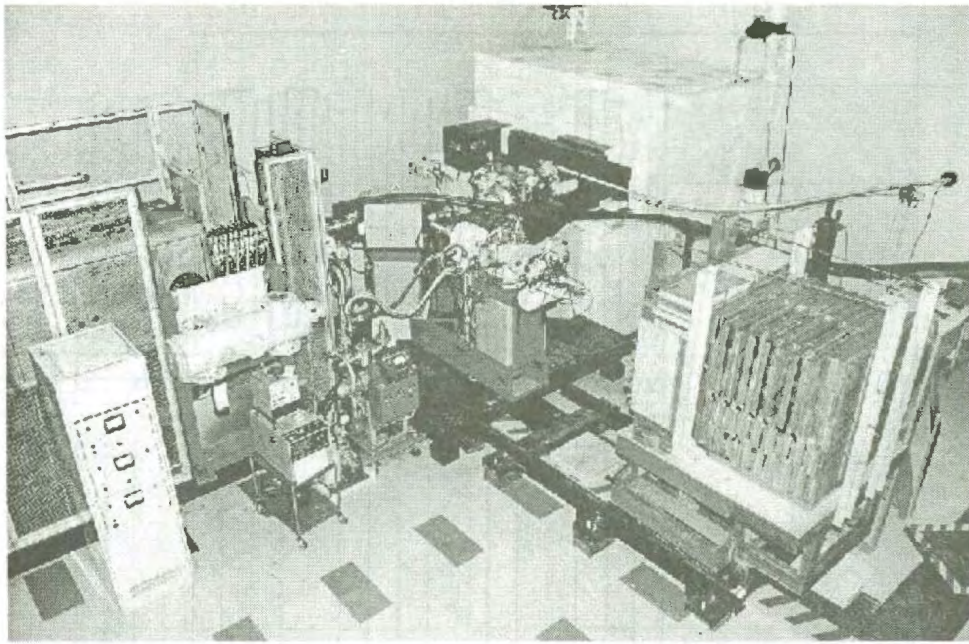


Рис. 2. Экспериментальный зал

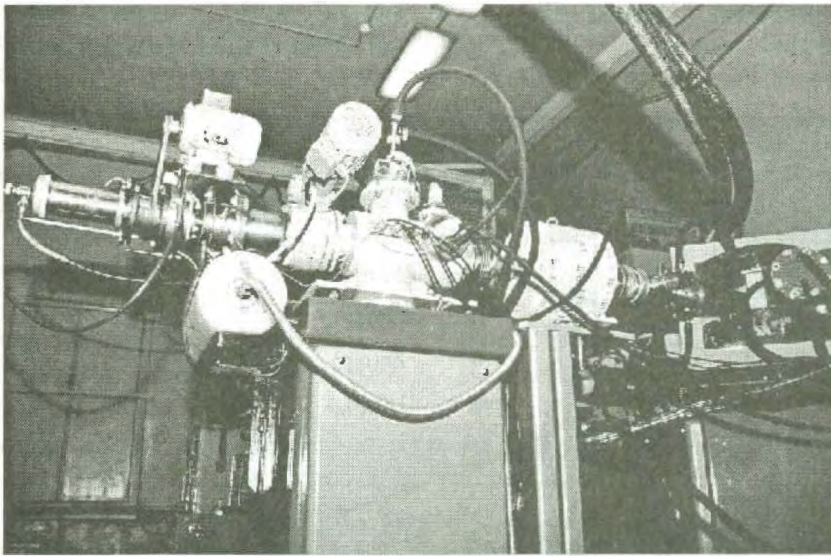


Рис. 3. Экспериментальный тракт нейтронного генератора

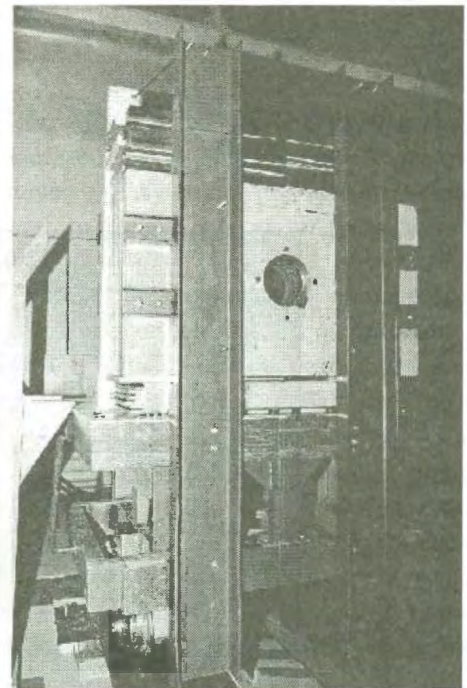


Рис. 4. Экспериментальная установка
(вид со стороны коллиматора)

абсолютного выхода нейтронов методика счета сопутствующих нейтронам α -частиц реакции $T(d, n)^4\text{He}$ не могла быть применена на генераторе НГ-12 из-за сложной конструкции мешенного узла.

Для всех моделей защит измерения скоростей ядерных реакций и разогревов проводились в плоскости, находившейся на расстоянии 80 см от передней поверхности защиты. Положение детекторов фиксировалось в кассетах, устанавливавшихся в измерительной плоскости по вертикали. Размещение детекторов внутри сборки позволило свести к мини-

муму влияние на результаты измерений нейтронов, рассеянных в помещении. Для моделей сплошных защит были проведены также измерения распределений скоростей ядерных реакций и разогревов вдоль оси моделей.

Часть экспериментальных результатов – пространственные распределения скоростей реакций $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$; $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$; $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$; $^{115}\text{In}(n, n')^{115*}\text{In}$; $^{233}\text{U}(n, f)$ и мощности поглощенной дозы гамма-излучения в модели с двумя щелями – приведена на рис. 6,7.

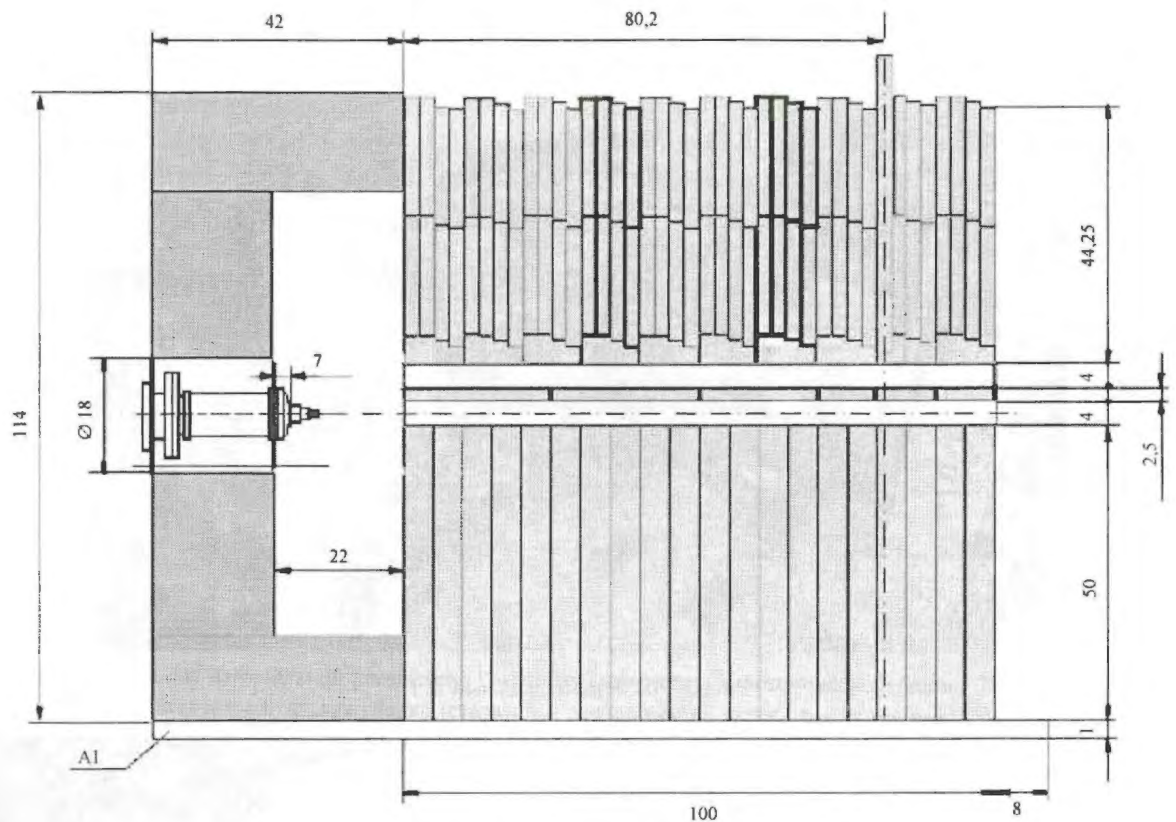


Рис. 5. Модель № 6

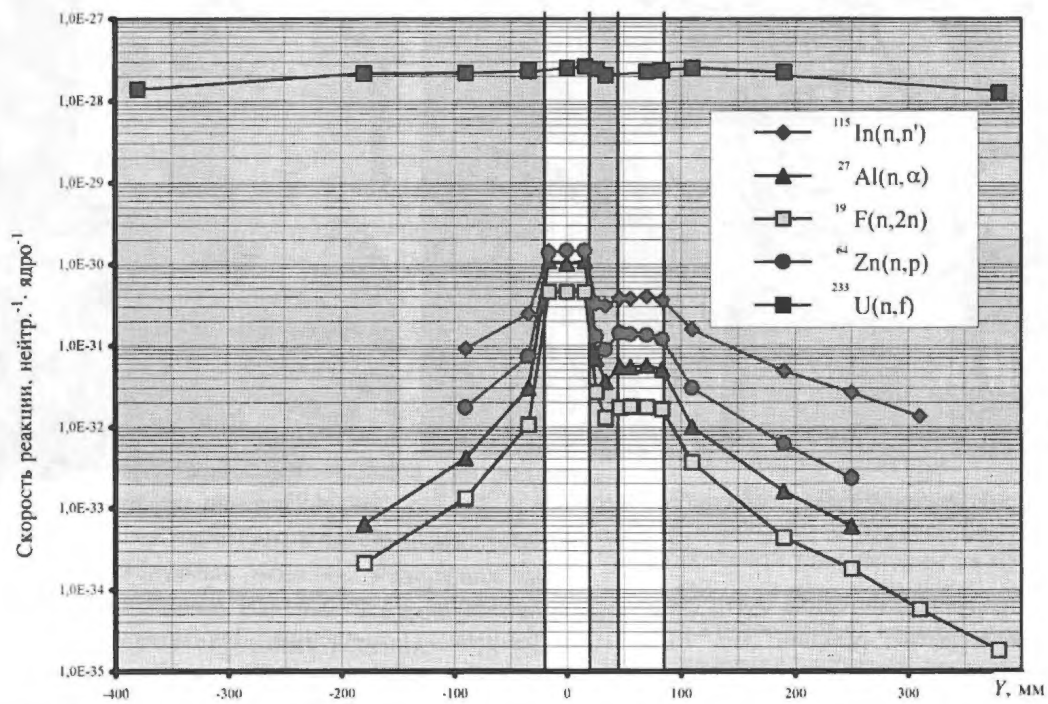


Рис. 6. Пространственное распределение скоростей реакций на вертикальной поверхности модели № 6:
 – железо; – воздух

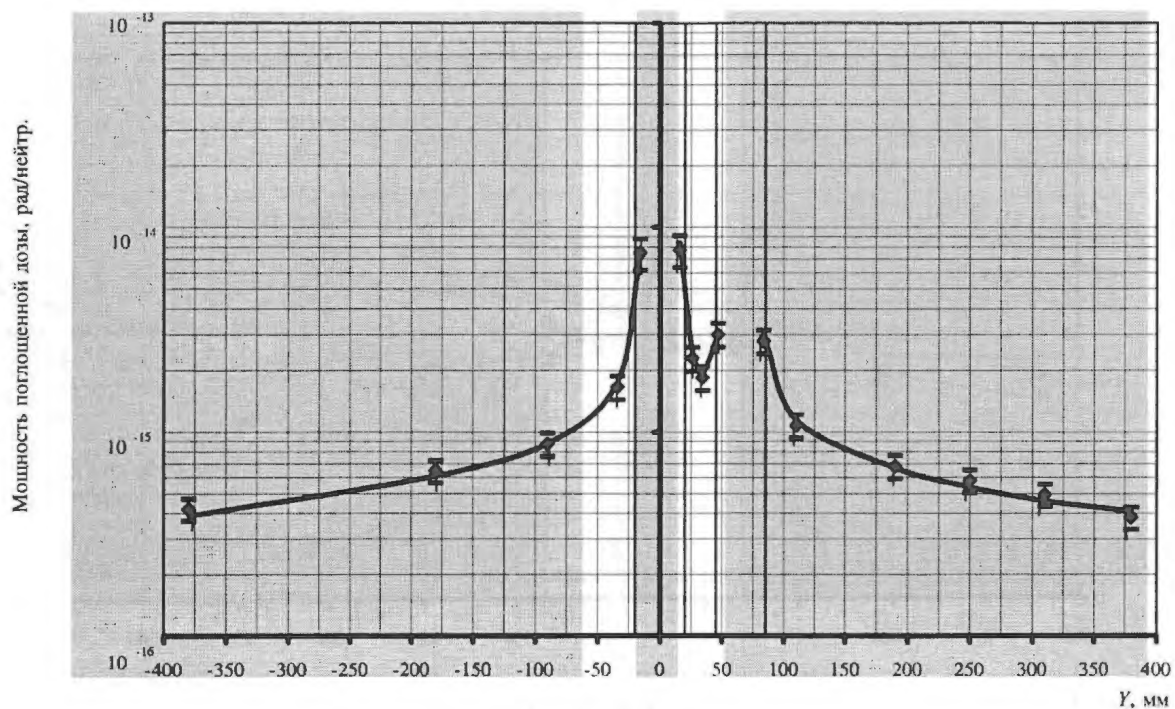


Рис. 7. Распределение мощности поглощенной дозы гамма-излучения на вертикальной поверхности модели защиты № 6: — железо; — воздух

Как видно из рисунков, распределения скоростей ядерных реакций под действием быстрых нейтронов и доз гамма-излучения имеют в районе щелей ярко выраженные максимумы, определяя за защитой радиационную обстановку. Максимальные градиенты нейтронных и гамма-полей за защитой достигаются на границе щелей.

Для всех экспериментальных моделей толщиной 1000 мм был получен комплекс расчетных данных скоростей ядерных реакций $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$; $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$; $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$; $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$; $^{233}\text{U}(n, f)$, а также проведены расчеты энерговыделения в различных точках моделей защит. Все расчеты проводились методом Монте-Карло. В РНЦ "Курчатовский институт", НИКИЭТ, МИФИ расчеты проводились по программе MCNP-4a с использованием разных библиотек ядерно-физических констант. Расчеты ВНИИТФ проводились по разработанной в институте программе ПРИЗМА с библиотекой ядерно-физических констант БАС. Ранее подобные расчеты были выполнены для экспериментальных моделей МИФИ толщиной 500 мм. При этом результаты расчетов по программе ПРИЗМА для пороговых детекторов лучше всего согласовывались с экспериментом.

При выполнении всех расчетов для уменьшения погрешности расчетов использовались специальные математические методы: методика распределения весов нейтронов и фотонов на специальных плоскостях и цилиндрических коаксиальных поверхностях, методика "повышения важности", метод неаналогового моделирования.

Отношение расчетных и экспериментальных значений (C/E) в каждой точке одной из исследуемых моделей защит (модели с двумя щелями) приведено на рис. 8–13. На этих же рисунках указаны "коридоры" экспериментальных ошибок.

В РНЦ "Курчатовский институт" расчеты проводились с ядерными данными для железа из библиотеки EFF. Для изотопов ^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{58}Fe использовались данные библиотеки EFF-2.4, а для изотопа ^{56}Fe — данные библиотеки EFF-3.0, рекомендованные МАГАТЭ для замещения данных железа ENDF/B-VI в библиотеке FENDL-2. Для остальных элементов модели использовались ядерные данные FENDL-1.1. Для расчета скоростей активации детекторов использовалась рекомендованная МАГАТЭ библиотека дозиметрических сечений IRDF-90. Статистическая погрешность расчетов составляла 5–8 %.

В НИКИЭТ расчеты проводились с ядерными данными библиотеки FENDL-1.1. При проведении этих расчетов сечения активации для индия и фтора были взяты из библиотеки ENDF/B-VI, а для цинка из библиотеки JEF.

Система константного обеспечения расчетов по программе ПРИЗМА содержит текстовые (ИСХОД) и числовые библиотеки (ПРОМ) спектральных нейтронных констант (БАС, ENDF, ENDL, IRDF-90) с данными о гамма-образовании, спектральных фотонных констант (Шторма-Израэля) с образованием заряженных частиц и констант взаимодействия заряженных частиц с веществом.

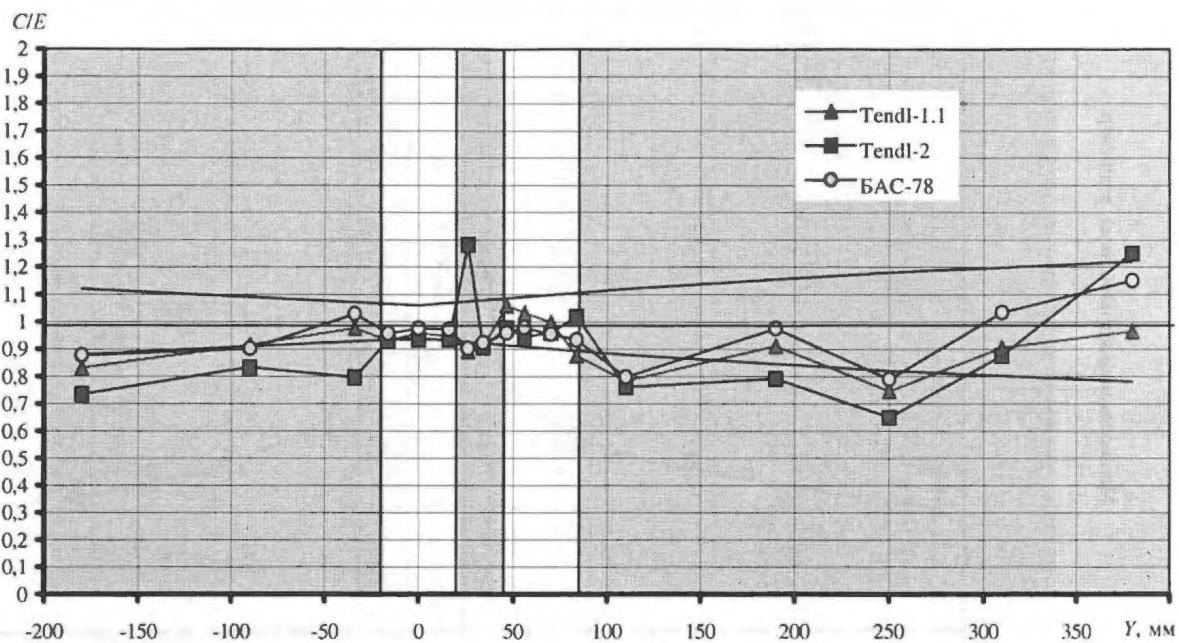


Рис. 8. Сравнение расчетных величин C/E для реакции $^{19}\text{F}(n, 2n)$ на вертикальной поверхности модели № 6:
 – железо; – воздух

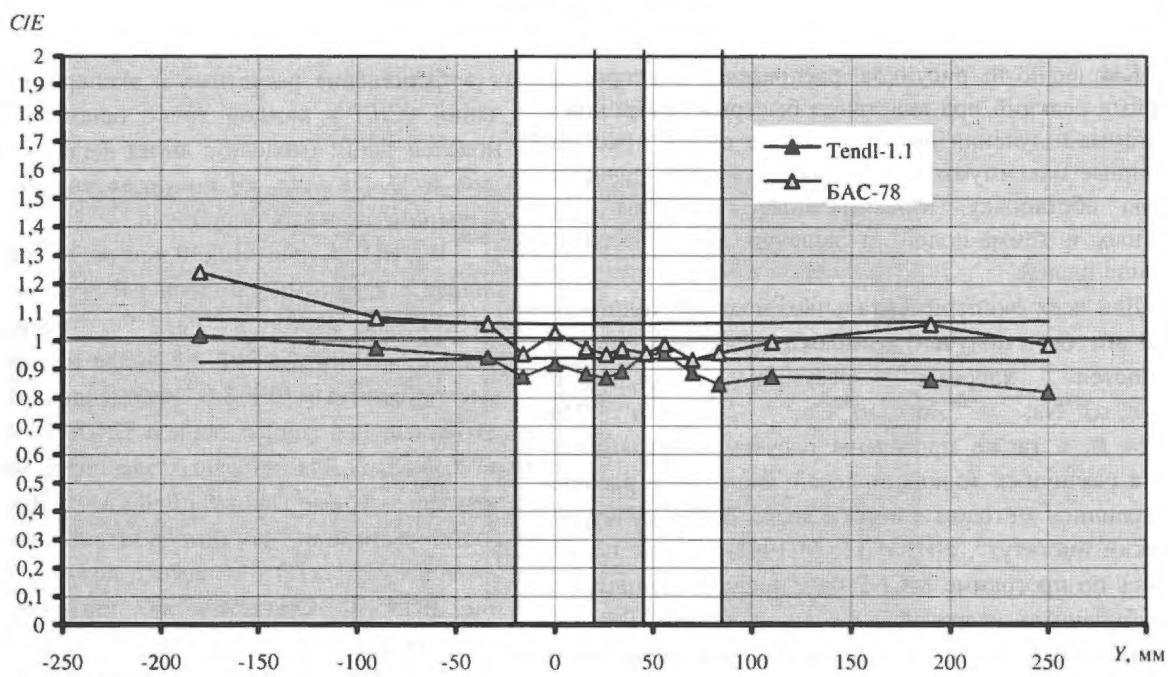


Рис. 9. Сравнение расчетных величин C/E для реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ на вертикальной поверхности модели № 6:
 – железо; – воздух

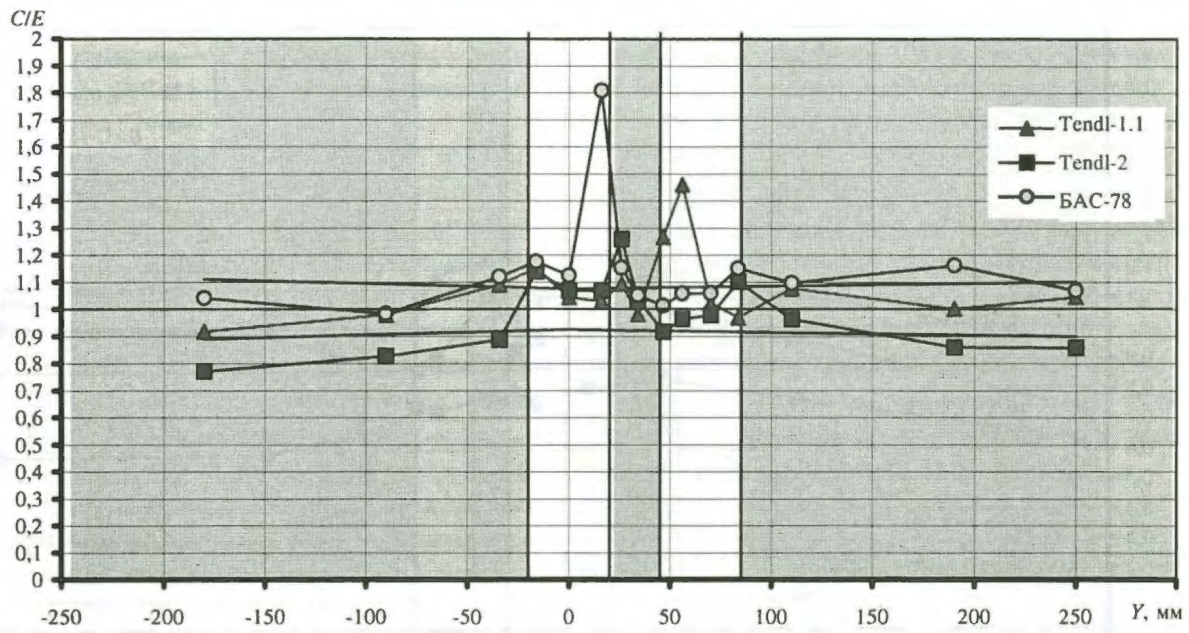


Рис. 10. Сравнение расчетных и экспериментальных величин C/E для реакции $^{64}\text{Zn}(n, p)$ на вертикальной поверхности модели № 6: \blacksquare – железо; \square – воздух

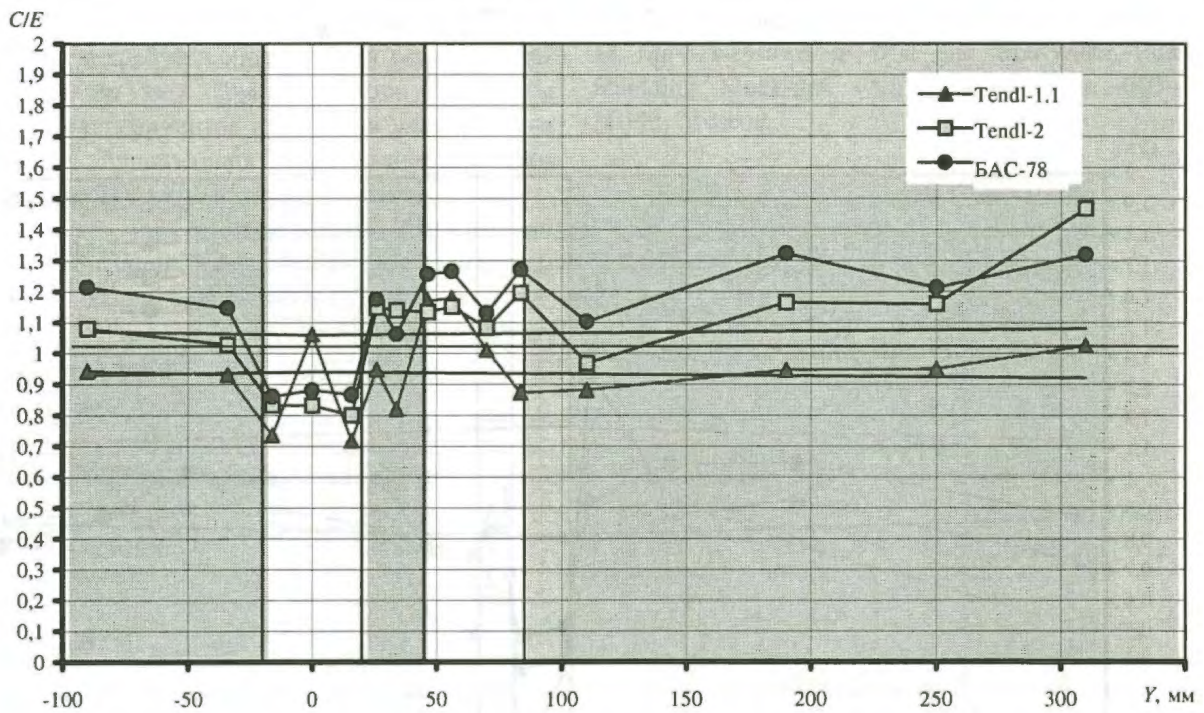


Рис. 11. Сравнение расчетных и экспериментальных величин C/E для реакции $^{115}\text{In}(n, n')$ на вертикальной поверхности модели № 6: \blacksquare – железо; \square – воздух

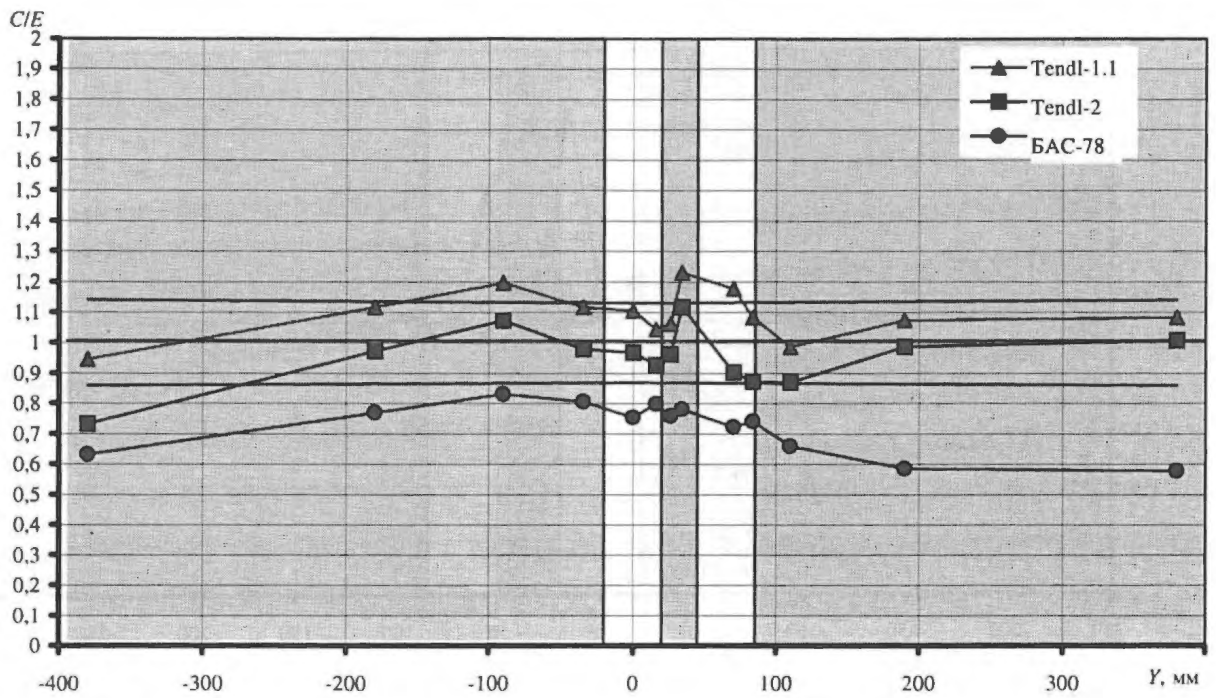


Рис. 12. Сравнение расчетных и экспериментальных величин C/E для реакции $^{115}\text{U}(n, f)$ на вертикальной поверхности модели № 6: \blacksquare – железо; \square – воздух

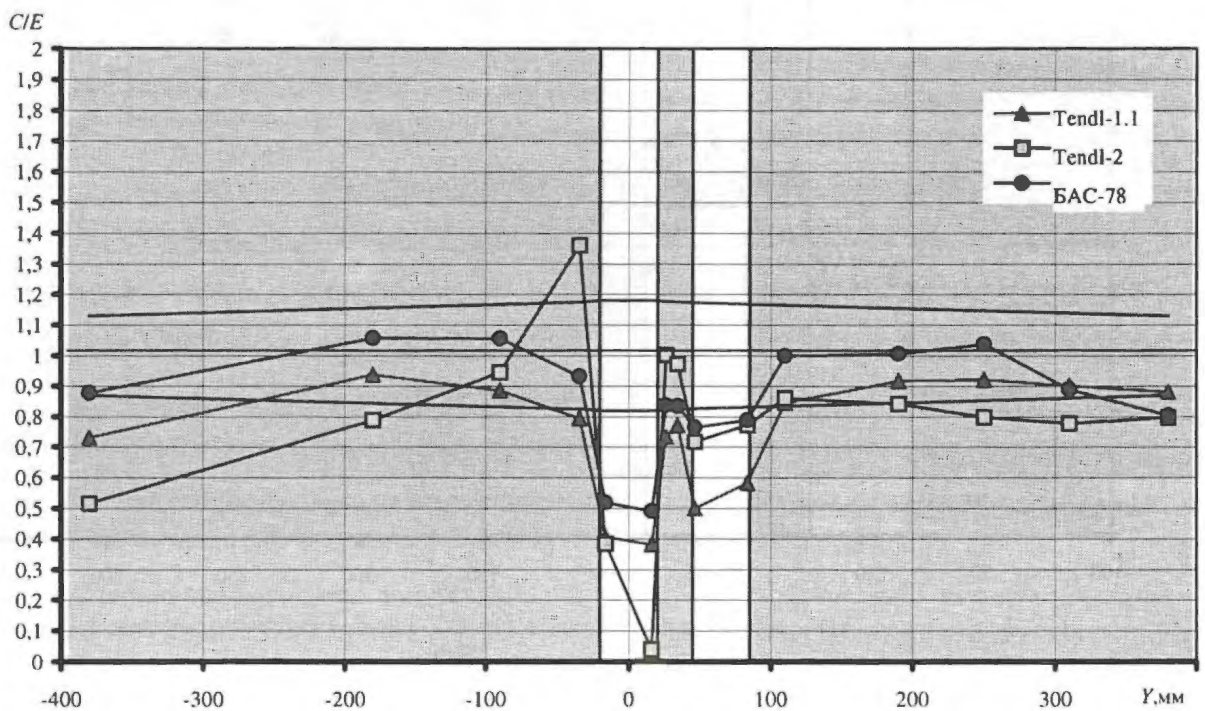


Рис. 13. Сравнение расчетных и экспериментальных величин C/E для энерговыделения на вертикальной поверхности модели № 6: \blacksquare – железо; \square – воздух

Статистические погрешности расчетов скоростей пороговых реакций составляли 1–5 %, реакций $^{233}\text{U}(n, f)$ – 5–10 %, мощностей поглощенной дозы гамма-излучения 2–6 %.

Как видно из приведенных рисунков, наблюдается существенное, превышающее экспериментальные и расчетные погрешности, расхождение результатов расчетов как между собой, так и с экспериментом. В сплошных моделях защит эти расхождения увеличиваются по мере удаления детектора от источника нейтронов; в моделях со щелями – при смещении детекторов от щелей к краям моделей. Для точек, расположенных вблизи щелей, отмечаются случаи осциллирующий расчетных данных, что может быть связано с большим градиентом радиационных полей в этих областях. Расчеты энерговыделения в железе в целом хорошо согласуются с экспериментом, за исключением областей вблизи щелей, где велик вклад в дозу нейтронной компоненты излучения.

Результаты расчетов скоростей реакции $^{233}\text{U}(n, f)$ по программе ПРИЗМА отличаются как от результатов других расчетов, так и от соответствующих экспериментальных значений, что может быть обусловлено приближенным описанием переноса нейтронов в тепловой области и требует корректировки сечения деления $^{233}\text{U}(n, f)$ для этой области энергии. Результаты проведенных экспериментов и расчетов указывают на необходимость продолжения исследований неоднородных защит ТЯР, имеющих полые каналы.

Представляет интерес проведение исследований защитных композиций, имеющих каналы различной формы со вставками вдоль стенок каналов из материалов с иными, чем у материала защиты, рассеивающими и поглощающими свойствами. Сравнение

результатов расчетов и экспериментов показывает, что необходимо совершенствовать методы расчета защит большой толщины, имеющих неоднородности.

Необходимо также совершенствовать экспериментальные методы измерения характеристик нейтронных полей с малым флюенсом и сильно смягченным спектром. Применение для этих целей активационных детекторов потребовало проведения длительных облучений. Сильно смягченный спектр нейтронов, формирующийся за большими толщинами железа, стал причиной роста вклада в результаты измерений (n, γ)-реакций на микропримесях, имеющихся в материалах детекторов, что привело к ухудшению точности измерений на больших толщинах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горячев И.В., Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. Справочное руководство. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Afanasiev V.V., Andreev M.I., Belevitin A.G. et al. Benchmark-experimental and Analyses on Streaming of 14 MeV Neutrons in Iron and Iron-Water Radiation Shielding Mock-ups with Slits. Preprint, 003–1994, MIPhI, Moscow.

КРИТМАССОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В РФЯЦ–ВНИИТФ

В. А. Терехин, Ю. А. Соколов, Э. П. Магда, Ю. И. Чернухин, А. В. Лукин

РФЯЦ–ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Систематизирован опыт РФЯЦ–ВНИИТФ по постановке и проведению критмассовых измерений с размножающими нейтроны системами. Описывается история критмассовых измерений в РФЯЦ–ВНИИТФ и некоторые результаты. Рассматриваются особенности постановки и проведения критмассовых экспериментов benchmark типа, обсуждаются возможные пути повышения точности получаемых данных. Приводятся ссылки на описание критических размножающих систем benchmark типа, собранных и исследованных в разное время на стендах ФКБН.

ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей работы – обобщение и систематизация опыта и результатов работы РФЯЦ–ВНИИТФ в области критмассовых измерений.

Начиная с 1958 г. в РФЯЦ–ВНИИТФ были исследованы критмассовые характеристики более чем 400 размножающих нейтроны систем. На ФКБН проводились эксперименты по прохождению нейтронов и гамма-квантов через различные материалы, облучательные эксперименты, выполнялись другие работы. Именно на этой установке, специально приспособленной для работы в импульсном режиме (ФКБН-И), в январе 1964 г. была получена первая в России управляемая мощная нейтронная вспышка.

ИСТОРИЯ КРИТМАССОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В РФЯЦ–ВНИИТФ

Первый стенд для критмассовых измерений – физический котел быстрых нейтронов (ФКБН) – был введен в эксплуатацию в марте 1958 г. В значительной степени он был похож на своего “старшего брата” – ФКБН из Арзамаса–16 (РФЯЦ–ВНИИЭФ), о котором упоминается в воспоминаниях А.Д. Сахарова [1]. ФКБН был создан коллективом во главе с Л. Б. Порещким под непосредственным руководством начальника физического сектора В. Ю. Гаврилова.

ФКБН и помещения для него были готовы в начале 1958 г., однако активная зона (АЗ) к этому времени еще не была изготовлена. Поэтому физический пуск стенда было решено проводить с имевшейся в институте сборкой из урана–233 массой ~ 6 кг. Дове-

дение сборки до состояния, близкого к критическому, осуществлялось с помощью отражателя из стальных оболочек, что и было сделано в марте 1958 г. В конце 1958 г. с комбината “Маяк” была получена АЗ из высокообогащенного урана–235, и с этого времени на ФКБН систематически стали проводиться критмассовые и другие ядерно-физические измерения. К их числу относились измерения постоянных спада мгновенных нейтронов и пространственных распределений чисел делений в сборках из высокообогащенного металлического урана с различными отражающими оболочками. Особое место в работе лаборатории занимали критмассовые измерения с моделями ядерных зарядов, а также исследования, связанные с созданием физических основ и основных принципов критмассовой безопасности.

Стенд предназначался для проведения критмассовых и других нейтронно-физических экспериментов с системами, содержащими металлические делящиеся материалы. В первые годы такие исследования проводились с макетами ядерных зарядов или их фрагментов и были направлены на повышение точности расчетов характеристик ядерного оружия. Позднее основной целью измерений являлось решение практических и методологических задач по обеспечению ядерной безопасности работ с металлическими делящимися материалами и получение benchmark данных о критических параметрах систем с металлическими делящимися материалами. Benchmark данные использовались для корректировки нейтронных констант, используемых при проведении различных нейтронно-физических расчетов.

С момента своего создания ФКБН эксплуатировался интенсивно и разнообразно. Стенд с первой АЗ

использовался не только для критмассовых измерений, но и в качестве источника излучения в исследованиях прохождения нейтронов и гамма-квантов через слои из различных материалов, измерениях энергетических спектров нейтронов и гамма-квантов за толстыми слоями защиты, в том числе воздуха.

В связи с необходимостью радиационных исследований радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) в лабораторных условиях в 1962 г. Л. Б. Порецким, Ю. П. Миловановым и В. Н. Конновым было предложено имеющуюся в их распоряжении в составе ФКБН критическую сборку из высокообогащенного металлического урана перевести на работу в форсированных режимах и использовать в качестве источника нейтронного и гамма-излучения. Для этой цели полусферические урановые детали из внутренней части сборки были извлечены, а в образовавшуюся полость диаметром 10,7 см был вставлен сферический контейнер с внешним диаметром 9,5 см и внутренним диаметром 9 см. В контейнер помещались облучаемые образцы. В зазор между активным материалом и контейнером подавался воздух, охлаждавший контейнер и сборку в самых горячих местах. При работе установки на мощности до 2 кВт в течение получаса максимальное увеличение температуры образцов не превышало 15 °С, а активного материала АЗ – 100 °С.

При работе на мощности 2 кВт в течение получаса в центральной полости сборки реализовывался флюенс нейтронов, равный $\sim 1 \cdot 10^{14}$ см⁻², что было уже достаточно для многих исследований по радиационной стойкости РЭА.

В 1963 г. было проведено дальнейшее усовершенствование ФКБН, позволившее эксплуатировать его в импульсном режиме. Для этой цели АЗ из полусферических деталей с внутренней центральной полостью диаметром 10,7 см была установлена на стальной полусферической конструкции, жестко соединенной с опорным (неподвижным) кольцом стенда. К этой стальной полусфере снизу был прикреплен ствол пневматической пушки, в котором под действием сжатого воздуха можно было перемещать импульсный стержень – медный цилиндр диаметром 7,7 см, длиной 11 см и массой 3,4 кг. Эта установка была названа ФКБН-И. Она дала начало развитию направления импульсных реакторов с металлическими АЗ из полусферических деталей с большой центральной полостью, впоследствии получивших название ЭБР (экспериментальный быстрый реактор).

Для получения импульсов делений на установке ФКБН-И использовался наиболее безопасный режим, при котором реактивность непрерывно вводилась в систему при наличии в ней сильного источника нейтронов.

Первые импульсы делений на установке ФКБН-И были получены в январе 1964 г. (т. е. на несколько

месяцев раньше, чем на первом в России импульсном реакторе БАРС-1 [2]). Для максимального импульса полное число делений за импульс было равно $1,5 \cdot 10^{16}$, число делений в быстрой части импульса – $0,35 \cdot 10^{16}$, полуширина импульса – 220 мкс, увеличение средней температуры АЗ – 52 °С. Это были первые в России мощные управляемые импульсы делений, полученные в лабораторных условиях.

Начиная с 1963 г. был исследован целый ряд критическихборок, состоящих из АЗ с большими центральными полостями и различными отражающими оболочками. Позднее эти исследования послужили основой для создания импульсно-статического реактора ЭБР-200М, на модернизированном варианте которого ЭБР-Л в настоящее время проводятся исследования активных сред для лазеров с ядерной накачкой [3].

5 апреля 1968 г. на установке ФКБН при исследовании критмассовых характеристик активной зоны ЭБР-110 (состоявшей из полусферических деталей с отражателем из естественного урана и полостью диаметром 11 см) произошел трагический случай, приведший к гибели Ю. П. Милованова и В. Н. Коннова. По окончании рабочего дня они задержались вдвоем, чтобы завершить цикл измерений возмущения реактивности активной зоны ЭБР-110 при помещении в ее центральную полость сферы из полиэтилена с внешним диаметром 11,0 см. Проводились измерения кинетических характеристик различных вариантов АЗ реактора ЭБР методом “котельных шумов”. На стенде ФКБН была собрана конструкция, показанная на рис. 1.

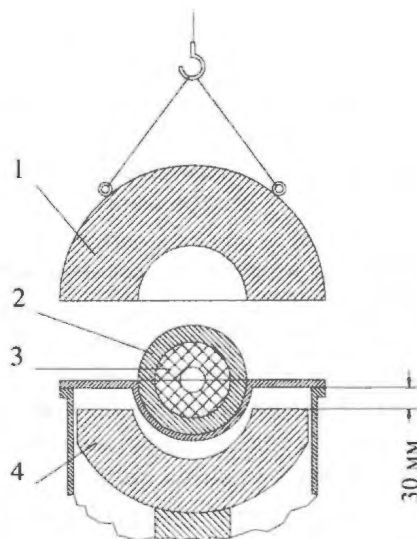


Рис. 1. Схема сборки активной зоны ЭБР-110 со сферической оболочкой из полиэтилена в ее внутренней полости на стенде ФКБН: 1 – верхний полусферический отражатель из природного урана массой 308 кг; 2 – сферическая зона из урана 90 %-го обогащения диаметром 110–183 мм; 3 – сфера из полиэтилена (550 г); 4 – нижний (подвижный) отражатель из природного урана диаметром 183–400 мм

Положив полиэтиленовую сферу в центральную полость нижней части АЗ и собрав вручную ее верхнюю часть, ответственный руководитель с помощью тельфера, нажимая на кнопки ручного пульта управления, стал опускать верхнюю часть отражателя из природного урана. В это время он находился на расстоянии $\sim 1,7$ м от АЗ, а оператор, стоя почти вплотную к АЗ (на расстоянии $\sim 0,5$ м от оси сборки), направлял рукой опускавшийся отражатель. Скорость движения отражателя составляла ~ 6 см/с. Не дойдя до смыкания отражателя с основной частью АЗ, система перешла через состояние мгновенной критичности и выдала импульс быстрых нейтронов. По команде от быстродействующей аварийной защиты произошел сброс нижней части отражателя, и самоподдерживающаяся цепная реакция делений (СЦР) прекратилась. Согласно оценкам, в системе до перехода ее в подкритическое состояние произошло $\sim 6 \cdot 10^{16}$ делений.

При осмотре системы после аварии было выяснено, что верхняя половина отражателя не доходила до смыкания на 2,5 мм. Для выявления технической картины аварии были выполнены критмассовые измерения, результаты которых показаны на рис. 2.

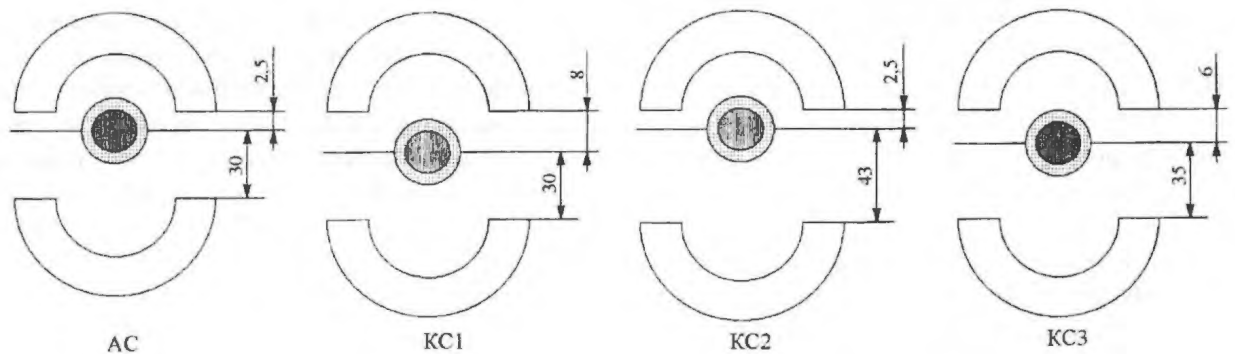


Рис. 2. Схемы надкритической системы в момент аварии (АС) и критических систем (КС1, КС2, КС3), экспериментально изученных для выявления технической картины аварии

Влияние отражателей на реактивность системы вблизи критичности было оценено экспериментально и составило для нижнего отражателя $\sim 2,3$ ш.ед./мм ($\sim 0,3 \beta_{эф}/мм$), для верхнего отражателя $\sim 4,6$ ш.ед./мм ($\sim 0,6 \beta_{эф}/мм$). Сравнивая данные по критичности АС, КС1, КС2 (рис. 2), видно, что потенциально введенная надкритичность при аварии по критзазору между верхним отражателем и ядром высокообогащенного урана составляет $+5,5$ мм, что соответствует переходу через нижнее критическое состояние ~ 25 – 30 ш.ед. ($\sim 4 \beta_{эф}$). Скорость ввода реактивности при этом составляла $\sim 40 \beta_{эф}/с$. Разборка системы показала, что полиэтилен в полости оплавился. Без заполнения полости полиэтиленом сборка подкритична. Коэффициент умножения сборки при зазоре между нижним отражателем и шаром

из высокообогащенного урана 100 мм составил величину $Q \sim 10$.

Стенд для критмассовых измерений ФКБН эксплуатировался до 1969 г. практически без изменений. В 1969–1970 гг. он был существенно модернизирован. Новая установка ФКБН-М была установлена в центре экспериментального зала размером $18 \times 12 \times 8$ м. Вблизи стенда был установлен генератор 14-МэВ нейтронов (НГ-150М), обеспечивающий выход до $\sim 10^{11}$ нейтронов в секунду. Стены, пол и потолок зала покрыты слоем борированного бетона (массовое содержание природного бора в бетоне составляет не менее 3 %, толщина слоя равна 10 см), что снижало влияние отраженных от них нейтронов на результаты измерений. Эта установка эксплуатировалась до 1999 г.

Начиная с 1958 г. стенд непрерывно комплектовался различными наборами деталей из делящихся и неделящихся материалов различных составов и конфигураций. Из этих деталей на нем собирались и исследовались разнообразные критические системы. Сначала это были детали только сферической формы, наиболее удобной для тестирования проводившихся тогда одномерных нейтронно-физических расчетов. В 1981 г. по

инициативе Е. Н. Аврорина, А. П. Васильева, Л. Б. Порецкого и И. С. Погребова стенд был оснащен разборной опытной моделью бланкета (РОМБ) для проведения исследований в целях корректировки констант взаимодействия нейтронов с веществом при энергии 14 МэВ [4]. РОМБ представляет собой практически сплошной цилиндр из обедненного урана, состоящий из колец внешней (диаметром 70 см) и средней (диаметром 40 см) зон и дисков центральной зоны (диаметром 20 см).

Дальнейшее развитие критмассовые эксперименты в РФЯЦ-ВНИИТФ получили при переходе к цилиндрической геометрии измерений. Для этого комплект РОМБ был дополнен дисками из высокообогащенного урана, плутония и различных неделящихся материалов с толщинами от 0,5 до 5 см, что позволило собрать из

них большое число разнообразных как гомогенных, так и гетерогенных критических и подкритических систем, характеризуемых совершенно различными энергетическими нейтронными спектрами. Позднее были изготовлены кольца внешней и средней зон из полиэтилена и кольца средней зоны из полиэтилена и свинца. С помощью такого комплекта деталей стало возможным проведение существенно более разнообразных по постановке критмассовых измерений, чем это было возможно с деталями сферической формы [5–9]. По существу, сборка РОМБ, являясь двухмерной, занимает промежуточное положение между сферическими (одномерными) сборками и системами типа БФС [10], которые позволяют моделировать трехмерные структуры. Тем самым в сборке РОМБ удалось совместить простоту, присущую сферическим одномерным структурам, с богатыми возможностями, присущими сложным системам типа БФС.

С использованием стенда ФКБН проводились первые сборки АЗ всех импульсных реакторов типа БАРС, ЭБР и умножителя нейтронов РУН. Наряду с критическими экспериментами на стенде было выполнено большое число измерений спектральных характеристик нейтронных полей различных систем, моделирующих фрагменты некоторых ядерных и термоядерных реакторов и их защиты. Были рассмотрены системы с чередующимися слоями из природного урана, лития и водородосодержащих материалов, а также системы с источниками 14-МэВ нейтронов и нейтронного спектра деления (модели бланкетной зоны гибридного термоядерного реактора). Основной целью этих измерений (как и для критмассовых измерений) являлось получение benchmark данных, пригодных для тестирования расчетных методик и используемых в них ядерных констант.

При модернизации ФКБН в 1969–1970 гг. его конструкция в основном осталась прежней, и новый стенд по своим техническим характеристикам не отличался от старого. В нем были лишь заменены изношенные детали и реконструирована механическая часть: введен механизм дистанционной сборки, изготовлен новый пульт управления, оснащенный современными приборами, и усовершенствована система управления и защиты.

Продолжавшаяся в течение нескольких лет эксплуатация стенда показала, что использование массивного поворотного стола создавало существенные неудобства при сборке критических систем и являлось источником значительных дополнительных неточностей при их benchmark описании. Последнее создавало трудности в интерпретации расхождений результатов расчетов и экспериментов и затрудняло процесс корректировки использовавшихся при нейтронных расче-

тах ядерно-физических констант. При работе с толстым боковым цилиндрическим отражателем использование поворотного стола было невозможно. По этим причинам в 1973 г. поворотный стол со всеми относившимися к нему механизмами был демонтирован и в дальнейшем не использовался. Определенную роль в ликвидации поворотного стола сыграло также повышение опыта и квалификации экспериментаторов, работавших с критическими системами на этой установке. На рис. 3 показан внешний вид стенда ФКБН-М, на котором собрана система из деталей комплекта РОМБ.

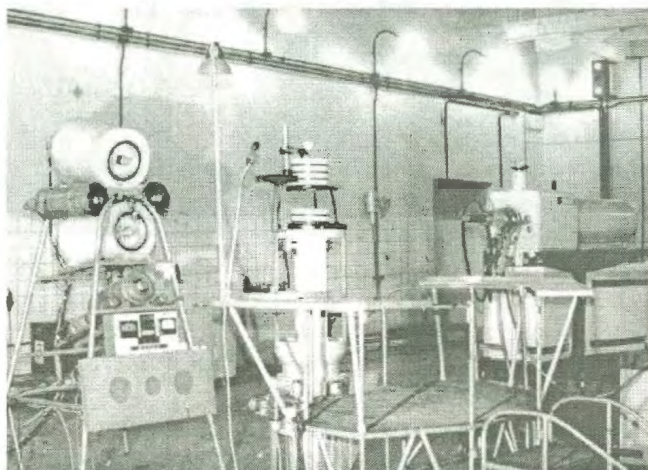


Рис. 3. Стенд для критмассовых измерений ФКБН-М, на котором собрана система из урановых (темных) и полиэтиленовых (светлых) дисков комплекта РОМБ: слева видна стойка с детекторами нейтронов, справа – нейтронный генератор

ОПИСАНИЕ КОМПЛЕКТОВ ДЕТАЛЕЙ ИЗ ДЕЛЯЩИХСЯ И НЕДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ КРИТМАССОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В настоящее время в составе критического стенда ФКБН-М имеется пять комплектов деталей из делящихся материалов. Комплекты 1–4 состоят из полусферических слоев, которые в собранном виде образуют три сферические системы: две из высокообогащенного урана и одну из плутония. Имеются также полусферические детали из неделящихся материалов. Размеры всех полусферических деталей унифицированы. Комплект 5, имеющий название РОМБ, включает в себя диски из высокообогащенного урана и плутония, а также диски и кольца из различных неделящихся материалов. Их размеры также унифицированы. Из этих деталей можно собирать разнообразные цилиндрические системы. Одна из типичных критических систем, собранных из деталей комплекта РОМБ, показана на рис. 4.

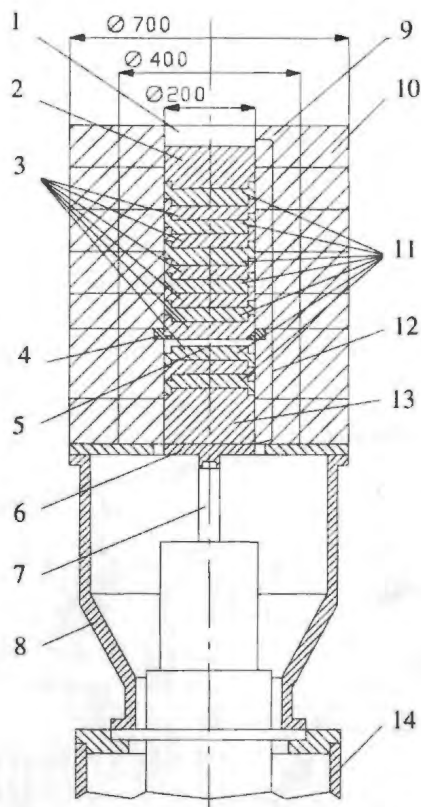


Рис. 4. Размножающая система из деталей комплекта РОМБ: 1 – центральная зона; 2 – пробка из ^{238}U ; 3 – неделяющиеся материалы-разбавители (толщина не более 8 см); 4 – диафрагма; 5 – источник нейтронов; 6 – тарелка; 7 – шток поршня; 8 – подставка; 9 – средняя зона; 10 – внешняя зона; 11 – делящиеся материалы; 12 – АЗ; 13 – пробка из ^{238}U ; 14 – опорная труба. Размеры в мм

ТЕХНОЛОГИЯ СБОРКИ КРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ТИПА BENCHMARK

При исследовании на критстенде сборок типа benchmark помимо точных сведений о материалах, из которых изготовлены детали сборок, важно иметь точную геометрию систем, чтобы не вносить дополнительных погрешностей при расчете характеристик проверяемых систем с использованием компьютерных кодов. Для того чтобы в целом хорошо описать геометрию исследуемой системы, требуется, чтобы она собиралась из деталей простой и правильной геометрии. Кроме того, нужно аккуратно и точно определить общие размеры и зазоры между частями системы.

На критстенде ФКБН-М имеются наборы активного материала (урана-235 и плутония-239) двух разновидностей по форме – наборы вкладывающихся друг в друга полусферических деталей и наборы плоских дисков. Соответственно имеются и наборы деталей из конструкционных материалов (уран-238, Fe, Al, Ti, Ni, Be,

CH_2 , Pb и др.), позволяющие собирать размножающие системы (РС) сферической либо цилиндрической формы.

При сборке системы, как правило, разбиваются на две части – неподвижную, верхнюю, размещаемую на опорной трубе механического стенда, и подвижную, нижнюю, размещаемую на подвижном поршне стенда. Регулирование реактивности в РС осуществляется с помощью дистанционного изменения расстояния между частями РС с пульта управления ФКБН-М. Неподвижные части систем поддерживаются тонкими диафрагмами, размещаемыми на специальных ажурных подставках. Подвижные части сферической формы помещаются в тонкостенных сферических чашах, а подвижные части цилиндрической формы – на тонкостенных конусах. Для контроля за состоянием собираемой системы по выходящему нейтронному потоку обычно ближе к центру части РС с меньшей подкритичностью помещается нейтронный источник Cf-252 малых размеров с выходом $\sim 10^6$ нейтр./с, не вносящий заметного вклада в критичность РС.

Нулевой зазор между частями РС определяется по факту касания частей с предварительной заменой верхней части из активного материала ее массовой копией (используя уран-238, Fe и т. п.). Перед этим зазор выравнивается по окружности с помощью щупа 0,05 мм, а момент касания частей РС определяется с помощью часового индикатора ИЧ-10 с ценой деления 0,01 мм. В дальнейшем зазор контролируется с помощью указателя перемещений стенда ФКБН-М с точностью 0,1 мм.

Критический зазор $h_{кр}$ между частями РС, при котором $K_{эф}$ равен 1, определяется путем измерения зависимости подкритичности Δ ($\Delta = 1000/Q_{и}$, где $Q_{и}$ – коэффициент умножения РС) от зазора h и линейной экстраполяции $\Delta(h) \rightarrow 0$ (при этом $h \rightarrow h_{кр}$) по точкам с $Q_{и} \cong 100-500$. Погрешность экспериментального определения $h_{кр}$, связанная с определением зазора между частями РС описанным способом и погрешностью экстраполяции, составляет $\Delta h_{кр} \sim 0,2$ мм, что в нашем случае эквивалентно погрешности в $K_{эф}$, равной $\sim 0,1\%$. Эта величина подтверждается повторными измерениями на так называемых опорных критических системах, для которых весь процесс сборки проводится заново, кроме того, проводится определение критического зазора по результатам измерений периодов разгона системы для различных надкритических по запаздывающим нейтронам состояний системы.

Помимо геометрической составляющей в общую экспериментальную погрешность определения критического состояния (т. е. при $K_{эф} = 1$) входят в качестве основных составляющая погрешность, связанная с влиянием неучтенных отражателей и фоновых нейтронов, а также погрешность содержания основного изотопа в активном материале РС, которая сильнее всего влияет на погрешность $K_{эф}$. По проведенным нами измерени-

ям возмущений состояния критичности РС различной оснасткой, а также проведенным оценкам и анализу других факторов, эти дополнительные погрешности составляют каждая не более $\sim 0,1\%$ в $K_{эф}$. Таким образом, складывая эти погрешности независимым образом, имеем экспериментальную погрешность определения $K_{эф}$ в состоянии критичности по запаздывающим нейтронам порядка $\sim 0,2\%$.

По сравнению со сферическими системами гораздо большие возможности для сборки простых по геометрии и разнообразных РС обеспечивают наборы дисков и колец из активных и инертных материалов комплекта РОМБ. При сборке по вышеописанной технологии исследуемые РС удается описать с большей точностью. За последние 10 лет на критстенде ФКБН-М подобрано около 300 цилиндрических критических систем класса benchmark, содержащих высокообогащенный уран-235 и плутоний-239, как без отражателей, так и с толстыми отражателями из урана-238, полиэтилена и свинца, а также большого числа гетерогенных систем с различным разбавлением активного материала конструкционными материалами, что позволяет калибровать нейтронно-физические расчеты на системах с широким диапазоном изменения характерного для них энергетического спектра нейтронов. Процесс сборки цилиндрической системы с полиэтиленовым отражателем показан на рис. 5. В соответствии с действующими правилами и инструкциями сборку неизвестных критических систем на стенде в технологическом зале осуществляет ответственный руководитель работы в составе смены персонала, в который входит ответственный контролер, начальник установки (старший инженер управления), а также дежурный дозиметрист. Телевизионный контроль процесса сборки и его протоколирование осуществляет инженер по эксплуатации, находящийся за пультом управления установки.

Часть исследованных критических систем были подвергнуты оценке* и представлены в международном справочнике [11]:

том 1 – плутониевые системы из металла (индекс Pu-MET-FAST);

том 2 – системы из высокообогащенного урана:
– металлические системы (индекс HEU-MET-FAST),
– системы из металла со спектром нейтронов промежуточной энергии (индекс HEU-MET-INTER),
– разбавленные системы (индекс HEU-MET-MIXED);

том 6 – смешанные плутоний–урановые системы:

– металлические системы (индекс MIX-MET-FAST),

– системы из ДМ со спектром нейтронов промежуточной энергии (индекс MIX-MET-INTER),

– разбавленные системы (индекс MIX-MET-MIXED).



Рис. 5. Сборка цилиндрической системы с полиэтиленовым отражателем. В центре – ответственный руководитель, осуществляющий процесс сборки системы

ОБЗОР КРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ВЫСОКООБОГАЩЕННЫМ УРАНОМ И ПЛУТОНИЕМ, СОБРАННЫХ ИЗ ПОЛУСФЕРИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ

В препринте РФЯЦ–ВНИИТФ [12] приведены результаты различных критмассовых измерений со сферическими системами, содержащими детали из высокообогащенного урана (комплекты 1–3) и плутония (комплект 4). Типичная схема постановки экспериментов со сферическими критическими системами без отражателей приведена на рис. 6.

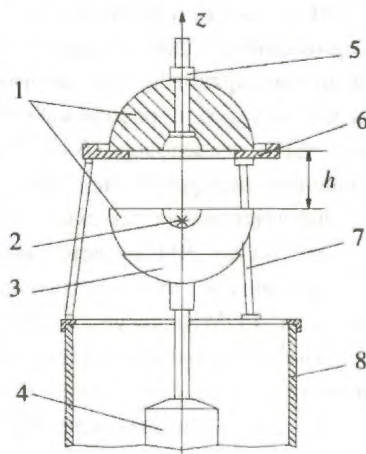


Рис. 6. Схема критмассового эксперимента со сферической сборкой на стенде ФКБН-М: 1 – АЗ; 2 – нейтронный источник; 3 – медная чашка; 4 – поршень стенда; 5 – подъемный механизм; 6 – диафрагма; 7 – стальная подставка; 8 – неподвижная основа стенда

* Оценки проводились под руководством Васильева А. П. Лютовым В. Д. с участием Кандиева Я. З., Орлова А. И., Соколова Ю. А., Пережогина В. Д., Терехина В. А., Козыбаева Р. М., Филипповой Э. Я., Чернухина Ю. И., Шмакова В. М.

Некоторые из них (13 систем) прошли международную аттестацию, а их названия и индексы приведены в международном справочнике [11].

ОБЗОР ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, СОБРАННЫХ ИЗ ДЕТАЛЕЙ КОМПЛЕКТА РОМБ

В работе [12] приведено краткое описание экспериментально-критических систем, измерения с которыми были выполнены в течение 1984–1999 гг.: экспериментально-критические системы без отражателей; с отражателями на торцах; с разбавителями в центральной зоне и отражателями на торцах; с боковым отражателем из полиэтилена толщиной 10 см; с боковым отражателем толщиной 25 см из обедненного урана; с боковым отражателем толщиной 10 см из обедненного урана, полиэтилена или свинца; с боковым комбинированным отражателем толщиной 25 см из обедненного урана и полиэтилена. Эти системы были собраны из деталей комплекта РОМБ, включая диски из урана, плутония и неделящихся материалов. Измерения с ними были выполнены с повышенной точностью, все эти системы относятся к benchmark типу.

Некоторые из них (18 систем) прошли международную аттестацию, их названия и индексы приведены в международном справочнике [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С момента первых критмассовых экспериментов, выполненных в РФЯЦ–ВНИИТФ, прошло около 40 лет. Настоящая работа подводит некоторые итоги этих исследований в РФЯЦ–ВНИИТФ в период с конца 50-х гг. до 1999 г. За это время было решено много конкретных прикладных задач, связанных с совершенствованием ядерных зарядов и обеспечением критмассовой безопасности работ с размножающими нейтроны системами. Было исследовано более 400 критических размножающих нейтроны систем benchmark типа из высокообогащенных металлических урана и плутония, в том числе более 300 систем цилиндрической формы. Следует отметить, что отличительной особенностью комплекта РОМБ является цилиндрическая конфигурация унифицированных по размерам деталей. Это позволило не только обеспечить benchmark точность измерений для различных критических систем, но и значительно расширить класс исследуемых систем по составу и взаимному расположению делящихся и неделящихся материалов по сравнению со сферическими системами.

Проведенные исследования со сферическими и цилиндрическими системами, содержащими высоко-

обогащенные металлические делящиеся материалы, показали большие возможности установки ФКБН-М в критмассовых экспериментах, а также дали обширный материал для верификации программ нейтронно-физических расчетов разнообразных размножающих систем и решения практических задач ядерной безопасности. На их основе проводится аттестация спектральных нейтронных констант БАС в программах РФЯЦ–ВНИИТФ расчетов $K_{эф}$ методом Монте–Карло для обоснования ядерной безопасности работ с делящимися материалами [13].

Результаты критмассовых экспериментов, выполненных в РФЯЦ–ВНИИТФ в разное время, получили международное признание. Большое число критических систем (сферической и цилиндрической формы) прошли международную аттестацию и их benchmark описание приведено в справочнике [11].

Дальнейшее развитие критмассовых экспериментов связано с увеличением числа нейтронно-физических параметров, характеризующих исследуемую критическую систему и определяемых в одном эксперименте, а также с повышением точности получаемых результатов. К таким нейтронно-физическим параметрам кроме критического зазора можно отнести, например, постоянную спада (асимптотическую постоянную спада) мгновенных нейтронов для критических и подкритических систем, а также отношение выбранных стандартизованных чисел реакций в определенных точках системы. Повышение точности описания экспериментально исследованных критических и подкритических систем, по-видимому, связано с более тщательным анализом погрешностей экспериментальных данных, а также с внедрением новых методов анализа погрешностей результатов измерений для большого числа систем (собранных из одних и тех же деталей) с учетом корреляций между ними [9].

По-видимому, не в полной мере исчерпаны и возможности расширения номенклатуры исследуемых систем, несмотря на их большое разнообразие. В этой связи можно указать на явную ограниченность проведенных к настоящему времени критмассовых измерений с низкообогащенным ураном (5–20 %) и отработавшим ядерным топливом энергетических установок [14]. К тому же многие из них не относятся к benchmark типу. Определенный интерес может представлять также изучение аномалий критичности, являющихся, с одной стороны, источником спектрально-чувствительной информации для совершенствования константного обеспечения нейтронно-физических расчетов, а с другой – важными для решения прикладных задач по обеспечению ядерной безопасности при обращении с делящимися материалами [15]. Стимулом для дальнейшего развития критмассовых экспериментов являются потребности в данных, позволяющих

надежно верифицировать используемые в нейтронно-физических расчетах ядерные константы не только в области состояния критичности, но и в динамических условиях, характерных для развития аварий. Важным условием для этого является развитие связей с другими институтами страны, а также развитие международных связей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сахаров А.Д. Воспоминания. М.: Прогресс, 1985.
2. Снопков А.А., Погребов И.С. Опыт эксплуатации БАРС-1, 2, 3. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1994, № 2, с. 3–12.
3. Крыжановский В.А., Магда Э.П. ЭБР-Л – экспериментальная установка с ядерной накачкой. – Материалы конференции “Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой”, Обнинск 26–29 мая 1992. Обнинск, 1993, т. 3.
4. Avrogin E.N., Vasilyev A.P., Teryokhin V.A. et al. Application of the ROMB-assembly and the cylindrical heterogeneous critical assemblies for testing of neutron data. – Proceedings of the Conference on Nuclear Data for Science and Technology. Julich, Germany, May 13–17, 1991, p. 247.
5. Пережогин В.Д., Чернухин Ю.И., Терехин В.А. и др. Композиционный полиэтилен-бериллиевый отражатель нейтронов, аномалия критичности. – ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика, 1993, вып. 2, с. 15.
6. Vasilyev A.P., Teryokhin V.A., Chernukhin Yu.I. Critical experimentation programs at the RFNC-VNIITF critical experiment facility. – Trans. Amer. Nucl. Soc., 1994, vol. 71, p. 282.
7. Teryokhin V.A., Perezhugin V.D., Sokolov Yu.A. Criticality measurements at VNIITF review. – Proceedings of the Fifth International Conference on Nuclear Criticality Safety (ISNC-95). Albuquerque, New Mexico, USA, September 17–21, 1995, vol. 1, p. 4–(44–47).
8. Васильев А.П., Крепкий А.С., Лукин А.В. и др. Оценка константной погрешности расчета критичности решеток из защищающих контейнеров с металлическими ДМ. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1991, № 4, с. 41–42.
9. Кравченко В.Г., Литвин В.И., Лукин А.В. и др. Критмассовые benchmark эксперименты и измерения чисел реакций с цилиндрическими системами из урана, плутония и полиэтилена на стенде ФКБН-М: Препринт № 159, Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999.
10. Лейпунский А.И., Орлов В.В., Казанский Ю.А. и др. Комплекс БФС-1 – микротрон для изучения спектров нейтронов быстрых реакторов. – Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 1, с. 3.
11. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. Volume I, II, VI. Nuclear Energy Agency. Nuclear Science Committee (NEA/NSC/DOC (95)03/II), 1998.
12. Терехин В.А., Соколов Ю.А., Магда Э.П. и др. Критмассовые измерения в РФЯЦ-ВНИИТФ: Препринт РФЯЦ-ВНИИТФ, г. Снежинск. 2000.
13. Куропатенко Э.С., Огибин В.Н., Орлов А.И. и др. Библиотека нейтронных констант БАС-78 для расчетов методом Монте-Карло. – Тезисы докл. 3-й Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Тбилиси, 1981, с. 59.
14. Forecast of Criticality Experiments and Experimental Programs Needed to Support Nuclear Operations in the United State of America: 1994–1999 Report LANL LA-12683. 1994.
15. Clayton E.D. Anomalies of Criticality. – Nucl. Technology, 1974, vol. 23, p. 14.

КРИТМАССОВЫЕ BENCHMARK ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ИЗМЕРЕНИЯ ЧИСЕЛ РЕАКЦИЙ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ РАЗМНОЖАЮЩИМИ СИСТЕМАМИ ИЗ УРАНА, ПЛУТОНИЯ И ПОЛИЭТИЛЕНА НА СТЕНДЕ ФКБН-М

В. Г. Кравченко, В. И. Литвин, А. В. Лукин, Л. Ю. Самойлова, А. В. Сериков, Ю. А. Соколов,
В. А. Терехин, Д. В. Хмельницкий

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Для создания методически замкнутого алгоритма верификации баз ядерных данных на установке ФКБН-М со сборкой РОМБ проведена серия критических экспериментов типа benchmark. Проведены эксперименты по определениям критических конфигураций, исследованиям возмущений реактивности, вызванных удалением части делящегося материала, и измерениям чисел реакций активационными и дельтельными детекторами для 65 цилиндрических размножающих систем.

Одной из важных задач физики реакторов является разработка методов оценки погрешностей при расчете характеристик ядерных энергетических установок, обусловленных погрешностями используемых ядерных констант, а также разработка методов корректировки ядерных данных по результатам экспериментов типа benchmark. Решение подобной задачи осуществлялось в рамках проекта МНТЦ № 116. Предполагалось создать методически замкнутый алгоритм верификации баз ядерных данных, используемых при расчетах нейтронно-физических характеристик реакторов типа ВВЭР. Для проверки создаваемого алгоритма был проведен цикл экспериментов на установке ФКБН-М.

ФКБН-М представляет собой установку для исследования критических размножающих нейтроны систем (РС). Конструктивно установка состоит из:

- механического стенда, на котором производится сборка РС и изменение ее реактивности путем сближения частей РС;
- системы регистрации нейтронного и гамма-поток, выходящих из РС;
- пульта дистанционного управления перемещением частей РС.

Собираемая РС, как правило, разбивается на две части (примерно равные по значениям $K_{эф}$), расположенные одна над другой. В процессе дистанционного сближения проводится измерение критических параметров РС. Погрешность определения критического зазора $h_{кр}$ между частями РС составляет 0,2 мм, что соответствует погрешности определения $K_{эф} \sim 0,1 \%$.

Эксперименты проводились с комплектом деталей РОМБ (разборная опытная модель blankets) [1,2], который представляет собой набор геометрически совместимых деталей в виде цилиндрических колец различного диаметра. Из этих колец можно собрать центральную, среднюю и внешнюю зоны РС. Кольца внешней зоны имеют внешний диаметр 70 см, внутренний диаметр 40 см и изготовлены из обедненного урана или полиэтилена. Кольца средней зоны имеют внешний диаметр 40 см, внутренний диаметр 20 см и изготовлены из обедненного урана, полиэтилена или свинца. Диски центральной зоны имеют внешний диаметр 20 см и изготовлены из высокообогащенного урана, обедненного урана, полиэтилена, Be, BeO, Pb, Fe, Al, Ti, Mo, Ni, Nb или W. В комплекте имеются диски из плутония диаметром 12 см, которые для геометрического совмещения с остальными деталями устанавливаются в специальные центровочные кольца из алюминия или полиэтилена. Примерная конфигурация системы, собранной из деталей комплекта РОМБ с боковым отражателем, показана на рис. 1.

Эксперименты проводились с однотипными по конфигурации РС. Каждая РС состояла из бокового отражателя (БО) диаметрами 40 и 20 см, торцевых отражателей (ТО) толщиной 10 см и активной зоны (АЗ) диаметром 20 см. В качестве материала отражателей использовался либо полиэтилен, либо обедненный уран. Активные зоны составлены из чередующихся дисков из полиэтилена и делящегося материала (ДМ). В качестве ДМ использовались диски из высокообогащенного ($\sim 90 \%$) урана и плутония (рис. 2).

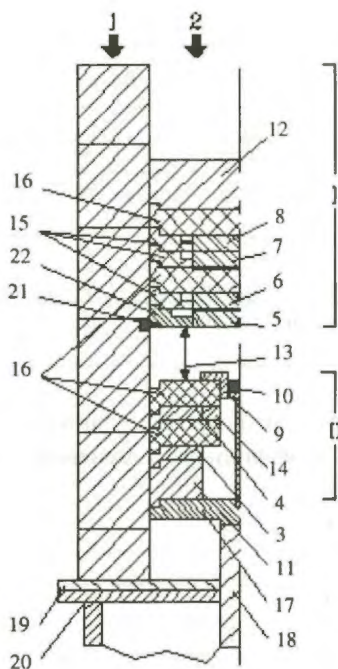


Рис. 1. Конфигурация РС: 1 – боковой отражатель; 2 – активная зона; 3,4 – диски из высокообогащенного урана; 5–8 – диски из плутония; 9 – втулка и спица для крепления источника нейтронов; 10 – источник нейтронов; 11 – нижний и 12 – верхний торцевые отражатели; 13 – зазор между верхней (I) и нижней (II) частями АЗ; 14 – кольцевая пробка из высокообогащенного урана; 15 – центрирующие кольца из полиэтилена; 16 – диски из полиэтилена; 17 – тарелка; 18 – шток поршня; 19 – опорная плита; 20 – труба; 21 – диафрагма; 22 – центрирующее кольцо из алюминия (масса уранового диска ~ 5600 г, масса кольцевой урановой пробки ~ 155 г, масса цилиндрической урановой пробки ~ 20 г, масса плутониевого диска ~ 950 г)

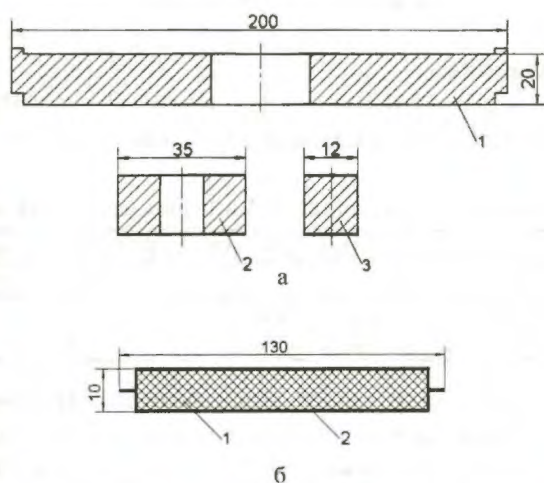


Рис. 2. Конфигурация дисков (1), кольцевых (2) и цилиндрических (3) пробок из обогащенного урана (а) и плутония (б): 1 – плутоний; 2 – чехол из стали 12Х18Н10Т

Следует отметить, что в экспериментах используется одна методика измерения критического зазора, одни и те же комплекты деталей, оснастка и мерительный инструмент. Поэтому для измерений со слабо различающимися системами составляющие погрешности определения $K_{эф}$ практически одинаковы и, следовательно, относительная погрешность benchmark данных в “разностных” (т. е. при малом возмущении реактивности РС) экспериментах может быть значительно меньше их общей погрешности в одиночном эксперименте.

ПРОВЕДЕНИЕ КРИТИЗМЕРЕНИЙ

Было выполнено шесть серий экспериментов. В каждой серии проводились критмассовые измерения и измерения чисел реакций с активационными и делительными детекторами. Ниже в таблице приведены комбинации материалов отражателей и АЗ всех серий.

Для описания физических схем исследованных РС используется следующая форма записи. Каждая система описывается формулой, состоящей из двух частей, заключенных в скобки и разделенных знаком “/”. Левая часть описывает центральную АЗ и состоит из суммы слагаемых, каждое из которых описывает один слой. Слагаемые состоят из символа материала, перед которым стоит число, указывающее толщину слоя в сантиметрах. Урановые диски без пробок обозначаются “U”, с кольцевой и цилиндрической пробками – “U***”, только с кольцевой пробкой – “U*”, с пробкой из обедненного урана – “U₀”. Для слоев, содержащих диски из плутония, “1Pu(1Al)” означает слой из плутония суммарной толщиной 1 см в центрирующем кольце из Al. Повторяющиеся структуры обозначаются скобками, внутри которых описана элементарная ячейка, и стоящим после них множителем, указывающим число повторений. Число в скобках обозначает величину критзазора. Правая часть описывает боковой отражатель. Описание состоит из двух слагаемых, первое из которых указывает материал и высоту отражателя до нижнего среза верхней части центральной зоны, второе слагаемое указывает материал и высоту отражателя от этой границы до его верхнего среза. Порядок описания слева направо соответствует расположению деталей в РС снизу вверх.

Далее будут приведены краткие результаты критизмерений в 1, 2 и 6-й сериях.

Материалы отражателей и АЗ

Серия	БО	Нижний ТО	Верхний ТО	ДМ в АЗ	Всего РС	РС для облучений
1	Полиэтилен	Полиэтилен	Полиэтилен	Уран	10	1
2	Полиэтилен	Полиэтилен	Полиэтилен	Плутоний	4	1
3	Обедненный уран	Полиэтилен	Обедненный уран	Плутоний	24	2
4	Обедненный уран	Обедненный уран	Обедненный уран	Уран	8	2
5	Полиэтилен	Полиэтилен	Полиэтилен	Уран и плутоний	9	1
6	Обедненный уран	Обедненный уран или полиэтилен	Обедненный уран	Уран и плутоний	10	1

Первая серия.

$(10\text{CH}_2 + (1\text{U}^{**} + 5\text{CH}_2) \cdot 2 + 1\text{U}^* + (2,71) + (5\text{CH}_2 + 1\text{U}^{**}) \cdot 3 + 10\text{CH}_2)(33,75\text{CH}_2 + 32,95\text{CH}_2)$ (PC1).

Описание РС приведено в таблице. PC1 была взята как "базовая", а остальные отличались от нее отсутствием тех или иных деталей из ДМ, что позволяло измерять возмущение реактивности РС (так же подбирались РС и в последующих сериях).

Описание РС и результатов 1-й серии измерения $h_{кр}$

РС	Отличие верхней части АЗ от PC1	$h_{кр}$, мм
PC1	—	27,1
PC2	Во всех трех дисках отсутствуют пробки из U	19,5
PC3	В 1-м диске из U – пробка из U $\varnothing = 3,5$ см	22,45
PC4	Во 2-м диске из U – пробка из U $\varnothing = 3,5$ см	22,30
PC5	В 3-м диске из U – пробка из U $\varnothing = 3,5$ см	20,75
PC6	В 1-м диске из U – пробка из U_0 $\varnothing = 3,5$ см	19,0
PC7	Во 2-м диске из U – пробка из U_0 $\varnothing = 3,5$ см	19,4
PC8	В 3-м диске из U – пробка из U_0 $\varnothing = 3,5$ см	19,45
PC9	3-й диск из U заменен на диск из U_0	5,7
PC10	3-й диск из U убран	3,9

Отметим, что все приведенные значения $h_{кр}$ получены для определенной температуры зала. Для РС, описанных в таблице, существует зависимость критического зазора от температуры РС $h_{кр}(T_z)$. Эта зависимость была выявлена в экспериментах с PC1, когда в четырех повторных измерениях, выполненных в течение недели, были получены различные значения $h_{кр}$, для которых абсолютная величина отклонения от среднего значения равнялась $\Delta h_{кр} \approx \pm 0,03$ см.

При проведении облучательных экспериментов на мощности ~ 60 Вт (рис. 3) было получено, что при нагревании системы на 30°C величина $h_{кр}$ увеличивается приблизительно на 4 мм (т. е. имеем ~ 0,13 мм/1°C).

Поскольку для РС с подобной конфигурацией измеренный "линейный вес" подвижной части АЗ

вблизи состояния критичности составляет ~ 0,12βэф/мм, температурный коэффициент изменения реактивности равен ~ 0,02βэф/°C.

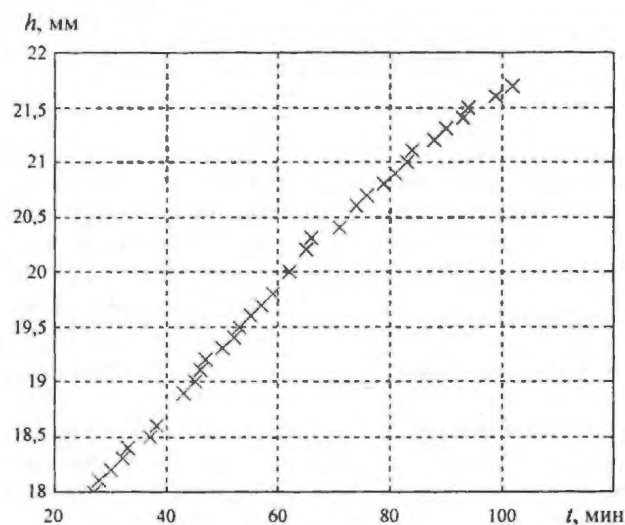


Рис. 3. Зависимость критзазора от времени при облучении детекторов

Вторая серия.

$(10\text{CH}_2 + 2,5\text{Pu}(2,5\text{CH}_2) + (0,8) + 1\text{Pu}(0,2\text{Al} + 0,8\text{CH}_2) + 1,5\text{Pu}(1,5\text{CH}_2) + 10\text{CH}_2)(21,37 + 20,5\text{CH}_2)$ (PC1).

Описания РС и результатов 2-й серии измерения $h_{кр}$

РС	Отличие верхней части АЗ для PC2	$h_{кр}$, мм
PC1	—	8,0
PC2	Замена верхнего диска из Pu на Al кольцо – имитатор пустоты	0,9

Особенностью данной серии экспериментов являлось большое значение величины перехода. В результате измерений получено, что 1мм зазора выше НКС соответствует ~ 65 центам. Таким образом переход между НКС и ВКС составляет ~ 1,5 мм.

Шестая серия. В этой серии АЗ собиралась в виде комбинации дисков из урана и плутония и, как и в предыдущих сериях, одна из сборок являлась "базовой".

$(10U_0 + 1U + 5,5CH_2 + 1U^* + 5,5CH_2 + 1U + 5,5CH_2 + (3,64) + 1U + 5,5CH_2 + 1Pu(1CH_2) + 5,5CH_2 + 1U^{**} + 10U_0)/(29,4U_0 + 30,6U_0)$ (PC3)

Описание PC и результатов 6-й серии измерения $h_{кр}$.

PC	Отличие верхней части АЗ для PC4, PC5	$h_{кр}$, мм
PC3	—	36,4
PC4	Убран верхний диск из урана с пробками	25,8
PC5	Убран верхний диск из плутония	20,2

$(10CH_2 + (1Pu(1CH_2) + 4CH_2) \cdot 2 + (1,49) + 1U + 4CH_2 + 1Pu(1CH_2) + 4CH_2 + 1U^{88} + 10U_0)/(29,4U_0 + 30,6U_0)$ (PC8).

Описание PC и результатов 6-й серии измерения $h_{кр}$.

PC	Отличие верхней части АЗ для PC9	$h_{кр}$, мм
PC8	—	14,9
PC9	Убран верхний диск из плутония	1,6

В 5 и 6-й сериях измерений PC подбирались таким образом, чтобы по возможности исследовать системы, в которых содержание одного из видов ДМ от максимального количества уменьшалось до минимального. Всего было подобрано 19 подобных PC.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

Активационный метод нейтронных измерений (АМНИ), являющийся основным методом исследования нейтронных полей, реализует три методики измерения чисел реакций, которые основаны на трех типах детекторов:

- активационные детекторы (АД) тепловых, резонансных и быстрых нейтронов;
- делительные детекторы по выходу продуктов деления;
- твердотельные трековые делительные детекторы.

Основные ядерно-физические характеристики активационных детекторов тепловых и надтепловых нейтронов

Реакция	Энергия резонанса, эВ	Период полураспада	Энергия γ -излучения, кэВ
$^{164}\text{Dy}(n, \gamma)^{165}\text{Dy}$	$\sim 1/\nu$	140,4 мин	362; 546
$^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$	0,142	6,71 сут	113; 208
$^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$	0,461	9,3 ч	842
$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$	1,46	54,0 мин	417; 1293
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	4,91	2,69 сут	412
$^{152}\text{Sm}(n, \gamma)^{153}\text{Sm}$	8,05	47,1 ч	103
$^{186}\text{W}(n, \gamma)^{187}\text{W}$	18,8	23,9 ч	686
$^{139}\text{La}(n, \gamma)^{140}\text{La}$	72,2	40,26 ч	1596
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	132	5,272 лет	1133; 1173
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	337	2,579 ч	847
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$	577	12,70 ч	511
$^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$	2850	15,00 ч	1368; 2754
$^{50}\text{Cr}(n, \gamma)^{51}\text{Cr}$	5490	27,70 сут	320
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma)^{46}\text{Sc}$	7170	84,0 сут	889; 1121
$^{37}\text{Cl}(n, \gamma)^{38}\text{Cl}$	25300	37,21 мин	1642; 2168

В методиках используются ядерные реакции (n, γ) , (n, n') , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, α) и (n, f) . Состав АД выбран таким образом, чтобы особенности в сечениях реакций (резонансы или пороги) были достаточно равномерно распределены по исследуемому энергетическому диапазону нейтронов. В целом он соответствует интервалу от тепловой энергии до 15 МэВ. В целях формирования определенной формы энергетической чувствительности некоторые детекторы при облучении окружены экранами, поглощающими и/или замедляющими нейтроны. Если детекторы вносят искажения в нейтронное распределение исследуемой системы, то делаются соответствующие поправки.

Хотя АМНИ, по определению, является интегральным методом, использование набора активационных детекторов с различной энергетической чувствительностью позволяет определять и дифференциальные характеристики полей. В РФЯЦ-ВНИИТФ разработана программа восстановления энергетических спектров и флюенсов нейтронов по данным активационных измерений. Таким образом можно получить практически всю необходимую информацию о пространственно-энергетических характеристиках нейтронного поля – флюенсе, спектральных коэффициентах, средней энергии нейтронов и т. п.

Номенклатура детекторов в целом соответствует общепринятому в реакторной дозиметрии составу. Это касается как выбора реакций, так и технологических и конструктивных особенностей изготовления. Большинство детекторов изготовлены либо во ВНИИТФ, либо во ВНИИФТРИ. Все детекторы представляют собой дискообразные образцы диаметром 50–5 мм и толщиной 0,1–2 мм. Детекторы изготовлены из особо чистых веществ (резонансные – на основе сплава с алюминием или эпоксидных смол, пороговые – из листового проката). Все детекторы аттестованы по числу ядер изотопов-мишени.

Основные ядерно-физические характеристики активационных детекторов быстрых нейтронов

Реакция	Эффективный порог, МэВ	Период полураспада	Энергия γ -излучения, кэВ
$^{235}\text{U}(n, f)$	*	**	**
$^{103}\text{Rh}(n, n')^{103\text{m}}\text{Rh}$	0,7	56,12 мин	20,1
$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	1,15	4,49 ч	336
$^{238}\text{U}(n, f)$	1,5	**	**
$^{199}\text{Hg}(n, n')^{199\text{m}}\text{Hg}$	1,4	42,6 мин	158; 374
$^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$	2,2	3,40 сут	159
$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	2,5	70,78 сут	811
$^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$	2,6	12,70 ч	511
$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$	3,0	14,29 сут	$E_{\text{Bmax}} = 1,71$
$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	3,0	312,2 сут	835
$^{204}\text{Pb}(n, n')^{204\text{m}}\text{Pb}$	4,0	1,115 ч	375; 900
$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$	4,6	9,46 мин	844
$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	6,2	2,58 ч	847
$^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$	7,0	14,96 ч	1369; 2754
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	7,2	14,96 ч	1369; 2754
$^{203}\text{Tl}(n, 2n)^{202}\text{Tl}$	9,5	12,2 сут	439
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$	10,5	10,13 сут	934
$^{127}\text{I}(n, 2n)^{126}\text{I}$	10,7	13,02 сут	666; 389
$^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$	13,0	1,830 ч	511
$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$	12,9	9,76 мин	511
$^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	13,0	3,268 сут	910
$^{64}\text{Zn}(n, 2n)^{63}\text{Zn}$	13,5	38,3 мин	511; 1150
$^{58}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$	13,7	36,0 ч	1370; 1890

*Формируется экранами из Cd и ^{10}B ; ** определяется используемыми пороговыми детекторами.

1. Для измерения активационных интегралов облученных АД используется образцовая спектрометрическая установка 1-го разряда УРН-1-2. В ее состав входят:

– гамма-спектрометр на блоке из особо чистого германия БДЕГ-2К-75 и германий-литиевого детектора ДГДК-63В;

– гамма-спектрометр Na(I)Tl размером 80x80 мм;

– одноканальный гамма-спектрометр Na(I)Tl размером 50x5 мм.

Абсолютная погрешность определения активационных интегралов 3–5 % (1σ).

2. Делительные детекторы из металлического урана. Детекторы из ^{235}U (~ 3x2x0,15 мм, ~ 15 мг), ^{238}U (~ 10x0,2 мм, ~ 300 мг) герметично упакованы в полимерную пленку. Проводятся абсолютные измерения для опорного детектора на упомянутой образцовой установке УРН-1-2, а относительные измерения для всего остального набора на сцинтилляционном гамма-спектрометре. Погрешность абсолютных измерений 3–5 %. Погрешность относительных измерений 2–4 % (1σ).

3. Твердотельные трековые делительные детекторы. Использовались детекторы из стандартных наборов ДКН и СН, слои из изотопов U, Pu, Np, изготовленные во ВНИИТФ, и слои из изотопов U, Pu, Am, Np, Po, изготовленные во ВНИИЭФ. Слои, изготовленные во ВНИИТФ и ВНИИЭФ, проходят аттестацию по изотопному составу и числу ядер изотопа-

мишени по методике ВНИИФТРИ. Погрешность определения числа ядер 1,5–2,5 %. В качестве регистратора используется слюда мусковит. Погрешность определения числа делений методом ТТДД+слюда 3–4 % (1σ). Методика аттестована в ранге рабочего средства измерения. Установка детекторов проводилась по РС, как показано на рис. 4–6.

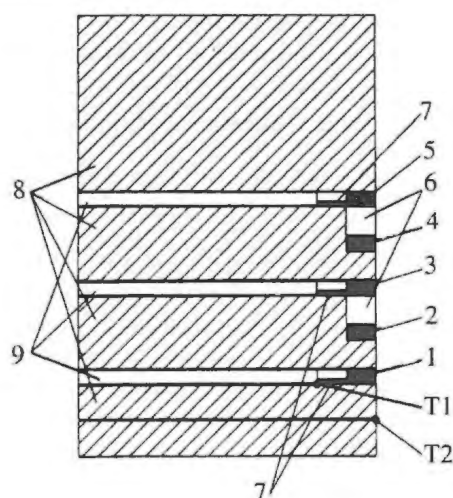


Рис. 4. Схема размещения контейнеров с детекторами в верхней части АЗ размножающей системы: 1–5 – контейнеры с детекторами в облучательных точках; 6 – полиэтиленовые пробки диаметром 1,18 см; 7 – центровочные кольца из алюминия; 8 – диски из полиэтилена; 9 – урановые диски. Т1, Т2 – точки измерения температур термопарами Т1, Т2

Некоторые характеристики облучательных экспериментов

Эксперимент	1	2	3	4	5	6
Мощность, Вт	3,0	0,6	60	60	60	60
Время облучения, мин	14	18	~ 90	~ 100	~ 100	~ 100
Набор контейнеров	Cd6-Cd10	Al16-Al10	Cd6-Cd10	Al16-Al110	Al1-Al15	Cd1-Cd5
Облучаемые детекторы	Трековые	Трековые	Активационные	Активационные	Активационные	Активационные
$h_{крН}$, мм (T_3 , °C)	14,8	18,7	13,7 (13)	18,0	18,0 (11)	13,2
$h_{крК}$, мм (T_K , °C)	-	-	17,7	21,7 (39)	22,2 (44)	17,1 (36)

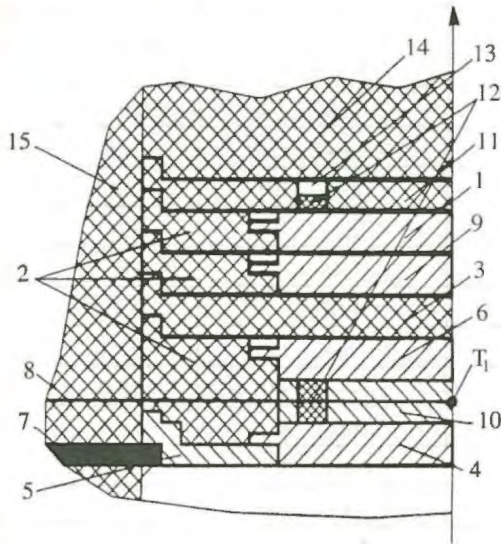


Рис. 5. Фрагмент верхней части облучаемой сборки: 1,4,6,9 – диски из плутония; 2 – центровочные кольца из полиэтилена; 3 – диск из полиэтилена; 5 – опорное кольцо из алюминия; 7 – диафрагма из стали; 8 – термопара, T_1 – спай термопары (точка измерения температуры); 10 – диск из алюминия для установки детекторов (облучательная позиция 1); 11 – диск из полиэтилена для установки детекторов (облучательная позиция 2); 12 – детекторы нейтронов; 13 – пробки из полиэтилена; 14,15 – фрагменты торцевого и бокового отражателей соответственно

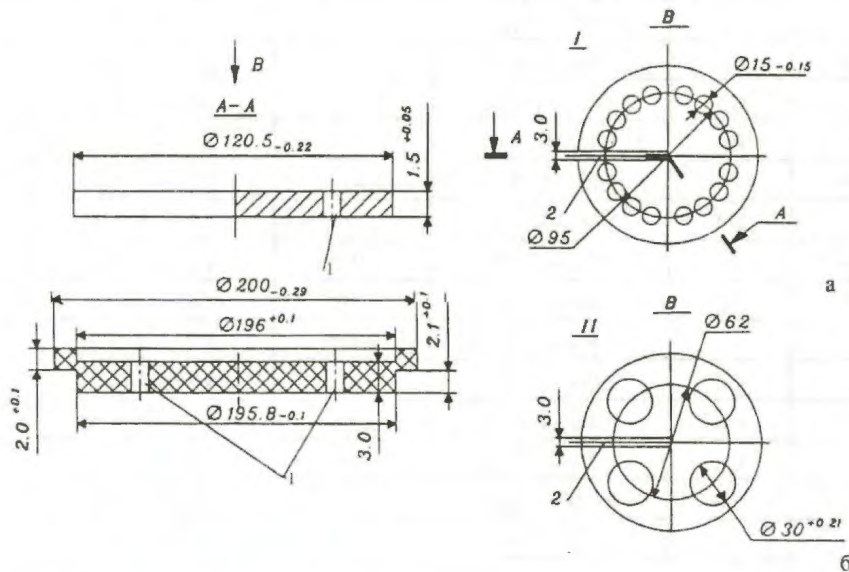


Рис. 6. Конфигурация дисков для установки детекторов: а – из алюминия (материал АМг6); б – из полиэтилена; 1 – сквозные отверстия, в которые устанавливаются детекторы; 2 – проточка под термопару (выполнена только в алюминиевом диске). Вид В показывает варианты I, II (типы дисков) расположения отверстий под детекторы в Al дисках. Для CH_2 дисков варианты расположения отверстий аналогичны

Различные типы детекторов формировали в пакетах, которые составлялись из условия максимальной информативности в области от тепловых до быстрых нейтронов. В каждом опыте в пакетах устанавливались детекторы-мониторы из никеля, что позволяло совмещать данные разных облучений и учитывать изменение функций распределения в зави-

симости от величины критзазора. Пакеты при необходимости помещались в контейнеры из Cd (15x10 мм, 0,5 мм).

Полные данные по активационным и делительным интегралам для 1-й серии экспериментов приведены в таблице.

Экспериментальные и расчетные значения активационных и делительных интегралов

Реакция	Экран	Урановый диск		Полиэтиленовый диск	
		Q_i/Q_{Ni} (1 σ , %)	Q_p/Q_{Σ}	Q_i/Q_{Ni} (1 σ , %)	Q_p/Q_{Σ}
$^{175}\text{Lu}(n, \gamma)$	–	1,48e+4 (6,8)	–*	5,41e+4 (6,8)	–*
$^{175}\text{Lu}(n, \gamma)$	Cd	4,44e+2 (7,0)	–*	8,88e+2 (7,0)	–*
$^{164}\text{Dy}(n, \gamma)$	–	0,92e+4 (4,6)	–*	3,35e+4 (4,4)	–*
$^{164}\text{Dy}(n, \gamma)$	Cd	2,05e+2 (5,1)	0,96	4,44e+2 (5,0)	0,96
$^{115}\text{In}(n, \gamma)$	–	1,75e+3 (4,3)	0,90*	5,26e+3 (4,4)	0,80*
$^{115}\text{In}(n, \gamma)$	Cd	1,05e+3 (4,9)	1,00	2,06e+3 (4,6)	1,00
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	–	7,67e+2 (2,4)	1,05*	2,37e+3 (2,4)	0,94*
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	Cd	5,07e+2 (2,5)	1,00	9,76e+2 (2,4)	1,00
$^{186}\text{W}(n, \gamma)$	–	3,37e+2 (10)	0,96*	1,05e+3 (10)	0,86*
$^{186}\text{W}(n, \gamma)$	Cd	2,08e+2 (10)	1,00	4,15e+2 (10)	1,00
$^{139}\text{La}(n, \gamma)$	–	3,43e+1	0,93*	1,46e+2	0,85*
$^{139}\text{La}(n, \gamma)$	Cd	5,17e+0	1,00	1,07e+1	1,00
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)$	–	1,67e+2 (2,8)	–*	6,77e+2 (2,8)	–*
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)$	Cd	2,97e+1 (3,0)	1,00	5,14e+1 (3,0)	1,00
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$	–	5,02e+1 (2,9)	0,91*	2,16e+2 (3,0)	0,82*
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$	Cd	5,81e+0 (4,5)	1,00	1,08e+1 (3,5)	1,00
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	–	1,95e+1 (2,8)	0,76*	7,30e+1 (2,8)	0,76*
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	Cd	2,44e+0 (3,0)	1,00	4,26e+0 (3,0)	1,00
$^{23}\text{Na}(n, \gamma)$	–	1,90e+0 (2,8)	–*	7,27e+0 (3,0)	0,95*
$^{23}\text{Na}(n, \gamma)$	Cd	1,46e-1 (5,0)	–*	2,76e-1 (4,0)	–*
$^{50}\text{Cr}(n, \gamma)$	Cd	3,94e+0 (10 %)	1,00	7,40e+0 (10 %)	1,00
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma)$	Cd	5,40e+0 (3,0)	–*	1,04e+1 (3,0)	–*
$^{235}\text{U}(n, \gamma)$	–	3,23e+1 (4,2)	–*	7,03e+1 (5,0)	–*
$^{235}\text{U}(n, \gamma)$	Cd	2,66e+1 (4,5)	–*	4,45e+1 (4,1)	–*
$^{235}\text{U}(n, f)$	–	1,40e+3 (5,0)	1,35*	4,39e+3 (5,0)	1,73*
$^{235}\text{U}(n, f)$	Cd	1,46e+2 (4,0)	0,98	2,61e+2 (4,0)	1,00
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	–	3,61e+3 (5,0)	1,37*	1,27e+4 (5,0)	1,57*
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	Cd	2,00e+2 (4,0)	1,05	4,35e+2 (4,0)	1,04
$^{237}\text{Np}(n, f)$	Cd	1,46e+1 (6,5)	1,00	1,48e+1 (6,5)	1,00
$^{115}\text{In}(n, n)$	Cd	1,74e+0 (3,2)	1,00	1,61e+0 (3,5)	1,02
$^{238}\text{U}(n, f)$	Cd	2,71e+0 (6,0)	0,99	2,58e+0 (6,0)	0,98
$^{47}\text{Ti}(n, p)$	–	1,64e-1 (4,5)	1,14*	1,62e-1 (4,5)	1,14*
$^{64}\text{Zn}(n, p)$	–	3,21e-1 (3,6)	1,05	3,25e-1 (4,0)	1,04
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	–	0,93e+0 (2,9)	0,95	1,00e+0 (2,9)	0,96
$^{56}\text{Fe}(n, p)$	–	1,04e-2 (3,6)	1,00	1,21e-2 (3,6)	0,99
$^{24}\text{Mg}(n, p)$	–	1,26e-2	1,30*	1,42e-2	1,28*
$^{27}\text{Al}(n, a)$	–	7,43e-3 (3,9)	1,00	7,97e-3 (3,9)	1,01

Для восстановления спектров применялась разработанная в ВНИИТФ программа. В качестве начальных приближений использовались результаты расчетов по программе MCNP и стандартные спектры из библиотеки БКС-2. При восстановлении спектров использовались только “кадмированные” детекторы.

Среднее расхождение экспериментальных и расчетных значений активационных интегралов 3 %. Доля тепловых нейтронов определялась с погрешностью 8 %. Восстановленные спектры для 1-й серии экспериментов приведены на рис. 7.

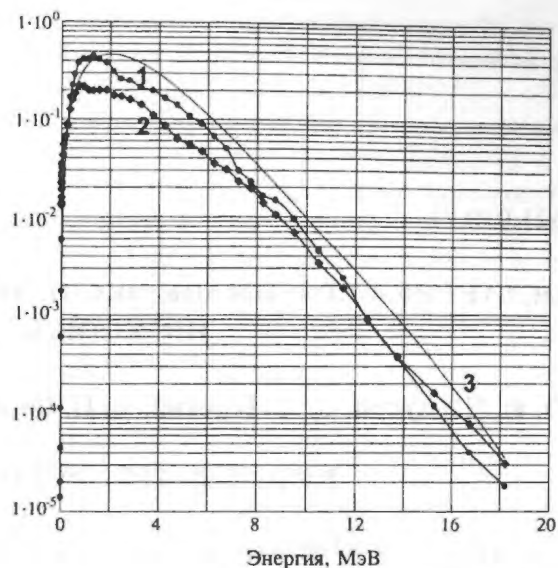
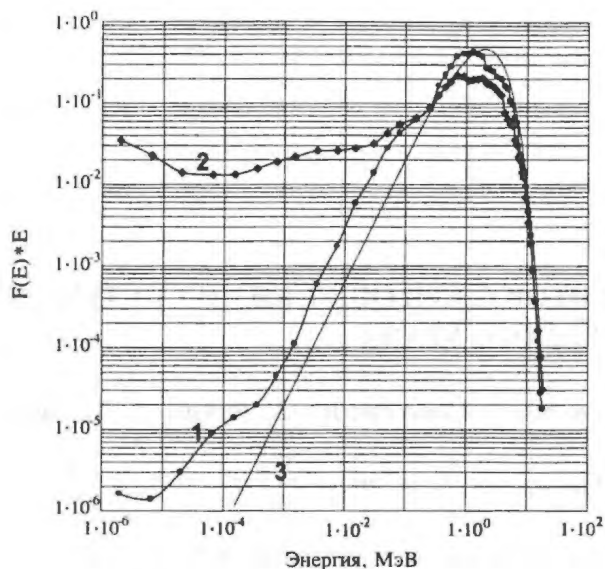


Рис. 7. Дифференциальные спектры нейтронов: 1 – в центре уранового диска; 2 – в центре полиэтиленового диска; 3 – спектр нейтронов деления ^{235}U

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном докладе на примере проведения одного крупного цикла измерений показаны возможности установки ФКБН по:

- проведению benchmark измерений критических параметров разнообразных РС, моделирующих отдельные элементы энергетических реакторов и иных размножающих устройств;

- измерению влияния малых воздействий, изменяющих реактивность РС;

- измерению характеристик нейтронного поля РС в радиальном и аксиальном направлениях большим количеством детекторов одновременно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Avrorin E.N., Vasilyev A.P., Teryokhin V.A. et al. Application of the ROMB-assembly and the cylindrical heterogeneous critical assemblies for testing of neutron data. – Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Julich, Germany, May 13–17, 1991, p. 247.

2. Кравченко В.Г., Литвин В.И., Лукин А.В. и др. Критмассовые benchmark эксперименты и измерения чисел реакций с цилиндрическими системами из урана, плутония и полиэтилена на стенде ФКБН-М: Препринт № 159. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999.

ПОСТАНОВКА BENCHMARK ЭКСПЕРИМЕНТОВ С КРИТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ НИЗКООБОГАЩЕННОГО УРАНА

Ю. И. Чернухин, В. А. Терехин, А. П. Васильев, Ю. А. Соколов, Ю. А. Лукин, В. Д. Лютов

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Обсуждается постановка benchmark экспериментов с критическими гетерогенными системами, содержащими металлический уран обогащением менее 20 %, в различных наружных отражателях (полиэтилен, обедненный уран, железо) и различных соотношениях делящегося материала и водородосодержащего материала в активной зоне сборки.

Обоснование критмассовой безопасности загрузки контейнеров для перевозки и хранения реакторного топлива в нормальных и аварийных условиях проводится обычно расчетно с использованием программ Монте-Карло, позволяющих вычислять величину эффективного коэффициента размножения нейтронов ($K_{эф}$) трехмерных конечных решеток из тепловыделяющихборок, в том числе и нерегулярных, как это может быть в случае аварий. Существенной частью таких программ является их константное обеспечение, которое, в свою очередь, требует экспериментального подтверждения.

В настоящее время накоплена обширная экспериментальная информация по критическим сборкам, которая может служить основой для проверки и корректировки нейтронных констант (см., например, [1-4]). Однако в основном она получена на сборках с высокообогащенным ядерным топливом, на гомогенных сборках или на сборках с весьма сложной конфигурацией активной зоны (АЗ), что затрудняет использование последних в качестве экспериментов типа benchmark для систем, образующихся при загрузке контейнеров реакторным топливом. Экспериментов типа benchmark для критических гетерогенныхборок с низкообогащенным ураном с обогащением изотопом ^{235}U и $\epsilon \approx (3-20)\%$, характерным для реакторного топлива, сравнительно мало. Об этом свидетельствует предложение US Nuclear Regulatory Commission (R. E. Cunningham) по проведению подобного рода экспериментов, сделанное во время российско-американской встречи ученых-ядерщиков в июне 1993 года в г. Альбукерке, и опубликованный в США прогноз потребностей в критмассовых измерениях до 2000 г. [5].

Широкие возможности для проведения таких экспериментов в интересах обеспечения критмассовой безопасности загрузки контейнеров реакторным топливом имеет критстенд ФКБН (физический котел быстрых нейтронов) с моделью РОМБ, имеющийся в РФЯЦ-ВНИИТФ [6].

Разборная опытная модель blankets (РОМБ) была создана во ВНИИТФ в 1981 г. для проведения исследований в интересах корректировки констант взаимодействия нейтронов с веществом в области энергии до 14 МэВ. РОМБ представляет собой практически безззорный цилиндр из обедненного урана (0,5 % ^{235}U , высота 90 см, диаметр 70 см, масса 6,5 т, средняя плотность 18,75 г/см³), состоящий из колец внешней зоны с внешним диаметром 70 см и внутренним - 40 см, колец средней зоны с внешним диаметром 40 см и внутренним - 20 см и дисков центральной зоны диаметром 20 см. Кроме того, в комплекте РОМБ имеются наборы дисков АЗ из высокообогащенного урана ($\epsilon \sim 90\%$) (диаметр 20 см, толщина 0,4 и 1 см) и плутония (диаметр 12 см, толщина 0,45 см), а также наборы дисков из различных конструктивных замедляющих и поглощающих нейтроны материалов (диаметр 20 см, толщина от 0,5 до 5 см), что дает возможность для образования большого числа разнообразных гомогенных и гетерогенных критических и подкритическихборок, характеризующихся совершенно различными нейтронными спектрами.

Наличие в составе РОМБ деталей простой геометрии с определенными с высокой точностью размерами и составами, а также возможность с высокой точностью определять состояние критичности позволяют получать надежные экспериментальные данные (типа benchmark), пригодные для корректировки нейтрон-

ных констант, используемых в расчетах реакторных систем. Типичная погрешность определения величины $K_{эф}$ критических сборок составляет не более 0,2 %.

На стенде ФКБН за время, прошедшее после его создания, изучено более 300 критическихборок, для большинства из которых проведены измерения только критического состояния. Часть полученных при этом результатов вошла в справочник [1].

В настоящее время на стенде ФКБН могут проводиться следующие эксперименты:

– подбор конфигураций систем, критических по запаздывающим нейтронам, с точностью определения критсостояния ($K_{эф} = 1$) не хуже 0,2 %;

– определение в “разностных” экспериментах вкладов в реактивность критическихборок относительно небольших образцов;

– измерение пространственного распределения в критической системе чисел делений и спектральных индексов на различных элементах с точностью не хуже 3–5 % для относительных измерений и менее 10 % для абсолютных измерений;

– определение нейтронных спектров в критической системе с помощью методики активационных индикаторов (облучение набора активационных индикаторов, измерение активационных интегралов, восстановление нейтронного спектра с помощью специальной математической программы).

Характерной особенностью загрузки контейнеров реакторным топливом является то, что оно размещается в контейнере в виде регулярных решеток. Поэтому тестирование нейтронных констант для расчетного обоснования безопасности их загрузки должно осуществляться с учетом гетерогенности образующейся при этом системы, что особенно важно для водозаполненных контейнеров (из-за трудно учитываемого эффекта экранировки резонансов у ^{238}U).

Критстенд ФКБН позволяет проводить исследования критичности одномерных решеток из ячеек различного состава. Во ВНИИТФ такой опыт был проведен с системой, составленной из ~ 10 одинаковых ячеек, моделирующих хранение металлических делящихся материалов с высоким обогащением в защищающих контейнерах [7]. Анализ его результатов показал, что различие между экспериментальными и расчетными значениями $K_{эф}$ может достигать ~ 2,5 %.

В то же время для одиночныхборок с высокообогащенными делящимися материалами эта величина, найденная с той же системой констант более чем для 250 критическихборок, не превышает 1 %.

Можно предположить, что для решеток с ураном низкого обогащения, характерного для реакторного топлива, величина $\Delta K_{эф}$ из-за возрастания роли резонансных нейтронов будет еще больше. Это делает

задачу получения экспериментальных данных типа benchmark для решеток с низкообогащенным ураном весьма актуальной и необходимой.

В работе [5] отмечается, что benchmark критэксперименты с низкообогащенным ураном ($\epsilon \leq 20\%$) необходимы также для повышения надежности обоснования критмассовой безопасности разнообразных технологических операций, используемых в ядерно-топливном цикле (раздел “Criticality experiments needed to support low-enriched uranium operations”, задачи № 202, 203, 208).

Для решения этой задачи в данном проекте предлагается дополнить комплект АЗ критстенда ФКБН дисками из металлического урана 5 и 20 %-го обогащения и провести с ними критические эксперименты типа benchmark с использованием толстых отражателей из материалов, получивших широкое применение при конструировании транспортных контейнеров для реакторного топлива (уран обедненный, железо, полиэтилен). Предварительно проведенные расчеты показали, что одномерная решетка из ячеек с составом $\text{CH}_2\text{-U}(10\%)\text{-CH}_2$, моделирующим аварийное затопление контейнеров с реакторным топливом, в указанных выше отражателях может быть доведена до критического состояния по запаздывающим нейтронам при числе ячеек не более 30.

Планируемые эксперименты позволяют оценить константную составляющую погрешности расчетного обоснования критмассовой безопасности загрузки контейнеров реакторным топливом как существующих, так и вновь разрабатываемых. При этом отметим, что программа планирования работ может быть дополнена и соответствующим образом скорректирована на взаимоприемлемой основе с тем, чтобы учесть потребности специалистов стран – учредителей фонда МНТЦ.

Целесообразность предлагаемой работы обсуждалась и была одобрена во время встречи специалистов РФЯЦ-ВНИИТФ с представителями INEEL (J.Blair Briggs, USA) в г. Снежинске в октябре 1997 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, 1997.
2. Paxton H.C., Pruvost N.L. Critical Dimensions of Systems Containing ^{235}U , ^{239}Pu and ^{233}U . Report LA-10860-MS, 1987.
3. Дубовский Б.Г., Камаев А.В., Кузнецов Ф.М. и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. Справочник. М.: Атомиздат, 1966.
4. Диев Л.В., Рязанов Б.Г., Мурашов А.П. и др. Критические параметры делящихся материалов и ядерная безопасность. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1984.

5. Forecast of Criticality Experiments and Experimental Programs Needed to Support Nuclear Operations in the United States of America: 1994–1999. Report LA-R683, 1994.

6. Teryokhin V.A., Perezhogin V.D., Sokolov Yu.A. Criticality Measurements at VNIITF. – Proceedings of the Fifth International Conference on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, USA, 1995, p. 4.44–4.47.

7. Васильев А.П., Крепкий А.С., Лукин А.В. и др. Оценка константной погрешности расчета критичности решеток из защищающих контейнеров с металлическими делящимися материалами. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 41–43.

ОЦЕНКА КОРРЕЛЯЦИЙ ПОГРЕШНОСТЕЙ В ОПИСАНИИ BENCHMARK КРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, ИССЛЕДОВАННЫХ НА СТЕНДЕ ФКБН-М

А. В. Лукин, Л. Ю. Самойлова, Д. В. Хмельницкий

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Проведен анализ погрешностей для шести серий критмассовых benchmark экспериментов с цилиндрическими системами из урана и плутония в толстом отражателе из полиэтилена или обедненного урана, собранными на стенде ФКБН-М. Для каждой серии выполнены оценки погрешности описания критических систем. Учтены корреляции между разными источниками погрешностей. Предложен алгоритм и приведен пример построения ковариационной матрицы ошибок.

Результатом критмассового эксперимента является измерение критического зазора между частями исследуемой размножающей системы (РС) и ее полное описание. Зазоры, составы материалов, размеры и массы деталей известны с погрешностями, которые обуславливают погрешность величины $K_{эф}$ для каждой системы. Величина погрешности определяется точностью описания реальной РС и чувствительностью $K_{эф}$ к погрешности измерения каждого параметра.

Целью настоящей работы является оценка погрешности описания 65 критических систем (КС), собранных на стенде ФКБН-М из деталей комплекта разборной опытной модели бланкета (РОМБ) и представляющих собой сборки из высокообогащенного урана и плутония в толстом отражателе из полиэтилена или обедненного урана [1]. Было выполнено шесть серий критмассовых измерений. В четырех сериях использовались урановые или плутониевые диски в центральной зоне. В пятой и шестой сериях в центральной зоне одновременно устанавливались диски

из урана и плутония. Краткое описание КС из каждой серии представлено в табл. 1.

Погрешности $K_{эф}$ для изученных 65 систем не являются независимыми, поскольку при их сборке использовались одни и те же детали из делящихся и неделящихся материалов. Наличие корреляций между погрешностями разных критических систем следует учитывать при использовании совокупности информации для корректировки ядерных данных. Для этого можно использовать ковариационные матрицы ошибок [2], диагональные элементы которой есть значения дисперсии погрешности $K_{эф}$ каждой сборки, а недиагональные элементы – ковариация погрешности $K_{эф}$ для двух разныхборок. Выбор алгоритма построения ковариационной матрицы ошибок для критмассовых экспериментов составляет одну из задач данной работы.

Для оценки неопределенностей $K_{эф}$ рассматриваемых РС и построения соответствующей ковариационной матрицы ошибок использовался подход, в рамках которого требуется:

Таблица 1

Делящийся материал и материалы бокового и торцевых нижнего и верхнего отражателей для различных серий экспериментов

Номер серии	БО	ДМ	НТО	ВТО	Всего систем
1	Полиэтилен	Уран	Полиэтилен	Полиэтилен	10
2	Полиэтилен	Плутоний	Полиэтилен	Полиэтилен	4
3	Обедненный уран	Плутоний	Полиэтилен	Обедненный уран	24
4	Обедненный уран	Уран	Обедненный уран	Обедненный уран	8
5	Полиэтилен	Уран и плутоний	Полиэтилен	Полиэтилен	9
6	Обедненный уран	Уран и плутоний	Обедненный уран или полиэтилен	Обедненный уран	10

Примечание. БО – боковой отражатель; ДМ – делящийся материал; НТО – нижний торцевой отражатель; ВТО – верхний торцевой отражатель.

– определить полный набор величин, от которых зависит $K_{эф}$ размножающей системы, с соответствующими погрешностями их измерения;

– рассчитать коэффициенты чувствительности $K_{эф}$ к возмущению каждой из этих величин для всех рассматриваемых систем;

– для каждой КС рассчитать составляющие дисперсии $K_{эф}$ и представить их в виде группы некоррелирующих между собой источников неопределенности величины $K_{эф}$;

– оценить возможные корреляции между погрешностями характеристик, общих для разных КС (коэффициенты корреляции), и построить ковариационную матрицу погрешностей.

Ясно, что точное решение поставленной задачи требует огромного числа расчетов (например коэффициентов чувствительности для каждого параметра каждой системы). Кроме того, поскольку рассматриваемые РС имеют сложную конфигурацию, корректный расчет $K_{эф}$ для них возможен лишь с помощью программ метода Монте-Карло, требующих больших затрат машинного времени. Поэтому сделаем ряд приближений, позволяющих заметно уменьшить число расчетов, не ухудшая сильно точность получаемых результатов. Для этого среди всех величин, используемых для описания РС, выделим те, чья неопределенность реально влияет на $K_{эф}$ (пренебрегая теми, чьи возмущения практически не влияют на $K_{эф}$, например, влажность воздуха, изменение температуры, мелкие детали и т. д.). К ним относятся: масса, форма и размеры, состав (элементный и изотопный) деталей из комплекта РОМБ; величина критического зазора; отраженные от стен нейтроны. При этом неопределенности некоторых параметров (следовательно, и соответствующая неопределенность $K_{эф}$) имеют случайный характер (размеры и масса деталей, величина критического зазора и т. д.). Пренебрежение погрешностями других параметров приводит к смещению $K_{эф}$, т. е. вносит систематическую ошибку в результат измерения (например, влияние отраженных от стен зала нейтронов, отличие используемого при описании [3,4] изотопного состава деталей из ДМ от их паспортного и т. д.)

Более детальное рассмотрение перечисленных выше параметров позволяет пренебречь неопределенностями характеристик пробок из высокообогащенного урана (в силу их малых размеров по сравнению с дисками); толщинами и массами антикоррозионного покрытия урановых дисков и оболочки дисков из плутония; химическим составом деталей из полиэтилена, обедненного урана, алюминия, различных видов стали. Здесь, однако, отметим, что неопределенность в содержании изотопа ^{235}U в кольцах средней зоны из обедненного урана (составляющих отражатель) оказывает заметное влияние на $K_{эф}$, поскольку, несмотря на низ-

кое содержание ($\sim 0,5\%$), его масса в отражателе (из-за больших размеров последнего) сопоставима с массой дисков из высокообогащенного урана и плутония.

Кроме того, пренебрежем составляющей дисперсии $K_{эф}$, обусловленной погрешностью измерения масс любых деталей, поскольку последняя намного меньше погрешности измерения размеров (для уранового диска погрешности измерения массы и толщины равны соответственно $\sim 10^{-5}$ и $\sim 10^{-3}$), а коэффициенты чувствительности $K_{эф}$ одного порядка.

Пренебрежем также малым возмущением $K_{эф}$ нейтронами, отраженными от пола и стен зала, поскольку все рассматриваемые здесь РС имели толстые отражатели из полиэтилена или обедненного урана (расчет для одной из них показал, что учет пола и стен зала дает возмущение $K_{эф}$ не более $\sim (8,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$).

Таким образом, основной вклад в величину суммарной дисперсии $K_{эф}$ критических систем дают погрешности измерений размеров деталей (дисков из высокообогащенного урана и плутония, дисков и колец из обедненного урана и полиэтилена); изотопного состава высокообогащенного урана и плутония, а также массовой доли ^{235}U в составе обедненного урана; критического зазора.

Коэффициенты чувствительности $K_{эф}$ к малым возмущениям характеристик рассчитывались для одной-двух РС из каждой серии экспериментов, для которых они были максимальны. Это позволило уменьшить объем вычислений и получить оценку сверху неопределенности $K_{эф}$. Расчеты проводились методом Монте-Карло по программе MCNP [5] с нейтронными константами из библиотеки ENDF-BV.

При анализе неопределенности $K_{эф}$, связанной с погрешностью измерения изотопного состава плутония и высокообогащенного урана, необходимо учитывать, что приводимый в паспорте изотопный состав этих материалов нормирован на единицу. Следовательно, величина процентного содержания каждого изотопа не является независимой. Поэтому для определения дисперсии $K_{эф}$ были построены ковариационные матрицы для процентного содержания изотопов в плутонии и высокообогащенном уране. Учет корреляций в погрешностях определения изотопного состава ДМ позволил заметно уменьшить (на порядок и более) составляющую дисперсии $K_{эф}$ (за счет отрицательных недиагональных элементов ковариационной матрицы). При этом величина дисперсии определяется тем, насколько различаются коэффициенты чувствительности для разных изотопов. В предельном случае равенства этих коэффициентов дисперсия равна нулю.

Рассчитанные значения отдельных составляющих дисперсии $K_{эф}$, а также величина суммарной неопределенности $\Delta K_{эф}$ при доверительной вероятности 90% для РС из каждой серии экспериментов представлены в табл. 2.

Составляющие суммарной дисперсии и величина неопределенности $K_{эф}$ для шести серий критмассовых экспериментов

Номер серии	1	2	3	4	5	6
$D(\Delta K_{Pu})$	–	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	–	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$D(\Delta K_{SU})$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	–	–	$6,6 \cdot 10^{-8}$	$5,7 \cdot 10^{-8}$	$7,0 \cdot 10^{-8}$
$D(\Delta K_{CH_2})$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$4,7 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$3,9 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$5,5 \cdot 10^{-8}$
$D(\Delta K_{8U})$	–	–	$8,4 \cdot 10^{-8}$	$3,9 \cdot 10^{-8}$	–	$2,6 \cdot 10^{-8}$
$D(\Delta K_{\epsilon Pu})$	–	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$5,2 \cdot 10^{-9}$	–	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$2,3 \cdot 10^{-8}$
$D(\Delta K_{\epsilon SU})$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	–	–	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$
$D(\Delta K_{\epsilon 8U})$	–	–	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-7}$	–	$2,9 \cdot 10^{-7}$
$D(\Delta K_{hкр})$	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$4,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$8,3 \cdot 10^{-8}$
θ_{ϵ}	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$8,2 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$
$\Delta K_{эф}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$

Примечание. $D(\Delta K_{Pu})$, $D(\Delta K_{SU})$, $D(\Delta K_{CH_2})$, $D(\Delta K_{8U})$ – составляющие дисперсии, связанные с погрешностями в размерах дисков из плутония и высокообогащенного урана, деталей из полиэтилена и обедненного урана; $D(\Delta K_{\epsilon Pu})$ и $D(\Delta K_{\epsilon SU})$ – составляющие дисперсии, связанные с погрешностью определения изотопного состава плутониевых и урановых дисков, а $D(\Delta K_{\epsilon 8U})$ – с неопределенностью в содержании ^{235}U в составе обедненного урана; $D(\Delta K_{hкр})$ – дисперсия, обусловленная погрешностью измерения критического зазора; θ_{ϵ} – систематическая составляющая погрешности за счет отличия состава ДМ, используемого при описании критических систем, от его паспортного.

Все рассматриваемые здесь РС собирались из деталей комплекта РОМБ, поэтому они имели общие источники неопределенностей в значении $K_{эф}$, связанные с погрешностями описания деталей этого комплекта. Следовательно, между погрешностями в $K_{эф}$ для разных систем существует довольно сильная корреляция. Это означает, что недиагональные элементы ковариационной матрицы погрешностей для большинства систем (по крайней мере для систем, содержащих одинаковый ДМ) будут не только отличны от нуля, но и близки по величине к соответствующим диагональным элементам. В первую очередь это относится к РС из одной серии экспериментов. Поэтому можно предположить, что при анализе проведенных критмассовых экспериментов для получения консервативных оценок для погрешностей функционалов, построенных по результатам этих экспериментов, вполне приемлемыми будут следующие приближения:

– в пределах одной серии экспериментов погрешности в $K_{эф}$ для любых двух критических систем можно считать жестко коррелированными ($r_{ij} \sim 1$) (здесь пренебрегается отсутствием корреляции между погрешностями измерений критических зазоров для

разных систем, что приводит к завышению общего коэффициента корреляции r_{ij});

– при расчете ковариации погрешности в $K_{эф}$ (недиагональных элементов ковариационной матрицы ошибок) для любых двух систем из разных серий экспериментов можно использовать составляющие дисперсии, максимальные для каждой из серий;

– для систем из разных серий между составляющими погрешности $K_{эф}$, связанными с неопределенностями в характеристиках деталей из одного и того же материала, существует жесткая корреляция ($r_{ij}^j = 1$).

С учетом сделанных приближений построена ковариационная матрица ошибок, число строк и столбцов которой равно числу серий критмассовых экспериментов (табл. 3).

Важность более строгого вычисления элементов ковариационной матрицы может возникнуть при анализе “разностных” экспериментов, т. е. когда одна КС отличается от другой малым возмущением (например, удалением диска или пробки из ДМ). В этом случае наличие сильной корреляции между погрешностями $K_{эф}$ обеих систем позволяет существенно уменьшить неопределенность в “относительных” измерениях. Для

Таблица 3

Ковариационная матрица погрешности для шести серий критмассовых экспериментов

Серия	1	2	3	4	5	6
1	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^{-8}$	$4,4 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
2	$5,1 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$5,7 \cdot 10^{-7}$	$4,3 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
3	$4,4 \cdot 10^{-8}$	$5,7 \cdot 10^{-7}$	$9,2 \cdot 10^{-7}$	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$9,4 \cdot 10^{-7}$
4	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$4,3 \cdot 10^{-8}$	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$4,2 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$4,2 \cdot 10^{-7}$
5	$2,1 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
6	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$9,4 \cdot 10^{-7}$	$4,2 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$

реализации этого можно ограничиться построением ковариационной матрицы погрешности отдельно для каждой серии критмассовых экспериментов. При этом алгоритм построения остается прежним, а уточнения требуют коэффициенты чувствительности и набор деталей для каждой конкретной системы из данной серии экспериментов.

В качестве примера была построена ковариационная матрица ошибок для КС, собранных при проведении первой серии критмассовых экспериментов. Напомним, что все эти системы отличаются от базовой (РС2) малыми возмущениями: вставленными цилиндрическими и кольцевыми пробками (РС1, РС3-РС8), заменой одного уранового диска на диск из обедненного урана (РС9) и изъятием одного уранового диска (РС10). Вследствие этого при расчете элементов ковариационной матрицы использовались следующие приближения:

– пренебрегалось влиянием урановых пробок обоих типов и диска из обедненного урана;

– суммарная дисперсия погрешности для систем с четырьмя урановыми дисками (РС9, РС10) отличается от дисперсии остальных систем на величину, связанную с неопределенностями в размерах и изотопном составе одного отсутствующего диска (как и ранее, предполагается, что между этими составляющими погрешности для разных дисков отсутствует корреляция);

– ковариационные (недиагональные) члены матрицы отличаются от дисперсионных (диагональных) членов величиной дисперсии, обусловленной неопределенностью определения критического зазора.

В табл. 4 приведена ковариационная матрица погрешности.

Приведенная ковариационная матрица использовалась В. П. Жарковым и др. (НИКИЭТ) в процедуре корректировки ядерных данных.

Работа выполнялась по проекту МНТЦ № 116-96.

Таблица 4

Ковариационная матрица ошибок для РС из первой серии критмассовых экспериментов

РС	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
2	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
3	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
4	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
5	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
6	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
7	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
8	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
9	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
10	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кравченко В.Г., Литвин В.И., Лукин А.В. и др. Критмассовые benchmark эксперименты и измерения чисел реакций с цилиндрическими системами из урана, плутония и полиэтилена на стенде ФКБН-М: Препринт № 159, Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999.

2. Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешностей результатов измерений. Л.: Энергоатомиздат (Ленингр. отд-ние), 1991.

3. Kozybayev R.M., Lyutov V.D., Perezhogin V.D. Unreflected cylinder of highly enriched uranium. Identification Number HEU-MET-FAST-015. – “International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments”. Volume II.c. Highly Enriched Uranium Systems. NEA Nuclear Science Committee. (NEA/NSC/DOC (95)03/II), 1996.

4. Kozybaev R.M., Lyutov V.D., Sokolov Yu.A., Perezhogin V.D. Beryllium- and beryllium oxide-reflected cylinders of plutonium. Identification Number PU-MET-FAST-021. – “International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiment”. Volume I.c. Plutonium Systems. NEA Nuclear Science Committee. (NEA/NSC/DOC(95)03/I), 1996.

5. MCNP – A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. Version 3A. LA-7396-M, Rev. 2 Manual. UC-32 Issued: September 1986.

РЕАКТОР ИГРИК КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЙ В ИССЛЕДОВАНИЯХ РЕАКТОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. В. Андреев, А. В. Кедров, А. П. Кислицын, Б. Г. Леваков, В. И. Литвин

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Рассмотрен вопрос применимости импульсного растворного реактора в исследованиях по безопасности энергетических реакторов. Приведены результаты применения конвертирующих устройств, позволяющих в широких пределах менять спектральные характеристики реактора. Описан источник осколков деления для исследования дефектообразования в конструкционных материалах.

ВВЕДЕНИЕ

Особенность современного подхода к проблеме безопасности существующих и вновь разрабатываемых энергетических реакторов состоит в том, что наряду с традиционными исследованиями, направленными на подтверждение безопасной эксплуатации установок в проектных режимах, отмечается необходимость проведения исследований ядерных энергетических установок в запроектных авариях, приводящих к расплавлению активной зоны (АЗ).

Наибольший интерес представляет моделирование процессов, происходящих в реактивных авариях и авариях с быстрой потерей теплоносителя, приводящих к плавлению АЗ, перемещению топлива и его взаимодействию с теплоносителем и элементами конструкции.

Решение такого типа задач возможно на импульсных реакторах с АЗ в виде раствора солей урана в легкой воде, в частности реактор ИГРИК [1]. Импульсные реакторы такого типа отличаются высоким флюенсом нейтронов ($\Phi_n = 10^{15}$ нейтр./см²), длительностью импульса 10^{-3} –1 с, достаточно большими каналами для облучения образцов. АЗ таких реакторов в меньшей степени чувствительна к загружаемым в канал образцам, что позволяет применять массивные конвертирующие вставки, изменяющие в широком диапазоне спектральный состав излучения.

В данной работе рассмотрен вопрос применимости реактора ИГРИК в исследованиях по безопасности энергетических реакторов. Приведены результаты применения конвертирующих устройств, позволяющих в широких пределах менять спектральные характеристики измерений реактора. Приведены также результаты по созданию источника осколков деления на ос-

нове реактора ИГРИК и активных слоев (соединения урана, нанесенные на подложку), размещенных в специальной ампуле.

1. ОПИСАНИЕ РЕАКТОРА ИГРИК

Корпус АЗ реактора (рис. 1) представляет собой толстостенный цилиндрический сосуд из нержавеющей стали диаметром 610 мм и высотой 1090 мм. Кроме рабочего объема корпус АЗ имеет две полости:

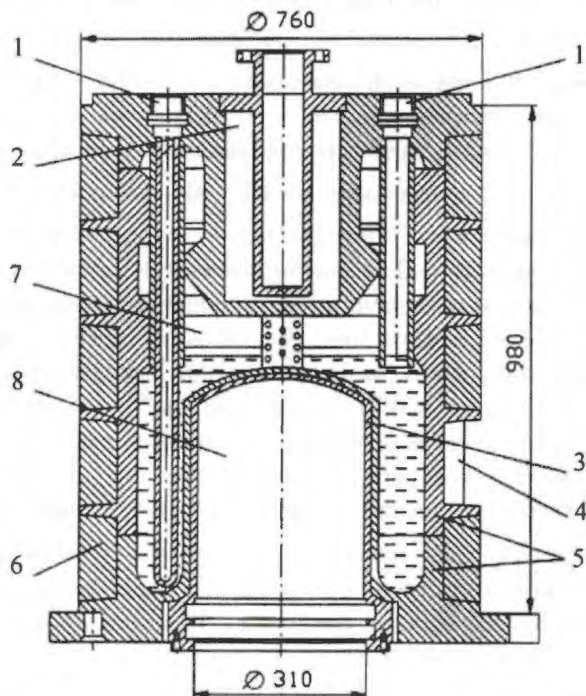


Рис. 1. Реактор ИГРИК: 1 – отверстия для импульсных стержней; 2 – верхняя полость; 3 – силовая гильза; 4 – окно для облучения; 5 – корпус АЗ; 6 – свинцовая защита; 7 – топливный раствор; 8 – канал для облучения

верхняя 2 (250×450 мм) используется в качестве воздушного ресивера для механизма импульсных стержней (ИС), нижняя 8 (310×510 мм) является экспериментальным каналом для размещения облучаемых образцов. Внутренний диаметр корпуса 510 мм, толщина боковых стенок 50 мм. На внешней боковой поверхности имеются кольцевые ребра, пространство между которыми заполнено свинцом 6, толщина свинца 70 мм. В свинцовой защите имеется окно 4 для вывода излучения. На верхней крышке корпуса АЗ смонтирован механизм ИС.

Генерация импульса делений производится путем быстрого извлечения ИС из АЗ за счет самоиницирования нейтронами внутреннего источника. Размещение облучаемых образцов в центральном канале производится с помощью механизма загрузки образцов. Кроме того, облучаемые образцы могут быть размещены у боковой поверхности корпуса АЗ.

Физико-технические характеристики реактора. Топливо в реакторе ИГРИК представляет собой раствор соли уранил-сульфата в легкой воде. Концентрация урана в топливе с обогащением изотопом ^{235}U 90 % составляет 115 г/л. Запас топлива в реакторе равен 60 л. Масса урана 6,9 кг. Полная реактивность стержней составляет $6 \beta_{\text{эф}}$. Эффективность топливного раствора при "достройке" АЗ по высоте вблизи критического состояния на запаздывающих нейтронах равна $1 \beta_{\text{эф}}/\text{л}$.

Номинальное энерговыделение, реализуемое в реакторе при вводимой реактивности $6 \beta_{\text{эф}}$, равно 60 МДж ($2,0 \cdot 10^{18}$ дел.). Длительность импульса на половине высоты пика мощности при этом составляет $2,4 \cdot 10^{-3}$ с. Для максимального импульса (60 МДж) в канале реактора в точке, соответствующей максимуму распределения, флюенс нейтронов равен $1,5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см²; доза гамма-квантов $1,4 \cdot 10^6$ рад. При этом средняя энергия нейтронов 0,8 МэВ, а гамма-квантов – 0,9 МэВ. Наиболее важными параметрами, ограничивающими энерговыделение в растворных реакторах, являются температура топливного раствора и динамические напряжения в корпусе АЗ, обусловленные быстрым разогревом раствора и выделением газовых пузырьков. Эксперименты показали, что величина инерциального давления в топливном растворе ИГРИК не превышает 100 кгс/см^2 для максимального импульса 60 МДж. Измеренная быстрой термопарой температура раствора находится в диапазоне 20–250 °С в зависимости от энерговыделения.

2. ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА

Для различных исследовательских задач требуется как ужесточение спектра нейтронов, так и увеличение доли тепловых нейтронов.

Импульсный реактор является мощным источником нейтронного и гамма-излучения. Для типичных растворных импульсных реакторов отношение эффективного флюенса нейтронов ($E_n > 0,1 \text{ МэВ}$) к дозе гамма-излучения (в рад) составляет $\sim 1:2,0$, тогда как для металлических реакторов типа БАРС, БИР оно равно $\sim 1:0,5$. Таким образом, приведенная к единичному флюенсу нейтронов сопутствующая доза гамма-излучения в растворных реакторах выше примерно в 4 раза, что обусловлено прозрачностью АЗ для гамма-квантов. Часто возникают задачи, требующие дискриминировать один из видов излучения. Для решения вышеупомянутых задач для реактора ИГРИК были разработаны конвертирующие устройства, которые позволили существенно увеличить облучательные возможности.

На реакторе ИГРИК разработано и введено в эксплуатацию 20 конвертирующих вставок в экспериментальный канал, причем, используя замещение слоек от различных вставок, возможно создать ~ 50 существенно различающихся комбинаций конверторов.

Конверторы имеют форму, близкую к форме экспериментального канала, т.е. полый цилиндр с полусферическим куполом. Основные параметры конверторов приведены в табл. 1.

Исследование конверторов на реакторе ИГРИК включает следующее:

- изучение параметров АЗ и реактивности стержней управления при работе реактора с конвертирующими вставками;
- измерение спектров и флюенсов нейтронов, доз гамма-квантов внутри конверторов.

При работе с конверторами из CH_2 , V_4C , ^{10}B , Eu_2O_3 максимально реализуемое энерговыделение не превышает 20–38 МДж. С целью увеличения энерговыделения примерно до 50 МДж была разработана специальная вставка из делящегося материала, которая позволила компенсировать потерю нейтронов.

Компенсатор по форме выполнен как конвертирующая вставка с двойными стальными стенками, внутрь которой засыпана окись-закись U_3O_8 (уран-235, обогащение 90 %) в смеси с порошком SiO_2 , наличие которого позволяет уменьшить разогрев устройства во время облучения. Разбавление U_3O_8 в компенсаторе порошком SiO_2 изменяется по высоте с учетом распределения нейтронной плотности реактора.

Таблица 1

Состав и геометрические параметры конверторов

Тип конвертора	Состав материалов по слоям	Толщина слоя, мм	Диаметр канала, мм
Трехслойный	1 - ^{10}B , обогащение 92%, $\rho = 1,2 \text{ г/см}^3$	2,5	260
	2 - U_3O_8 , обогащение 90%, $\rho = 2,0 \text{ г/см}^3$	8,0	
	3 - ^{235}U , обогащение 36%, $\rho = 18,8 \text{ г/см}^3$	6,0	
Конвертор из B_4C	Карбид бора, спрессованный с полистиролом, $\rho = 1,32 \text{ г/см}^3$	40	230
Конвертор из B^{10}	Бор, обогащение 90%, $\rho = 1,2 \text{ г/см}^3$	8,0	250
Конвертор из CH_2 , 4шт. составные	1 - полиэтилен, $\rho = 0,92 \text{ г/см}^3$	30	246
	2 - полиэтилен, $\rho = 0,92 \text{ г/см}^3$	22	228
	3 - полиэтилен, $\rho = 0,92 \text{ г/см}^3$	8	228
	4 - полиэтилен, $\rho = 0,92 \text{ г/см}^3$	50	88
Конвертор из Be , 3 шт. составные	1 - металл, $\rho = 1,85 \text{ г/см}^3$	10	208
	2 - металл, $\rho = 1,85 \text{ г/см}^3$	36	130
	3 - металл, $\rho = 1,85 \text{ г/см}^3$	44	48
Конвертор из Eu_2O_3 , 2 шт.	Оксид европия в полипропилене, $\rho = 0,94 \text{ г/см}^3$,	40	228
	Eu_2O_3 -10 % (по массе)	30	210
Конвертор из ^{238}U	Металл, $\rho = 18,8 \text{ г/см}^3$	14	280
Конвертор из Cd и CH_2 , 7 шт. составные	1 - металл, $\rho = 8,65 \text{ г/см}^3$	0,5	72-204
	2 - полиэтилен, $\rho = 0,92 \text{ г/см}^3$	10	

Компенсатор размещается в канале реактора между корпусом АЗ и одним из конверторов (^{10}B , Eu_2O_3 , CH_2) и позволяет заметно уменьшить возмущение АЗ, увеличить реактивность стержней и соответственно увеличить реализуемое в импульсе энерговыделение.

Основные параметры реактора ИГРИК при использовании наиболее интересных конверторов приведены в табл. 2. Значение флюенса нейтронов и дозы гамма-излучения для экспериментального канала приведены при энерговыделении в АЗ 1 МДж.

Спектральные характеристики реактора ИГРИК приведены в табл. 3.

Таблица 2

Параметры реактора ИГРИК с конверторами

Загрузка в экспериментальный канал	Критический объем		Вес ИС, $\beta_{\text{эф}}$	Q_{max} , МДж	Флюенс нейтронов, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{МДж})$		Доза γ , рад/МДж	Отношение n/γ
	при $\rho = 0$	при ρ_{max}			полный	$E > 100 \text{ кэВ}$		
Канал пустой	49,5	55,0	6,0	60	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^4$	1/2,2
Конвертор из B_4C	54,8	57,7	4,5	38,1	$1,7 \cdot 10^{13}$	$8,9 \cdot 10^{12}$	$2,0 \cdot 10^4$	1/2
Конвертор трехслойный	51,2	55,4	4,8	54	$1,6 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^4$	1/1,5
^{10}B с компенсатором	52,4	56,1	5,8	53,6	$1,7 \cdot 10^{13}$	$8,6 \cdot 10^{12}$	$1,7 \cdot 10^4$	1/2
CH_2 ($r = 40 \text{ мм}$)	54,6	57,3	4,4	35,4	$1,4 \cdot 10^{13}$	$5,7 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^4$	1/2,8
CH_2 ($r = 40 \text{ мм}$) с компенсатором	52,2	55,2	5,2	50	$1,5 \cdot 10^{13}$	$6,2 \cdot 10^{12}$	$1,7 \cdot 10^4$	1/1,4
CH_2 ($r = 30 \text{ мм}$) и Be ($r = 90 \text{ мм}$)	56,2	59,1	4,2	30	$2,2 \cdot 10^{13}$	$3,7 \cdot 10^{12}$	$1,9 \cdot 10^4$	1/5,6
CH_2 ($r = 40 \text{ мм}$) и Be ($r = 36 \text{ мм}$)	56,8	59,3	4,3	32	$2,6 \cdot 10^{13}$	$6,3 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^4$	1/4,9
CH_2 ($r = 40 \text{ мм}$) и 5 слоев CH_2+Cd	57,5	59,9	3,5	21	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	$4,0 \cdot 10^4$	1/22
Уран-238	49,2	54,6	6,0	63	$2,1 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$7,9 \cdot 10^3$	1/0,6
Eu_2O_3 ($r = 40 \text{ мм}$)	55,0	57,8	3,8	29,1	$1,4 \cdot 10^{13}$	$6,8 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^4$	1/5
Eu_2O_3 с компенсатором	51,8	56,1	5,6	50	$1,2 \cdot 10^{13}$	$6,4 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^4$	1/3,8

Примечание. Критический объем при ρ_{max} - объем раствора в корпусе при введенных в АЗ импульсных стержнях.

Спектр нейтронов на реакторе ИГРИК в зависимости от типа конверторов

Местоположение детекторов	Доля нейтронов в спектре, %			
	$E_n < 0,3$ эВ	$E_n > 10$ кэВ	$E_n > 100$ кэВ	$E_n > 3$ МэВ
Окно в свинцовой защите	1,2	72	62	6,3
За свинцовой защитой	1,0	75	65	4,4
В канале без конвертора	2,6	60	48	4,2
Конвертор из В ₄ С	–	91	54	6,9
Конвертор трехслойный	–	97	73	7,5
Конвертор из урана-238	4,1	61	51	8,0
Конвертор из ¹⁰ В+компенсатор	–	88	71	7,5
Конвертор из ¹⁰ В	–	91	54	6,3
Конвертор из СН ₂	40	52	41	3,5
Конвертор из СН ₂ ($t = 30$) и Ве ($t = 46$ мм)	69	29	24	1,5

Таким образом, применение различных конвертирующих вставок в экспериментальном канале позволяет:

- смягчить спектр нейтронов, увеличив долю тепловых нейтронов с 1,2 до 70 %;
- ужесточить спектр нейтронов, полностью дискриминировав тепловые нейтроны;
- изменить соотношение n/γ в ~ 40 раз;
- уменьшить вклад гамма – составляющей излучения в 3,7 раза,
- увеличить вклад гамма – составляющей в 10 раз.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПЛАВЛЕНИЮ ДИОКСИДА УРАНА В СОСТАВЕ ТВЭЛа

Начиная с 1990 г. во ВНИИТФ ведутся поисковые работы по исследованию процессов, имитирующих быстрый нагрев ТВЭЛа и последующее взаимодействие расплава топлива с материалами оболочки ТВЭЛа и теплоносителем в промышленных реакторах при тяжелых авариях [2].

Отработка измерительных методик и исследование весьма быстрых (~ 1 мс) аварийных процессов проведены на реакторе ИГРИК. Топливные образцы (фрагменты ТВЭЛа) устанавливались в экспериментальных ампульных устройствах, имеющих две степени герметизации.

В ампуле имеются герметичные вводы для подключения линий связи измерительной аппаратуры с детекторами сопровождения. Ампулы в различных экспериментах оснащались датчиками температуры, смещения границы топливного образца, давления в неподвижном теплоносителе.

Однако спектр нейтронов реактора ИГРИК достаточно жесткий (доля тепловых нейтронов $\sim 2,5$ %) для осуществления требуемого разогрева фрагментов ТВЭЛ.

Для смягчения спектра нейтронов в экспериментальном канале вокруг ампулы размещались конвертирующие устройства из различных материалов.

Главным критерием выбора оптимальной конструкции конвертора является создание максимального флюенса тепловых нейтронов при минимально возможных возмущениях реактивности, вносимых конвертором в АЗ.

На основании расчетных и экспериментальных работ было выбрано конвертирующее устройство, аналогичное изображенному на рис. 2 (конвертор из полиэтилена толщиной 30 мм, из бериллия толщиной 46 мм, графитовый отражатель толщиной 200 мм), которое позволяет реализовать в ампуле флюенс тепловых нейтронов $1,1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см², что составляет 70 % от полного флюенса.

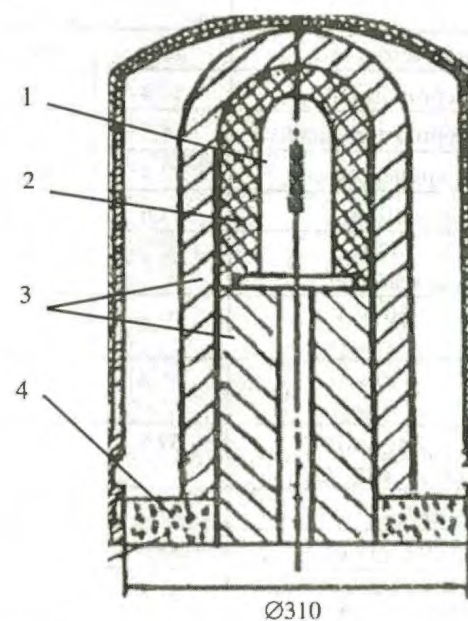


Рис. 2. Конвертор в канале: 1 – ампульное устройство; 2 – полиэтиленовый конвертор; 3 – бериллиевый конвертор; 4 – графитовый отражатель

Результаты эксперимента со свободным набором таблеток из UO_2 (без зачехления в оболочку) показали, что при реализации импульса 60 МДж в таблетке удельное энерговыделение при различном обогащении по ^{235}U составляет:

2 % (по массе) – $0,39 \pm 0,02$ кДж/г;

6 % (по массе) – $1,12 \pm 0,07$ кДж/г;

10 % (по массе) – $1,85 \pm 0,1$ кДж/г.

В качестве следующего этапа было проведение испытания фрагмента ТВЭЛа, окруженного водой. Таблетки из UO_2 с обогащением 6 % (по массе) по ^{235}U размещались в стальной трубке с внутренним диаметром 5,5 мм и толщиной стенки 0,5 мм. Фрагмент ТВЭЛа окружался припаянной к нему медной трубкой. Зазор между трубками (2 мм) заполнен водой (рис. 3).

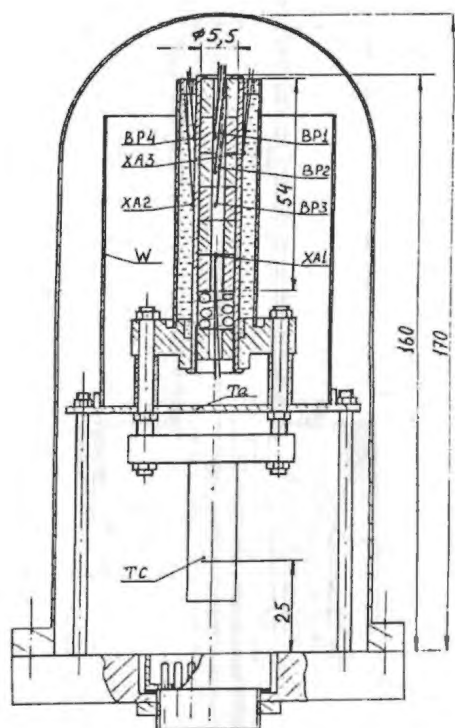


Рис. 3. Ампула с фрагментом ТВЭЛа, окруженного водой: ТС – термосопротивление; ВР – термопара вольфрам-рений; ХА – термопара хромель-алюмель

В канале, образованном внутри рабочих таблеток, свободно размещались три вольфраморениевые (ВР1, ВР2, ВР3) термодары. На внешней поверхности оболочки ТВЭЛа были приварены термодары типа хромель-алюмель. Датчик термосопротивления ТС представлял собой детектор-монитор, с помощью которого определялся энерговывод в таблетки ТВЭЛа.

Внутри ампулы были установлены экраны – цилиндрический из вольфрама и плоский нижний из тантала, предохраняющие от попадания расплавленного топлива на легкоплавкие или нестойкие к тепловому удару элементы конструкции ампулы. В качестве рабочей среды в ампуле использовался аргон.

При реализации на реакторе ИГРИК энерговыделения 60 МДж достигнут энерговывод в таблетках из UO_2 с обогащением 6 % (по массе) по $^{235}U \sim 1,6$ кДж/г. Температура на образцах, зафиксированная в эксперименте, была близка к температуре плавления вольфрама (3420 °С). Часть диоксида урана была расплавлена, что подтверждается выбросом материала массой $\sim 2,4$ г по центральному каналу ТВЭЛа вверх и вниз за пределы фрагмента ТВЭЛа внутри ампулы (рис. 4). Получены температурно-временные зависимости, характеризующие процесс кипения неподвижного теплоносителя в пристеночной области оболочки ТВЭЛа с максимальной температурой кипения воды ~ 170 °С.

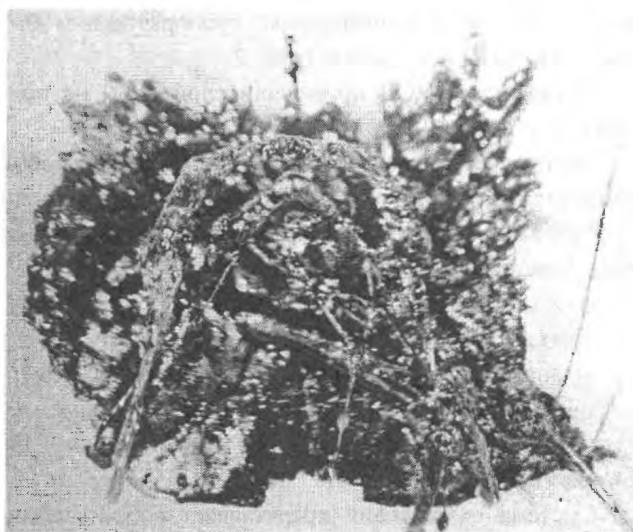


Рис. 4. Вид застывшей части материала таблеток, выплеснувшейся вверх по внутреннему каналу ТВЭЛа

Оценки показали, что введенного тепла было достаточно для плавления диоксида урана с последующим плавлением стальной оболочки и испарением воды, однако плавления стальной оболочки не произошло из-за потери тепла за счет выброса части расплавленного диоксида урана за пределы ТВЭЛа.

Таким образом, на реакторе ИГРИК возможно проведение испытаний фрагментов ТВЭЛа с теплоносителем, имитирующих удаление или остановку теплоносителя при запроектных авариях на водо-водяных реакторах.

4. ПОЛУЧЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Источники осколков деления используются в различных областях физики. Такие источники применяются, например, для генерации лазерного излучения, составляя основу так называемых лазеров с ядерной накачкой, для изучения процессов распыления твердых тел, изучения процессов радиационного дефектообразования, радиационной химии.

На реакторе ИГРИК были проведены работы по созданию источника осколков деления с целью облучения различных материалов и изучения влияния такого излучения на свойства твердых тел.

Источник осколков деления для радиационных исследований состоит из:

- источника нейтронов;
- конвертора нейтронов в осколки деления (КНОД), представляющего собой слой активного материала (урана) на подложке;
- экспериментальной ампулы, содержащей КНОД и облучаемые образцы и обеспечивающей локализацию радиоактивных веществ.

В качестве источника нейтронов использовался реактор ИГРИК с конвертором, преобразующим быстрые нейтроны в тепловые (рис. 2).

В качестве КНОД применяли слой U_3O_8 на подложке из сплава АД1.

Экспериментальная ампула представляет собой термостат, имеющий разъемный фланец с вакуумным уплотнением. Через фланец герметично вводятся системы, обеспечивающие:

- охлаждение КНОД и образцов;
- откачку объема ампулы до 10^{-3} мм рт.ст.;
- заполнение ампулы газом (например, аргоном);
- измерение давления газа;
- электрические измерения с помощью 19-контактного разъема.

Система охлаждения представляет собой алюминиевую трубку с протекающим в ней жидким азотом и имеет терморазвязку от основной конструкции.

На трубке охлаждения внутри ампулы крепятся алюминиевые полки с исследуемыми образцами и источниками осколков деления. Полки снабжены системой подогрева. Это должно обеспечить испарение газа, осевшего на источниках осколков деления и образцах после их охлаждения до азотных температур.

Конструкция крепления полок на трубках охлаждения позволяет варьировать количество радиаторов и облучаемых образцов и менять их положение по высоте ампулы в зависимости от требований эксперимента.

Оболочки и большинство деталей ампулы выполнены из алюминиевого сплава, что позволяет уменьшать наведенную активность после облучения ампулы в нейтронном потоке реактора, конструкция ампулы обеспечивает минимальное время извлечения образцов. Конструкция ампулы представлена на рис. 5.

Изготовленные КНОД устанавливали в ампуле на специальных держателях – подставках в канале реактора ИГРИК. Проводили исследования свойств КНОД при стационарном и импульсном облучении. Одновременно проводили облучение образцов из: вольфрама, пирографита, ферроникелевого сплава и т. д.

В экспериментах измеряли флюенс осколков, количество ядер распяленного урана, температуру мишени и образцов.

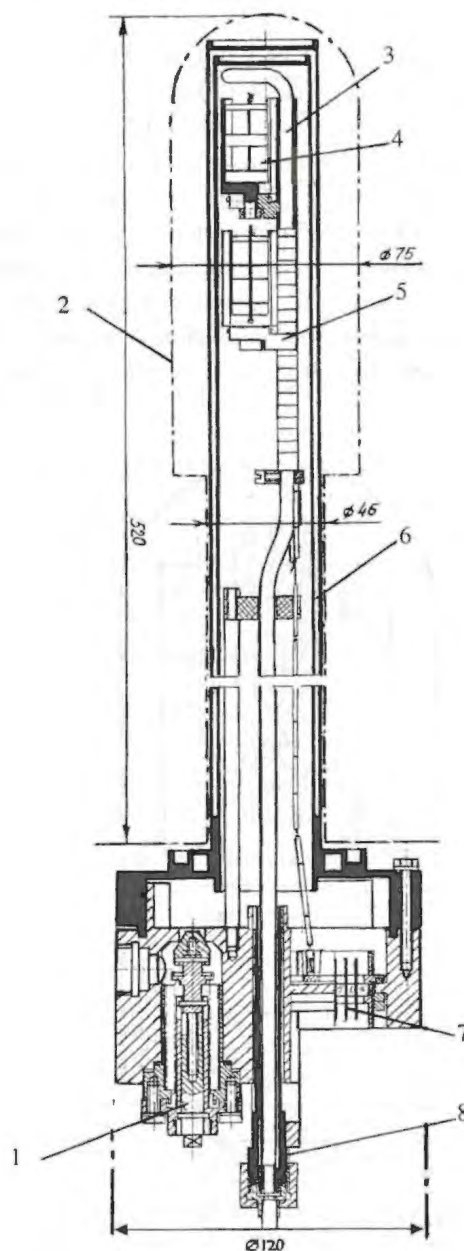


Рис. 5. Экспериментальная ампула: 1 – вентиль вакуумный; 2 – канал конвертора; 3 – система охлаждения; 4 – стакан с образцом; 5 – полка с системой подогрева; 6 – термостат; 7 – разъем; 8 – трубка терморазвязки

В результате проведенной работы создан источник осколков деления на основе растворного реактора ИГРИК, обеспечивающий статическое и импульсное облучение материалов.

Разработана конструкция герметичной экспериментальной ампулы для размещения КНОД, образцов и детекторов. Разработаны методики определения флюенса осколков, величины эжекции ядер урана,

температуры КНОД в момент и после облучения, разнотолщинности КНОД и массы ^{235}U в активном слое.

Разработанная технология нанесения активного слоя на подложку КНОД позволяет достигать величины флюенса осколков $\sim 5 \cdot 10^{10}$ $1/\text{см}^2$ и интенсивности осколочного излучения $\sim 1 \cdot 10^{13}$ $1/\text{с}$ при сохранении целостности КНОД и минимальной эжекции ядер урана.

Максимально достигнутый флюенс осколков составил $\sim 1 \cdot 10^{12}$ $1/\text{см}^2$ при интенсивности $\sim 4 \cdot 10^{14}$ $1/\text{с}$.

Работы по созданию источника осколков деления проведены при поддержке МНТЦ (проект № 467) под научным руководством В. Ф. Хохрякова. Авторы бла-

годарят сотрудников экспериментального отделения ВНИИТФ, принимавших участие в исследованиях источников осколков деления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кедров А.В., Таскин В.Б., Неводничий Н.Н. и др. Растворный импульсный реактор ИГРИК. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, № 4, с. 3–8.
2. Васильев А.П., Горин Н.В., Козыбаев Р.М. и др. Экспериментальные возможности реактора ИГРИК в исследованиях по безопасности ядерных реакторов. – Известия высших учебных заведений. Сер. Ядерная энергетика, 1994, вып. 6.

О СОВЕРШЕНСТВОВАНИИ ГАРАНТИЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ ОБРАЩЕНИИ С ЯДЕРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Н. П. Волошин, Э. П. Магда, Н. И. Савин, В. А. Терехин

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Рассмотрены пути усиления защиты ядерных материалов от внутренней (как случайной, так и целенаправленной) угрозы и опыт создания систем защиты в РФЯЦ-ВНИИТФ.

Важной задачей для России – одной из ведущих ядерных стран мира – является обеспечение гарантий по нераспространению и сохранности ядерных материалов (ЯМ).

Обращение с ЯМ требует комплексного анализа обеспечения безопасности проводимых работ (“гарантии безопасности”), включающего в себя вопросы ядерной и радиационной безопасности при эксплуатации ядерных устройств, сохранности ЯМ, нераспространения ядерного оружия, оценки экологических последствий возможных инцидентов. Такой подход позволяет подойти к решению проблемы безопасности системно, с общих позиций структуры управления и контроля обращения с ЯМ, находящимися в подразделении в составе установок или учетных единиц, в процессе эксплуатации или хранения.

Работы с ЯМ ведутся на основе существующей нормативной документации, охватывающей замкнутый цикл вопросов эксплуатации, сборки–разборки ядерных устройств, их учета, хранения и транспортировки.

На базе нормативной документации по ядерной и радиационной безопасности для каждой ядерной установки разработана и введена эксплуатационная документация, конкретизирующая общие правила применительно к своей специфике. Сложившаяся система работы, основанная главным образом на организационных принципах, базирующихся на большом опыте работы на ядерно-опасных участках в отрасли и на предприятии, до последнего времени была достаточно эффективна.

Вместе с тем в настоящее время в связи с резким изменением политической и экономической обстановки в стране необходимы шаги по изменению технологии обращения с ЯМ. На государственном и отраслевом уровне – это совершенствование нормативной базы, на уровне предприятия и подразделения – это

внедрение технических автоматизированных средств в действующие алгоритмы функционирования технологических процессов, включая хранение, выдачу и транспортировку ЯМ. Весь жизненный цикл ЯМ в составе установки или учетной единицы, контакты персонала с ЯМ должны автоматически надежно отслеживаться и протоколироваться (дистанционно мониторироваться).

В решении проблемы гарантий безопасности, на наш взгляд, в рамках развития концепции дистанционного мониторинга целесообразен комплексный подход, рассматривающий внутреннюю и внешнюю угрозу, их комбинацию, а также анализ возможных последствий. В данной работе рассматривается путь усиления защиты, главным образом от внутренней угрозы (как случайной, так и целенаправленной), которую мы считаем наиболее значимой.

В “Основных правилах по учету и контролю ядерных материалов” (ОПУК-01-95) отдельные зоны баланса материалов (ЗБМ) определяются “исходя из требований локализации возможных потерь и/или хищений ядерных материалов, достоверного анализа их сценариев, обеспечения административного контроля за ядерными материалами в каждой ЗБМ”.

ЗБМ характеризуется своими индивидуальными технологическими процессами обращения с ЯМ, будь то работа реакторной установки, процесс приема – выдачи учетных единиц, процесс инвентаризации ЯМ и т. д. В частности, учет и контроль ЯМ является одной из составных частей технологического процесса обращения с ЯМ.

В настоящее время с целью снижения риска ошибок (злого умысла) персонала, отвечающего за безопасность обращения с ЯМ в различных ЗБМ, предотвращения ядерного терроризма, обеспечения уровня учета и контроля ЯМ, соответствующего современным

требованиям, во ВНИИТФ ведутся работы по разработке автоматизированной системы учета и контроля ЯМ, интегрированной с элементами физической защиты. Жизненно важно эту работу для различных ЗБМ органично скоординировать с действующими там технологическими процессами обращения с ЯМ. Подчеркнем, что в понятие "контроль ЯМ" включается и контроль с применением технических средств технологических процессов на ядерных установках, содержащих ЯМ, являющийся основой гарантий безопасности функционирования данной ЗБМ.

В результате запланированной работы должна быть создана интегрированная автоматизированная система управления ядерно-опасными работами.

Каждая ЗБМ должна иметь свой периферийный автоматизированный комплекс (ПАК), работающий по индивидуальному алгоритму и связанный с вышестоящим диспетчерским пунктом (ДП), непрерывно контролирующим и протоколирующим всю работу ПАК.

Применительно к ЗБМ самого различного назначения более точным названием, возможно, будет американский термин "интегрированная автоматизированная система управления" ЗБМ (Integrated Automated Control System – IACS).

Первый опыт создания такой системы был получен при разработке периферийного автоматизированного комплекса СФЗУК ЯМ для хранилища учетных единиц отделения экспериментальной физики РФЯЦ-ВНИИТФ в 1994–1995 гг.

Фрагменты макета ПАК хранилища металлических ЯМ были продемонстрированы американской координационной группе по МРСαА и доложены на конференции в США [1].

На основе полученного опыта были разработаны и сформулированы общие концептуальные вопросы построения интегрированной системы учета, контроля и физической защиты ЯМ в РФЯЦ-ВНИИТФ, представленные на международных конференциях в Москве и Новосибирске [2, 3]. Важным моментом построения концепции является выбор оптимальной степени интеграции (сопряжения) системы учета и контроля с системой физической защиты ЯМ. На наш взгляд, интеграция этих двух систем должна быть минимальна, система учета и контроля (СУК) и система физической защиты (СФЗ) ядерных материалов должны иметь разные диспетчерские пункты и разные системы управления.

Для каждой ЗБМ диспетчерский пункт автоматизированной системы учета и контроля ЯМ должен содержать подробный регламент обращения с ЯМ с алгоритмом действий: при каких нарушениях надо немедленно обращаться в систему охраны, при каких – информировать руководство для принятия решения.

Очевидно, что чем сложнее технология обращения с ЯМ, тем сложнее идеология, алгоритмы и автоматизация соответствующих процессов в каждой ЗБМ, ПАК которых замкнуты на ДП, который, в свою очередь, санкционирует, контролирует и протоколирует все ядерно-опасные работы.

Рассмотрим пример построения системы управления ЗБМ реакторной установки.

Доступ к ПАК ЗБМ имеет начальник лаборатории, начальник и старший инженер управления ядерным реактором в соответствии с установленным порядком.

Имеется несколько режимов функционирования ПАК:

- работа с документами;
- непосредственная работа исполнителей в ЗБМ;
- работа по эксплуатации установки.

В памяти ПАК должен быть занесен (может быть, через связь с ДП):

- банк данных об исполнителях;
- журнал нарядов;
- журнал эксплуатации;
- журнал измерений;
- инвентарный список ЯМ;
- оперативный журнал работ с ЯМ;
- отчеты о физической инвентаризации.

Существует два вида доступа к ЗБМ (через ПАК под контролем ДП):

- санкционированный, – когда доступ осуществляется в строгом соответствии с регламентом работы;
- несанкционированный – при нарушении регламента работы.

Главная мысль концепции построения системы управления ЗБМ состоит в том, что вся информация о состоянии ЗБМ и взаимодействии с ней человека должна автоматически отслеживаться и фиксироваться для принятия соответствующих решений на уровне ДП с возможностью передачи информации на уровень предприятия.

В режиме санкционированного доступа к ЗБМ должны быть предусмотрены (в той или иной последовательности, в том или ином объеме) следующие элементы регламента:

- санкция и контроль доступа в ЗБМ;
- система учета (базы данных, их структура, персонал, параметры работы установки, записи в журналы);
- физическая инвентаризация (периодичность, методики, калибровки и т. д.);
- движение (баланс) ЯМ;
- связь с физической защитой.

В режиме санкционированного доступа после идентификации личности при входе в систему, заполнения наряда на работу, получения санкции вышестоящего руководителя проводится запланированная работа. При этом физически получаемая информация

с различных датчиков протоколируется автоматически в реальном режиме времени, а другая информация фиксируется в журнале измерений (журнале эксплуатации) и соответственно в базе данных.

В режиме попытки несанкционированного доступа к ЗБМ возможны две ситуации:

– при прямом нарушении СФЗ (срабатывание датчиков тревоги, аварийных датчиков) необходима немедленная реакция охраны;

– при нарушении регламента санкционированного доступа к ЗБМ (ошибки в санкциях, учете, идентификации, инвентаризации и т. д.) ДП анализирует нарушение и принимает соответствующее решение по заранее подготовленным алгоритмам.

Интеграция СФЗ и СУиК ЯМ осуществляется через ДП в основном на этапе нарушений регламента несанкционированного доступа к ЗБМ. Полная хронологическая информация о процессах в ЗБМ формируется и хранится в ДП.

Каждая ЗБМ должна обладать полной компьютеризированной информационной системой данных о своем жизненном цикле на основе:

- набора датчиков;
- программно-компьютерной системы сбора, обработки и хранения информации;
- системной связи с другими системами.

Конфигурация такой информационной системы является индивидуальной для каждой ЗБМ. Ее построение основывается на существующем организационном опыте работы.

Развитие вероятностно-стоимостного способа оценки эффективности действия различных систем является весьма важным обстоятельством критерия выбора какой-либо конфигурации. Реализация рассмотренного подхода будет способствовать повышению ядерной и радиационной безопасности ядерно-опасных работ, усилению контроля за сохранностью ЯМ и режима нераспространения ядерного оружия.

В настоящее время для снижения вероятности нарушения правил безопасности при работе на критическом объекте внедряется система контроля доступа в реакторный зал и система автоматизированного протоколирования процесса сборки размножающих систем с записью на видеоматрицу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Terekhin V., Tsygankov G., Voloshin N., Wallace R., Ehinger M., Allentuck J., Krucar D., Griggs J., Blasy J. The Joint US/Russian Lab to Lab Cooperative Program Activities at VNIITF. – 36th Annual Meeting INMM, 1995, Palm Desert, California, USA.

2. Зуев В.И., Карпов А.М., Легоньков В.И. и др. Концепция системы учета и контроля ядерных материалов на предприятии. – Международная конференция “Нераспространение и контроль ядерных материалов в России”. Москва, 14–17 мая 1996 г.

3. Гагаринов С.В., Зуев В.И., Жугин О.Ю. и др. Интегрированная система учета, контроля и физической защиты ядерных материалов в РФЯЦ-ВНИИТФ. – Международная конференция “Евроатом – Минатом”. Новосибирск, 1996 г.

ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКОЙ ИНВЕНТАРИЗАЦИИ ЯДЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ВАЛК-ФОРМЕ В СОСТАВЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

В. В. Андреев, А. В. Кедров, Б. Г. Леваков, А. Е. Лыжин, А. М. Перевалов

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Рассмотрены особенности учета и контроля ЯМ в виде растворов. Сделаны рекомендации по усовершенствованию системы контроля и учета ЯМ при переходе на новую систему проведения физических инвентаризаций растворов.

ВВЕДЕНИЕ

В составе экспериментальной базы ВНИИТФ на протяжении более 30 лет используются растворные импульсные реакторы, ядерным топливом в которых является раствор сульфата уранила в легкой (обычной) воде. Жизненный цикл топливных растворов характеризуется:

– значительной длительностью (топливо для активной зоны (АЗ) первого растворного реактора ЭЛИР было приготовлено в середине 60-х гг. и до настоящего времени частично находится на хранении в хранилище, а частично используется в реакторе ИГРИК);

– различными изменениями химических соединений и физических форм: они готовились из оксидов урана и урановой стружки, переводились из нитратов в сульфаты, разбавлялись и выпаривались. При этом раствор, приготовленный для одного реактора, мог частично или полностью использоваться в другом реакторе, пройдя неоднократную переработку и перепакровку.

Учет и контроль ядерных материалов (ЯМ) в реакторах до настоящего времени в рамках действующей на предприятии системы учета, контроля и физической защиты ЯМ основывается на паспортных данных (количество, элементный и изотопный составы) поставщиков, актах на переработанный топливный раствор, установленных нормах безвозвратных потерь, оперативной эксплуатационной документации, а также на системе подтверждения сохранности ЯМ в процессе инвентарных сверок.

Ввиду предстоящего изменения в институте методических подходов к учету и контролю ЯМ, которые будут основываться на измерениях количества всего

наличного материала, возникла необходимость опробовать некоторые предлагаемые измерительные методики применительно к целям физической инвентаризации (ФИ) ядерных материалов в виде растворов, находящихся в технологических системах импульсных ядерных реакторов (ИЯР). Выбор растворных ИЯР в качестве пилотных установок для проведения пробной ФИ был обусловлен требуемой квалификацией персонала, его готовностью освоить новую измерительную технику и проанализировать применительно к растворам причины возможных расхождений в учетных и измеренных количествах ЯМ.

В 1996–1997 гг. в рамках контракта № 777236 была проведена пробная физическая инвентаризация двух партий растворов с применением для измерений количественных характеристик ЯМ нового оборудования (электронные весы Sartorius BP12000S, портативный гамма-спектрометр InSpector, аппаратура для считывания радиационного портрета).

В 1997 г. в рамках контракта № 329530 была впервые выполнена оценка применимости методов неразрушающего анализа для подтверждения сохранности ЯМ в АЗ, основанная на измерениях реакторных характеристик. Получено, что с точностью ~ 5% персонал реакторов имеет возможность постоянно контролировать сохранность топливных растворов, проводя измерения критмассовых параметров и параметров кинетики реактора, подтверждающих их идентичность с параметрами реактора на момент физического пуска и сохранность материалов в АЗ.

В представленном ниже сообщении кратко рассмотрены вопросы, связанные с особенностями проведения ФИ в таких достаточно сложных технологических системах, которыми являются системы реакторов ИГРИК и ЯГУАР.

СТРУКТУРА И СОСТАВ УЧАСТКОВ, СОДЕРЖАЩИХ ЯМ В ВИДЕ РАСТВОРОВ

Реакторы ЯГУАР и ИГРИК – гомогенные импульсные реакторы с растворной АЗ – расположены в отдельных реакторных залах. Конструкции и технологические системы этих реакторов подобны, отличие имеется только в конструкции корпуса АЗ, в количестве и составе топливного раствора.

В качестве топлива импульсных ядерных реакторов ИГРИК и ЯГУАР используются растворы сульфата уранила (UO_2SO_4) в легкой воде, содержащие небольшие количества серной (0,1 %) и азотной (0,01 %) кислот. Обогащение урана в топливе изотопом ^{235}U составляет около 90 %. Основные характеристики топливных растворов реакторов приведены в таблице.

Учетные характеристики топливных растворов реакторов ИГРИК и ЯГУАР

Реактор	Объем раствора в системе, л	Концентрация ^{235}U , г/л	Масса ^{235}U , г	Концентрация поглотителя Cd, г/л
ЯГУАР	38,3	458,4±2	17538,73	4,7
ИГРИК	60,1	115,6±2	6890,5	–

При физическом пуске реактора раствор в количестве, определенном на основании предварительных расчетов, заливается из ядерно-безопасных контейнеров в один из двух баллонов-хранилищ реактора. При этом контроль за массой и объемом залитого раствора ведется как с использованием лабораторных измерений (по записям в паспорте), так и при помощи уровнемера баллона-хранилища. Объем залитого раствора фиксируется в эксплуатационном журнале реактора и в оперативном журнале работы с ЯМ.

Постоянным местом хранения топливного раствора в реакторе являются баллоны-хранилища (основной и резервный).

Баллон-хранилище предназначен для длительного хранения топливного раствора и представляет собой герметичную цилиндрическую емкость, в которой установлены уровнемер для измерения уровня раствора, термомпары для измерения температуры раствора, заборный трубопровод для подачи раствора из баллона-хранилища, сливной и воздушный трубопроводы. Баллон изготовлен из нержавеющей стали 12ХН10Т, внутренний диаметр его 195 мм, длина 2630 мм. Для обеспечения ядерной безопасности вдоль оси баллона по всей длине расположена герметичная гильза с наружным диаметром 74 мм, заполненная карбидом бора в виде прессованных брикетов. Полный объем баллона 65 л.

Особенностью конструкции технологических систем растворных реакторов ВНИИТФ является наличие

двух резервуаров для хранения топлива, соединенных между собой и с корпусом АЗ системой трубопроводов в общую замкнутую технологическую систему. Топливный раствор постоянно хранится в одном из резервуаров-хранилищ и подается в корпус реактора только на время его работы на мощности или в импульсном режиме.

Технологическая система имеет на выходе единственную точку-вентиль отбора проб, которая нуждается в контроле.

В качестве балансового резервуара на входе технологической системы используется один из резервуаров-хранилищ топлива, который был прокалиброван для определения соотношения между уровнем раствора и его объемом. Эти калибровочные измерения являются исходными для всей учетной документации и балансов материалов на установке. Принцип такого подхода состоит в переносе известного с достаточной точностью (~ 3 %) объема раствора, для которого известна массовая концентрация по урану, на количество урана в технологической системе реактора.

Аппараты технологической линии и систем коммуникаций (трубопроводы, клапаны) имеют разветвленную поверхность (для реактора ЯГУАР площадь оборудования, имеющая контакт с раствором, составляет ~ 12 м²). Вследствие этого по расчетно-экспериментальной оценке в технологической системе реактора после извлечения из нее раствора все еще остается ~ 0,35 л в различных полостях и ~ 1,2 л в виде мокрой пленки, смачивающей внутренние поверхности аппаратов. Более точное определение неизвлекаемых остатков в настоящее время не представляется возможным.

Солевые растворы способны к значительному расслоению, что при отборе проб из емкостей высотой ~ 3 м приводит к необходимости разработки специальной методики пробоотбора. К этому же приводит и выпадение в осадок пероксида урана.

СУЩЕСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА УЧЕТА И КОНТРОЛЯ ЯМ НА ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ

В основу существующей системы учета и контроля ЯМ положена совокупность организационных мер, включающих процедуры выдачи, сдачи ЯМ, допуска к работе и работу с ЯМ, в сочетании с организацией физической защиты помещений, где проводятся работы с ЯМ.

При получении предприятием ЯМ, идущих на приготовление топливных растворов, в качестве учетных данных принимаются учетные данные отправителя.

На каждую технологическую операцию при переработке топлива (а также при проведении профилак-

тических работ на реакторе) устанавливается норма безвозвратных "потерь". Безвозвратными потерями ЯМ являются: сброс со сточными водами, захораниваемые твердые и жидкие отходы, не подлежащие переработке, остатки ЯМ в демонтированном и заброшенном технологическом оборудовании реакторов.

Нормы безвозвратных потерь ЯМ определяются на основе экспериментальных данных и могут меняться в течение периода эксплуатации ИЯР. В условиях эксплуатации таких сложных технологических систем, какими являются системы ИЯР, эти нормы учитывают только средние количества безвозвратных потерь и являются источником неопределенностей в системе учета.

В начальной стадии обращения с ЯМ (при переработке исходного продукта в раствор сульфата урана на участке РХЛ) составляются паспорта на партии приготовленного раствора, ведется учет безвозвратных потерь и их списание.

Приготовленные партии раствора передаются во время физического пуска на ядерную установку с осуществлением принципа персональной ответственности за обеспечение их сохранности. После подбора АЗ (определения критмассы и требуемого запаса количества раствора) актом ввода реактора в эксплуатацию устанавливается допустимое общее количество ЯМ в технологической системе реакторной установки. Оставшаяся часть раствора возвращается в хранилище и впоследствии используется как топливо вновь создаваемых реакторов, возможно также его использование для проведения физических исследований. Все перемещения топлива актируются, при необходимости его переработки с изменением концентрации выпускаются новые паспорта.

На основании учетных данных составлен список (перечень) наличного количества ЯМ, в соответствии с которым периодически проводится их сверка.

После ввода установки в эксплуатацию на заданных режимах работы сохранность топлива контролируется по показаниям уровнемеров, установленных в баллонах-хранилищах, с привлечением периодического анализа проб растворов и с помощью подтверждения неизменности ядерно-физических характеристик АЗ и параметров кинетики (например, времени жизни мгновенных нейтронов, связанного обратно пропорциональной зависимостью с концентрацией урана в растворе).

В обязанности оператора реакторной установки в системе учета и контроля ЯМ входит ведение оперативной документации и рабочих записей, участие в ФИ, установка пломб, проверка систем измерения уровня раствора в баллоне-хранилище, пробоотбор и контроль параметров реактора для подтверждающих наличие ЯМ измерений.

Ответственность за сохранность раствора ЯМ несет начальник установки. Он обеспечивает все необходимые меры для гарантии сохранности ЯМ на установке. Все эти меры документально занесены в инструкции по эксплуатации установки и обязательны для выполнения. Они включают в себя опечатывание корпуса реактора, вентиля отбора проб, помещения реакторной установки, сдачу реакторной установки под охрану. Для исключения случаев хищения ЯМ применяется правило, запрещающее работу в реакторном помещении одного человека. Это правило также распространяется на вскрытие реакторного помещения.

Имеющийся в РФЯЦ-ВНИИТФ опыт показывает, что существующая система учета и контроля ЯМ достаточно надежна. Не было выявлено ни одного случая пропажи ЯМ на реакторных установках, что подтверждается периодическими сверками и инвентаризациями.

Однако вследствие сложного процесса приготовления растворов, невозможности его полного извлечения из технологического оборудования, отложений на стенках баллонов-хранилищ, корпуса АЗ и другого оборудования, трудностей в определении потерь при профилактических работах и т. д., в результате отсутствия прямых измерений накапливается расхождение в фактических и декларируемых количествах ЯМ, так как и неизвлекаемые количества ЯМ, и нормы безвозвратных потерь не могут быть в настоящее время определены с достаточной точностью.

При планируемом переходе на иную систему учета и контроля ЯМ с применением современных технических средств измерений и контроля, которая будет обладать большей достоверностью и основываться на определении количества неучтенного ЯМ, вследствие больших неопределенностей в установленных в настоящее время нормах безвозвратных потерь неизбежно возникнут вопросы согласования прежних учетных и новых измеренных количеств ЯМ. В результате этого до внедрения новой системы учета с техническими средствами необходимо оценить их привязку к конкретным технологиям.

ЖИЗНЕННЫЙ ЦИКЛ И ДВИЖЕНИЕ ТОПЛИВА В РАСТВОРНЫХ РЕАКТОРАХ ЗА ВРЕМЯ ИХ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Жизненный цикл топлива в виде растворов уранилсульфата в воде ($UO_2SO_4 + H_2O$) начинается с изменения химических и физических форм, так как исходными материалами для его приготовления служат порошки из U_3O_8 , детали из металлического урана, подлежащие переработке (утилизации), отработанное жидкое топливо, растворы уранилнитрата.

В процессе переработки исходного материала различные партии приготавливаемого раствора имеют различные концентрации, и при сливе их в баллон-хранилище реактора концентрация урана в общем количестве раствора определяется расчетным путем.

Для реактора ЯГУАР во время его физического пуска в раствор добавлялся поглотитель нейтронов Cd с концентрацией 4,7 г/л. При использовании растворов уранилсульфата наблюдаются различные химические реакции, приводящие к образованию пероксида урана с последующим выпадением его в осадок. В топливе в незначительном количестве присутствуют также продукты коррозии нержавеющей стали.

За всю кампанию реактора (время работы на мощности) в его АЗ происходит деление не более 2 г ^{235}U , поэтому этот компонент потерь в учетных документах не отражается.

В процессе эксплуатации реактора возможно изменение концентрации урана в растворе вследствие радиолитического разложения воды в процессе импульса делений и выхода радиолитических газов ($\text{H}_2 + \text{O}_2$) за пределы технологического контура (например, это происходит в случае неполной регенерации гремучей смеси газов ($\text{H}_2 + \text{O}_2$) и дальнейшей разгерметизации технологической линии с целью проведения каких-либо работ). Для возмещения потерь воды и восстановления концентрации урана в раствор вводится соответствующее количество дистиллированной воды. Возможно изъятие части раствора при отборе проб или для других целей с оформлением соответствующих записей в журнале учета ЯМ.

Был проведен анализ учетных данных количества ЯМ в течение всего жизненного цикла этих материалов на предприятии, который включает в себя этапы получения, переработки, использования при эксплуатации растворных импульсных реакторов (с санкционированным перемещением между различными ядерными установками), захоронения отходов, продолжающегося хранения в хранилищах.

Анализ движения проводился по учетным документам, оперативным журналам и рабочим тетрадам. Он показал, что имеющиеся на ответственном хранении у исполнителей количества ЯМ соответствуют учетным данным. Эти результаты подтверждаются измерениями физических характеристик реакторов.

ИТОГИ АПРОБАЦИИ И ДЕМОНСТРАЦИИ МЕТОДИК ФИ В РАМКАХ КОНТРАКТА № 777236

В 1996–1997 гг. в рамках контракта была проведена первая апробация методик физической инвентаризации части топливных растворов. Целями инвентаризации являлись: апробация новых принципов и ме-

тодик проведения измерений количества ЯМ с использованием приобретенного в рамках контракта оборудования и системы идентификации ЯМ InSpec-to; оптимизация процедур плана ФИ, оценка индивидуальной дозы радиационного воздействия на членов инвентаризационной комиссии, разработка варианта технологической инструкции на процедуры проведения ФИ, внедрение системы идентификации учетных единиц с использованием бар-кодов, обучение персонала новым предполагаемым методам проведения ФИ. Демонстрация методов инвентаризации подтвердила наличие ЯМ, заявленного по учету для реактора ЯГУАР, с точностью ~ 3 %, однако при этом количество ЯМ в неизвлекаемых остатках принималось расчетным образом.

Полученный пробный результат можно считать удовлетворительным с учетом того факта, что на участке РХК, где проводится анализ проб, сменился персонал, проводящий измерения.

Результаты пробной физической инвентаризации, опыт эксплуатации растворных ИЯР во ВНИИТФ, существующая практика учета, включая инвентаризации ЯМ в растворах, дают основание проанализировать спектр проблем, решаемых при инвентаризации растворов, содержащих ЯМ, и выработать требования, предъявляемые к методикам проведения ФИ с учетом общего плана контроля и учета ЯМ в институте.

Проведенная работа показала, что проведение ФИ растворов активных зон весовым методом требует длительной (несколько месяцев) остановки реакторов, разработки методик взятия проб и оценки количества неизвлекаемого материала. Такие ФИ связаны с большими дозовыми нагрузками на персонал (до 0,2 бэр/чел.) и могут проводиться не чаще одного раза в течение 3–5 лет.

РЕКОМЕНДАЦИИ ПО СОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ СИСТЕМЫ ИНВЕНТАРИЗАЦИИ РАСТВОРОВ УРАНА

В межинвентаризационные периоды контроль за сохранностью ЯМ можно проводить методами неразрушающего анализа.

Эти методы должны отвечать требованиям, предъявляемым к методикам измерения количества ЯМ:

- точность измерений методами неразрушающего анализа должна обеспечивать гарантию сохранности ЯМ на контролируемом участке ($2\sigma \sim 3\%$);
- применяемые методы должны пройти соответствующую аттестацию;
- должна быть внедрена система протоколирования результатов измерений по методикам неразрушающего анализа, позволяющая связать полученные данные с историей материала, хранящейся в базах данных;

– для получения гарантий эффективности применения методов неразрушающего анализа должна быть разработана программа контроля измерительных методик, включающая процедуру калибровки, плановые проверки методик измерения, межлабораторные программы контроля качества измерений.

Обеспечение выполнения требований применимости методов неразрушающего анализа к растворным импульсным реакторным установкам является наиболее трудоемкой задачей, так как специфические особенности технологических систем этих реакторов и их условия эксплуатации в значительной степени ограничивают эффективность большинства известных методов неразрушающего анализа.

Так, например, методики контроля не должны требовать значительной перестройки технологической системы реактора. Необходимо, чтобы проверку можно было сделать непосредственно в процессе текущей эксплуатации реактора.

Выбранная методика контроля сохранности ЯМ в реакторах должна обнаруживать пропажу значительной части раствора одновременно или суммарную потерю нескольких небольших порций раствора. При текущей проверке наличия ЯМ практически невозможно использовать стандартные методы, такие как взвешивание, поэтому должна быть обеспечена надежность контроля несколькими независимыми косвенными методиками определения количества ЯМ. Методы контроля должны позволять проводить инвентаризацию в рабочих ситуациях при выводе реактора в критическое или близкое к нему состояние. Время, требуемое на проведение инвентаризации реактора, должно составлять не более двух часов, включая все вспомогательные операции, что позволит проводить проверки достаточно часто, без ущерба основной работе реактора. Должна быть тщательно проработана процедура инвентаризации, чтобы обеспечить идентичные условия при критмассовых измерениях (геометрия АЗ, окружение корпуса реактора и т.д.).

В ходе проведения инвентаризации с помощью методов неразрушающего анализа в составе раствора, содержащегося в технологической системе реактора, подлежат подтверждению следующие характеристики.

1. Объем залитого в баллон-хранилище раствора. Эта величина измеряется штатными уровнемерами контактного или четвертьволнового типа, входящими в состав установок, которые, однако, не обеспечивают требуемой точности измерений (2–3 %). Для обеспечения требуемой точности необходима поставка пузырькового уровнемера (babbler-зонд), разработанного в BNL.

2. Температура раствора. Необходимо учитывать изменение плотности раствора при изменении температуры. Температура раствора в различных точках

технологической системы измеряется с помощью штатных термомпар установки.

3. Плотность раствора. Необходима поставка коммерчески доступного CANBERRA XRF – инспектора, который одновременно мог бы использоваться в измерениях других ЯМ в bulk-форме (например, входящих в состав конверторов в виде порошков). Возможно также использование для этой цели установки InSpector, приобретаемой для инвентаризации ЯМ по контракту с LANL, для чего необходимо приобретение пакета программ Win Axil модели S5005, версия 4.00.

4. Изотопный состав и обогащение ЯМ. Предполагается применение методик с использованием программ MGA, FRAM. Возможность применения этих методик для измерений топливного раствора требует специальной проверки.

5. Критические параметры и параметры кинетики. Для подтверждения неизменности критмассовых измерений “голой” зоны (не окруженной отражателями и образцами) необходим контроль критического объема, измерение постоянной спада мгновенных нейтронов и определение времени жизни нейтронов в системе методом одиночного импульса.

6. Параметры импульсов делений. Предполагается подтверждение параметров импульсов делений, генерируемых при одних и тех же начальных надкритичностях и в условиях идентичности исходного состояния АЗ.

При инвентаризации всего количества ЯМ, находящегося в зоне баланса материалов хранения, необходим контроль параметров, позволяющих определять содержание ЯМ в контейнерах. Методы неразрушающего анализа должны обеспечить идентификацию раствора во внутреннем контейнере без его вскрытия, но для выполнения измерений этими методами допускается и даже необходимо извлечение внутреннего контейнера из внешнего.

Методы неразрушающего анализа должны применяться в сочетании с другими существующими методами инвентаризации (взвешивание контейнеров и определение содержания урана методом отбора проб).

Контейнеры могут содержать раствор, который использовался при работе реактора и, как следствие, имеет высокий уровень излучения. Методы инвентаризации должны обеспечивать идентификацию раствора в контейнере в условиях повышенного гамма-фона или требовать относительно небольшой промежуток времени для снижения этого уровня (например не более одного месяца).

Для оценки возможности определения количества урана в растворе возможно применение активного счетчика совпадений нейтронов (AWCC), слабо чувствительного к гамма-фону.

Методы неразрушающего анализа должны подтверждаться измерениями, проводимыми на основе полной инвентаризации разрушающими методами, с целью идентификации ЯМ методами неразрушающего анализа при повторной инвентаризации. Для этого, например, при инвентаризации контейнеров с растворами планируется использование метода снятия их радиационного портрета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для проведения физической инвентаризации ЯМ в balk-форме с приемлемой точностью 2–3 % в настоящее время во ВНИИТФ разработан план мероприятий, предусматривающий разработку процедуры проведения ФИ и аттестацию методик измерений, которые могут быть положены в основу новой системы учета и контроля ЯМ, аналогично принятой в США и МАГАТЭ, и процедуру коррекций в учетных документах, основанную на результатах полной ФИ.

По результатам пробных ФИ, проведенных в рамках контрактов с LANL и BNL, стало очевидным, что для периодических инвентаризаций ЯМ в balk-форме следует, как правило, использовать методы неразрушающего анализа, для чего необходимо приобретение и внедрение в практику измерений дополнительного оборудования (XRF InSpector и пузырькового зонда, разработанного в BNL).

Для подготовки перехода от существующей системы учета к новой системе с применением технических средств измерений необходимо проанализировать требования учета ЯМ, находящихся в технологических системах реакторов, к измерениям количества растворов с выпуском соответствующих документов, в том числе программы оценки всех возможных инвентаризационных коррекций, вносимых в учетные записи. Сами коррекции должны быть подтверждены измерениями в рамках физической инвентаризации, для чего при принятии новой системы учета и контроля ЯМ в растворах с использованием технических средств необходимо провести полную первичную инвентаризацию всех урановых растворов.

НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ СОДЕРЖАНИЯ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ В ОТВС ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ

Ю. И. Чернухин, В. А. Терехин, Ю. А. Соколов, С. И. Стрельцов

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Предложен метод контроля содержания изотопов плутония в отработавших тепловыделяющих сборках энергетических ядерных реакторов, основанный на измерении полных нейтронных выходов из ОТВС. Рассмотрена схема реализации метода с помощью "марганцевой ванны".

Решение задач нераспространения делящихся материалов и ядерной безопасности при обращении с отработанным ядерным топливом требует создания надежных методик контроля накопления изотопов и плутония в отработавших тепловыделяющих сборках (ОТВС) энергетических реакторов. В настоящей работе рассмотрен нейтронный метод такого контроля.

Метод основан на измерении нейтронного излучения ОТВС, которое для большинства тепловых ре-

акторов с низкообогащенным ураном (НОУ, $\epsilon \leq 5\%$) при выгорании топлива $W \geq 15$ МВт-сут/кг U после хранения в бассейнах выдержки $t_b \cong 3-20$ лет практически полностью определяется накоплением в нем ^{244}Cm , и использованием корреляции между содержанием в ОТВС изотопов Pu и ^{244}Cm [1].

Эта корреляция является следствием того, что наиболее значимые изотопы плутония ($^{239-242}\text{Pu}$) лежат в цепочке превращений ядер ^{238}U в ^{244}Cm (рис. 1).

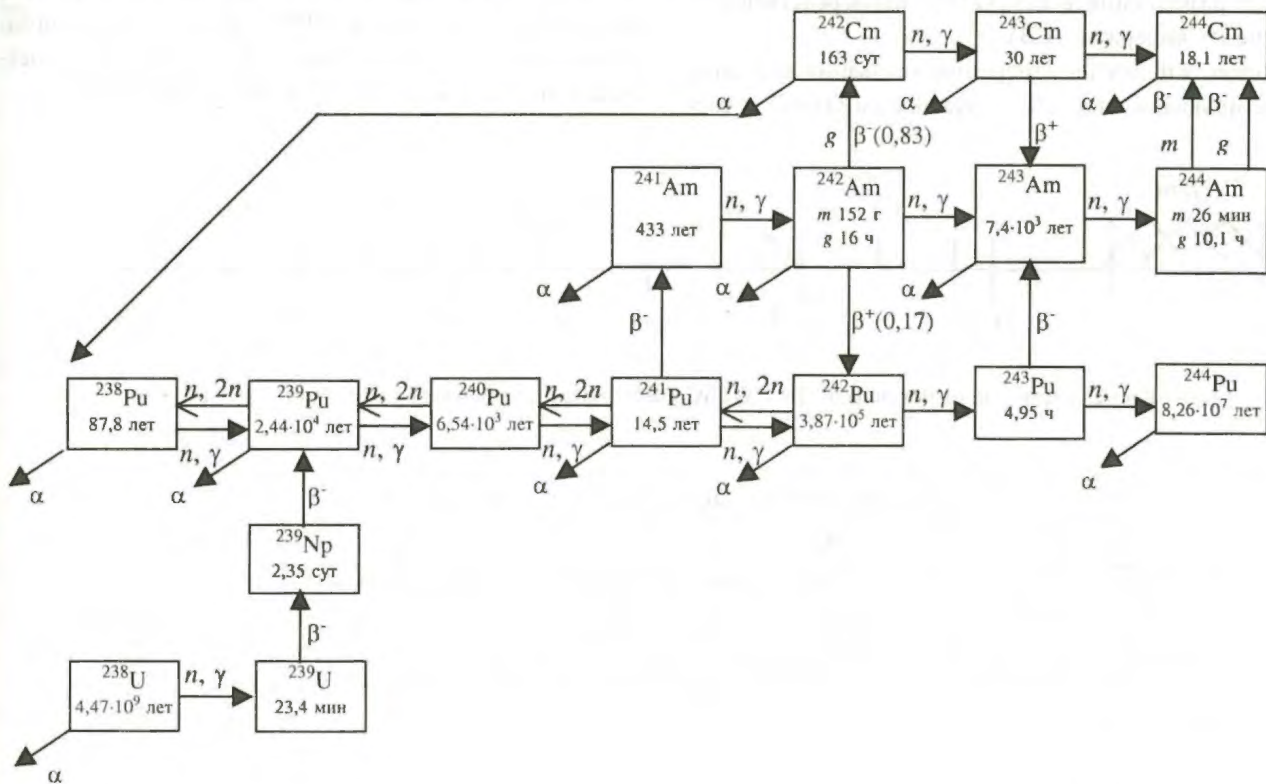


Рис. 1. Фрагмент схемы ядерных превращений актиноидных элементов при нейтронном облучении низкообогащенного урана [3]

Как показал анализ существующих экспериментальных и расчетных данных, зависимость интенсивности нейтронного излучения ОТВС реакторов типа ВВЭР, LWR при $W > 15$ МВт·сут/кг U, $t_b > 3$ года с хорошей точностью определяется соотношением [1]

$$\dot{N} \cong W^{\alpha_0} \varepsilon^{-\beta_0} e^{-0,0382 t_b};$$

$$\alpha_0 \cong 4,1-4,6; \quad \beta_0 \cong 1,8-1,9.$$

Эта зависимость успешно используется в FORK методике, разработанной в LANL для контроля МАГАТЭ реакторных записей выгорания ОТВС на АЭС с тепловыми реакторами [2].

Аналогичный анализ справочных данных [3] о содержании изотопов плутония (m_{39-42} соответственно для $^{239-242}\text{Pu}$) в ОТВС таких реакторов показал, что их зависимость от W , ε имеет такой же вид

$$m_i \sim W^{\alpha_i} \varepsilon^{-\beta_i},$$

следовательно,

$$m_i \sim \dot{N}^{\chi_i}; \quad \chi_i = \frac{\alpha_i}{\alpha_0} < 1 \quad (0,1 \leq \chi_i \leq 0,6).$$

В результате при фиксированных значениях ε , t_b и точности измерения \dot{N} — $\sigma_0 \leq 10\%$ точность определения величин m_{39-42} , по оценкам, составит

$$\sigma_{39} \leq 1\%; \quad \sigma_{40} \leq 2\%; \quad \sigma_{41} \leq 3\%; \quad \sigma_{42} \leq 6\%.$$

Для измерения \dot{N} предлагается использовать "метод марганцевой ванны" [4] с применением специального диагностического контейнера (ДК) для "сухого" размещения в нем ОТВС непосредственно в бассейне их выдержки (БВ).

Метод основан на измерении активации марганца в детектирующем слое ДК, окружающем ОТВС, с рас-

твором соли марганца (как правило, MnSO_4) в результате реакции $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$ под действием нейтронов источника (ОТВС). Интегрирование наведенной активности осуществляется перемешиванием раствора с последующим отбором пробы. При этом абсолютный интегральный выход нейтронов источника определяется с точностью в несколько процентов, точность относительных измерений может быть лучше $\sim 1\%$.

Возможность измерения интенсивности нейтронного излучения ОТВС указанным способом была оценена в расчетах, выполненных методом Монте-Карло на примере сборок реактора ВВЭР-1000, как наиболее сложных для измерения, что связано с их достаточно большими размерами ($\varnothing \sim 23,4 \times 420$ см, длина активной зоны $L_{AZ} = 353$ см), сложной структурой размещения в них топлива (более 300 ТВЭЛ диаметром 0,91 см из диоксида низкообогащенного урана в оболочках из циркония) и большой массой урана ($m_U \cong 430$ кг, $\varepsilon \cong 4,4\%$). В расчетах использовалась гомогенная цилиндрически-симметричная модель ТВС. Соответствующая расчетная схема системы, моделирующей ТВС в составе ДК, показана на рис. 2.

Как показали проведенные расчеты, полное число $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$ -реакций в слое монитора (N_{ny}) в принятой модели ДК с ОТВС сравнительно слабо зависит от температуры, состава (выгорания) ОТВС и пространственного распределения в ней источников нейтронов, что демонстрируют табл. 1, 2, где приведены результаты вычислений величины N_{ny} , нормированные на 1 нейтрон (n_0) источника в ОТВС, при различных предположениях о составе ОТВС (табл. 1) и пространственном распределении нейтронов в ОТВС (табл. 2).

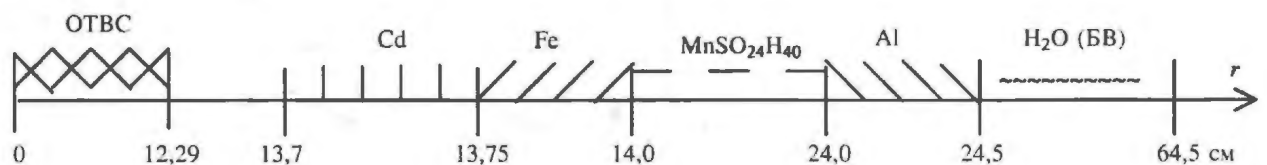


Рис. 2. Расчетная схема модели ДК с ОТВС ВВЭР-1000 (радиальный разрез, $L_{AZ} = 353$ см)

Таблица 1

Пространственно-однородный источник в ОТВС

Вариант	В2,	В3,	В4,	В5,
W , МВт·сут/кг U	$W = 0$	$W = 40,5$	$W = 26,9$	$W = 13,4$
$N_{ny} \cdot 10^{-3} n_0^{-1}$	333	325	327	329

Примечание. В2 — свежее топливо ($^{235}\text{U}_{0,044} \text{ } ^{238}\text{U}_{0,956} \text{ O}_2 \text{ Zr}_{0,83}$, $\rho = 3,74$ г/см³); В3–В5 — выгоревшее топливо с учетом накопления в нем актиноидов и наиболее важных для $K_{эф}$ продуктов деления при $t_b > 1$ год.

Свежее топливо, $W = 0$

Вариант n -источника S1 : S2 : S3	Г0 \equiv B2 0,326:0,348:0,326	Г1 0,3:0,4:0,3	Г2 0,55:0,3:0,15	Г3 S _T
$N_{ny}, 10^{-3} n_0^{-1}$	333	333	333	339

Примечание. Г3 – точечный нейтронный источник в центре ОТВС; Г0–Г2 – кусочно-однородный нейтронный источник по длине ОТВС, разбитой на 3 области с длинами $L1_{A3} : L2_{A3} : L3_{A3} = 115 : 123 : 115$ (см).

Удельная активность ^{56}Mn в слое монитора в принятой схеме ДК с ОТВС ВВЭР-1000 при $W \cong \cong (15-50)$ МВт ·сут/кг U, $t_b = 5$ лет и времени облучения $t_0 = 10$ мин составит

$$\dot{A}_{Mn} \cong (50 - 1,3 \cdot 10^4) \text{ Бк/л,}$$

что вполне достаточно для ее надежной регистрации, следовательно, рассматриваемый метод позволит измерить выход нейтронов ОТВС (\dot{N}) с необходимой для контроля содержания в них изотопов Pu точностью ($\sigma_0 \leq 10\%$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание предлагаемой методики и внедрение ее на АЭС позволит решить не только задачи контроля за режимом нераспространения ядерных материалов, но и существенно облегчит решение задачи о соблюдении норм ядерной безопасности при увеличении вместимости транспортного упаковочного комплекта

для длительного “сухого” хранения ОТВС, что ведет к повышению их экономической эффективности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Ewing R.I. Burnup verification measurements at U.S. nuclear utilities using the FORK system. Proceedings of the 5-th International Conference on Nuclear Criticality Safety (ICNC-95), vol. II, p. 11-64. Albuquerque, USA, 1995.
3. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1983.
4. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ПРОЦЕДУРЕ МНОГОГРУППОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В. П. Горелов, А. Н. Гребенников, В. И. Ильин, Г. Г. Фарафонов

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

Предложены способы воспроизведения энергетической зависимости потока нейтронов в процедуре многогрупповых вычислений. Приведены результаты расчетов.

REPRODUCTION OF ENERGY DISTRIBUTION OF A NEUTRONS FLUENCE IN A PROCEDURE OF MULTIGROUP CALCULATIONS/ V.P. GORELOV, V.I. ILJIN// The methods of reproduction of energy distribution of a neutrons fluence in a procedure of multigroup calculations are offered. The results of calculations an example are adduced.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, результаты многогрупповых нейтронно-физических расчетов интегральных характеристик рассматриваемой системы имеют константную погрешность. Эту погрешность можно разбить на две составляющие. Первая составляющая, вызывающая основной интерес, обусловлена непосредственно ошибками в знании зависящих от энергии элементарных характеристик взаимодействия нейтронов с ядрами (ошибки нейтронных данных), которые использовались при подготовке многогрупповых констант. Вторая составляющая обусловлена использованием при этой подготовке в качестве весовой функции энергетической зависимости потока нейтронов, либо постулированной из общих физических соображений, либо определенной заранее для системы близкого к рассматриваемой класса. Эти оценки энергетической зависимости потока нейтронов не передают в полной мере индивидуальных особенностей для конкретной системы, что и приводит к дополнительным погрешностям многогрупповых констант (в частности, групповых спектров рассеянных нейтронов), а значит – к дополнительным погрешностям расчетных интегральных характеристик. Будем называть подобные константы первичными. Примером первичных многогрупповых констант являются 26-групповые константы БНАБ-64 [1].

Расчет первой составляющей константной погрешности при знании ковариационной матрицы ошибок групповых констант может быть проведен, например, по методике из работы [2]. Влияние второй составляющей константной погрешности вряд ли превосходит влияние первой составляющей, но при использовании современных нейтронных данных, погрешности которых заметно меньше погрешностей данных, использовавшихся, например, при получении констант БНАБ-64 [1], вторая составляющая может оказаться близкой к первой.

При определении второй составляющей константной погрешности какой-либо характеристики рассматриваемой системы необходимо перейти от первичных групповых констант к вторичным. Для подготовки вторичных констант следует использовать те же нейтронные данные, которые использовались при подготовке первичных, а в качестве весовых функций использовать оценки энергетических зависимостей потока нейтронов в различных областях рассматриваемой системы. Таким образом, каждой области системы должны соответствовать свои вторичные константы.

Для оценки указанных энергетических зависимостей можно в первом приближении использовать результаты расчетов многогрупповых спектров потока нейтронов в этих областях, при проведении которых применялись первичные константы. Достаточно простые методы такой оценки обсуждаются в настоящей работе.

1. ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Пусть с помощью первичных констант проведены расчеты характеристик конкретной системы, например ядерного реактора. В результате становятся известными многогрупповые спектры ϕ_i потока нейтронов в различных областях этой системы. Требуется восстановить энергетические зависимости $\phi(E)$ потока нейтронов в этих областях, используя такие спектры.

Если следовать формализму сечений разбавления И. И. Бондаренко [1], то для $\phi(E)$ можно записать выражение

$$\phi(E) = \frac{\phi(E)}{\Sigma_{tot}(E) + \delta\Sigma} \quad (1)$$

Здесь $\phi(E)$ – гладкая функция энергии, многогрупповым аналогом которой являются произведения

$$\phi_i = (\Sigma_{tot,i} + \delta\Sigma)\phi_i \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2) использованы обозначения: $\Sigma_{tot}(E)$ – зависимость от энергии макроскопического полного сечения взаимодействия нейтронов в той области рассматриваемой системы, для которой проводится восстановление $\phi(E)$ (ядерные концентрации соответствуют составу этой области, а микроскопические сечения ее средней температуре); $\delta\Sigma$ – добавка, которая эффективно учитывает конечность объема этой области; $\Sigma_{tot,i}$ – групповые макроскопические полные сечения в этой же области (микроскопические групповые сечения блокированы по ее составу с учетом величины $\delta\Sigma$ и соответствуют средней температуре этой области). По рекомендации из работы [1] величину $\delta\Sigma$ можно оценить по формуле

$$\delta\Sigma = 1,5 \frac{S}{4V},$$

где S – площадь всей внешней поверхности рассматриваемой области, а V – ее объем. Как видим, выражение (1) передает влияние энергетической зависимости макроскопического полного сечения, в том числе и в резонансной области энергии, на энергетическую зависимость потока нейтронов тем заметнее, чем меньше $\delta\Sigma$.

В сферической геометрии можно учесть энергетическую зависимость $\delta\Sigma$, используя для этого результаты работы [3]. В этом случае в выражении (2) следует заменить $\delta\Sigma$ на $\delta\Sigma_i$.

При расчете первичных констант, таких, например, как БНАБ-64 [1], для какого-то ядра безотносительно к тому, в состав какого материала оно входит, используют весовую функцию

$$\phi_0(E) = \frac{\chi(E)}{\sigma_{tot}(E) + \sigma_0} \quad (3)$$

Здесь $\chi(E)$ – гладкая и, как уже говорилось, постулируемая функция энергии; $\sigma_{tot}(E)$ – энергетическая зависимость микроскопического полного сечения взаимодействия нейтронов с рассматриваемым ядром, соответствующая в общем случае заданной температуре; σ_0 – сечение разбавления. Расчет первичных констант или, по крайней мере, групповых микроскопических сечений проводят для нескольких значений σ_0 из интервала $[0, \infty]$. Для определения многогрупповых констант рассматриваемого ядра при указании величины $\delta\Sigma$ и материала, в состав которого это ядро входит, используют процедуру, предложенную в работе [1].

Как видим, отличие весовой функции (1) от весовой функции (3) связано не только с ожидаемым несовпадением $\phi(E)$ и $\chi(E)$. Другая причина отличия вызвана тем, что в выражении (1) в приближении независимости $\delta\Sigma$ от энергии для конкретного ядра из состава среды не зависит от энергии только та часть сечения разбавления, которая связана с $\delta\Sigma$. В весовой же функции (3) вынуждены считать не зависящими от энергии и микроскопические полные сечения всех ядер из предполагаемого состава, кроме сечений рассматриваемого ядра.

Таким образом, задача восстановления зависимости $\phi(E)$ сводится к задаче восстановления $\phi(E)$ по значениям ϕ_i , которые определены равенством (2). Назовем функцию $\phi(E)$ обобщенной плотностью соударений, а значения ϕ_i – многогрупповым спектром обобщенной плотности соударений.

Договоримся нумеровать группы, начиная с большей энергии. Будем считать, что энергия “сшивки” Ферми E_F , при которой распределение замедляющихся нейтронов переходит в распределение тепловых нейтронов, расположена в группе с номером $i = I$.

Рассмотрим сначала группы с номерами $i = 1 - (I - 1)$, т. е. область быстрых и замедляющихся нейтронов. В этой области удобнее перейти от энергии E к безразмерной переменной, логарифму $u = \ln(E_{00}/E)$, где E_{00} – выбираемая величина, например, $E_{00} = 10$ МэВ. Будем считать первоначально, что отсутствует термоядерный пик.

При решении поставленной задачи необходимо сохранять интегралы

$$\phi_i = \int_{u_{i-1}}^{u_i} \phi(u) du. \quad (4)$$

Кроме того, функция $\phi(u)$ должна быть положительной и непрерывной вместе со своими производными на границах групп.

В группе 1 предлагаем использовать следующую аппроксимацию неизвестной функции:

$$\phi(u) = \phi_{1,1} + (u - u_1)\phi_{1,1}^{(1)} + \frac{1}{2}(u - u_1)^2\phi_{1,1}^{(2)} + \frac{1}{6}(u - u_1)^3\phi_{1,1}^{(3)}. \quad (5)$$

В группах с номерами $i = 2 - (I - 1)$ предлагаем аппроксимацию зависимости $\phi(u)$ следующего вида:

$$\phi(u) = \phi_{i,1} + (u - u_i)\phi_{i,1}^{(1)} + \frac{1}{2}(u - u_i)^2\phi_{i,1}^{(2)}. \quad (6)$$

Потребовав, чтобы функция (5) и ее первая производная равнялись нулю в точке $u = u_0$ и чтобы при $i = 1$ выполнялось соотношение (4), получим следующие выражения для расчета неизвестных постоянных из выражения (5):

$$\begin{aligned} \phi_{1,1} &= \frac{3\phi_1}{\Delta u_1} + \frac{1}{24}\Delta u_1^3\phi_{1,1}^{(3)}; \\ \phi_{1,1}^{(1)} &= \frac{2}{\Delta u_1}\phi_{1,1} + \frac{1}{6}\Delta u_1^2\phi_{1,1}^{(3)}; \\ \phi_{1,1}^{(2)} &= \frac{2}{\Delta u_1^2}\phi_{1,1} + \frac{2}{3}\Delta u_1\phi_{1,1}^{(3)}. \end{aligned}$$

Величину $\phi_{1,1}^{(3)}$ считаем параметром, значение которого должно обеспечить положительность восстанавливаемой функции.

Выражения для расчета неизвестных постоянных в уравнении (6), которые обеспечивают непрерывность $\phi(u)$ и ее первой производной на границах групп с номерами $i = 2 - (I - 2)$ и выполнение (4) для $i = 2 - (I - 1)$, имеют вид:

$$\begin{aligned} \phi_{i,1} &= \frac{3}{\Delta u_i}\phi_i - 2\phi_{i-1,1} - \frac{1}{2}\Delta u_i\phi_{i-1,1}^{(1)}; \\ \phi_{i,1}^{(1)} &= \frac{2}{\Delta u_i}(\phi_{i,1} - \phi_{i-1,1}) - \phi_{i-1,1}^{(1)}; \\ \phi_{i,1}^{(2)} &= \frac{\phi_{i,1}^{(1)} - \phi_{i-1,1}^{(1)}}{\Delta u_i}. \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь группу с номером I . Остановимся на особом случае, когда это последняя группа и $E_{I-1} \neq E_F$. В области тепловых нейтронов удобнее в качестве переменной использовать величину E . Предлагаем применять на отрезке $[0, E_F]$ одну из двух следующих аппроксимаций зависимости $\phi(E)$:

$$\phi(E) = \begin{cases} E \exp(-\frac{E}{T})f_I + Ef_I^{(1)}, & \frac{\Phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}} < \frac{\Phi_I}{E_{I-1}}; \\ Ef_I^{(1)} + \frac{1}{2}E^2f_I^{(2)}, & \frac{\Phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}} > \frac{\Phi_I}{E_{I-1}}, \end{cases}$$

где $f_i, f_i^{(1)}, f_i^{(2)}$ – неизвестные постоянные; T – температура нейтронного газа или приближенно температура среды; $\Delta E_i = (E_{i-1} - E_i)$. На интервале $[u_{i-1}, u_F]$ будем использовать аппроксимацию

$$\phi(u) = \phi_{F,1} + (u - u_F)\phi_{F,1}^{(1)} + \frac{1}{2}(u - u_F)^2\phi_{F,1}^{(2)},$$

где u_F – летаргия, соответствующая энергии Ферми E_F .

Потребуем непрерывности функции $\phi(u)$ и ее первой производной в точках u_{I-1} и u_F и выполнения равенства (4) при $i = I$. После этого можно получить следующие выражения для вычисления неизвестных постоянных $\phi_{F,1}, \phi_{F,1}^{(1)}$ и $\phi_{F,1}^{(2)}$:

$$\phi_{F,1} = \frac{\phi_I - \left[\frac{2}{3}(u_F - u_{I-1}) - 2 \frac{\Delta_{F,2}}{(u_F - u_{I-1})} \right] \phi_{I-1,1} - \left[\frac{1}{6}(u_F - u_{I-1})^2 - \Delta_{F,2} \right] \phi_{I-1,1}^{(1)}}{\frac{1}{3}(u_F - u_{I-1}) + \Delta_{F,1} + 2 \frac{\Delta_{F,2}}{(u_F - u_{I-1})}};$$

$$\phi_{F,1}^{(1)} = \frac{2}{(u_F - u_{I-1})} (\phi_{F,1} - \phi_{I-1,1}) - \phi_{I-1,1}^{(1)};$$

$$\phi_{F,2}^{(2)} = \frac{2}{(u_F - u_{I-1})^2} (\phi_{F,1} - \phi_{I-1,1}) - \frac{2}{(u_F - u_{I-1})} \phi_{I-1,1}^{(1)}.$$

Здесь использованы обозначения :

$$\Delta_{F,1} = \begin{cases} \left[\frac{1}{2} \left(1 - 2 \frac{T}{E_F} \right) + 2 \left(\frac{T}{E_F} \right)^3 \cdot \frac{1 - (1 + E_F/T) \exp(-E_F/T)}{\exp(-E_F/T)} \right], & \frac{\phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}} < \frac{\phi_I}{E_{I-1}}; \\ \frac{5}{6}, & \frac{\phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}} > \frac{\phi_I}{E_{I-1}}; \end{cases}$$

$$\Delta_{F,2} = \begin{cases} \left[\left(\frac{T}{E_F} \right)^2 \cdot \frac{1 - (1 + E_F/T) \exp(-E_F/T)}{\exp(-E_F/T)} - 1 \right] \cdot \frac{T}{E_F}, & \frac{\phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}} < \frac{\phi_I}{E_{I-1}}; \\ \frac{1}{6}, & \frac{\phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}} > \frac{\phi_I}{E_{I-1}}. \end{cases}$$

Расчеты постоянных f_I , $f_I^{(1)}$, $f_I^{(2)}$ можно провести по формулам:

а) $\phi_{I-1}/\Delta E_{I-1} < \phi_I/E_{I-1}$

$$f_I = T \frac{2\phi_{F,1} + \phi_{F,1}^{(1)}}{E_F^3 \exp(-E_F/T)};$$

$$f_I^{(1)} = \frac{\phi_{F,1}}{E_F^2} - f_I \exp(-E_F/T);$$

б) $\phi_{I-1}/\Delta E_{I-1} > \phi_I/E_{I-1}$

$$f_I^{(2)} = -2 \frac{2\phi_{F,1} + \phi_{F,1}^{(1)}}{E_F^3};$$

$$f_I^{(1)} = \frac{\phi_{F,1}}{E_F^2} - \frac{1}{2} E_F f_I^{(2)}.$$

Понятно, как изменить предложенные выше аппроксимации зависимости $\phi(E)$ при $E_{I-1} = E_F$. Ради экономии места формулы для расчетов соответствующих коэффициентов не приводятся.

Пусть теперь группа с номером I не является последней группой. В группах с номерами $i = 2 - (I - 1)$ следует использовать приближение (6) и соответствующие формулы для расчета коэффициентов. В группах с номерами $i = I - (\bar{I} - 1)$ предлагаем применять аппроксимацию

$$\phi(E) = f_{i,1} + (E - E_i) f_{i,1}^{(1)} + \frac{1}{2} (E - E_i)^2 f_{i,1}^{(2)}, \quad (7)$$

а в последней группе с номером $i = \bar{I}$ зависимость

$$\phi(E) = E f_{i,1}^{(1)} + \frac{1}{2} E^2 f_{i,1}^{(2)} + \frac{1}{6} E^3 f_{i,1}^{(3)}. \quad (8)$$

Потребовав непрерывности восстанавливаемых функций на границах групп с номерами $i = I - \bar{I}$ и сохранения интегралов ϕ_i для групп с теми же номерами, получим следующие формулы для расчета неизвестных коэффициентов:

а) для $i = I$

$$f_{i,1} = \frac{3}{\Delta E_i} \phi_i - \frac{2}{E_{i-1}} \phi_{i-1,1} - \frac{\Delta E_i}{2 E_{i-1}^2} (\phi_{i-1,1} + \phi_{i-1,1}^{(1)});$$

$$f_{i,1}^{(1)} = \frac{2}{E_{i-1} \Delta E_i} \phi_{i-1,1} + \frac{\phi_{i-1,1} + \phi_{i-1,1}^{(1)}}{E_{i-1}^2} - \frac{2}{\Delta E_i} f_{i,1};$$

2. Zouev Yu.N., Lartsev V.D., Chernukhin Yu.I. et al. Feasibility of ${}^3\text{HeD}^6\text{LiD}$ Thermal-to-Fusion Neutron Converters for Fusion Reactor Materials Testing. IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering (SOFE-95). 1995, vol. 1, p. 49.

3. Барсанов В.И., Головачев М.Г., Дьяков А.А. и др. Атомный материаловедческий центр СФ НИКИЭТ и его экспериментально-методические возможности. – ВАНТ. Сер. Ядерная техника и технология, 1992, вып. 4, с. 3.

4. Almquist E. Fast Neutron from T+D and T+Li Reactions. Can. – J. Res., 1950, vol. 28A, p. 433.

5. Napier B., Holland J., Howe S. et al. Design of an in-core fast neutron generator. – Nucl. Instr. Meth., 1976, vol. 138, p. 463.

6. Miller W., Law W., Brugger R. Thermal neutron driven 14.1 MeV neutron generators. – Ibid. 1983, vol. 216, p. 219.

7. Рождественский М.И., Точеный Л.В. Конвертирование нейтронов реакторного спектра в нейтроны с энергией выше 10 МэВ. – Труды Конференции по нейтронной физике, г. Киев, 1987.

8. Perry R.T., Parish T.A., Wilson W.B. A 14 MeV neutron source. – Fusion Technology, 1985, vol. 8, № 1, part 2B, p. 1454.

9. Рождественский М., Точеный Л., Чупова Л. Конвертирование тепловых нейтронов в быстрые с энергией 14,1 МэВ. – Атомная техника за рубежом, 1986, № 1, с. 22.

10. Briesmeister J.F. (Editor). MCNP - a general Monte-Carlo code for neutron and photon transport. Version 4A. LA-7396. Los Alamos, 1986.

11. Балабанов Е.М., Барит И.Я., Кацауров Л.Н. и др. Измерение эффективного сечения реакции $\text{D}(T,n)^4\text{He}$ в области энергий дейтронов 40–730 кэВ. Ядерные реакции на легких ядрах: Сборник. М.: Атомиздат, 1957.

12. Серов В.И., Гужовский Б.Я. Исследование реакций ${}^6\text{Li}(t,n)$, ${}^7\text{Li}(t,n)$, ${}^7\text{Li}(\text{He})$, ${}^9\text{Be}(t,n){}^{11}\text{B}$ и ${}^9\text{Be}({}^3\text{He},n){}^{11}\text{C}$. – Атомная энергия, 1962, т. 12, № 1, с. 5.

13. Чернухин Ю.И., Ларцев В.Д., Стрельцов С.И. и др. Об одной возможности исследования длиннопериодной активации конструкционных материалов для термоядерных реакторов в смешанном нейтронном поле реактора деления и ${}^6\text{LiD}$ -конвертора тепловых нейтронов в быстрые нейтроны с энергией – 14 МэВ. Препринт № 154, ВНИИТФ, 1998.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ 14-МэВ НЕЙТРОНОВ В МОДЕЛЯХ ЗАЩИТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ИЗ ЖЕЛЕЗА

М. И. Андреев, В. В. Афанасьев, А. Г. Белевитин, С. Б. Булатенко, А. П. Васильев,
Я. З. Кандиев, И. И. Костенко, В. И. Литвин, А. В. Лопаткин, В. Д. Лютов,
Д. В. Марковский, Г. В. Мокичев, В. Л. Ромоданов, А. М. Рябинин, Ю. А. Соколов,
В. Г. Субботин, В. А. Терехин, В. М. Шмаков

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Представлены результаты benchmark экспериментов для верификации программ расчета переноса нейтронного и гамма-излучения от источника термоядерных нейтронов в толстых защитных композициях из железа, имеющих неоднородности в виде щелей.

В современных проектах разрабатываемых термоядерных реакторов (ТЯР) конструкции защит обладают сложной неоднородной структурой, характеризующейся наличием в ней полых или частично заполненных щелей и каналов различных форм, размеров и конфигураций. В ряде исследований было показано, что наличие неоднородностей и полостей в защите практически определяет радиационную обстановку реактора.

В настоящее время наиболее эффективными для расчета реальных трехмерных композиций защит, имеющих неоднородности, являются программы расчета на основе метода Монте-Карло.

Неоднородности в защите ТЯР существенно усложняют проведение расчетов характеристик полей излучения и увеличивают их погрешности в связи со значительной анизотропией и большими градиентами радиационных полей. При этом систематические погрешности расчетов, связанные с методикой расчета, используемой библиотекой ядерно-физических констант, упрощениями реальной геометрии, не могут быть определены заранее.

Для оценки величины этих погрешностей достаточно эффективным является тестирование расчетов в экспериментах типа benchmark [1] с упрощенными моделями фрагментов защит. Модели фрагментов защит должны иметь простую, удобную для проведения расчетов геометрию (шар, цилиндр, параллелепипед), имитировать состав материала защиты и ее геометрические размеры, имитировать те неоднородности, влияние которых на точность расчетов является предметом исследований. Имитация термоядерного источ-

ника нейтронов осуществляется с использованием генераторов 14 МэВ-нейтронов.

Проведение экспериментальных исследований с моделями защитных композиций для тестирования расчетов является одним из основных направлений деятельности существующей в МИФИ лаборатории "Нейтронный генератор", возглавляемой доктором физико-математических наук Ромодановым В. Л. За последние годы в этой лаборатории была выполнена серия интересных benchmark экспериментов с моделями защит из железа, включающая эксперименты по исследованию прохождения 14 МэВ-нейтронов в моделях железной и железоводной защиты толщиной 40 см со щелями [2], эксперименты с моделями защит из железа толщиной 50 см со щелями.

Представляемая работа, проводившаяся во ВНИИТФ совместно с МИФИ в период с 1997 по 1999 гг. на нейтронном генераторе НГ-12 центра нейтронной терапии, является продолжением этих экспериментальных исследований с моделями защит из железа толщиной 100 см, имеющими щели. (В работе также принимали участие сотрудники НИИЭФА им. Ефремова (г. Санкт-Петербург), проводившие модернизацию нейтронного генератора НГ-12; Научно-исследовательского конструкторского института энерготехники (НИКИЭТ); Российского научного центра "Курчатовский институт" (РНЦ КИ), выполнявшие вместе с сотрудниками математического отделения ВНИИТФ расчеты экспериментов.)

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки.

$$f_{i,1}^{(2)} = -\frac{\phi_{i-1,1} + \phi_{i-1,1}^{(1)}}{\Delta E_i E_{i-1}^2} - \frac{f_{i,1}^{(1)}}{\Delta E_i};$$

б) для $i = (I+1) - (\bar{I}-1)$

$$f_{i,1} = \frac{3}{\Delta E_i} \phi_i - 2f_{i-1,1} + \frac{1}{2} \Delta E_i f_{i-1,1}^{(1)};$$

$$f_{i,1}^{(1)} = 2 \frac{f_{i-1,1} - f_{i,1}}{\Delta E_i} - f_{i-1,1}^{(1)};$$

$$f_{i,1}^{(2)} = \frac{f_{i-1,1}^{(1)} - f_{i,1}^{(1)}}{\Delta E_i};$$

в) для $i = \bar{I}$

$$f_{i,1}^{(1)} = \frac{12}{E_{i-1}^2} \phi_i - \frac{6}{E_{i-1}} f_{i-1,1} + f_{i-1,1}^{(1)};$$

$$f_{i,1}^{(2)} = \frac{6}{E_{i-1}^2} f_{i-1,1} - \frac{2}{E_{i-1}} f_{i-1,1}^{(1)} - \frac{4}{E_{i-1}} f_{i,1}^{(1)};$$

$$f_{i,1}^{(3)} = -\frac{3}{E_{i-1}^3} f_{i-1,1} + \frac{3}{E_{i-1}^2} f_{i-1,1}^{(1)} - \frac{3}{2E_{i-1}} f_{i,1}^{(2)}.$$

Выше в обоих из рассмотренных нами случаях процедура восстановления начинается с группы I и завершается в последней группе. Назовем такой подход восстановлением *слева направо*.

Можно использовать и восстановление *справа налево*, когда восстановление начинается с последней группы и завершается в группе I. В этом случае предлагаем использовать аппроксимации:

а) для $i = \bar{I}$

$$\phi(E) = E f_{i,0}^{(1)} + \frac{1}{2} E^2 f_{i,0}^{(2)};$$

б) для $i = I - (\bar{I}-1)$

$$\phi(E) = f_{i,0} + (E - E_{i-1}) f_{i,0}^{(1)} + \frac{1}{2} (E - E_{i-1})^2 f_{i,0}^{(2)};$$

в) для $i = 2 - (I-1)$

$$\phi(u) = \phi_{i,0} + (u - u_{i-1}) \phi_{i,0}^{(1)} + \frac{1}{2} (u - u_{i-1}) \phi_{i,0}^{(2)}; \quad (9)$$

г) для $i = 1$

$$\phi(u) = (u - u_0) \phi_{i,0}^{(1)} + \frac{1}{2} (u - u_0)^2 \phi_{i,0}^{(2)} + \frac{1}{6} (u - u_0)^3 \phi_{i,0}^{(3)}. \quad (10)$$

Величина $f_{\bar{I},0}^{(2)}$ будет выполнять роль параметра, который должен быть подобран так, чтобы восстанавливаемая функция принимала положительные значения.

Поступая далее так же, как и выше, получим следующие формулы для расчетов коэффициентов:

а) $i = \bar{I}$

$$f_{i,0}^{(1)} = \frac{2}{E_{i-1}^2} \phi_i - \frac{1}{3} E_{i-1} f_{i,0}^{(2)};$$

б) $i = I - (\bar{I}-1)$

$$f_{i,0} = \frac{3}{\Delta E_i} \phi_i - 2f_{i+1,0} - \frac{1}{2} \Delta E_i f_{i+1,0}^{(1)};$$

$$f_{i,0}^{(1)} = 2 \frac{f_{i,0} - f_{i+1,0}}{\Delta E_i} - f_{i+1,0}^{(1)};$$

$$f_{i,0}^{(2)} = \frac{f_{i,0}^{(1)} - f_{i+1,0}^{(1)}}{\Delta E_i},$$

причем при $i = (\bar{I} - 1)$ значения $f_{i+1,0}$ и $f_{i+1,0}^{(1)}$ равны

$$E_{\bar{I}-1} f_{\bar{I},0}^{(1)} + \frac{1}{2} E_{\bar{I}-1}^2 f_{\bar{I},0}^{(2)}$$

и

$$f_{\bar{I},0}^{(1)} + E_{\bar{I}-1} f_{\bar{I},0}^{(2)}$$

соответственно;

в) $i = (I - 1)$

$$\phi_{i,0} = \frac{3}{\Delta u_i} \phi_i - \frac{1}{2} E_i \Delta u_i (f_{i+1,0} + E_i f_{i+1,0}^{(1)}) - 2 E_i f_{i+1,0};$$

$$\phi_{i,0}^{(1)} = E_i (f_{i+1,0} + E_i f_{i+1,0}^{(1)}) + E_i \frac{2}{\Delta u_i} f_{i+1,0} - \frac{2}{\Delta u_i} \phi_{i,0};$$

$$\phi_{i,0}^{(2)} = -E_i \frac{f_{i+1,0} + E_i f_{i+1,0}^{(1)}}{\Delta u_i} - \frac{1}{\Delta u_i} \phi_{i,0}^{(1)};$$

г) для $i = 2 - (I - 2)$

$$\phi_{i,0} = \frac{3}{\Delta u_i} \phi_i - 2 \phi_{i+1,0} + \frac{1}{2} \Delta u_i \phi_{i+1,0}^{(1)};$$

$$\phi_{i,0}^{(1)} = 2 \frac{\phi_{i+1,0} - \phi_{i,0}}{\Delta u_i} - \phi_{i+1,0}^{(1)};$$

$$\phi_{i,0}^{(2)} = \frac{\phi_{i+1,0}^{(1)} - \phi_{i,0}^{(1)}}{\Delta u_i};$$

д) $i = 1$

$$\phi_{i,0}^{(1)} = \frac{12}{\Delta u_i^2} \phi_i - \frac{6}{\Delta u_i} \phi_{i+1,0} + \phi_{i+1,0}^{(1)};$$

$$\phi_{i,0}^{(2)} = \frac{6}{\Delta u_i^2} \phi_{i+1,0} - \frac{2}{\Delta u_i} \phi_{i+1,0}^{(1)} - \frac{4}{\Delta u_i} \phi_{i,0}^{(1)};$$

$$\phi_{i,0}^{(3)} = 3 \frac{\Delta u_i \phi_{i+1,0}^{(1)} - \phi_{i+1,0}}{\Delta u_i^3} - \frac{3}{2 \Delta u_i} \phi_{i,0}^{(2)}.$$

Таким образом, расчет коэффициентов во всех предложенных нами аппроксимациях зависимостей $\phi(u)$ или $\phi(E)$ при известном значении параметра может быть проведен по аналитическим формулам. Требуется определить параметр, обеспечивающий положительность восстанавливаемой функции.

Если для определения параметра использовать программу Solver из программного обеспечения электронных таблиц Microsoft Excel 97, то задача формулируется следующим образом: найти значение параметра, обеспечивающего экстремум любого из функционалов

$$\Delta u_i \phi_{i,1} - \frac{1}{2} \Delta u_i^2 \phi_{i,1}^{(1)} + \frac{1}{6} \Delta u_i^3 \phi_{i,1}^{(2)}$$

при восстановлении *слева направо* или

$$\Delta u_i \phi_{i,0} + \frac{1}{2} \Delta u_i^2 \phi_{i,0}^{(1)} + \frac{1}{6} \Delta u_i^3 \phi_{i,0}^{(2)}$$

при восстановлении *справа налево* при условии положительности некоторых величин. В общем случае этими величинами являются значения $\phi(u)$ на сетке u из интервала $[u_1, u_{I-1}]$, включающей границы этого интервала и границы групп от u_2 до u_{I-2} , и значения $\phi(E)$ на сетке E из интервала $[0, E_I]$, включающей точку E_I и границы групп от E_{I+1} до $E_{\bar{I}-1}$. Если группа с номером I является последней и $E_{\bar{I}-1} \neq E_F$, то должна быть обеспечена положительность значений $\phi(u)$ на сетке u из интервала $[u_1, u_F]$, включающей границы этого интервала и границы групп от u_2 до u_{I-1} , и значений $\phi(E)$ на сетке E из интервала $[0, E_F]$. Заметим, что безразлично

какой тип экстремума, \min или \max , выбирать, так как только что указанные функционалы являются константами, равными ϕ_i . Подчеркнем, что расчеты параметра следует проводить с двойной точностью.

Можно сформулировать задачу по определению параметра и иначе. Для этого достаточно учесть, что величины, положительность которых должна быть обеспечена, линейно зависят от параметра. Следовательно, надо найти такое значение параметра, при котором все соответствующие прямые расположены над осью ординат. При восстановлении *слева направо*, например, устанавливаем область допустимых значений параметра в смысле положительности $\phi_{1,1}$, затем переходим к $\phi_{2,1}$, проделываем то же самое и определяем область пересечения двух областей, затем переходим к $\phi_{3,1}$ и т.д.

Нельзя утверждать, что при любом групповом разбиении изменением одного параметра можно добиться положительности всех перечисленных выше величин. Если при использовании какого-то из подходов изменения параметра, начиная с конкретной группы, нельзя добиться положительности восстанавливаемой функции, можно было бы начать объединение групп. Однако это огрубляет процедуру восстановления, и мы предлагаем другой подход.

Предварительные расчеты показали, что прекращение требуемого воздействия параметра может наступать в области энергии замедляющихся нейтронов, где в качестве переменной используется логарифм. Пусть изменениями параметра не удается добиться положительности восстанавливаемой функции, начиная с группы с номером i' . Пусть проводится восстановление *слева направо*. В группах с номерами $i = 1 - (i' - 6)$ зафиксируем результаты, в том числе и параметр $\phi_{i,1}^{(3)}$. Как показывают расчеты, такой сдвиг является минимальным для обеспечения соответствия поведения $\phi(u)$ поведению гистограммы ϕ_i при изменении соответствующих i . В группе с номером $i = (i' - 5)$ предлагаем при использовании приближения (6) потребовать при u_{i-6} непрерывности только $\phi(u)$ и выполнения равенства (4). Тогда для указанного значения i коэффициенты следует вычислять по формулам:

$$\phi_{i,1} = 2 \frac{\phi_i}{\Delta u_i} - \phi_{i-1,1} + \frac{1}{6} \Delta u_i^2 \phi_{i,1}^{(2)};$$

$$\phi_{i,1}^{(1)} = \frac{\phi_{i,1} - \phi_{i-1,1}}{\Delta u_i} + \frac{1}{2} \Delta u_i \phi_{i,1}^{(2)}.$$

Здесь величина $\phi_{i-5,1}^{(2)}$ будет выполнять роль нового параметра, изменениями которого следует добиваться положительности восстанавливаемой функции в группах с номерами $i \geq (i' - 5)$. В группах с номерами $i > (i' - 5)$ по-прежнему следует использовать приближения (6)–(8) и предыдущие формулы для расчета коэффициентов.

Пусть теперь проводится восстановление *справа налево* и имеет место аналогичная ситуация. Результаты, в том числе и параметр $f_{i,0}^{(2)}$, фиксируем в группах с номерами $i = (i' + 6) - \bar{1}$. Необходимость такого сдвига та же, что и в случае восстановления *слева направо*. В группе с номером $i = (i' + 5)$ предлагаем при использовании приближения (9) потребовать в точке u_{i+5} непрерывности только $\phi(u)$ и выполнения равенства (4). Тогда для указанного значения i коэффициенты следует вычислять по формулам:

$$\phi_{i,0} = 2 \frac{\phi_i}{\Delta u_i} - \phi_{i+1,0} + \frac{1}{6} \Delta u_i^2 \phi_{i,0}^{(2)};$$

$$\phi_{i,0}^{(1)} = \frac{\phi_{i+1,0} - \phi_{i,0}}{\Delta u_i} - \frac{1}{2} \Delta u_i \phi_{i,0}^{(2)}.$$

Величина $\phi_{i+5,0}^{(2)}$ будет выполнять роль нового параметра, изменениями которого следует добиваться положительности восстанавливаемой функции в группах с номерами $i \leq (i' + 5)$. В группах с номерами $i < (i' + 5)$ необходимо использовать приближения (9)–(10) и предыдущие формулы для расчета коэффициентов.

Таким образом, при смене параметра возможен конечный разрыв первой производной восстанавливаемой функции на первой по направлению восстановления границе группы, начиная с которой используется новый параметр.

Предложим теперь дополнительные приемы для особых случаев. Если неотрицательность восстанавливаемой функции достигается при таком значении параметра $\phi_{i,1}^{(3)}$, что имеет место неравенство

$$\phi_{i,1}^{(2)} - \Delta u_i \phi_{i,1}^{(3)} < 0, \quad (11)$$

то восстановленная функция принимает в группе 1 отрицательные значения в некоторой окрестности точки u_0 , которая тем шире, чем больше модуль левой части неравенства. Для устранения этого недостатка ничего не остается, как объединить группы 1 и 2.

При восстановлении *слева направо* может оказаться отрицательной величина $f_{\bar{l},1}^{(1)}$. Это значит, что в некоторой окрестности нулевой энергии восстановленная функция принимает отрицательные значения. Для устранения этого недостатка надо потребовать положительности $f_{\bar{l},1}^{(1)}$ при определении параметра.

Если восстановление осуществляется *справа налево*, отрицательной может оказаться величина $\phi_{1,0}^{(1)}$. Это значит, что восстановленная функция принимает отрицательные значения в некоторой окрестности u_0 . Для устранения этого недостатка следует потребовать положительности $\phi_{1,0}^{(1)}$ при определении параметра.

При использовании того же подхода параметр $f_{\bar{l},0}^{(2)}$ может оказаться таким, что будет выполняться неравенство

$$\frac{2}{E_{\bar{l}-1}^2} \phi_{\bar{l}} - \frac{1}{3} E_{\bar{l}-1} f_{\bar{l},0}^{(2)} < 0.$$

Это означает, что восстановленная функция отрицательна в некоторой окрестности нулевой энергии. Для устранения этого недостатка следует объединить группы с номерами \bar{l} и $(\bar{l}-1)$.

Групповое разбиение может быть таким, что при отсутствии сторонних источников нейтронов соответствующей энергии интегралы ϕ_i в нескольких первых группах могут быть малы. Кроме того, на фоне этих малых ϕ_i при отсутствии источников термоядерных нейтронов и при наличии соответствующей им узкой группы в ней может иметь место заметный провал гистограммы ϕ_i . В таких условиях параметризация как прием по обеспечению положительности восстанавливаемой функции может отказать в этой области. Поэтому такие группы целесообразно объединять до начала восстановления. Пример такой ситуации будет представлен в следующем разделе. Возможно объединение по аналогичной причине и нескольких последних групп.

Пусть теперь имеет место термоядерный пик. Присвоим узкой группе термоядерных нейтронов индекс i_t . Наличие термоядерного пика означает выполнение неравенств

$$\phi_{i-1} < \phi_{i_t} > \phi_{i+1}.$$

Предлагаем поступать следующим образом. В группах с номерами $i = 1 - (i_t - 1)$ следует использовать приближения (5) и (6) и соответствующие формулы для расчета коэффициентов. После определения параметра становится известной величина $\phi_{i-1,1} > 0$. В группе с номером $i = i_t$ предлагаем использовать "треугольную" аппроксимацию

$$\phi(u) = \begin{cases} \phi_{i-1,1} + 2(u - u_{i-1}) \frac{\phi_{i,0} - \phi_{i-1,1}}{\Delta u_i}, & u_{i-1} \leq u \leq u_{i-1} + \frac{\Delta u_i}{2}; \\ \phi_{i,1} + 2(u - u_i) \frac{\phi_{i,1} - \phi_{i,0}}{\Delta u_i}, & u_{i-1} + \frac{\Delta u_i}{2} \leq u \leq u_i. \end{cases}$$

Потребовав сохранения интеграла ϕ_{i_t} , получим формулу для расчета $\phi_{i,1}$ при $i = i_t$:

$$\phi_{i,1} = \frac{4}{\Delta u_i} \phi_i - 2\phi_{i,0} - \phi_{i-1,1}.$$

Величину $\phi_{i_t,0}$ будем считать параметром, значение которого должно обеспечить положительность восстанавливаемой функции в интервалах с номерами $i \geq i_t$. Как видим, предельным является следующее значение параметра:

$$\phi_{i_t,0} = \frac{2}{\Delta u_{i_t}} \phi_{i_t} - \frac{1}{2} \phi_{i_t-1,1},$$

при котором величина $\phi_{i_t,1}$ обращается в нуль. Пусть для обеспечения положительности восстанавливаемой функции в группе, например, с номером i требуется дальнейшее увеличение $\phi_{i_t,0}$. Если i заметно больше $(i_t + 6)$, предлагаем провести смену параметра так, как было сказано выше для случая восстановления *слева направо*. Если же i больше $(i_t + 6)$, но близко к этому номеру или i меньше $(i_t + 6)$, предлагаем поступать сле-

дующим образом. В группе термоядерных нейтронов используем предельное значение параметра $\phi_{i,0}$ и пере-
 номеруем группы, присвоив бывшей группе с номером $(i + 1)$ номер 1. Далее процедура восстановления энерге-
 тической зависимости проводится так, как было изложено выше при отсутствии термоядерного пика. В этом
 случае на новой границе u_0 будет разрывна первая производная.

Выделим два особых случая. Если $i_t = 1$, то величина $\phi_{0,1} \equiv 0$. Если $i_t = 2$, то в первой группе предлагаем
 использовать приближение (6), потребовав равенства нулю в точке u_0 функции $\phi(u)$ и ее первой производной
 и выполнения (4) при $i = 1$. Тогда коэффициенты можно вычислять по формуле

$$\phi_{1,1}^{(n)} = (3-n) \frac{\phi_{1,1}^{(n-1)}}{\Delta u_1},$$

где $n = 0 - 2$; $\phi_{1,1}^{(0)} \equiv \phi_{1,1}$; $\phi_{1,1}^{(-1)} \equiv \phi_1$.

2. ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

В качестве примера рассмотрим задачу восстановления предложенными способами функций $\phi(u)$ в актив-
 ной зоне и в отражателе сферической критической сборки PU-MET-FAST-011 (сокращенно pmf11). Характе-
 ристики этой сборки приводятся в международном справочнике [4]. Активная зона сборки pmf11 состоит из
 металлического плутония, высокообогащенного изотопом ^{239}Pu . Сборка имеет водяной отражатель толщиной
 25,4 см. Для активной зоны величина $\delta\Sigma = 0,27295 \text{ см}^{-1}$, а для отражателя $\delta\Sigma = 0,03896 \text{ см}^{-1}$.

При решении уравнения переноса применялось S_{16} -приближение S_n -метода [5] и использовались первичные
 нейтронные константы, подготовленные по библиотекам нейтронных данных ENDL-78 и ENDF/B-6 с помощью
 программы RMK архива BEND [6]. При расчете параметра использовалась программа Solver из программного
 обеспечения электронных таблиц Microsoft Excel 97. При этом мы продвигались последовательно от группы к
 группе, вычисляя параметр, если это необходимо, на каждом шаге по i и периодически производя проверки по-
 вторяемости найденного решения. При восстановлении использовались значения ϕ_i , сумма которых по всем i
 равнялась 1.

Сначала была рассмотрена задача восстановления по результатам 8-групповых расчетов ϕ_i . Граничные зна-
 чения летаргии использовавшегося 8-группового разбиения равны при $E_{00} = 10 \text{ МэВ}$: $u_0 = -0,35$, $u_1 = 0,5$,
 $u_2 = 1$, $u_3 = 2$, $u_4 = 3$, $u_5 = 4$, $u_6 = 6$, $u_7 = 8$, $u_8 = \infty$. Среднюю температуру сборки pmf11 можно принять рав-
 ной $T = 300 \text{ К}$ [4]. При оценке значения E_F ограничимся использованием приближенной формулы из работы
 [7] $E_F = 7T$, которая согласуется с результатами более ранних оценок. Тогда значения u_F , $\Delta_{F,1}$ и $\Delta_{F,2}$ равны
 17,82; 6,7049 и 3,0310 соответственно. В этом примере для обеспечения положительности восстанавливаемой
 функции не пришлось менять параметр и прибегать к дополнительным мерам из раздела 1. Значение параметра
 в активной зоне оказалось равным $\phi_{1,1}^{(3)} = 0,777753\dots$, а в отражателе $\phi_{1,1}^{(3)} = 0,009527\dots$

Для областей той же сборки была рассмотрена задача восстановления по результатам 38-групповых расче-
 тов ϕ_i . Границы групп представлены в таблице. При расчете летаргий использовалась величина $E_{00} = 10 \text{ МэВ}$.
 Смена переменных происходила в 33-й группе при восстановлении *слева направо* или в 32-й группе при вос-
 становлении *справа налево*. В каждой области сборки константы были заблокированы по составу при учете вели-
 чины $\delta\Sigma$ с помощью методики из работы [1] и соответствовали средней температуре сборки. Химическая связь
 водорода в воде не была учтена, но был учтен процесс ретермализации нейтронов на водороде.

Перед восстановлением в активной зоне были объединены 1-3-я группы, так как значения ϕ_i в них малы,
 а в весьма узкой по летаргии 3-й группе имелся и заметный "провал" гистограммы ϕ_i . Однако в процессе вос-
 становления *слева направо* стало выполняться неравенство (11). Этот недостаток был устранен объединением
 1-4-й групп. При дальнейшем восстановлении потребовалась одна смена параметра в группе 26. Найденные
 значения параметров, обеспечившие положительность $\phi(u)$, равны $\phi_{1-4,1}^{(3)} = 0,0470864\dots$ $\phi_{26,1}^{(2)} = -0,0021466\dots$
 При восстановлении *справа налево* также были объединены 1-4-я группы и потребовалась одна смена пара-
 метра в группе 13. Найденные значения параметров равны: $f_{1,0}^{(2)} = -424,4680\dots \text{ эВ}^{-3}$, $\phi_{13,0}^{(2)} = 0,0481255\dots$ Ре-
 зультаты восстановления *слева направо* и *справа налево* в активной зоне pmf11 практически совпали. Несуще-
 ственные различия имеют место в окрестностях точек $u_{13} = 5,370888$ и $u_{25} = 14,58123$ из-за конечного разры-

ва первой производной без изменения знака в этих точках при смене параметра. Для иллюстрации графически на рис. 1 приведены результаты восстановления *слева направо* и *справа налево* в группах с номерами 13–14. Различия в точке $u_{25} = 14,58123$ еще меньше.

Границы групп 38-группового приближения

Номер группы i	E_{i-1}	E_i	U_{i-1}	U_i	Номер группы i	E_{i-1}	E_i	U_{i-1}	U_i
1	20 МэВ	17,5	-0,69315	-0,55962	20	465 эВ	215	9,976058	10,74746
2	17,5	14,1	-0,55962	-0,34359	21	215	100	10,74746	11,51293
3	14,1	13,9	-0,34359	-0,3293	22	100	46,5	11,51293	12,27864
4	13,9	10,5	-0,3293	-0,04879	23	46,5	21,5	12,27864	13,05004
5	10,5	6,5	-0,04879	0,430783	24	21,5	10	13,05004	13,81551
6	6,5	4	0,430783	0,916291	25	10	4,65	13,81551	14,58123
7	4	2,5	0,916291	1,386294	26	4,65	2,15	14,58123	15,35263
8	2,5	1,4	1,386294	1,966113	27	2,15	1,205	15,35263	15,93162
9	1,4	0,8	1,966113	2,525729	28	1,205	0,904	15,93162	16,21902
10	0,8	0,4	2,525729	3,218876	29	0,904	0,603	16,21902	16,62393
11	0,4	0,2	3,218876	3,912023	30	0,603	0,362	16,62393	17,13421
12	0,2	0,1 МэВ	3,912023	4,60517	31	0,362	0,241	17,13421	17,54105
13	100 кэВ	46,5	4,60517	5,370888	32	0,241	0,181	17,54105	17,82735
14	46,5	21,5	5,370888	6,142287	33	0,181	0,129	17,82735	18,16604
15	21,5	10	6,142287	6,907755	34	0,129	0,086	18,16604	18,5715
16	10	4,65	6,907755	7,673473	35	0,086	0,052	18,5715	19,07461
17	4,65	2,15	7,673473	8,444873	36	0,052	0,034	19,07461	19,49949
18	2,15	1 кэВ	8,444873	9,21034	37	0,034	0,026	19,49949	19,76775
19	1000 эВ	465	9,21034	9,976058	38	0,026	0	19,76775	

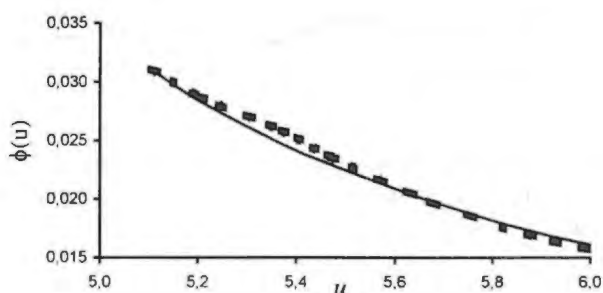


Рис. 1. Фрагмент зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [5, 6]$ в активной зоне pmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*; - - - - 38-групповой спектр ϕ_i , восстановление *справа налево*

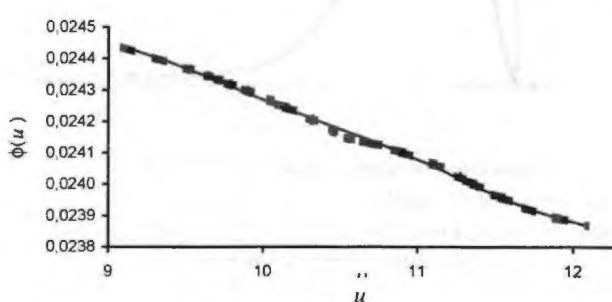


Рис. 2. Фрагмент зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [9, 12]$ в отражателе pmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*; - - - - 38-групповой спектр ϕ_i , восстановление *справа налево*

В отражателе при восстановлении *слева направо* предварительно были объединены группы 1–5 по той же причине, что и в активной зоне. Однако после такого объединения стало выполняться неравенство (11). Для устранения этого недостатка оказалось достаточным объединить группы 1–6 первоначального разбиения. Смена параметра потребовалась в группе 26. Найденные параметры равны: $\phi_{1-6,1}^{(3)} = 0,0025825\dots$, $\phi_{26,1}^{(2)} = -0,0003955\dots$ При восстановлении *справа налево* также были объединены группы 1–6. При восстановлении потребовалась смена параметра в группе 20. Найденные параметры равны: $f_{1,0}^{(2)} = -51851,24\dots \text{эВ}^{-3}$, $\phi_{20,0}^{(2)} = -0,0001057\dots$ Как и в активной зоне, результаты восстановления *слева направо* и *справа налево* практически совпали. Слабые различия проявляются лишь в окрестности точек $u_{20} = 10,74746$ и $u_{25} = 14,58123$ из-за разрыва первой производной без изменения знака в этих точках при смене параметра. Для иллюстрации графически на рис. 2 приведены результаты восстановления *слева направо* и *справа налево* в группах с номерами 19–22. Как видно из

рисунка, согласие вполне приемлемое. Различия в окрестности точки $u_{25} = 14,58123$ того же порядка, что и в окрестности точки $u_{20} = 10,74746$.

В связи со сказанным нами предложен экономичный подход, названный *встречным* восстановлением: одновременно проводятся восстановление *слева направо* примерно для половины общего количества групп и *справа налево* для остальных групп. Например, в случае использовавшегося нами 38-группового разбиения в активной зоне rmf11 при *встречном* восстановлении можно поделить количество групп пополам. В отражателе rmf11 при *встречном* подходе восстановление *слева направо* можно проводить до 20-й группы включительно, а восстановление *справа налево* в группах 21–38. В обоих случаях при использовании *встречного* восстановления смены параметра не требуется.

Итоговые результаты восстановления представлены графически на рис. 3–8. Поскольку все кривые имеют одну нормировку, их сравнение позволяет получить наглядное представление о последствиях перехода при восстановлении от мало-групповых спектров ϕ_i к многогрупповым. В рассмотренном примере обращают на себя внимание неудовлетворительные с физической точки зрения результаты восстановления при использовании 8-групповых спектров ϕ_i в области энергии замедляющихся нейтронов. Для устранения этого недостатка необходимо делить 6–8-ю группы 8-группового разбиения на более мелкие и особенно группу 8, так как $E_7 \approx 3,4 \text{ кэВ} \gg \gg E_F \approx 0,18 \text{ эВ}$. Слабая немонотонность функций $\phi(u)$, восстановленных по 38-групповым спектрам ϕ_i , на отдельных участках в области энергии замедляющихся нейтронов, где ширина групп практически постоянна, обусловлена немонотонностью изменений ϕ_i при изменении соответствующих i .

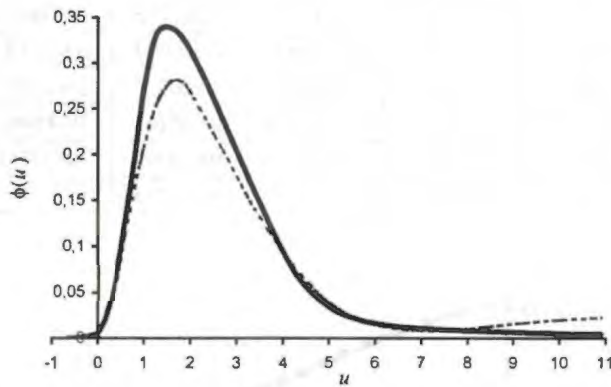


Рис. 3. Графики зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [-1, 11]$ в активной зоне rmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , *встречное* восстановление; - - - 8-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*

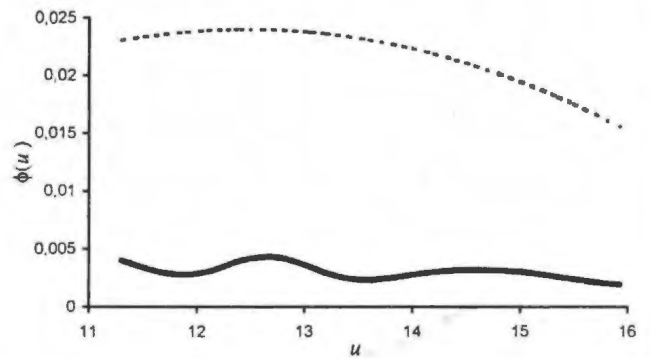


Рис. 4. Графики зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [11, 16]$ в активной зоне rmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , *встречное* восстановление; - - - 8-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*

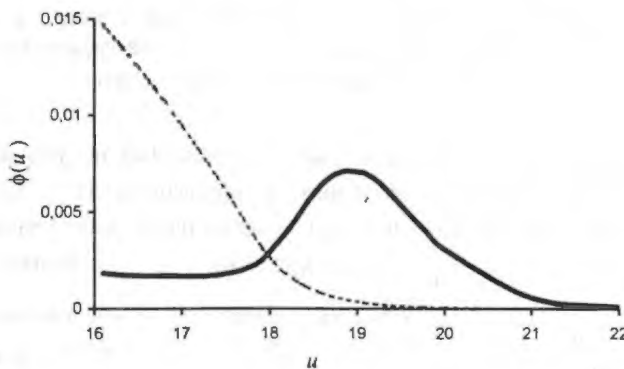


Рис. 5. Графики зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [16, 22]$ в активной зоне rmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , *встречное* восстановление; - - - 8-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*

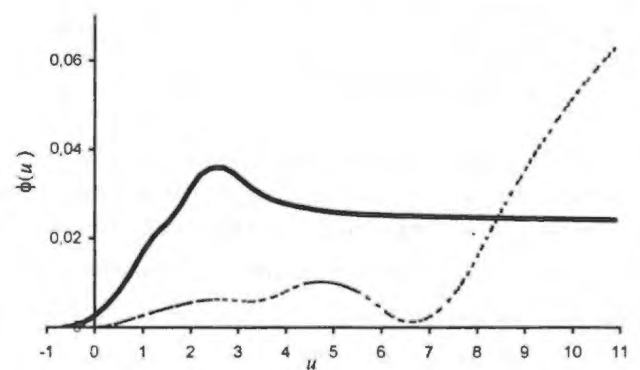


Рис. 6. Графики зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [-1, 11]$ в отражателе rmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , *встречное* восстановление; - - - 8-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*

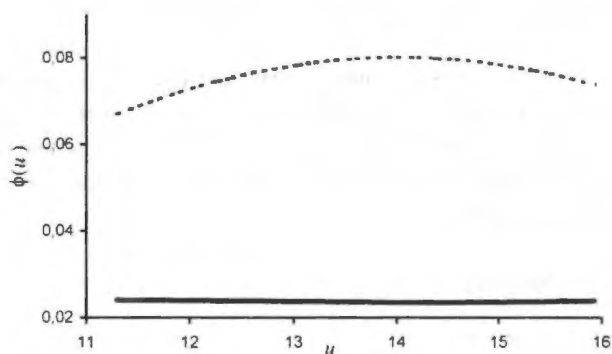


Рис. 7. Графики зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [11, 16]$ в отражателе pmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , *встречное* восстановление; - - - 8-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*

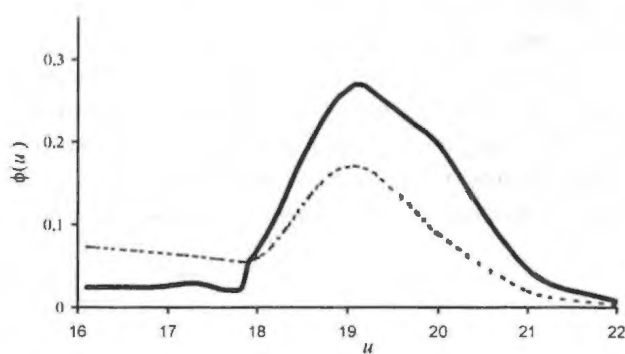


Рис. 8. Графики зависимости $\phi(u)$ на интервале $u \in [16, 22]$ в отражателе pmf11: — — 38-групповой спектр ϕ_i , *встречное* восстановление; - - - 8-групповой спектр ϕ_i , восстановление *слева направо*

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для приближенного учета влияния энергетической зависимости сечений на энергетическую зависимость потока нейтронов предложено восстанавливать по результатам многогрупповых расчетов энергетическую зависимость обобщенной плотности соударений. Многогрупповой спектр обобщенной плотности соударений ϕ_i связан с многогрупповым спектром потока нейтронов ϕ_i соотношением (2).

В разделе 1 предложены два подхода к решению поставленной задачи. Первый из них назван восстановлением *слева направо*. При его использовании восстановление начинается с наибольшей энергии и завершается в последней группе. В процессе восстановления предусмотрен переход от летаргии как независимой переменной к энергии в группе, в которой расположена энергия Ферми.

Второй подход назван восстановлением *справа налево*. Восстановление осуществляется в направлении, противоположном направлению, используемому при применении восстановления *слева направо*. В процессе восстановления предусмотрен переход от энергии как независимой переменной к летаргии в группе, следующей по направлению восстановления за группой, в которой расположена энергия Ферми.

Каждый из подходов гарантирует непрерывность восстанавливаемой функции и ее первой производной на границах раздела групп и сохранение заданных интегралов ϕ_i . Расчеты коэффициентов в предложенных аппроксимациях восстанавливаемой функции могут быть проведены по аналитическим формулам.

Особое внимание уделено гарантии положительности восстанавливаемой функции. По этой причине процедура восстановления является параметрической. Значение параметра, обеспечивающее положительность, предложено вычислять как решение любой из двух задач, сформулированных в разделе 1. Решение одной из них можно получить с помощью программы Solver из программного обеспечения электронных таблиц Microsoft Excel 97.

В разделе 1 также предложены дополнительные приемы для обеспечения положительности восстанавливаемой функции в первой или в нескольких первых и в последней или в нескольких последних группах. Кроме того, как дополнительный прием по обеспечению положительности предложена смена параметра с фиксацией предыдущих результатов восстановления, в том числе и предыдущего параметра. На первой по ходу восстановления границе группы, начиная с которой действует новый параметр, возможен конечный разрыв первой производной восстанавливаемой функции. Особо оговорен случай, когда имеет место термоядерный пик.

Расчеты, примеры которых представлены в разделе 2, показали практическое совпадение функций, восстановленных *слева направо* и *справа налево* при использовании 38-групповых спектров ϕ_i . В этой связи предложен экономичный подход, названный нами *встречным* восстановлением: одновременно проводится восстановление *слева направо* примерно для половины общего количества групп и *справа налево* для остальных групп. *Встречное* восстановление целесообразно применять при большом количестве групп и при его использовании может не потребоваться смены параметров.

После восстановления энергетической зависимости обобщенной плотности соударений расчет энергетической зависимости потока нейтронов следует проводить по формуле (1). Этот спектр может быть использован

при расчете многогрупповых констант в той области рассматриваемой системы, для которой проводилось восстановление энергетической зависимости.

Если бы речь шла о получении многогрупповых констант по базовой системе мультигрупповых данных (индекс j), то эту свертку при условии совпадения границ многогруппового приближения с некоторыми границами мультигруппового разбиения можно проводить, например, по формулам из работы [8]. В этих формулах следует положить ценность нейтронов не зависящей от пространственных и угловых координат и индекса i , а в качестве мультигруппового спектра потока нейтронов использовать спектр

$$\varphi_j = \frac{\int_{u_{j-1}}^{u_j} \phi(u) du \quad (or) \quad \int_{E_{j-1}}^{E_j} \phi(E) dE}{\Sigma_{tot,j} + \delta\Sigma}.$$

Здесь функция $\phi(u)$ (или $\phi(E)$) соответствует тому интервалу с номером i многогруппового разбиения, которому принадлежат интервалы с номерами j мультигруппового разбиения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Юрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М.: Атомиздат, 1977.
3. Горелов В.П., Гончаров Г.А. Формализм оценки резонансной структуры спектра нейтронов и ее геометрического ослабления. – ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика, 1987, № 2, с. 3–13.
4. International handbook of evaluated criticality safety benchmark experiments. Nuclear Energy Agency; Organization for Economic Co-Operation and Development, Paris; NEA/NSC/DOC(95)03; September 1999 Edition.
5. Карлсон Б., Белл Дж. Решение транспортного уравнения S_n -методом. – В сб. “Физика ядерных реакторов. Избранные доклады иностранных ученых” / Под ред. А.И. Лейпунского и В.С. Фурсова. М.: Изд-во ГУ по использованию атомной энергии при СМ СССР, 1959, с. 408.
6. Гребенников А.Н., Фарафонов Г.Г. Архив оцененных нейтронных данных BEND. Принципы организации архива и комплекса программ для работы с данными архива. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1994, № 2, с. 65–70.
7. Горелов В.П., Гребенников А.Н., Ильин В.И. и др. Численное моделирование энергетической зависимости потока нейтронов в блоке полиэтилена с источником быстрых нейтронов // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1998, № 2, с. 39–51.
8. Горелов В.П., Фарафонов Г.Г. К вопросу о расчете эквивалентных малогрупповых нейтронных констант. – ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1985, № 3, с. 56–61.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКАХ

Ю. А. Крысанов¹, С. А. Новиков², А. В. Чернов²¹НИЦ ТИВ, Москва²РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров, Нижегородская обл.

Предложена простая модель распространения ударной волны в пористых металлах, позволяющая объяснить характерные закономерности этого процесса без привлечения условий гомогенности и термической однородности вещества за фронтом ударной волны. Модель базируется на законах сохранения массы и импульса. Энергетические соотношения в модели не используются.

PROPAGATION OF SHOCK WAVES IN METAL POWDERS / YU.A. KRYSANOV, S.A. NOVIKOV, A.V. CHERNOV // Article describes a simple model of shock wave propagation in porous metals. This model allows to explain characteristic regularities of the mentioned process without involvement of conditions of homogeneity and thermal uniformity of substance behind the shock wave front. The model is based on the law of conservation of mass and pulse. Energetic relations are not used in the model.

ВВЕДЕНИЕ

Для описания поведения твердого тела при ударном сжатии широко используется полуэмпирическое уравнение состояния в форме Ми-Грюнайтзена, а для оценки коэффициента Γ при объемной плотности тепловой энергии, в общем виде зависящего от объема и температуры, используются данные по ударному сжатию пористого твердого тела [1]. При этом принимается, что за фронтом ударной волны (УВ) материал гомогенен, а температура в нем однородна. Данные экспериментов показывают, что плотность ударно-сжатого пористого материала может быть заметно ниже плотности сплошного материала при нормальных условиях, поэтому предположение о гомогенности материала за фронтом УВ не может быть принято безоговорочно. Оценки [2] показывают, что для металлов выравнивание температуры за фронтом УВ имеет место, если размеры частиц пористого материала не превышают нескольких микрометров. Практически все исследования по ударному сжатию пористых металлов, например [3], проведены на образцах, размеры частиц которых более чем на порядок превышают приведенные выше оценки, т. е. после прохождения УВ частицы в этих экспериментах заведомо термически неоднородны. Поэтому неоднократно проводились исследования, например [4], показавшие, что изменение размера частиц в пористых металлических образцах в интервале 0,5–100 мкм не влияет на скорость УВ. На этом основании, а также по результатам

аналогичных исследований [3] сделан вывод о том, что ударно-волновые процессы при сжатии пористых материалов близки к равновесным, что позволяет использовать соотношения равновесной термодинамики.

Следует подчеркнуть, что при указанном выше подходе не учитывается форма частиц в пористом материале, поскольку пористый материал считается гомогенным. В некотором приближении это может быть оправданно, так как можно полагать, что влияющие дисперсии размера зерен металлического порошка и формы поверхности случайно ориентированных частиц неправильной конфигурации на значения параметров УВ должно нивелироваться при усреднении по объему образца, однако количественная оценка влияния этого приближения не может быть получена в рамках указанного подхода.

Предлагаемая в работе простая модель распространения УВ в пористых металлах, хорошо согласуясь с экспериментом, позволяет объяснить характерные закономерности этого процесса без привлечения условий гомогенности и термической однородности.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ
СПЛОШНОГО МАТЕРИАЛА В ПОРЕ
ОТ МАССОВОЙ СКОРОСТИ В УВ

Поскольку пористый материал представляет собой хаотический конгломерат частиц неправильной формы, то для описания в среднем распространения в нем УВ можно воспользоваться эвристическим подходом,

представив материал в виде набора частиц, разделенных пустыми промежутками. Время распространения УВ по пористому материалу принимается равным сумме времени распространения УВ по сплошному материалу и времени движения сплошного материала в пустых промежутках со скоростью w , т. е. можно записать

$$1/U(u) = d/U_0(u) + (1-d)/w(u),$$

где d – относительная плотность пористого материала; U – скорость УВ в пористом материале; U_0 – скорость УВ в сплошном материале.

Скорость w можно представить в виде $w = ku$, где u – массовая скорость в УВ, откуда получаем основную формулу, использованную в расчетах:

$$k = (1-d)U/[u(1-dU/U_0)].$$

Выбор источников данных, применяемых для расчетов, во многом диктовался тем, что ударные адиабаты пористых [3] и сплошных [5] металлов определялись по одним и тем же стандартным методикам, что снижает погрешность определения величины k .

Погрешность расчета величины k , определяемая погрешностями экспериментальных значений U , u и d , лежит в пределах 4–5%. Следует учесть, однако, что при давлении менее 5 ГПа данные получены со значительными погрешностями и практически не могут быть использованы. Кроме того, в работе [6] было показано, что по пористому материалу распространяется упругая волна со скоростью, определяемой соотношением $U_y = dc_{сдв}$, где $c_{сдв}$ – скорость распростране-

ния сдвиговых колебаний в сплошном материале, что указывает на наличие двухволновой конфигурации УВ. Между тем, расчет параметров ударных адиабат, как правило, основан на одноволновой схеме. Анализ данных работы [3] показывает, что при малых давлениях в ряде экспериментов скорость распространения УВ близка к расчетной оценке, тогда как в других случаях скорость УВ существенно отличается от нее. Поэтому ввиду неопределенности их интерпретации данные для низких давлений исключены из рассмотрения.

Данные работ [3] и [5] получены методом отражения. Используемый в этом методе экран можно представить в виде жесткого поршня, движущегося с установившейся массовой скоростью u в исследуемый образец и создающего в частицах сплошного материала УВ с параметрами, определяемыми величиной u и ударной адиабатой материала частиц.

На рис. 1 приведены результаты расчета k для кобальта, никеля, молибдена и вольфрама. По оси ординат указано k – отношение скорости движения сплошного материала в пустом промежутке w к массовой скорости u в УВ. Расчет показывает, что в рассмотренных материалах величина k зависит от относительной плотности d и массовой скорости u . При этом для относительной плотности $d > 0,5$ величина k достигает предельного значения $K \approx 1,6$ и остается практически постоянной при увеличении u . При $d < 0,5$ величина k растет практически линейно, не превышая указанного выше предельного значения K .

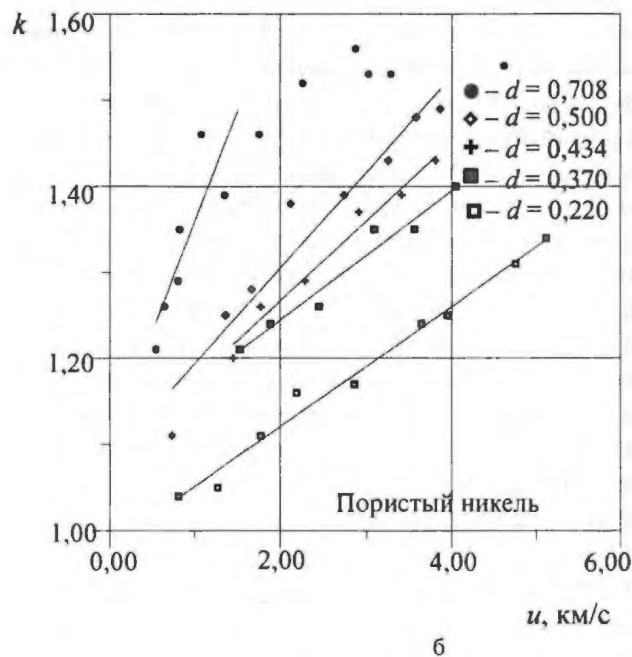
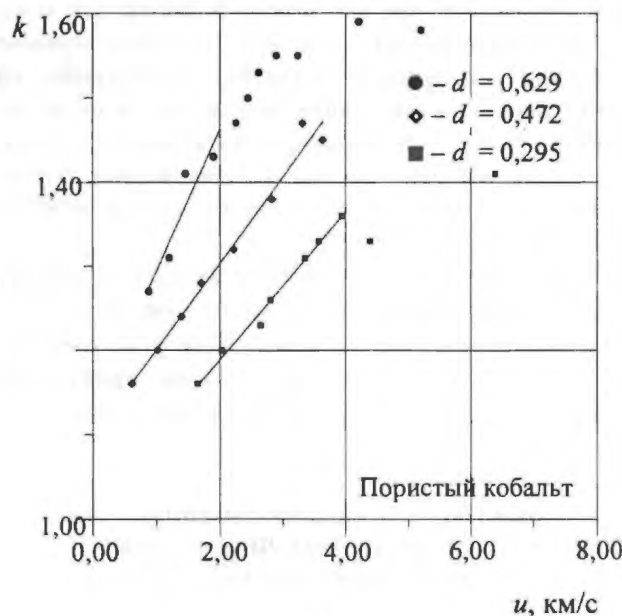
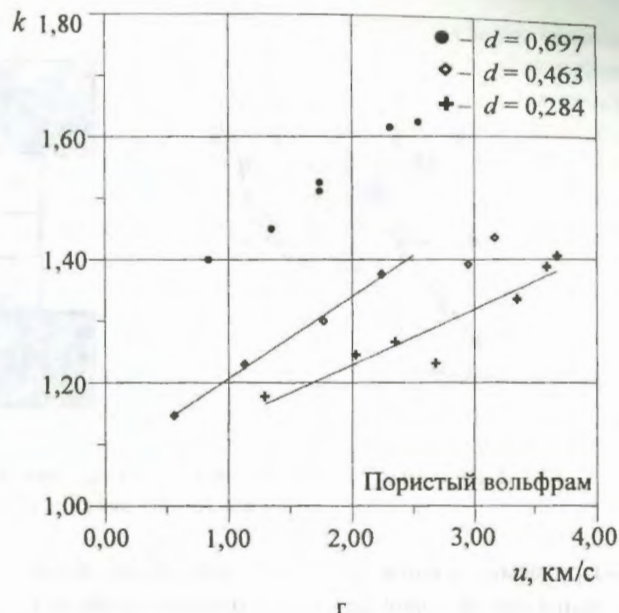
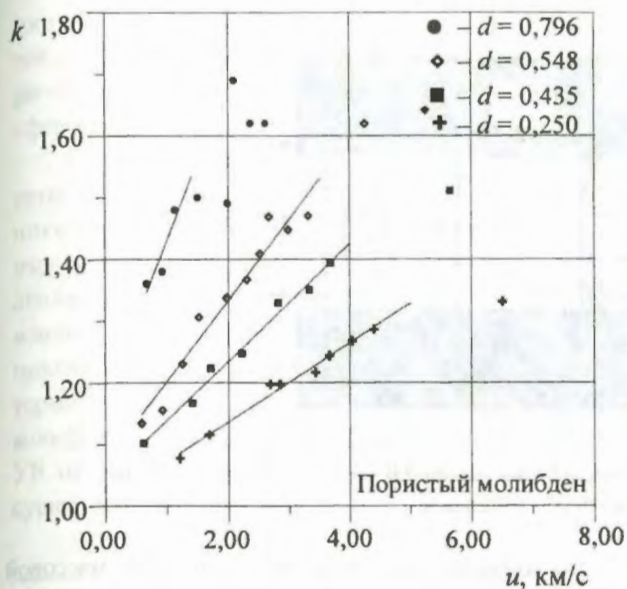


Рис. 1. Зависимости коэффициента $k(u)$ для кобальта (а); никеля (б); молибдена (в) и вольфрама (г) (окончание рисунка см. на с. 123)



Окончание рис. 1

Сплошными линиями показана линейная аппроксимация зависимостей $k(u)$ на их начальном участке.

В расчете величины k использовались непосредственные экспериментальные данные $U(u)$ по ударной сжимаемости пористых металлов. Величина $U_0(u)$ в сплошном металле для массовой скорости u вычислялась по широко используемой линейной ($U_0 = c_0 + \lambda u$) аппроксимации экспериментальных данных.

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ СПЛОШНОГО МАТЕРИАЛА В ПОРЕ

Поведение коэффициента k , в основном определяющего скорость УВ в пористом материале, может быть описано в рамках предлагаемой ниже модели. Следует подчеркнуть, что в модели не рассматривается согласование данного подхода с уравнением сохранения энергии.

Траектория движения УВ по пористому материалу разбивается, вообще говоря, на два этапа. На первом этапе УВ движется по сплошному материалу толщиной Ld с волновой скоростью, определяемой ударной адиабатой сплошного материала [5] при массовой скорости u , равной установившейся скорости экрана (где L – характерный линейный размер объема усреднения, принимаемый в дальнейшем за единицу). При выходе УВ на свободную поверхность начальная скорость свободной поверхности u_f направлена по нормали к поверхности частицы и равна $u_f = 2u \cos \theta$ [7], где u – массовая скорость УВ в сплошном материале; θ – угол между нормалью к поверхности частицы и направлением движения УВ (рис. 2,а). Аналогичный

подход для случая $\theta = 0$ был предложен ранее Тувенином [8]. Усреднение начальной скорости движения частиц сплошного материала неправильной формы в направлении движения УВ позволяет получить $w = 1/S_0 \iint_S u_f \cos \theta dS$, где w – средняя начальная скорость материала в пустом промежутке для рассматриваемой модели; S и S_0 – поверхность и сечение частицы соответственно. В работе [9] показано, что влияние прочности сплошного материала приводит к уменьшению угла между направлением движения свободной поверхности и направлением движения УВ θ на угол δ , оценка которого проведена лишь для упругой волны. В работе [10] при проведении взрывных экспериментов показано, что $\delta = \arcsin\left(\frac{\sin \theta}{8} + \frac{\sin 2\theta}{16}\right)$.

Для заданной формы частицы можно записать $w = Ku$, где K – константа, величина которой зависит от формы частицы.

Оценим величину K для частиц различной формы. Если принять закон удвоения скорости при выходе УВ на свободную поверхность, то очевидно, что в зависимости от формы частицы и ее ориентации эта величина лежит в пределах $1 < K < 2$ (меньшее значение соответствует сильно вытянутым вдоль направления движения УВ частицам, большее значение соответствует набору плоских слоев, рассмотренному Тувенином). Для сферической частицы $K = 4/3 \cong 1,33$, при учете угла $\delta K \cong 1,60$. На P - u – диаграмме сплошного материала это состояние описывается точкой с координатами $\{P_m; Ku\}$ (рис. 3).

Схема движения УВ в пористом материале представлена на рис. 2,б, на котором выделяется основная

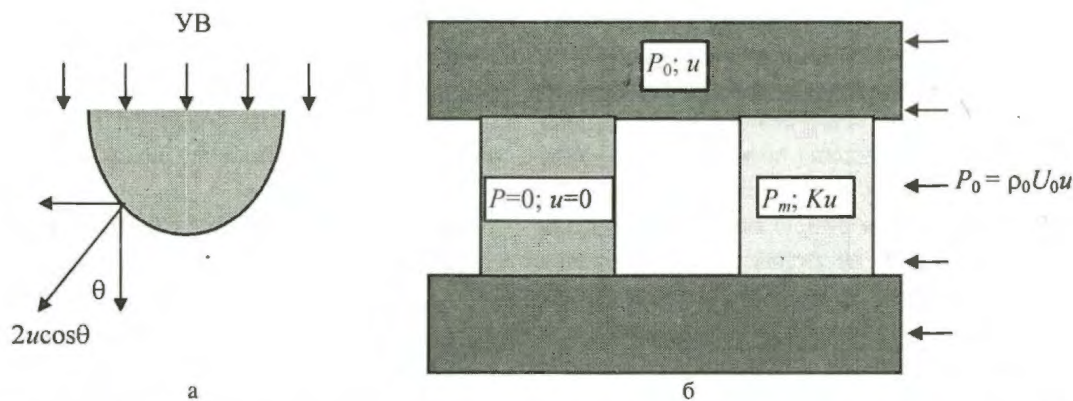


Рис. 2. Движение свободной поверхности при выходе на нее УВ: а – выход УВ на поверхность частицы; б – модель движения УВ в пористом материале

рассматриваемая ячейка пористого материала, имеющая квадратное в плане сечение с длиной стороны L , принимаемой за единицу, и состоящая из слоя сплошного материала толщиной d и пустого промежутка протяженностью $1 - d$. Слой сплошного материала движется после выхода УВ на свободную поверхность со скоростью Ku в канале единичного сечения, расположенном в сплошном материале с состоянием, соответствующим точке $\{P_0; u\}$ на P - u - диаграмме, $P_0 = \rho_0 U_0 u$, ρ_0 - плотность сплошного материала. Предполагается, что величина средней скорости свободной поверхности Ku остается неизменной в течение времени $\Delta t = 1/2c$ (где c - скорость распространения возмущения в движущемся слое), равного времени распространения (в поперечном по отношению к УВ направлении) возмущений от периферийных областей движущегося слоя с параметрами $\{P_m; Ku\}$, граничащих с соседними частицами, до его середины. Если за время Δt пустой промежуток $(1 - d)$ не выбирается полностью, то наступает второй этап движения, для которого средняя скорость движения принимается равной u вследствие торможения слоя, приводящего к повышению давления в нем до P_m , равного среднему давлению в УВ в пористой среде.

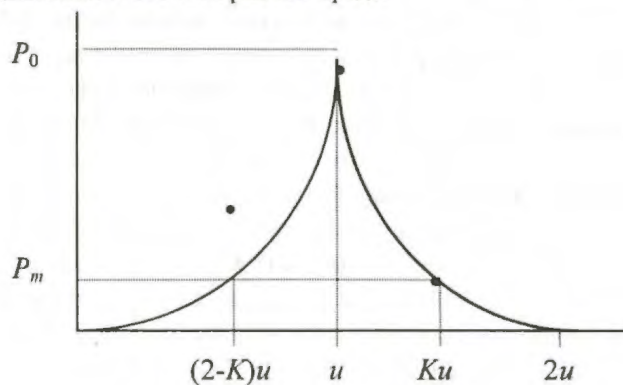


Рис. 3. P - u - диаграмма нагружения и разгрузки сплошного материала

Это означает, что существует значение массовой скорости u_k , определяемое соотношением $(1 - d)/Ku_k = 1/2c$, такое, что при $u \geq u_k = 2(1 - d)c/K$ величина $k = K$; в этом случае торможение слоя вследствие взаимодействия с неразгруженным материалом малоэффективно. Для $u < u_k$ время движения сплошного материала равно сумме времени движения со скоростью Ku и времени движения со скоростью u , так что $(1 - d)/ku = [(1 - d) - Ku/(2c)]/u + 1/2c$, где $k(u, K)$ - текущее значение коэффициента k в интервале $u = 0 \dots u_k$. Происходит эффективное торможение слоя, а поры при этом полностью не закрываются.

Можно предположить, что величина $1/2c$ есть время установления равновесного состояния за фронтом УВ в пористом материале.

Положив скорость c волны возмущения равной скорости УВ в частично разгруженном сплошном материале с давлением P_m , для которого $U_0 = U_0\{(2 - K)u\} = c_0 + \lambda(2 - K)u$, получим зависимость $k(u, K)$, и для $|2\lambda(2 - K) - (K - 1)/(1 - d)|u/c_0 \ll 1$ по наклону зависимости $\partial k/\partial u \approx (K - 1)/[2(1 - d)c_0]$ можно оценить $K \approx 1 + 2(1 - d)c_0 \partial k/\partial u$. Интересно отметить, что при стремлении d к нулю величина наклона зависимости $k(u, K)$ стремится к постоянному значению $\partial k/\partial u \approx (K - 1)/(2c_0)$, а предельная зависимость $U(u) \approx u[1 + (K - 1)u/(2c_0)]$.

Следует подчеркнуть, что высказанные предположения относительно величин Δt и c непосредственно ниоткуда не следуют и оправдываются лишь хорошим совпадением результатов различных и независимых способов подсчета величины коэффициента K , которые сведены в таблицу.

Прежде всего графики (см. рис. 1), построенные по экспериментальным данным, указывают на наличие максимального значения K коэффициента k , которое можно отождествить с экспериментальным значением $K \approx 1,6$. Эти экспериментальные значения (для $d > 0,5$) приведены в третьей колонке таблицы и, как

уже отмечалось, в пределах погрешности экспериментов (4–5 %) согласуются с результатами чисто геометрического усреднения скорости движения для частиц сферической формы.

В четвертой колонке таблицы приведены результаты оценки (для $d < 0.5$) величины K для кобальта, никеля, молибдена и вольфрама, выполненные по изложенной выше методике для двухстадийной схемы движения УВ в пористом материале. Размеры частиц изменялись в широком диапазоне – от 10 мкм для никеля, что является приемлемым для достижения термической однородности в УВ, до 50 мкм для вольфрама, при которой термическая однородность в УВ не достигалась, параметры ударных адиабат также существенно различались.

Результаты определения величины K

Материал	Относительная плотность d	Эксперимент K	Расчет K
Кобальт	0,629	1,57	≈ 1,6
	0,472		1,56
	0,295		1,58
Никель	0,708	1,53	≈ 1,5
	0,500		1,51
	0,434		1,48
	0,370		1,43
	0,220		1,49
Молибден	0,796	1,62	≈ 1,5
	0,548		1,60
	0,435		1,55
	0,250		1,49
Вольфрам	0,697	1,62	
	0,463		1,57
	0,284		1,52

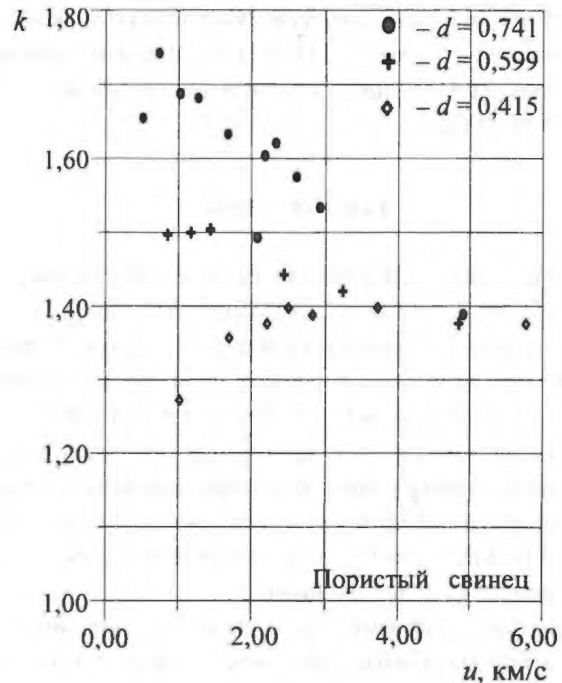
Из таблицы видно хорошее соответствие для четырех исследованных материалов ожидаемых расчетных и измеренных значений K .

Можно полагать, что такое совпадение не является случайным, а предложенная весьма простая двухстадийная схема движения материала в поровом пространстве в среднем достаточно адекватно отражает связи, существующие между средними характеристиками УВ в пористой среде, не требуя, кроме того, привлечения каких-либо подгоночных параметров.

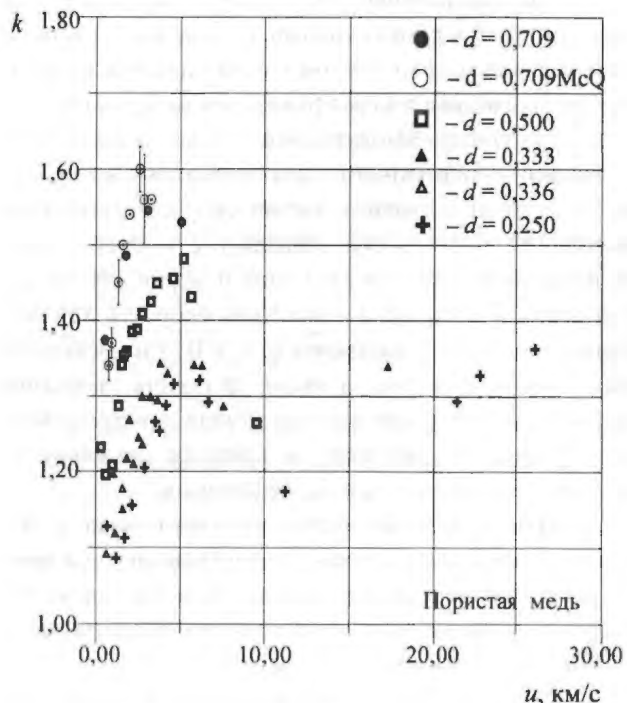
РАСЧЕТ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ В ПОРЕ СПЛОШНОГО МАТЕРИАЛА ПРИ ЕГО ПЛАВЛЕНИИ

Предложенная схема описывает распространение УВ в металлических порошках при условии отсутствия плавления сплошного металла. В сильных УВ по оценкам авторов работ [11], [12] металл плавится.

Поэтому в сильных УВ следует ожидать величину K постоянной и равной ≈ 1,33. На рис. 4 приведены результаты расчета величины k для свинца и меди, в последнем случае использовались также данные работ [13] и [14]. Плавление в свинце наблюдается при меньших значениях массовой скорости u , при больших значениях это явление наблюдается в меди.



а



б

Рис. 4. Зависимости коэффициента $k(u)$ для свинца (а) и меди (б)

Можно полагать, что начало снижения коэффициента $k(u)$ при увеличении u можно отождествить с расчетным началом плавления сплошного материала (по оценке [11], для свинца плавление наступает при $u \approx 1-2,1$ км/с, по оценке [12], для меди - при $u \approx 2,8-3,3$ км/с). При этом снижение величины K до ожидаемого значения $K \approx 1,33$ достигается при величине массовой скорости, заметно большей приведенных выше значений, что указывает на более высокое, чем указано в работах [11] и [12], значение массовой скорости, при которой завершается плавление в пористых металлах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая модель относится к типу априорных моделей, не содержащих свободных подгоночных констант, использует предположение о сферической форме частиц металлических порошков и, кроме того, учитывает возможность плавления частиц металла в УВ.

Использование этой модели для описания поведения металлических порошков при ударном нагружении, несмотря на простоту и неточность модели, показывает ее практически приемлемую согласованность с экспериментальными данными.

Анализ поведения металлических порошков из частиц приблизительно сферической формы при ударном нагружении позволяет сделать следующие выводы.

1. Распространение УВ в пористом материале можно описать в рамках модели разделенных пустыми промежутками слоев с учетом их торможения вследствие взаимодействия с неразгруженным материалом.

2. При выходе УВ достаточно большой амплитуды на свободную поверхность слоя сплошного материала при отсутствии плавления частиц скорость свободной поверхности практически совпадает с оценкой средней начальной скорости движения поверхности частицы и равна $\sim 1,6u$, где u - массовая скорость УВ. Для большой пористости материала ($d < \approx 0,5$) и достаточно малых амплитуд волны скорость движения свободной поверхности вследствие взаимодействия с неразгруженным материалом изменяется в процессе движения от начального значения $\sim 1,6u$ до величины u .

3. При плавлении сплошного материала в УВ скорость движения свободной поверхности практически совпадает с оценкой средней скорости движения поверхности частиц при отсутствии прочности и равна $\sim 1,33u$, где u - массовая скорость УВ.

4. Для пористого материала имеется предельная отличная от единицы величина наклона зависимости

$U(u)$ при стремлении относительной плотности к нулю. Это обстоятельство является следствием того, что средняя начальная скорость движения свободной поверхности не может быть ниже $1,33u$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
2. Килер Р., Ройс Е. Ударные волны в конденсированных средах. - В сб. "Физика высоких плотностей энергии" / Под ред. П. Кальдиरोлы и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974.
3. Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н. и др. Сжимаемость пористых металлов в ударных волнах. - ЖЭТФ, 1989, т. 96, вып. 3, с. 1024.
4. Кормер С.Б., Фунтиков А.И., Урлин В.Д., Колесникова А.Н. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах. - Там же, 1962, т. 42, вып. 1, с. 626.
5. Альтшулер Л.В., Баканова А.А., Дудолов И.П. и др. Ударные адиабаты металлов. - ПМТФ, 1981, № 2, с. 3.
6. Крысанов Ю.А., Новиков С.А. Об ударном сжатии пористых материалов. - Там же, 1988, № 6, с. 57.
7. Peyre C., Pujol J., Thouvenin J. Experimental method for analysis of the structure of a shock wave in a solid. - Proceedings fourth International Symposium on Detonation, 1965, p. 566.
8. Thouvenin J. Effect of a shock wave on a porous solid. - Proceedings fourth international symposium on detonation, 1965, p. 258.
9. Fowles G.R. Shock wave compression of hardened and annealed 2024 aluminum. - J. of Appl. Phys., 1961, vol. 32, N 8, p. 1475.
10. Singh S. Spatial distribution of fragments of explosively loaded thin-walled steel cylinders. - Proc. of the Physical Soc., London, B 69 (1956), p. 1089.
11. Минеев В.Н., Савинов Е.В. Вязкость и температура плавления алюминия, свинца и хлористого натрия при ударном сжатии. - ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 3, с. 485.
12. Урлин В.Д. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне. - Там же, 1965, т. 49, вып. 2(8), с. 485.
13. Трунин Р.Ф., Медведев А.В., Фунтиков А.И. и др. Ударное сжатие пористых железа, меди и вольфрама и их уравнение состояния в области терапаскальных значений. - Там же, 1989, т. 95, вып. 2, с. 631.
14. Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.

ПЛОТНОСТЬ ДЕЛЕНИЙ И СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА БР-1. МОНИТОРИНГ ПОЛНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

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

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

В результате детальных экспериментальных исследований определен функционал удельной плотности делений по активной зоне ИЯР БР-1, на базе которого установлена связь между полным числом делений в активной зоне, плотностью делений в максимуме распределения, плотностью делений в избранной для внешнего контроля позиции и показаниями мониторов нескольких типов. Всесторонне рассмотрены практические аспекты мониторинга полного энерговыделения во всех режимах работы реактора. В рамках двухкомпонентной модели рассмотрена трансформация спектра нейтронов внутри делящегося материала активной зоны.

FISSION DENSITY AND NEUTRON SPECTRA IN FUEL CORE OF BR-1 REACTOR. MONITORING OF TOTAL ENERGY YIELD / A.S. KOSHELEV, G.H. MASLOV, Yu.M. ODINTSOV // As a result of detailed experimental researches is determined the function of specific density of divisions on an active zone BNR BR-1, on the basis of which the communication (connection) between complete number of divisions in an active zone, density of divisions in a maximum of distribution, density of divisions in the position, elected for the external control, and indications of monitors of several types is established. The practical aspects of monitoring complete fission-energy in all modes of reactors operations are comprehensively considered.

In frameworks of two-component model the transformation of a spectrum of neutrons inside a divided material of an active zone is considered.

ВВЕДЕНИЕ

Задача определения и контроля энерговыделения на импульсных ядерных реакторах (ИЯР) с компактной металлической активной зоной (АЗ) имеет особый характер, отличающийся от общепринятого на ядерных энергетических установках. Ориентированные исключительно на функционирование в качестве мощных источников радиационного излучения по уровням интегрального энерговыхода за кампанию ИЯР могут быть отнесены к установкам "нулевой" мощности, так как такие важные факторы, как выгорание и накопление продуктов деления, сопутствующие работе энергетических установок, в рассматриваемом случае практически отсутствуют.

В основном режиме работы ИЯР – генерирование импульсов делений на мгновенных нейтронах – имеет место форсированное энергонагружение элементов конструкции из делящегося материала (ДМ), следствием которого является возникновение значительных динамических напряжений как в самих деталях из ДМ, так и в несущих элементах конструкции, не содержащих ДМ, но находящихся в непосредственном контакте с ними. Для ИЯР с компактной металлической АЗ основным фактором, ограничивающим возможности реактора как источника излучения, являются термодинамические напряжения в наиболее энергонагружаемых деталях из ДМ.

Импульсный характер энерговыхода обуславливает определяющую роль процессов, непосредственно связанных с делением ядер соответствующих делящихся нуклидов (как правило, это ^{235}U и в меньшей степени ^{238}U), – разлет осколков деления, вылет мгновенных нейтронов и γ -квантов. Сопровождающие процесс деления запаздывающие нейтроны, β -частицы и γ -кванты практически не оказывают влияния на величину энерговыхода на стадии генерирования импульса делений на мгновенных нейтронах. Однако заметная доля вносимой ими энергии в полный энерговыход при делении (согласно, например, [1] на долю запаздывающего излучения деления ^{235}U приходится 14,6 МэВ из общего энерговыхода 195,1 МэВ, что составляет 7,5 %) в условиях жестких ограничений на превышение предельно допустимых напряжений в деталях из ДМ при стремлении максимального приближения к допустимому пределу может стать причиной значимых расхождений при формулировании ограничительных условий по энергетическим параметрам (в частности, по полному энерговыделению в АЗ реактора).

В практическом плане более определенными (непротиворечивыми) величинами для описания процесса энерговыделения в АЗ ИЯР вне зависимости от характера его реализации (кроме импульса делений на мгновенных нейтронах на ИЯР предусматривается также генерирование импульсов на запаздывающих нейтронах и осуществление статических пусков с рег-

ламентированным энерговыделением) являются удельная плотность делений (число делений в 1 г ДМ) и полное число делений в АЗ реактора, соответствующее интегралу функции плотности делений по ДМ АЗ. Наличие детекторов, обеспечивающих возможность прямого измерения числа делений любого из делящихся нуклидов (малогабаритные ионизационные камеры деления (ИКД), покрытие электродов в которых содержит соответствующие делящиеся изотопы; делительно-активационные детекторы с определением числа делений в них по γ -активности продуктов деления и т. п.), позволяет определять и контролировать необходимые энергетические параметры ИЯР в однозначно трактуемых величинах.

При физпуске ИЯР БР-1 в варианте АЗ без дополнительной защиты комплектующих кольцевых элементов из ДМ (КЭДМ) от окисления с помощью никель-медного покрытия (основная защита, как и в варианте АЗ с никель-медным покрытием КЭДМ [2], обеспечивалась герметизируемыми чехлами из нержавеющей стали, вакуумированными и заполненными гелием) удалось наиболее полно изучить распределение плотности делений по АЗ как в штатной конфигурации без загрузки, так и с двумя характерными видами загрузок: загрузки во внутризонную полость размещаемого в контейнере вертикальной загрузки (КВЗ) массивного γ -фильтра из свинца и загрузки габаритного n - γ -конвертора, размещаемого снаружи АЗ непосредственно у ее поверхности. Свободный выход осколков с незащищенных поверхностей КЭДМ позволил наряду с традиционным методом, основанным на активации урансодержащих детекторов (образование γ -активных осколков с известным выходом на деление и идентификационными характеристиками γ -квантов при взаимодействии нейтронов с делящимися изотопами урана внутри детектора), использовать методы регистрации осколков, образующихся под воздействием нейтронов непосредственно в поверхностных слоях КЭДМ.

Основной объем экспериментальных данных был получен при проведении исследований в рамках физпуска в 1988 году. Данные для удельной плотности делений по АЗ БР-1 были тогда же полностью обработаны с целью выявления наиболее энергонагруженных КЭДМ как в штатной конфигурации АЗ без загрузки, так и с загрузками, принятыми в качестве значимых, и установления связи между полным энерговыделением в АЗ (определенным интегрированием функции удельной плотности делений по комплектующим АЗ КЭДМ), максимальной энергонагруженностью и показаниями мониторов, планируемых для использования в системе постоянного контроля (мониторинга) энерговыделения в АЗ в течение всего периода эксплуатации БР-1 с данным вариантом АЗ.

Получение результатов по спектрам нейтронов внутри ДМ АЗ стало возможным только после завершения разработки комплексной вычислительной программы для метода интегральных нейтронных детекторов КАСКАД [3] и обоснования применимости модели двухкомпонентного представления спектра нейтронов на быстрых исследовательских реакторах [4].

УДЕЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ДЕЛЕНИЙ. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема АЗ реактора БР-1 в осевом разрезе, отображающая основные особенности ее конструктивной компоновки, представлена на рис. 1. Важным в плане постановки эксперимента по определению пространственного распределения плотности делений является наличие гарантированного (не менее 0,25 мм) зазора между всеми прилегающими поверхностями КЭДМ и в местах прилегания КЭДМ к поверхностям герметизирующих чехлов. Конструктивное назначение зазоров — уменьшение контактных взаимодействий прилегающих поверхностей КЭДМ в начальной стадии колебательного процесса, возбуждаемого при генерировании предельно коротких импульсов делений на мгновенных нейтронах.

В качестве основного для проведения исследования распределения плотности делений по АЗ был выбран (после предварительной апробации) метод твердотельных трековых детекторов (ТТД). Особенность реализованной версии метода в отличие от широко распространенной редакции его применения в метрологических исследованиях ядерной физики (см., например, [5]) заключалась в том, что в качестве эмиттера осколков деления использовалась непосредственно поверхность КЭДМ. Очевидно, что в этом случае осуществляется регистрация делений от всех делящихся изотопов урана (напомним, что КЭДМ АЗ БР-1 изготовлены из сплава ^{235}U 90 %-го обогащения с массовым содержанием молибдена 9 %), чем и определяется основное достоинство метода.

В качестве детекторов для регистрации осколков деления использовалась слюда мусковит марки СТ ГОСТ 13780-78 толщиной 0,1 мм. Слюда (два прямоугольника размером 10×15 мм) размещалась в кассетах из алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм. Открытые поверхности слюды имели ширину 7 мм и высоту 30 мм, что практически совпадало с высотой КЭДМ от торца до уступа подвески. За счет бортов кассеты между поверхностью КЭДМ и пластиной слюды обеспечивался зазор ~ 0,1 мм. При установке детекторных сборок в зазоры между КЭДМ открытая поверхность слюды ориентировалась в сторону выпуклой поверхности соответствующего КЭДМ (кроме случаев установки на внутренних поверхностях КЭДМ, прилегающих к защитным чехлам).

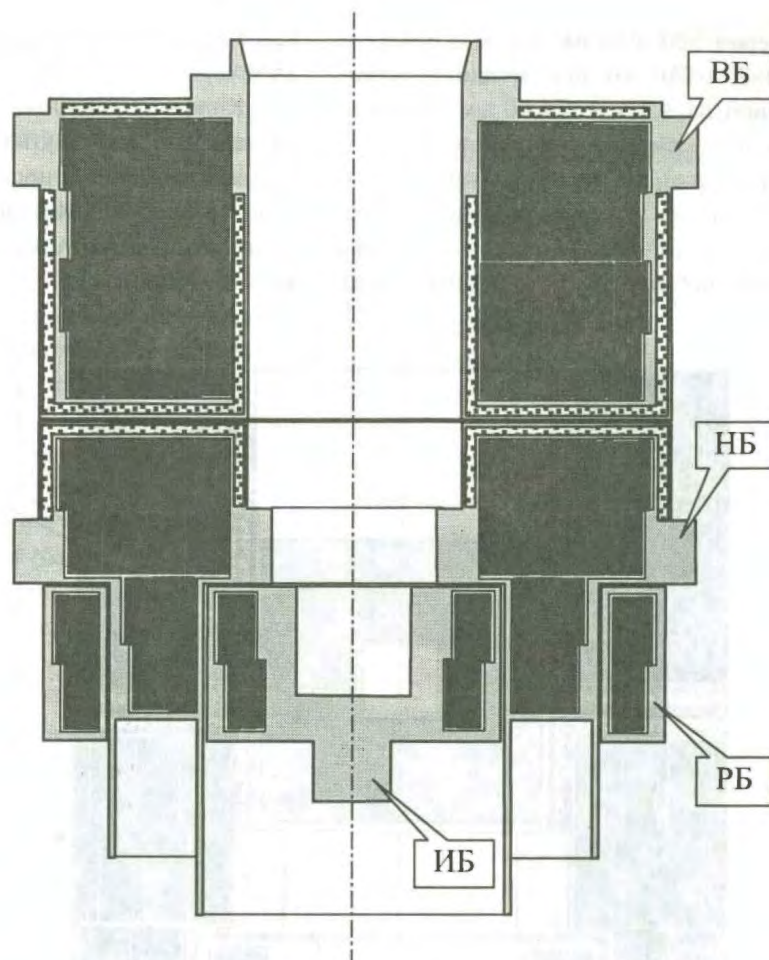


Рис. 1. Вид АЗ БР-1 без отражателя в осевом разрезе: ■ – уран-молибденовый сплав; □ – нержавеющая сталь; ▣ – порошкообразный бор; ВБ-верхний блок; НБ-нижний блок; РБ-регулирующий блок; ИБ-импульсный блок

Обсчет детекторов производился на часовом проекторе ЧП-2 при 200-кратном увеличении поля зрения на слюде $2,0 \times 1,8$ мм. Максимальное число треков в поле зрения не более 500. На каждом из двух индивидуальных детекторов в кассете просчитывалось шесть полей наблюдения (для исключения краевых эффектов обсчет осуществлялся с шагом 2 мм с расстояния 1 мм от кромки детектора).

При изучении распределения плотности делений в АЗ без загрузки детекторные сборки размещались вдоль всех боковых поверхностей КЭДМ в верхнем (ВБ) и нижнем (НБ) блоках по двум направлениям – от центра АЗ в сторону платформы горизонтальной загрузки и под прямым углом к этому направлению в сторону от расположенного у поверхности АЗ штатного контрольного нейтронного источника интенсивностью $\sim 10^6$ нейтр./с. Измерения вдоль поверхностей импульсного (ИБ) и регулирующего (РБ) блоков реализовать не удалось, так как комплектующие их КЭДМ конструктивно размещены в неразборных герметичных чехлах.

В качестве штатной конфигурации АЗ без загрузки принималась конфигурация с приведенными в рабочие положения штатными устройствами загрузки, т. е. к боковым поверхностям АЗ были подведены загрузочные площадки механизмов вертикальной и горизонтальной загрузок с экранами-ограничителями (изготовленные из стального листа толщиной ~ 1 мм жесткие ажурные конструкции, фиксирующие границу допустимого приближения устанавливаемых объектов к поверхности АЗ), а КВЗ введен до крайнего положения внутрь АЗ.

Методом ТТД были также проведены исследования плотности делений и для двух видов загрузок, которые можно рассматривать как наиболее характерные для БР-1 в плане деформирования функции удельной плотности делений. В качестве загрузки во внутризонную полость использовался массивный γ -фильтр из свинца в форме цилиндра диаметром 94 мм, высотой 95 мм, с внутренней полостью диаметром 25 мм, высотой 26 мм. В качестве загрузки снаружи АЗ использовался разработанный для реакторов БИР-2М и БР-1

n- γ -конвертор размером 500×400×400 мм и с внутренней полостью 270×270×250 мм при толщине передней, ориентированной на АЗ, стенки 40 мм [6]. Конвертирующий материал – смесь полипропилена с окисью кадмия (6 % по массе). На внешнем торце передней стенки имеется борный экран из карбида бора естественного изотопного состава, насыпной (толщина засыпки 5 мм, в алюминиевом чехле толщиной 1 мм).

Расстояние между поверхностями АЗ и конвертора – 25 мм.

Конфигурационные масштабированные схемы размещения упомянутых загрузок, иллюстрирующие их расположение относительно КЭДМ АЗ, представлены на рис. 2, 3. Исследования деформации функции плотности делений проводились отдельно для каждого вида загрузки.

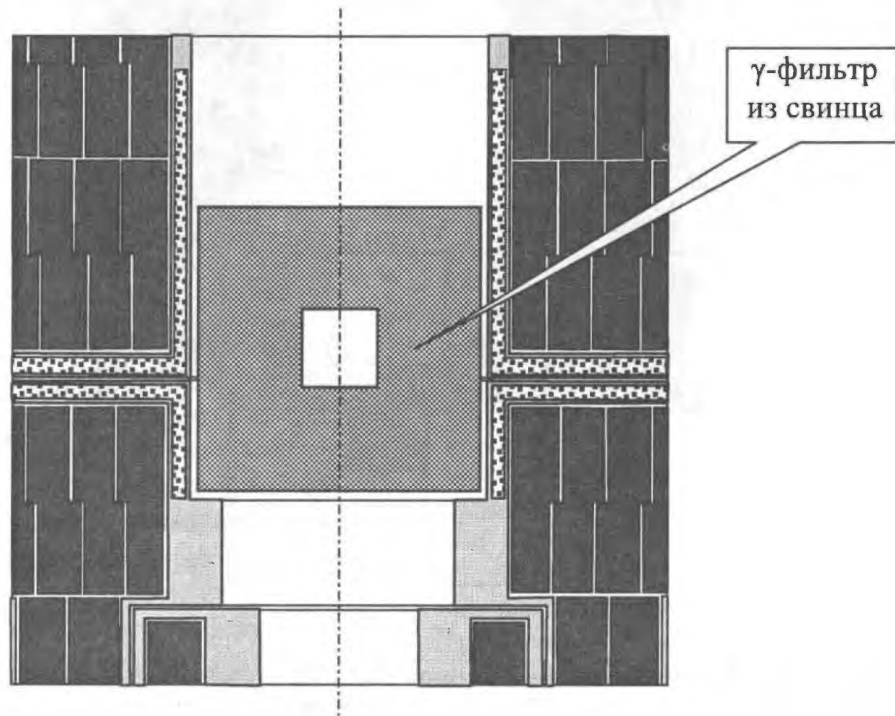


Рис. 2. Загрузка внутризонной полости γ -фильтром из свинца

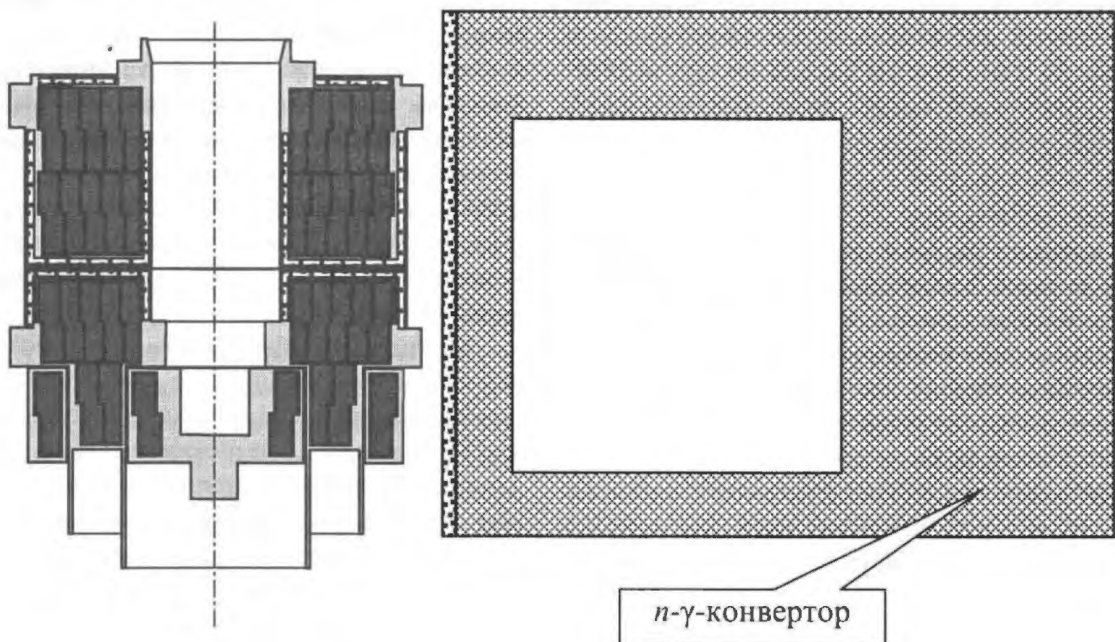


Рис. 3. Загрузка *n*- γ -конвертора к боковой поверхности АЗ БР-1

При проведении исследований с размещенным в КВЗ γ -фильтром детекторные сборки метода ТТД размещались вдоль нижней половины КЭДМ верхнего ряда ВБ и верхней половины КЭДМ нижнего ряда ВБ только в направлении от центра к платформе горизонтальной загрузки. При проведении исследований с p - γ -конвертором детекторные сборки метода ТТД размещались вдоль боковых поверхностей всех КЭДМ нижнего ряда ВБ в трех направлениях: от центра к конвертору, от центра от конвертора, от центра от контрольного нейтронного источника (перпендикулярно первым двум направлениям). Для направления от центра к конвертору детекторы устанавливались по всей высоте КЭДМ, для других направлений – только в верхней половине КЭДМ.

Для всех конфигураций АЗ (без загрузки и с обоими вариантами загрузки) в позиции на центральной оси КВЗ в 50 мм от его дна (далее по тексту – опорная контрольная позиция 1, ОКП1), на диске диаметром 20 мм толщиной 1 мм, изготовленном из материала КЭДМ, без покрытия, ориентированного параллельно дну КВЗ, на обеих его плоскостях устанавливалось по одной полусборке с ТТД (всего две кассеты со слюдяными пластинами размером 10×15 мм).

Нормировка данных, полученных в соответствующих индивидуальных облучательных экспериментах, осуществлялась по показаниям детекторов первого (самого чувствительного, наиболее стабильного и оперативно контролируемого по эффективности) диапазона каналов контроля мощности (нейтронов утечки) реактора.

В качестве дополнительных методов, с помощью которых осуществлялась проверка устойчивости относительных распределений, полученных методом ТТД, использовались методы активации детекторов деления (АДД) и сбора осколков деления (СОД). Для абсолютной нормировки относительных распределений плотности делений в АЗ использовались малогабаритные прецизионные ионизационные камеры деления (ИКД) с высокообогащенными изотопами ^{235}U и ^{238}U .

Для реализации метода АДД использовались слои из окиси-закиси ^{235}U (90 %-го обогащения) толщиной ~ 4 мг/см², нанесенные на алюминиевые подложки толщиной 0,2 мм в форме прямоугольника размером 10×30 мм. Для сохранности массы нанесенного слоя и предотвращения утечки осколков деления (уменьшения полезной γ -активности) поверхность слоя заклеивалась лавсановой пленкой толщиной 0,03 мм. Относительное “взвешивание” детекторов осуществлялось по собственному γ -излучению ^{235}U с энергией 185 кэВ. Число делений в детекторах, связанное с процедурой облучения в АЗ, определялось двумя методами: по активности радионуклида ^{140}La с $E_\gamma = 1596$ кэВ (^{140}La – дочерний продукт распада ^{140}Ba , образующегося при

делении) и по суммарной γ -активности продуктов деления выше порога $E_\gamma = 620$ кэВ.

Измерения γ -активности проводились в относительной форме с использованием γ -спектрометра с кристаллом NaI(Tl) размером 80×80 мм (данный спектрометр впоследствии вошел в состав радиометрической установки КРОНА-II-3 [7]). Фрагмент аппаратного спектра, иллюстрирующий порядок выбора порога регистрации при использовании суммарной γ -активности продуктов деления, представлен на рис. 4. Метод СОД применялся совместно с методом АДД, так как в такой редакции удается совместить одновременно задачи сбора осколков на металлический коллектор и защиты от них детектора метода АДД (предварительные эксперименты показали, что наведенная осколочная γ -активность внутри детектора АДД сопоставима с привнесенной осколочной γ -активностью, обусловленной вылетом осколков с поверхности КЭДМ; роль коллектора осколков при отсутствии защиты играет алюминиевая подложка детектора АДД). Роль коллектора сбора осколков выполнял конверт из медной фольги толщиной 0,04 мм, в который упаковывался детектор АДД. После облучения из конвертов вырезались полосы размером 18×30 мм, относительные “веса” которых определялись прямым взвешиванием на аналитических весах. Осколочная γ -активность детекторов СОД определялась так же, как и детекторов АДД.

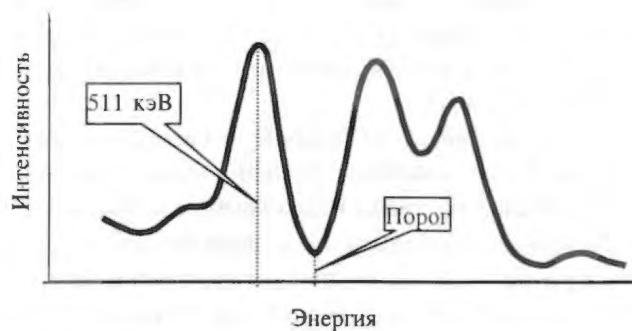


Рис. 4. Аппаратурный γ -спектр облученного активационного детектора делений

Методы АДД и СОД применялись только при исследованиях на АЗ без загрузки. Детекторные комплекты устанавливались у поверхностей всех КЭДМ нижнего ряда ВБ в верхней их половине, в направлении от центра к платформе горизонтальной загрузки. В каждый зазор, а также к поверхностям КЭДМ, прилегающим к защитным чехлам, устанавливалось одновременно по три детектора методики АДД. Такие же три комплекта устанавливались в ОКП1 (аналогично вышеизложенному для методики ТТД).

Метод ИКД применялся только для штатной конфигурации АЗ без загрузки и только в ОКП1, в позиции размещения детекторов методов ТТД, АДД, СОД. Использовались ИКД с изотопами ^{235}U (90 %) и ^{238}U (100 %) (погрешность по паспорту изотопного содержания не хуже 1,5–2,0 % в доверительном интервале $P = 0,95$), что позволяет с высокой точностью отнормировать распределения удельной плотности делений непосредственно в суммарном числе делений ^{235}U и ^{238}U в единице массы материала КЭДМ.

Уровень взаимосогласованности результатов, полученных методами ТТД, АДД и СОД для избранных

при предварительном анализе было установлено, что распределения по радиусу в сторону платформы горизонтальной загрузки и под прямым углом к нему различаются незначительно (при совпадении в центральной области имеет место небольшое увеличение плотности делений к поверхности, равное на самой поверхности ~ 5 %, для направления, перпендикулярного к направлению на платформу горизонтальной загрузки, что, безусловно, объясняется наличием в конструкции реактора в этом направлении опорного элемента ВБ толщиной 8 мм), то при обработке на первом этапе в качестве исходных экспериментальных

Таблица 1
Результаты сравнения полученных по методам ТТД, АДД и СОД относительных распределений удельной плотности делений в избранных позициях по радиусу АЗ

r, мм	Метод			Среднее	СКО	
	ТТД	АДД	СОД		Δ	δ , %
0	1,000	1,000	1,000	1,000	–	–
58	1,190	1,166	1,160	1,172	0,0092	0,78
73	1,310	1,319	1,309	1,313	0,0032	0,24
88,5	1,248	1,245	1,260	1,251	0,0046	0,37
103,5	1,042	1,076	1,061	1,060	0,0098	0,92
119	0,774	0,821	0,820	0,805	0,0155	1,92
134	0,476	0,483	0,485	0,481	0,0027	0,56

позиций по радиусу АЗ БР-1 для верхней половины КЭДМ нижнего ряда ВБ, иллюстрируют данные, представленные в табл. 1. При расчете среднеквадратичного отклонения (СКО) использованы стандартные соотношения для нормального распределения ошибок среднего, $P = 0,67$.

Данные табл. 1 однозначно показывают отсутствие каких-либо значимых различий между результатами, полученными тремя независимыми методами, что, безусловно, свидетельствует о добротности результатов в рамках каждого индивидуального метода.

Значительная информационная емкость массива данных, полученных в рамках метода ТТД для штатной конфигурации АЗ без загрузки (~ 650 просмотревых полей с результатами обсчета), и отсутствие из физических соображений каких-либо нерегулярностей в функции плотности делений по АЗ позволили применить метод регуляризации экспериментальных данных с целью представления результатов в удобной для практического использования обобщенной форме.

При обработке экспериментальных данных для ВБ АЗ без загрузки на первом этапе осуществлялась процедура сглаживания путем представления распределений плотности делений по радиусу АЗ для 48 уровней по высоте (в соответствии с числом просмотревых полей) в форме полиномов третьей степени. Так как

данных использовались средние по двум указанным направлениям. По результатам процедуры сглаживания формировался массив данных для нормализованной координатной сетки с 11 фиксированными позициями по радиусу на каждом из 48 фиксированных уровней по высоте.

На втором этапе обработки осуществлялась процедура сглаживания полученных распределений по высоте для 11 позиций по радиусу, также в форме полиномов третьей степени. На этом же этапе проводилось изменение координатной сетки в формат, удобный для определения полного числа делений в ВБ.

На третьем этапе обработки процедура сглаживания с использованием полиномов третьей степени проводилась вновь по радиусу ВБ, но на новых уровнях по высоте, соответствующих измененной координатной сетке. Так как сравнение результатов в узловых точках новой координатной сетки для версий второго и третьего этапов показало их практическое совпадение, то на третьем этапе процедура сглаживания (регуляризации) была завершена, а полученные представления использованы для интегрирования по КЭДМ ВБ и формирования иллюстративных таблиц.

Заметим, что на всех этапах обработки использовались непосредственно экспериментальные данные (в форме числа треков на просмотревом поле) и только

в самом конце обработки была осуществлена нормировка на значение 1,000 в ОКП1.

Обработка экспериментальных данных во всех остальных композициях (НБ АЗ без загрузки, ВБ АЗ с загрузками обоих видов) производилась в основном аналогично, с использованием в отдельных случаях элементов графического сглаживания. Особое место занимает оценка функции плотности делений для ИБ и РБ. Для указанных блоков была использована комплексная процедура преимущественно графического воспроизводства функции плотности делений с использованием выборочных результатов экспериментальных измерений, выполненных на самой начальной стадии физпуска реактора БР-1, до заварки чехлов ИБ и РБ, и окончательных результатов описания функции плотности делений в КЭДМ верхнего и нижнего рядов НБ. Значимость, безусловно, большой скрытой

погрешности в полученных изложенным образом данных для ИБ и РБ будет обсуждена ниже, при рассмотрении результатов в целом.

Относительные распределения плотности делений по АЗ штатной конфигурации без загрузки и с загрузками γ -фильтром из свинца и n - γ -конвертором представлены в табл. 2, 3, 4 соответственно. По оси z (высота в пределах ВБ – снизу вверх, со знаком "+"; высота в пределах НБ – сверху вниз, со знаком "-") сохранен формат, использованный при определении полного числа делений в АЗ. По радиусу r формат, представленный в таблицах, укрупнен по сравнению с использованным при определении полного числа делений в АЗ. Радиус 132 мм соответствует среднему значению размеров внешних КЭДМ – 134 мм для верхней половины КЭДМ и 130 мм для нижней половины КЭДМ.

Таблица 2

Относительное распределение плотности делений по АЗ штатной конфигурации без загрузки

z, мм	r, мм							
	58	68	78	88	98	108	118	132
+125	0,481	0,511	0,504	0,469	0,414	0,349	0,282	0,209
+119	0,609	0,643	0,632	0,593	0,530	0,454	0,373	0,272
+111	0,750	0,792	0,786	0,740	0,669	0,581	0,478	0,342
+103	0,872	0,917	0,914	0,865	0,783	0,681	0,563	0,398
+93,5	0,984	1,042	1,039	0,990	0,900	0,781	0,646	0,447
+87	1,045	1,110	1,113	1,062	0,966	0,837	0,691	0,471
+79	1,102	1,181	1,187	1,132	1,030	0,893	0,735	0,495
+71	1,144	1,231	1,244	1,190	1,082	0,938	0,765	0,504
+63	1,173	1,269	1,285	1,232	1,118	0,965	0,785	0,511
+62	1,179	1,275	1,288	1,235	1,121	0,968	0,788	0,512
+56	1,192	1,294	1,311	1,254	1,141	0,985	0,798	0,512
+48	1,208	1,310	1,327	1,270	1,155	0,995	0,803	0,508
+40	1,205	1,313	1,333	1,276	1,159	0,996	0,800	0,498
+30,5	1,205	1,306	1,327	1,270	1,151	0,988	0,792	0,487
+24	1,199	1,300	1,314	1,260	1,142	0,979	0,784	0,478
+16	1,199	1,285	1,296	1,238	1,122	0,960	0,773	0,469
+8	1,196	1,264	1,270	1,209	1,097	0,943	0,757	0,459
+0	1,196	1,247	1,255	1,177	1,069	0,923	0,743	0,458
-0	0,994	1,086	1,117	1,095	1,023	0,910	0,763	0,510
-8	1,051	1,135	1,162	1,137	1,059	0,939	0,765	0,486
-16	1,086	1,161	1,179	1,150	1,066	0,940	0,765	0,474
-24	1,106	1,165	1,173	1,134	1,050	0,924	0,762	0,471
-31,5	1,106	1,154	1,152	1,105	1,018	0,894	0,738	0,471
-40	1,086	1,123	1,113	1,058	0,967	0,846	0,699	0,463
-48	1,048	1,084	1,069	1,007	0,908	0,785	0,649	0,453
-56	0,990	1,042	1,024	0,953	0,844	0,718	0,587	0,428

z, мм	r, мм							
	58	68	78	88	98	108	118	132
-62	0,936	1,002	0,989	0,915	0,798	0,664	0,534	0,369
-63	-	-	0,919	0,858	0,761	-	-	-
-71	-	-	0,835	0,772	0,684	-	-	-
-79	-	-	0,752	0,698	0,617	-	-	-
-87	-	-	0,678	0,631	0,561	-	-	-
-94	-	-	0,611	0,580	0,516	-	-	-
-101	-	-	0,546	0,528	0,474	-	-	-
-111	-	-	0,490	0,494	0,445	-	-	-
-119	-	-	0,442	0,468	0,425	-	-	-
-125	-	-	0,409	0,455	0,415	-	-	-

Таблица 3

Относительное распределение плотности делений по ВБ АЗ с загрузкой γ -фильтром из свинца

z, мм	r, мм							
	58	68	78	88	98	108	118	132
+93,5	1,218	1,298	1,301	1,235	1,116	0,957	0,767	0,486
+87	1,190	1,250	1,236	1,163	1,044	0,899	0,734	0,504
+79	1,140	1,190	1,221	1,100	0,991	0,854	0,709	0,510
+71	1,087	1,140	1,129	1,066	0,960	0,832	0,690	0,495
+63	1,043	1,105	1,104	1,050	0,953	0,826	0,680	0,469
+62	1,040	1,102	1,104	1,050	0,953	0,826	0,681	0,470
+56	1,025	1,091	1,097	1,046	0,953	0,826	0,678	0,456
+48	1,034	1,101	1,107	1,056	0,959	0,832	0,680	0,452
+40	1,090	1,140	1,129	1,069	0,967	0,835	0,690	0,476
+30,5	1,234	1,252	1,181	1,083	0,957	0,825	0,696	0,561

Таблица 4

Относительное распределение плотности делений по ВБ АЗ с загрузкой n - γ -конвертором

z, мм	r, мм							
	58	68	78	88	98	108	118	132
От центра АЗ к n - γ -конвертору								
+62	1,180	1,328	1,373	1,336	1,231	1,080	0,895	0,614
+56	1,222	1,372	1,424	1,387	1,282	1,128	0,943	0,666
+48	1,257	1,413	1,465	1,426	1,317	1,159	0,977	0,717
+40	1,269	1,437	1,487	1,444	1,331	1,172	0,990	0,742
+30,5	1,269	1,434	1,494	1,445	1,323	1,159	0,976	0,746
+24	1,253	1,428	1,478	1,429	1,304	1,137	0,956	0,732
+16	1,215	1,396	1,446	1,391	1,257	1,087	0,903	0,688
+8	1,158	1,344	1,392	1,334	1,197	1,024	0,840	0,629
+0	1,085	1,274	1,325	1,265	1,127	0,951	0,770	0,568
+62	1,066	1,193	1,243	1,217	1,130	0,995	0,819	0,526
+56	1,079	1,208	1,256	1,230	1,140	1,002	0,825	0,535
+48	1,142	1,248	1,281	1,247	1,153	1,015	0,838	0,541

z, мм	r, мм							
	58	68	78	88	98	108	118	132
От центра АЗ от п-γ-конвертора								
+40	1,193	1,299	1,330	1,291	1,189	1,041	0,858	0,556
+30,5	1,250	1,348	1,383	1,352	1,263	1,123	0,937	0,604
От центра АЗ от контрольного нейтронного источника								
+62	1,107	1,269	1,331	1,307	1,211	1,055	0,856	0,532
+56	1,114	1,275	1,337	1,312	1,214	1,064	0,868	0,548
+48	1,123	1,285	1,350	1,325	1,232	1,082	0,890	0,574
+40	1,152	1,305	1,372	1,360	1,276	1,133	0,941	0,602
+30,5	1,218	1,389	1,423	1,404	1,317	1,174	0,988	0,668

При определении полного числа делений осуществлялась процедура численного интегрирования по материалу КЭДМ, с учетом паспортных данных для размеров и состава КЭДМ. На одно деление в 1 г материала КЭДМ в ОКП1 число делений в ВБ получено равным 81976 (из них в верхнем ряду КЭДМ – 35294, в нижнем – 46682); в НБ – 52438 (из них в верхнем ряду КЭДМ – 41123, в нижнем – 11315); в ИБ – 3191; в РБ – 2935; полное число делений в АЗ – 140540. Нормировка парциальных чисел делений в структурных блоках на полное число делений в АЗ дает следующие долевые соотношения: в ВБ – 58,3 % (25,1 % и 33,2 % по рядам КЭДМ); в НБ – 37,3 % (29,3 % и 8,0 % по рядам КЭДМ); в ИБ – 2,3 %, в РБ – 2,1 %. Из численных значений долевых вкладов, приходящихся на ИБ и РБ, следует малое влияние на полное число делений в АЗ даже значительных (десятки процентов) погрешностей в определении (оценке) удельных плотностей делений в данных структурных блоках АЗ. Так как, с другой стороны, характер функции плотности делений по НБ однозначно свидетельствует об отсутствии значимых экстремумов в области ИБ и РБ, оценочный характер данных для указанных блоков вполне оправдан.

Выделим два основных момента в совокупности данных для штатной конфигурации АЗ без загрузки:

- высокий уровень точности определения максимального значения удельной плотности делений как относительно фиксированной, доступной для постоянного контроля, позиции, так и абсолютно (благодаря применению прецизионных детекторов деления в указанной позиции);

- допустимость значимой неопределенности в величине полного числа делений в АЗ при условии закрепления через прецизионное мониторингирование связи между установленной величиной полного числа делений в АЗ с удельным числом делений в максимуме плотности делений (т. е. с точки зрения обеспечения прецизионного контроля максимума энергонагружения

определяющим является не абсолютная точность установленного полного числа делений в АЗ, а возможность обеспечения высокой относительной точности измерений полного энерговыделения в соответствующих единицах в процессе эксплуатации реактора; любое, даже физически обоснованное изменение в полном числе делений в АЗ на одно деление в ОКП1 не означает адекватного изменения в значении максимума функции плотности делений, что следует иметь в виду при использовании независимых данных по определению энерговыделения в АЗ иными физическими методами).

Учитывая сказанное выше, важно отметить, что относительные распределения плотности делений, представленные в табл. 3, 4, получены при контроле энерговыделения в АЗ с помощью внешних детекторов, калиброванных в единицах полного числа делений в АЗ штатной конфигурации без загрузки, соответствующего данным табл. 2 (с учетом вклада от чисел делений в ИБ и РБ). Сравнение данных табл. 2, 3, 4, с учетом идентичности их получения показывает:

- численное значение удельной плотности делений ^{235}U в ОКП1 одинаково для всех трех исследованных конфигураций АЗ;

- загрузка γ-фильтра из свинца во внутризонную полость приводит к перераспределению плотности делений по АЗ, но не вызывает увеличения численной величины максимума распределения;

- загрузка п-γ-конвертора к боковой поверхности приводит как к перераспределению плотности делений по АЗ в сторону конвертора, так и к увеличению численной величины максимума распределения (отношение максимальных значений составляет $1,494/1,333 = 1,120$; на прилегающей к конвертору поверхности АЗ плотность делений максимально возрастает в 1,6 раза).

Выявленное увеличение для значения плотности делений в максимуме распределения при размещении габаритной загрузки вблизи поверхности АЗ показы-

вает необходимость введения коррекции на планируемое полное энерговыделение при наличии подобных внешних нагрузок, индикатором которых может служить увеличение плотности делений ^{235}U (или эквивалентной ей реакции активации) на поверхности АЗ.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ. МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Из работы [4] следует, что для реакторов с компактной металлической АЗ возможно представление спектра нейтронов, формирование которого обусловлено процессами деления, упругого и неупругого взаимодействия с комплектовыми АЗ материалами, в виде суперпозиции двух модельных спектров – спектра деления в форме Максвелла $2 \cdot \sqrt{\alpha_f^3 / \pi} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp(-\alpha_f E)$ и спектра неупругого рассеяния в форме Максвелла $\alpha_{en}^2 \cdot E \cdot \exp(-\alpha_{en} E)$ с варьируемыми “весовыми” множителями, сумма которых постоянна и равна 1,0. Использование “жестких” форм спектральных компонент позволяет значительно сократить состав комплекта интегральных детекторов, обеспечивающих устойчивость спектрального решения, за счет использования особенностей их интегрального отклика.

Для реактора БР-1 принято представление спектра с использованием параметров $\alpha_f = 0,786 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\alpha_{en} = 5,0 \text{ МэВ}^{-1}$ (см., например, [2]). Анализ интегральных откликов реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ на соответствующих модельных спектрах деления и неупругого рассеяния показывает:

- сечение реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ слабо зависит от вида модельного спектра ($\sigma_f = 1,219$ барн, $\sigma_{en} = 1,293$ барн), что обеспечивает благоприятные условия фиксирования полного (двухкомпонентного) спектрального решения;

- сечение реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$ имеет явно выраженный избирательный характер ($\sigma_f = 9,67 \cdot 10^{-2}$ барн и $\sigma_{en} = 2,77 \cdot 10^{-4}$ барн, $\sigma_f / \sigma_{en} = 348$), что обеспечивает надежное выделение долевого вклада модельного спектра деления в широких пределах изменения компонентного состава суммарного спектрального решения.

Полученные для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ результаты показывают возможность использования всего двух детекторов – детектора деления с ^{235}U и активационного никелевого детектора – для исследования трансформации спектра нейтронов по АЗ БР-1. Выбор реакций сделан не случайно, так как исторически сложившийся методический подход к проведению измерений внутри АЗ импульсных реакторов, основы которого были заложены в работах известного специалиста в области исследования критических сборок доктора физико-математических наук Малинкина А.А., предусматривал необходимость сопровождения детек-

торов деления активационными спектрально чувствительными индикаторами, в число которых обязательно включались никелевые детекторы. Соответственно и при проведении исследований на АЗ БР-1 с обоими вариантами АЗ – с защитным никель-медным покрытием и без него – наряду с данными по числу делений ^{235}U были получены данные и по числу реакций $^{58}\text{Ni}(n, p)$.

В табл. 5 сведены результаты обобщенной обработки данных экспериментальных исследований, проведенных с использованием КЭДМ с никель-медным покрытием и без него, после соответствующего графического сглаживания по осям z и r как исходных относительных распределений плотностей реакций $^{58}\text{Ni}(n, p)$, так и искомым распределений отношений A_U / A_{Ni} (A_U – интегральный отклик для реакции деления ^{235}U , A_{Ni} – интегральный отклик для реакции активации ^{58}Ni), при определении численных значений которых использовались данные для A_U и A_{Ni} в ОКПІ для штатной конфигурации АЗ без загрузки.

Выборочное использование программы КАСКАД для получения спектрального решения, соответствующего отдельным конкретным значениям отношения A_U / A_{Ni} , позволило определить соотношения для “весовых” множителей a_f модельного спектра деления и средней энергии \bar{E} (МэВ) по всему спектру в виде: $a_f = 12,8 \cdot A_{Ni} / A_U$, $\bar{E} = 1,816 \cdot 10^{-3} (A_U / A_{Ni}) - 0,1188 (A_U / A_{Ni}) + 3,0133$. Соответственно $a_{en} = 1 - a_f$ по определению.

Как и следовало ожидать, максимальная “жесткость” спектра нейтронов ($a_f = 0,627$; $\bar{E} = 1,346$ МэВ) реализуется внутри ДМ АЗ (в области, практически совпадающей с областью максимума функции удельной плотности делений), а минимальная – на границах ($a_f = 0,549$; $\bar{E} = 1,231$ МэВ). Еще большее смягчение спектра имеет место в ОКПІ в КВЗ (для спектрального решения, использующего развернутый набор интегральных детекторов, $a_f = 0,532$, $\bar{E} = 1,203$ МэВ; для спектрального решения по двум интегральным детекторам $a_f = 0,525$, $\bar{E} = 1,193$ МэВ) и для нейтронов утечки [8] (для спектрального решения, использующего развернутый набор интегральных детекторов, $a_f = 0,505$, $\bar{E} = 1,162$ МэВ; для спектрального решения по двум интегральным детекторам $a_f = 0,498$, $\bar{E} = 1,152$ МэВ).

Хорошее согласование спектральных решений, использующих развернутые наборы интегральных детекторов и ограниченные двумя детекторами, для позиций вне ДМ АЗ позволяет рассматривать результаты определения спектров нейтронов по ДМ АЗ БР-1 как достаточно обоснованные и приемлемые для использования в прецизионных расчетах, требующих знания спектра нейтронов.

Таблица 5

Отношения интегральных откликов реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ по АЗ, A_U/A_{Ni}

z, мм	r, мм							
	58	68	78	88	98	108	118	132
+119	23,1	21,8	21,2	20,8	20,9	21,1	21,8	22,3
+109	22,8	21,7	21,1	20,7	20,8	21,0	21,6	22,1
+99	22,4	21,5	21,0	20,7	20,8	20,9	21,4	21,9
+89	22,2	21,4	20,9	20,6	20,7	20,8	21,2	21,7
+79	21,9	21,2	20,8	20,6	20,6	20,7	21,0	21,5
+69	21,7	21,1	20,7	20,5	20,5	20,6	20,9	21,3
+56	21,5	20,9	20,7	20,5	20,5	20,5	20,8	21,1
+46	21,3	20,8	20,6	20,5	20,4	20,5	20,7	20,9
+36	21,3	20,7	20,6	20,5	20,4	20,4	20,6	20,9
+26	21,5	20,9	20,7	20,6	20,4	20,4	20,5	20,9
+16	22,0	21,4	21,2	20,8	20,8	20,8	20,8	21,3
+6	23,2	22,3	22,3	21,7	21,8	21,8	21,8	21,9
-6	22,9	22,1	22,1	21,5	21,4	21,4	21,4	21,7
-16	22,5	21,6	21,5	21,3	21,2	21,0	21,0	21,2
-26	22,4	21,4	21,3	21,2	21,0	20,8	20,8	21,0
-36	22,4	21,6	21,3	21,1	20,9	20,9	20,9	21,2
-46	22,7	22,0	21,5	21,0	20,9	21,3	21,4	21,7
-56	23,3	22,8	21,5	21,0	21,0	21,8	22,1	22,4
-69	-	-	21,5	21,1	21,2	-	-	-
-79	-	-	21,5	21,2	21,4	-	-	-
-89	-	-	21,6	21,4	21,6	-	-	-
-99	-	-	21,7	21,6	21,9	-	-	-
-109	-	-	21,9	21,8	22,3	-	-	-
-119	-	-	22,0	22,0	22,7	-	-	-

МОНИТОРИНГ ПОЛНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Двухканальная четырехдиапазонная система контроля мощности (эффективность детекторов 1-го диапазона $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ отсч./дел.АЗ, 2-го — $\sim 4,5 \cdot 10^{-8}$ отсч./дел.АЗ, 3-го — $\sim 3,5 \cdot 10^{-10}$ отсч./дел.АЗ, 4-го — $\sim 1,5 \times 10^{-12}$ отсч./дел.АЗ) обеспечивает возможность непрерывного контроля с уровня $\sim 2 \cdot 10^6$ дел.АЗ/с до $\sim 6 \cdot 10^{15}$ дел.АЗ/с. Счетный режим функционирования и калибровка непосредственно в числах делений в АЗ обеспечивают прецизионность контроля (разрешение до штучного числа отсчетов) и физическую однозначность результата (количество делений в АЗ безвариантно по определению).

Для калибровки детекторов 3-го и 4-го диапазонов используются результаты активации никелевых детекторов, устанавливаемых в ОКПІ (в позиции абсолютной привязки числа делений в ДМ АЗ). Калибровка детекторов 1-го и 2-го диапазонов осуществляется путем срачивания счетностей с детекторами 3-го диапазона в режиме разгона реактора с асимптотическим периодом ~ 60 с. Точность такой калибровки ниже, чем по активации детекторов в КВЗ, но для детекторов "нулевой" мощности, к которым можно отнести детекторы 1-го и 2-го диапазонов, достигаемой точности энергетической калибровки вполне достаточно.

В дополнение к упомянутой системе контроля мощности (обеспечивающей также контроль полного энерговыделения при работе в режиме фиксации конкретного мощностного диапазона и полного числа отсчетов детекторов за энергопуск) имеются два независимых измерителя энерговыделения, использующие газонаполненные камеры деления КНК-15 в токовом режиме и преобразователи напряжения в частоту (ПНЧ), что позволяет реализовать регистрацию в цифровой форме (в виде интегрального числа отсчетов). Эффективность каналов равна $\sim 1,2 \cdot 10^{-13}$ отсч./дел.АЗ, что позволяет осуществлять оперативный контроль за текущей величиной полного энерговыделения в любой момент работы в статическом или "квазистатическом" режиме (например, в режиме генерирования импульсов на запаздывающих нейтронах) практически в единицах числа делений в АЗ. Калибровка измерителей энерговыделения осуществляется по результатам активации никелевых детекторов в ОКПІ.

Для обеспечения не зависящего от формы реализации энергопуска (статика, импульс на запаздывающих нейтронах, импульс на мгновенных нейтронах) контроля за полным энерговыделением в нем в условиях возможного непреднамеренного отключения электропитания (или иной причины невозможности оперативного снятия информации с применением электронных сис-

тем измерения параметров импульса делений) используется пассивная система из двух никелевых детекторов, располагаемых в фиксированных позициях снаружи АЗ (опорные контрольные позиции 2 и 3 – ОКП2, ОКП3). Выбранные размеры детекторов (диаметр 50 мм, толщина 1 мм) и расстояния от АЗ (~ 0,5 м от ее центра) обеспечивают достижение статистической точности при определении активности детектора на установке КРОНА-II-3 [7] не хуже 1 % в интервале доверительной вероятности $P = 0,95$ за практически приемлемые времена измерения (~ 30 мин на детектор). Значительный период полураспада продукта реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$ радионуклида ^{58}Co (справочное значение 70,78 суток) позволяет сохранять информацию о конкретном энергопуске в течение длительного времени.

В интересах оперативного и точного определения полного энерговыделения в импульсе делений на мгновенных нейтронах на ИЯР БР-1 была реализована методика, основанная на использовании корреляции между мощностью источника запаздывающих нейтронов, образующихся при делении ядер ^{235}U и ^{238}U , и полным числом делений в АЗ. В основе устойчивости ожидаемых результатов лежит жесткая физико-техническая регламентация процедуры генерирования импульса, включая срабатывание элементов аварийной защиты, обеспечивающих быстрое разведение (сброс) органов регулирования реактивности (ОРР), и достаточно малый интервал изменения реактивности АЗ за счет регламентации величины допустимого возмущения реактивности от загрузки (не более $+ 2,5\beta_{\text{эф}}$).

Практическая процедура реализации методики такова:

– сразу после импульса делений, момент генерации которого используется в качестве начала отсчета временной шкалы (с помощью автоматически запускаемого штатного электронного секундомера и запускаемого вручную контрольного механического секундомера), по приходу в исходные состояния при сбросе всех ОРР начинается разведение механизмов загрузки реактора в исходные состояния (полное время разведения ~ 7 мин);

– в избранные фиксированные интервалы времени регистрируются интегральные числа отсчетов детекторов 3, 2 и 1-го диапазонов каналов контроля мощности; наиболее статистически представительными являются значения интегральных отсчетов, получаемые с использованием детекторов 1-го диапазона, начало регистрации которыми приходится на момент времени более 10 мин после импульса делений, т. е. соответствуют конфигурации АЗ с полностью разведенными механизмами загрузки.

Соответствующие энергетические нормировки интегралов отсчетов осуществляются в так называемых контрольных импульсах, проводимых в конфигурации АЗ без загрузки для комплексной проверки

контрольно-измерительных систем реактора, с использованием данных по активации никелевых детекторов в ОКП1, ОКП2, ОКП3.

Особая роль детекторов 1-го диапазона каналов контроля мощности потребовала особого подхода к контролю за стабильностью его относительной эффективности, который был реализован с использованием промышленного плутоний-бериллиевого источника ИБН-7 с полным выходом нейтронов по паспорту $1 \cdot 10^6$ нейтр./с, устанавливаемого в конструктивно фиксируемое положение вблизи соответствующего детекторного блока (выбор геометрического взаиморасположения источника и детектора проводился из условия достижения высокой статистической точности в разумные времена измерения). Ожидаемое изменение нейтронного выхода плутоний-бериллиевого источника (см., например, [9]) потребовало организации контрольных проверок, предполагающей как проведение стандартных проверок специалистами профильных метрологических НИИ, так и использование оригинальных методик контроля, разработанных специалистами ВНИИЭФ. Было показано, что контроль мощности плутоний-бериллиевого источника может быть осуществлен с погрешностью не хуже 1 % в интервале доверительной вероятности $P = 0,95$ относительно паспортного значения полного выхода нейтронов.

Данные табл. 6 иллюстрируют сравнительные возможности трех основных методов определения полного энерговыделения в импульсах делений на мгновенных нейтронах: по активации никелевого детектора в ОКП1 в КВЗ (только при отсутствии в нем загрузки), по активации никелевых детекторов в ОКП2, ОКП3 снаружи АЗ и по относительной мощности источника запаздывающих нейтронов. Для большей наглядности избрана относительная форма отображения, при которой конкретные значения полного энерговыделения в трех последовательных импульсах Y_1, Y_2, Y_3 заменяются отношениями Y_2/Y_1 и Y_3/Y_1 для каждого конкретного метода определения полного энерговыделения.

Импульсы под условными номерами 1 и 2 осуществлены в штатной конфигурации АЗ без загрузки. Импульс под индексом 3 осуществлен в присутствии внешней загрузки в виде специализированного п-у-конвертора, размещаемого вблизи АЗ и вносящего возмущение реактивности $+ 1,5\beta_{\text{эф}}$. Заметим, что наличие на механизмах загрузки специальных экраноограничителей даже при отсутствии облучаемых объектов вносит положительное возмущение реактивности АЗ; поэтому в импульсах 1 и 2 возмущение реактивности АЗ составляло $+ 0,4\beta_{\text{эф}}$, а в импульсе 3 – $+ 1,9\beta_{\text{эф}}$, т. е. фактически загрузка в импульсе 3 составляла не менее 75 % от допустимой для БР-1 предельной, установленной в $+ 2,5\beta_{\text{эф}}$. Энерговыделение $Y_1 \approx 1,6 \cdot 10^{17}$ делений в АЗ.

Таблица 6

Иллюстративная выборка данных относительных результатов измерения полного энерговыделения тремя основными методами

Метод	Y_2/Y_1	Y_3/Y_1
Активация никелевого детектора в ОКП1	0,949	0,795
Активация никелевого детектора в ОКП2	0,946	0,822
Активация никелевого детектора в ОКП3	0,947	0,818
Выход запаздывающих нейтронов	0,947	0,808

Для соотношения Y_2/Y_1 все три метода дают практически одинаковые значения. Для соотношения Y_3/Y_1 имеет место увеличение в среднем в 1,031 раза для метода с использованием никелевых детекторов снаружи АЗ и в 1,016 раза для метода с использованием источника запаздывающих нейтронов относительно такового для метода никелевых детекторов в КВЗ. Наблюдаемое увеличение определяемого энерговыделения в случае внешних никелевых детекторов может быть объяснено влиянием отраженных от крупногабаритной загрузки нейтронов. Наблюдаемое увеличение определяемого энерговыделения в случае источника запаздывающих нейтронов скорее всего связано с некоторым различием в распаде источника запаздывающих нейтронов, связанным с влиянием загрузки на коэффициент умножения реакторной системы. Заметим, что в обоих рассмотренных случаях отклонение имеет место в сторону увеличения определяемого энерговыделения, т. е. исключается возможность нежелательной заниженной оценки относительно наиболее вероятного значения.

Приведенные иллюстративные данные и результаты их обсуждения свидетельствуют о возможности обеспечения высокой точности определения полного числа делений в АЗ БР-1 в режиме генерирования импульсов на мгновенных нейтронах независимо от величины возмущения реактивности АЗ, вносимого загрузкой. Напомним, что фактически речь идет о величине полного числа делений, соответствующего форме его определения, изложенной в начальной части статьи. Заметим также, что при длительном периоде использования изложенных методов возможно некоторое увеличение погрешности, связанное с неучитываемым изменением эффективности радиометра КРОНА-II-3 (в пределах $\sim 1\%$, $P = 0,95$) и относительной эффективности детекторов I-го диапазона каналов контроля мощности (в пределах $\sim 1\%$, $P = 0,95$, погрешность в определении уровня мощности плутоний-бериллиевого источника нейтронов). В любом случае при одновременном использовании мето-

дов определения полного энерговыделения в импульсах на мгновенных нейтронах, основанных на активации наружных никелевых детекторов и на мощности источника запаздывающих нейтронов в АЗ, можно ожидать, что погрешность в искомой величине не будет превышать 5% в интервале доверительной вероятности $P = 0,95$. Для контрольных импульсов без загрузки следует ожидать снижения погрешности до 3% и менее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С применением трех физически представительных методов получен функционал распределения удельной плотности делений по объему АЗ БР-1. С высокой точностью определена связь плотности делений в избранной опорной позиции в КВЗ, всегда доступной для контрольных измерений, с плотностью делений в области максимума энергонагружения. Путем интегрирования функции плотности делений получено полное число делений в АЗ БР-1, абсолютная нормировка которого осуществлена по результатам измерений прецизионными камерами деления с ^{235}U и ^{238}U в указанной опорной позиции в КВЗ.

Конкретному интегралу числа делений в АЗ БР-1 поставлены в соответствие показания мониторов нескольких типов (как делительные, так и активационные), что позволяет воспроизводить искомое численное значение полного энерговыделения (и соответственно уровень максимального энергонагружения) в любом режиме работы (статика, импульс на запаздывающих нейтронах, импульс на мгновенных нейтронах) с высокой точностью относительно использованной модели его определения.

2. В рамках двухкомпонентной спектральной модели исследована трансформация спектра нейтронов по АЗ БР-1. Выявлена область с максимальной "жесткостью" спектра ($\bar{E} = 1,346$ МэВ), практически совпадающая с областью максимума функции удельной плотности делений. Наименьшая "жесткость" ($\bar{E} = 1,162$ МэВ) установлена для спектра нейтронов утечки, что, безусловно, связано со значительной толщиной ДМ и наличием стальных и борных чехлов на пути мгновенных нейтронов деления, вылетающих из АЗ.

3. Комбинация нескольких активных (счетные каналы контроля мощности и энерговыделения, метод регистрации уровня мощности источника запаздывающих нейтронов) и пассивных (активация никелевых детекторов в избранных опорных позициях в КВЗ и снаружи АЗ – ОКП1, ОКП2, ОКП3) методов контроля (мониторинга) полного энерговыделения в одно-

значно трактуемых единицах числа делений в АЗ позволяет как оперативно, так и в режиме задержанной регистрации определять с высокой точностью (оцененный предел погрешности не более 5 % для $P = 0,95$) значения энерговыхода в любом режиме работы (статика, импульс на запаздывающих нейтронах, импульс на мгновенных нейтронах) независимо от вида загрузки в установленных пределах возмущения реактивности АЗ (до $+ 2,5\beta_{эф}$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
2. Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Бустер-реактор БР-1. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып.1, с. 3.
3. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. КАСКАД – комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. – В сб.: V Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Тезисы докладов. – М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116.

4. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. Двухкомпонентное представление спектра нейтронов на быстрых исследовательских реакторах. – Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 2, с. 107.

5. Дюрани С., Балл Р. Твердотельные ядерные детекторы. М.: Энергоатомиздат, 1990.

6. Кувшинов М.И., Кошелев А.С., Смирнов И.Г. и др. Трансформация излучений быстрых импульсных реакторов БИР-2М, БР-1, БИГР с помощью n - γ конверторов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3, с. 3.

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

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

9. Бак М.А., Шиманская Н.С. Нейтронные источники. М.: Атомиздат, 1969.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<p><i>Андреев В.В., Биянов М.Ю., Кедров А.В., Леваков Б.Г.</i> Особенности работы импульсного реактора ИГРИК в квазиимпульсном и двухимпульсном режимах</p>	3	<p><i>Андреев М.И., Афанасьев В.В., Белевитин А.Г., Булатенко С.Б., Васильев А.П., Кандиев Я.З., Костенко И.И., Литвин В.И., Лопаткин А.В., Лютов В.Д., Марковский Д.В., Мокичев Г.В., Ромоданов В.Л., Рябинин А.М., Соколов Ю.А., Субботин В.Г., Терехин В.А., Шмаков В.М.</i> Расчетно-экспериментальные исследования прохождения 14-МэВ нейтронов в моделях защитных композиций из железа</p>	57
<p><i>Андреев В.В., Афанасьев В.Н., Букин Д.В., Бычков В.Б., Громов В.Т., Кедров А.В., Мингазов О.А., Пудов В.П., Серебряков А.К., Стряхнин В.Л.</i> Способы регистрации набора дозы гамма-излучения и флюенса нейтронного излучения при работе реактора ИГРИК в двухимпульсном режиме</p>	9	<p><i>Терехин В.А., Соколов Ю.А., Магда Э.П., Чернухин Ю.И., Лукин А.В.</i> Критмассовые измерения в РФЯЦ-ВНИИТФ</p>	66
<p><i>Леваков Б.Г., Зайцев А.Д., Кропотухин А.Г., Кураков Н.П., Литвин В.И., Лукин А.В., Лыжин А.Е., Мингазов О.А., Опарин В.М., Перевалов А.М., Санжина А.И.</i> Физические особенности импульсного растворного реактора ЯГУАР с радиальным разлетом топлива</p>	13	<p><i>Кравченко В.Г., Литвин В.И., Лукин А.В., Самойлова Л.Ю., Сериков А.В., Соколов Ю.А., Терехин В.А., Хмельницкий Д.В.</i> Критмассовые benchmark эксперименты и измерения чисел реакций с цилиндрическими размножающими системами из урана, плутония и полиэтилена на стенде ФКБН-М</p>	74
<p><i>Снопков А.А., Черашев В.И., Кошмяков В.П., Литвин В.И.</i> Нейтронно-физические характеристики трехзонного импульсного реактора ТИРАН</p>	23	<p><i>Чернухин Ю.И., Терехин В.А., Васильев А.П., Соколов Ю.А., Лукин Ю.А., Лютов В.Д.</i> Постановка benchmark экспериментов с критическими системами низкообогащенного урана</p>	82
<p><i>Лукин А.В.</i> Об уменьшении длительности импульсов делений в реакторе ТИРАН</p>	33	<p><i>Лукин А.В., Самойлова Л.Ю., Хмельницкий Д.В.</i> Оценка корреляций погрешностей в описании benchmark критических систем, исследованных на стенде ФКБН-М</p>	85
<p><i>Черашев В.И., Снопков А.А.</i> Режим управления слабосвязанной системой БАРС-5 одним регулятором реактивности</p>	36	<p><i>Андреев В.В., Кедров А.В., Кислицын А.П., Леваков Б.Г., Литвин В.И.</i> Реактор ИГРИК как источник тепловых нейтронов и осколков делений в исследованиях реакторных материалов</p>	89
<p><i>Магда Э.П., Погребов И.С., Путников И.С., Бочков А.В., Волков А.И., Малоюрославцев А.Н., Горницын Ю.Г., Вдовенко В.А., Кононенко Ю.М., Кандиев Я.З.</i> Лабораторная лазерно-реакторная установка ЛИРА</p>	39	<p><i>Волошин Н.П., Магда Э.П., Савин Н.И., Терехин В.А.</i> О совершенствовании гарантий безопасности при обращении с ядерными материалами</p>	96
<p><i>Литвин В.И.</i> Метрологическое обеспечение нейтронных измерений на ЯФУ ВНИИТФ</p>	44	<p><i>Андреев В.В., Кедров А.В., Леваков Б.Г., Лыжин А.Е., Перевалов А.М.</i> Особенности физической инвентаризации ядерных материалов в balk-форме в составе ядерно-физических установок</p>	99
<p><i>Карташов Д.Г., Музыка А.Ю., Нехаев Г.В., Rogov A.Д., Стойка А.Д., Стрелков А.В., Швецов В.Н., Багрянов Б.В., Кувшинов М.И., Смирнов И.Г.</i> Перспективы развития метода динамических конверторов ультрахолодных нейтронов на импульсном реакторе БИГР</p>	49	<p><i>Чернухин Ю.И., Терехин В.А., Соколов Ю.А., Стрельцов С.И.</i> Нейтронный метод контроля содержания изотопов плутония в ОТВС энергетических реакторов</p>	105
<p><i>Зуев Ю.Н., Кулинич Ю.А., Ларцев В.Д., Стрельцов С.И., Чернухин Ю.И., Менькин Л.И., Полоухин Б.Г., Токарев В.И., Митрофанов С.Ю.</i> Оценки эффективности ⁶LiD конвертора (тепловых нейтронов в быстрые) в экспериментальном канале реактора ИВВ-2М</p>	53		

