

621.039,5
В74

ISSN 0205-4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов
ВЫПУСК

1997

2

621.039.5
В74

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 2

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ

Москва - 1997

Институт Атомной Энергии
им. П. П. Курчатова
БИБЛИОТЕКА

347374/49

Редакционная коллегия серии:

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

Редакционная коллегия выпуска:

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

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

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

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

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

Materials related to the topics described below are published in series «Nuclear Reactor Physics»:

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

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

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

ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАЦИОНАРНОГО ПОЛЯ НЕЙТРОННОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ ВО ВНУТРИЗОННОЙ ОБЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПОЛОСТИ РЕАКТОРА БР-К1

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

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

Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик стационарного поля нейтронного и гамма-излучений во внутризонной облучательной полости, в том числе и в размещаемых в ней специализированных трансформирующих устройствах для целенаправленного изменения соотношения компонент суперпозиционного поля излучений реактора.

CHARACTERISTICS OF NEUTRON AND γ -RADIATION STEADY FIELD IN INTRAZONE IRRADIATING CAVITY OF BR-K1 REACTOR. A.S. KOSHELEV, G.N. MASLOV, Ju.M. ODINTSOV, E.Ju. TARASOV. Results of experimental investigation of neutron and γ -radiation steady field characteristics in intrazone irradiating cavity including the specialized transforming devices placed in it for component ratios, purposeful change of the reactor radiation superpositional field are given.

ВВЕДЕНИЕ

Наличие большой внутризонной полости, предусмотренной специально для проведения облучательных процедур как прикладного, так и исследовательского характера, и многообразие форм реализации этих облучательных процедур, достигаемое за счет работы в статическом (часы), импульсном на запаздывающих нейтронах (до нескольких секунд за импульс) и импульсном на мгновенных нейтронах (до нескольких миллисекунд за импульс) режимах, открывают широкие перспективы практического использования исследовательского импульсного ядерного реактора БР-К1 [1] для решения разнообразных ядерно-физических задач, требующих высоких уровней как флюенсов нейтронов и доз γ -излучения, так и их интенсивностей.

Опыт создания устройств трансформации как нейтронного [2], так и γ -излучений [3] позволил оснастить реактор соответствующими трансформирующими устройствами, ориентированными на размещение во внутризонной полости.

Наличие развитого арсенала методов и средств определения характеристик стационарного поля нейтронного и γ -излучений на ИЯР обеспечило возможность уже на стадии физического пуска реактора БР-К1 получить представительный объем информации, на базе которого, с одной стороны, может быть сформировано достаточно полное представление о характеристиках излучений реактора, ориентированное на потенциального пользователя, а с другой - созданы благоприятные условия для целенаправленного развития исследований, ориентированных на более детальное изучение характеристик нестационарного (импульсного) поля излучений.

Совокупность основных экспериментальных результатов, полученных при исследовании простран-

ственно-энергетических характеристик нейтронного излучения и пространственных характеристик доз γ -излучения стационарного поля как в свободном пространстве внутризонной полости, так и в размещенных в ней устройствах трансформации излучений, а также результатов их обобщенного анализа и составляет основное содержание настоящей статьи. Рассматриваются также значимые особенности конструкции загрузочного и трансформирующих устройств, особенности форм и способов реализации отдельных методов и процедур, средств и приемов обобщенного анализа.

ЗАГРУЗОЧНЫЙ КОНТЕЙНЕР. ТРАНСФОРМИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Конфигурационная структура элементов активной зоны БР-К1, влияющих на формирование поля излучений в объеме загруженного во внутризонную полость контейнера горизонтальной загрузки (КГЗ), представлена на рис. 1.

Конструктивные особенности пустого КГЗ (КГЗ-П), КГЗ со свинцовым фильтром (КГЗ-СФ) и КГЗ с n - γ конвертором (КГЗ-НГК) иллюстрирует рис. 2. В конструкции n - γ конвертора предусмотрена возможность изменения мягкой части спектра нейтронов за счет размещения во внутренней полости конвертора съемных экранов из листового кадмия толщиной 1 мм или законвертированного карбида бора естественного изотопного состава толщиной $\sim 0,15$ г/см² по ¹⁰B.

Наличие борного экрана толщиной $\sim 0,08$ г/см² по ¹⁰B в формообразующем кожухе КГЗ обусловлено необходимостью устранения эффекта локального перегрева элементов активной зоны из делящегося материала при размещении в КГЗ водородосодержащих загрузок.

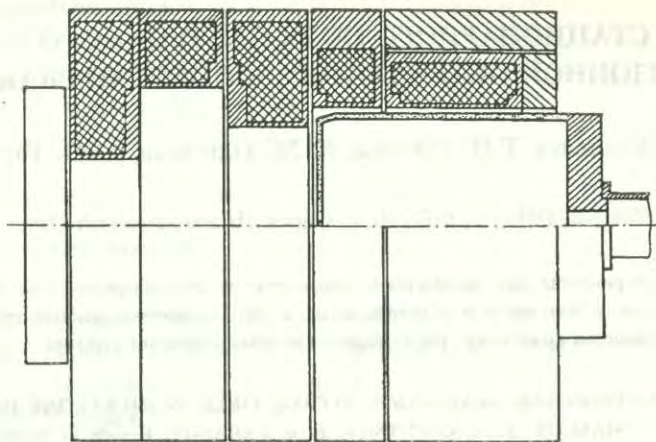


Рис. 1. Конфигурационная структура элементов активной зоны БР-К1 с внутризонным расположением КГЗ-П:

▦ - сплав ^{235}U (~36%-ного обогащения) с молибденом (~9% массового содержания); ▨ - сталь;
▧ - латунь; ▩ - насыпной экран из карбида бора

Для изготовления n - γ -конвертора использован листовой пресс-материал из смеси полипропилена с массовым содержанием окиси кадмия ~10%. Такой состав материала является оптимальным для преобразования реакторных нейтронов в γ -кванты [2].

В качестве опорной системы координат при проведении исследований была выбрана двухпараметрическая система. В качестве основной координаты в ней использовано расстояние вдоль центральной оси КГЗ с началом отсчета от внутренней поверхности днища КГЗ, свинцового фильтра и n - γ -конвертора соответственно, а вспомогательной - радиальное расстояние от центральной оси КГЗ. Конфигурационная повторяемость КГЗ-СФ, КГЗ-НГК при установке конкретного трансформирующего устройства в КГЗ обеспечивается конструктивно.

МЕТОДИКИ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерения флюенса и спектра флюенса нейтронов был выбран метод интегральных детекторов с использованием нейтронно-активационных и делительных детекторов. В зависимости от характера измеряемого спектра (в пустом КГЗ, в свинцовом фильтре, в n - γ -конверторе с различными поглощающими экранами) количество типов детекторов варьировалось от 10 до 14.

Детекторы с делящимися изотопами $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ использовались в трех вариантах: без поглощающих фильтров, в фильтре из кадмия толщиной 1,0 мм и в фильтре из бора толщиной 0,58 г/см² по ^{10}B . Детекторы с делящимися изотопами $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ и активационные детекторы $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ использовались только в варианте с кадмиевым фильтром толщиной 1,0 мм. Ак-

тивационные детекторы $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, p)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ использовались только в варианте без фильтров.

Детекторы с делящимися изотопами представляли собой малогабаритные ионизационные камеры деления из комплекта измерительных средств, используемых при исследованиях на стенде для критических сборок ВНИИЭФ [4] и, в частности, использованных при исследовании спектральных характеристик поля в активной зоне импульсного реактора БИР-2 [5]. В конструкции фильтров, особенно для детекторов с изотопами ^{239}Pu и ^{235}U , принималась во внимание необходимость исключения возможности прострелов медленных нейтронов через сочленения их отдельных элементов и элементов конструкции камеры деления.

Активационные детекторы - из стандартного комплекта АКН [6] или индивидуального изготовления из фольг и листового проката соответствующих материалов. Детекторы из золота - квадратной формы, размером ~15x15 мм, толщиной 15,7 мг/см²; детекторы из меди - круглые, диаметром 20 мм, толщиной 0,15 мм; детекторы из алюминия - круглые, диаметром 20 мм, толщиной 0,5 мм. Детекторы из индия, никеля и серы - из комплекта АКН. В измерениях пространственных характеристик поля в КГЗ-П был использован никелевый детектор из фольги толщиной ~0,3 мм в форме прямоугольника с размерами, соответствующими диаметру и высоте внутренней полости КГЗ, который после облучения разрезался на фрагменты квадратной формы ~30x30 мм. Активность каждого фрагмента определялась индивидуально.

Для определения активности нейтронно-активационных детекторов использовались радиометрические установки КРОНА-11-3 и ОСУ-11-10 [7].

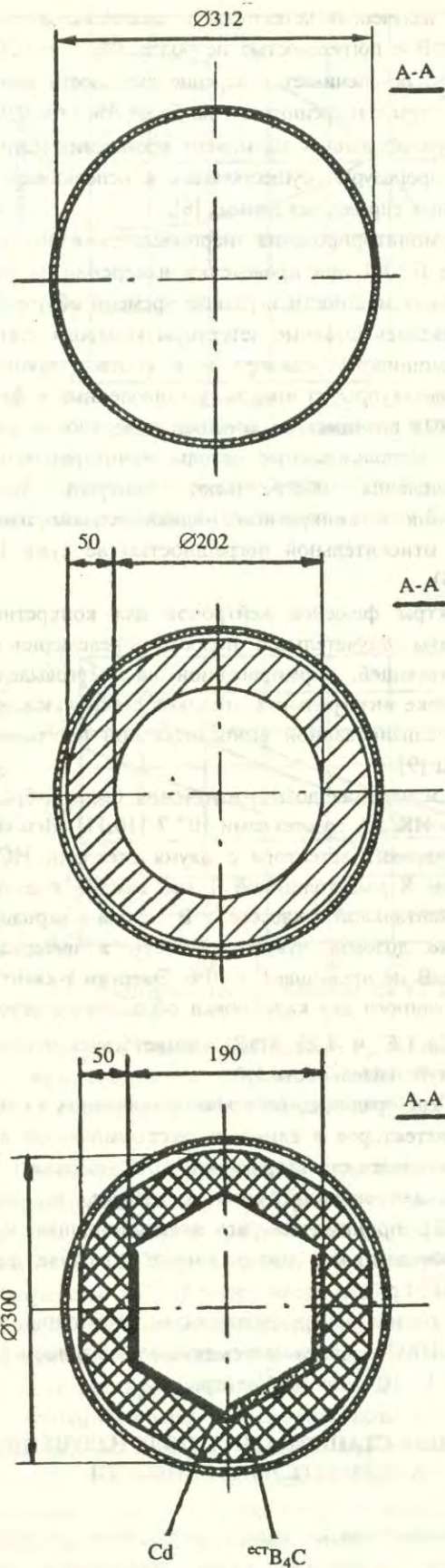
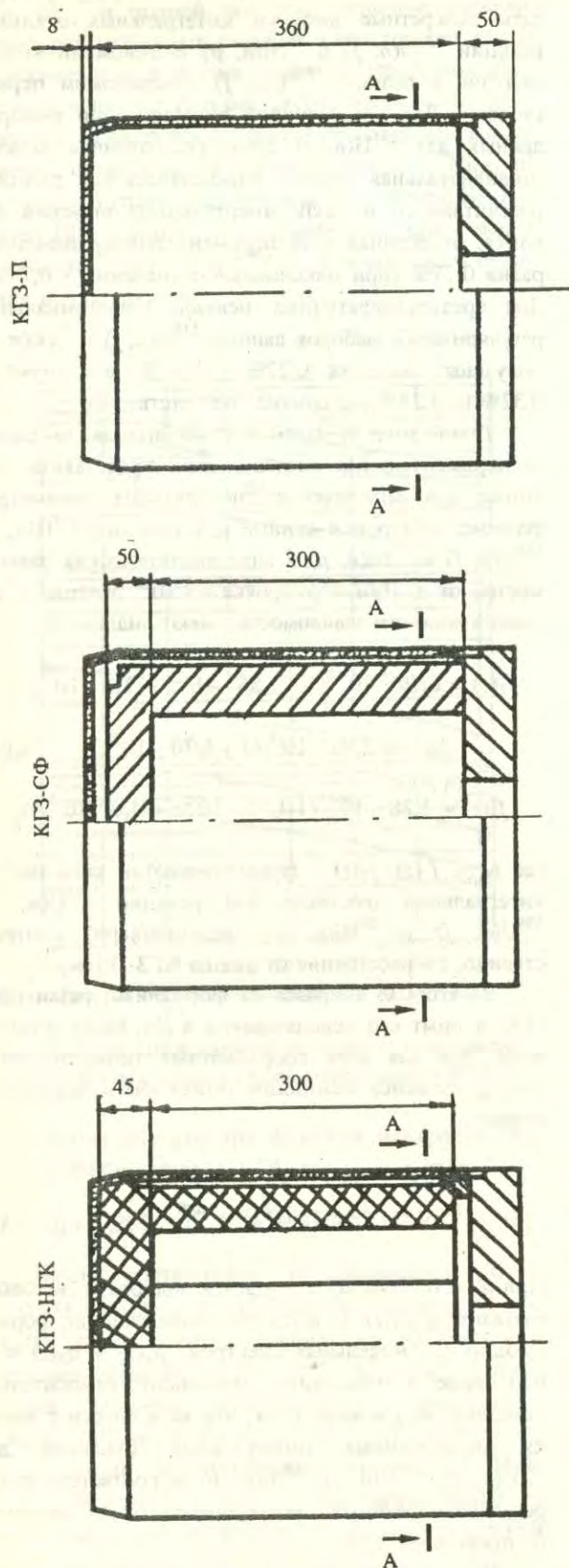


Рис. 2. Конструктивная компоновка штатных устройств загрузки во внутризонную облучательную полость: КГЗ-П, КГЗ-СФ, КГЗ-НГК - контейнер горизонтальной загрузки пустой, со свинцовым фильтром, с п-γ-конвертором; Cd, $\text{сст} \text{B}_4\text{C}$ - фрагменты сплошных экранов из кадмия и карбида бора (все размеры в мм)

КРОНА-11-3 аттестована по чувствительности к фотонному излучению детекторов в диапазоне энергии 0,1-10 МэВ с погрешностью не более 3% ($\rho = 0,95$). ОСУ-11-10 обеспечивает измерение активности детекторов из серы с погрешностью не более 4% ($\rho = 0,95$). Корректировка данных на момент проведения облучательной процедуры осуществлялась с использованием стандартных справочных данных [8].

Для мониторингирования энерговыделения в активной зоне БР-К1 при проведении измерений на разных уровнях мощности и разном времени облучения использовались штатные детекторы контроля статической мощности реактора и в соответствующих случаях детекторы из никеля, установленные в фиксированных позициях на внешней поверхности днища КГЗ. Используемые методы мониторингирования энерговыделения обеспечивают контроль энерговыделения в конкретном индивидуальном измерении с относительной погрешностью не хуже 1% ($\rho = 0,95$).

Спектры флюенса нейтронов для конкретной координаты облучательной полости определялись по соответствующей, нормированной на энерговыделение выборке интегральных откликов с использованием специализированной вычислительной программы КАСКАД [9].

Для измерения дозы γ -излучения была выбрана методика ИКС-А со стеклами ИС-7 [10,11]. Использовался вариант детектора с двумя стеклами ИС-7 диаметром 8 мм, толщиной 1 мм каждое в одной экспериментальной кассете. В этом варианте изменение дозовой чувствительности в интервале 0,05-5 МэВ не превышает $\pm 10\%$. Энергии γ -квантов использованного для калибровки образцового источника ^{60}Co ($\bar{E} = 1,25$ МэВ) соответствует относительная чувствительность 1,0.

Так как традиционно принято проводить калибровку γ -детекторов в единицах экспозиционной дозы, а дозовые характеристики ИЯР выражать в единицах поглощенной дозы в воздухе, то, согласно [12], принималось, что экспозиционная доза в 1 Р обуславливает поглощенную в воздухе дозу $0,873 \cdot 10^{-2}$ Гр.

При оценке нейтронного вклада в показания детекторов ИКС-А принималось рекомендованное в [3] значение $1 \cdot 10^{-13}$ Гр $\cdot$ см²/нейтр.

ОСНОВНОЕ СТАЦИОНАРНОЕ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЙ В ОБЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПОЛОСТИ

Предварительный анализ результатов экспериментальных измерений вдоль центральной оси (ось z) КГЗ-П выявил возможность нетрадиционного подхода к определению спектральных характеристик флюенса нейтронов.

Во-первых, оказалось возможным регуляризовать дискретные выборки интегральных откликов реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ полиномами второй степени, а реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ - полиномом первой степени. Для квадратичной регуляризации выборки данных для $^{235}\text{U}(n, f)$ среднеквадратичная невязка (индивидуальная невязка определялась как разность рассчитанного и экспериментального значений отклика, отнесенная к экспериментальному значению) равна 0,17% (при максимальном значении - 0,74%). Для среднеквадратичных невязок полиномиальных регуляризаций выборок данных $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ получены значения 0,27% (+1,22% максимум) и 0,32% (+1,11% максимум) соответственно.

Такой подход позволил, не выходя за рамки экспериментальных погрешностей, представить значимые для определения спектральных параметров флюенса нейтронов данные для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ в виде аналитических зависимостей от z . При нормировке на 10^{18} делений в активной зоне эти зависимости имеют вид:

$$f_1(z) = 6,79 \cdot 10^{-10}(1 - 1,86 \cdot 10^{-2}z + 1,2 \cdot 10^{-4}z^2);$$

$$f_2(z) = 3,99 \cdot 10^{-11}(1 - 1,70 \cdot 10^{-2}z); \quad (1)$$

$$f_3(z) = 1,28 \cdot 10^{-11}(1 - 1,92 \cdot 10^{-2}z + 4,0 \cdot 10^{-5}z^2),$$

где $f_1(z)$, $f_2(z)$, $f_3(z)$ - функциональные зависимости интегральных откликов для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ (реакций/ядро) соответственно; z - расстояние от днища КГЗ-П (см).

Во-вторых, опираясь на формализм, развитый в [13], и опыт его использования в [5], было установлено, что для всех координатных позиций оси z спектр флюенса нейтронов может быть выражен в форме

$$F(E, z) = a_1(z)(2\alpha_1^{3/2} / \sqrt{\pi}) \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-\alpha_1 E} + a_2(z)\alpha_2^2 E \cdot e^{-\alpha_2 E}. \quad (2)$$

При $\alpha_1 = 0,786$ и $\alpha_2 = 5$ удается подобрать "весовые" множители $a_1(z)$ и $a_2(z)$ (по определению формирующих (2) модельных спектров $a_1(z) + a_2(z) = 1$, изменение соотношения компонент относительно невелико, но очевидно) так, что на всей оси z невязки рассчитанных интегральных откликов для $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$ и соответствующих регуляризованных экспериментальных значений не превышает 2,5%.

Уровни согласования рассчитанных с использованием формализма (2) и программы КАСКАД интегральных откликов для трех основных реакций - $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$ и четырех вспомогательных - $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{115}\text{In}(n, n')$,

$^{32}\text{S}(n, p)$ и полной выборке экспериментальных данных для указанных реакций иллюстрирует рис.3. Представленные в форме графиков расчетные данные и отмеченные точками экспериментальные нормированы на экспериментальное регуляризированное значение интегрального отклика реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$ при $z = 0$ и энерговыделении в активной зоне БР-К1, равном 10^{18} делений. При измерениях вдоль оси z для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ кадмиевого отношения не обнаружено.

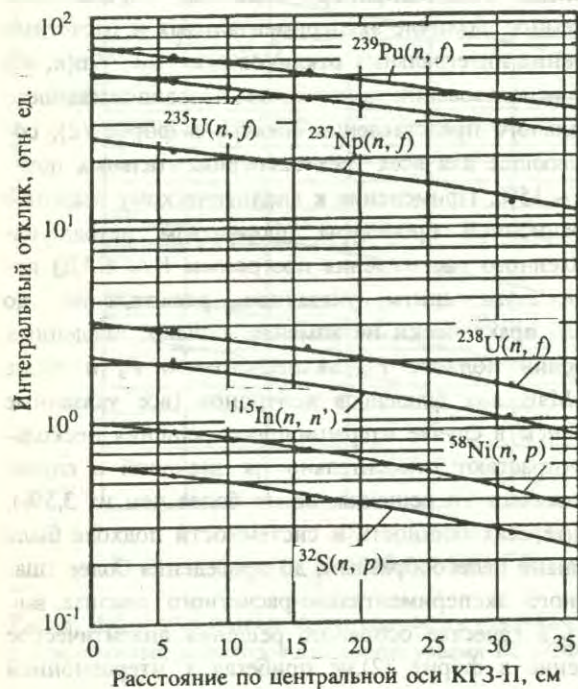


Рис. 3. Избранные данные по интегральным откликам использованных детекторов для конфигурации КГЗ-П

Решение для спектра флюенса нейтронов при $z = 0$ получено в виде

$$F(E, 0) = 0,203 \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-0,786E} + 18,55 \cdot E \cdot e^{-5E}. \quad (3)$$

Решению (3) соответствуют коэффициенты $a_1(0) = 0,258$, $a_2(0) = 0,742$, средняя энергия $\bar{E} = 0,789$ МэВ, полный флюенс (на 10^{18} делений в активной зоне) $F_n = 5,08 \cdot 10^{14}$ нейтр./см², эквивалентный флюенс ("1МэВ-Si - эквивалент, 95 МэВ · мбарн" [14]) $F_s = 3,85 \cdot 10^{14}$ нейтр./см², флюенс выше энергетического порога 0,1 МэВ $F_{0,1} = 4,72 \cdot 10^{14}$ нейтр./см². При определении F_s использованы переоформленные в энергетический формат программы КАСКАД данные для кермы от смещения атомов кремния ("displacement kerma") из работы [15].

Графики зависимостей $a_2(z)$, $\bar{E}(z)$, $F_n(z)$, $F_s(z)$, $F_{0,1}(z)$ представлены на рис.4,5.

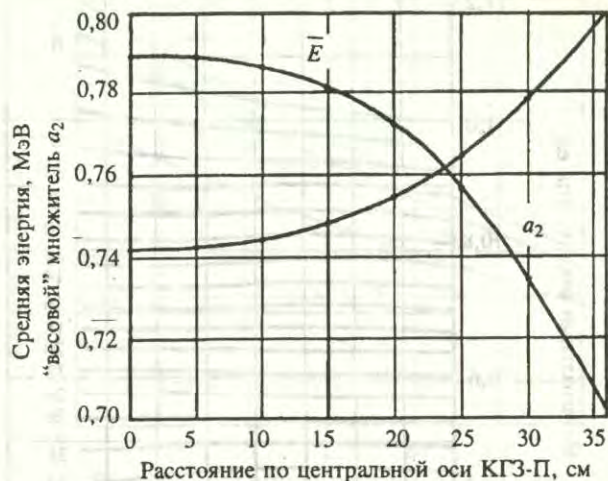


Рис. 4. Графики зависимостей "весового" множителя $a_2(z)$ и средней энергии $\bar{E}(z)$ для конфигурации КГЗ-П

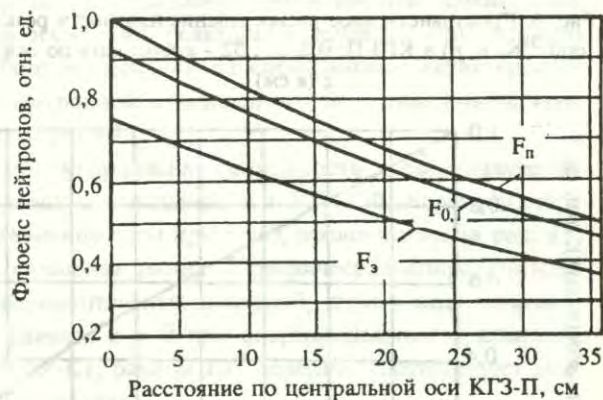


Рис. 5. Графики зависимостей полного F_n , эквивалентного F_s и выше энергетической границы 0,1 МэВ $F_{0,1}$ флюенсов нейтронов для конфигурации КГЗ-П

Результаты исследования пространственного распределения флюенса нейтронов с помощью детекторов из никеля в графической форме представлены на рис. 6. Хорошо видно, что в невозмущенном пространстве КГЗ-П имеет место слабая зависимость показаний никелевых детекторов на всем интервале изменения R от центральной оси до стенки контейнера для фиксированной координаты z .

Функциональная зависимость дозы γ -излучения вдоль центральной оси КГЗ-П, нормированная на величину дозы при $z = 0$, представлена на рис. 7, где сплошная линия - это графическая аппроксимация экспериментальных значений, отмеченных точками. Координате $z = 0$ при энерговыделении в активной зоне БР-К1, равном 10^{18} делений, соответствует доза 650 Гр (воздух).

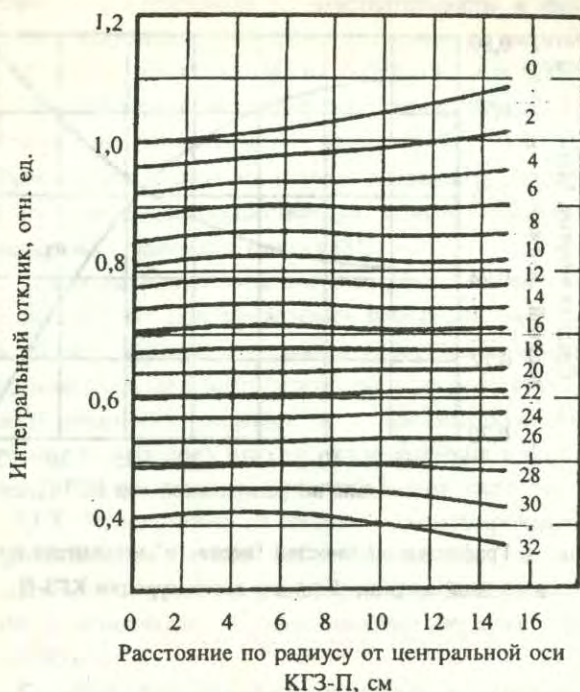


Рис. 6. Пространственное распределение плотности реакций $^{58}\text{Ni}(n, p)$ в КГЗ-П: 0,2, ..., 32 - координата по оси z (в см)

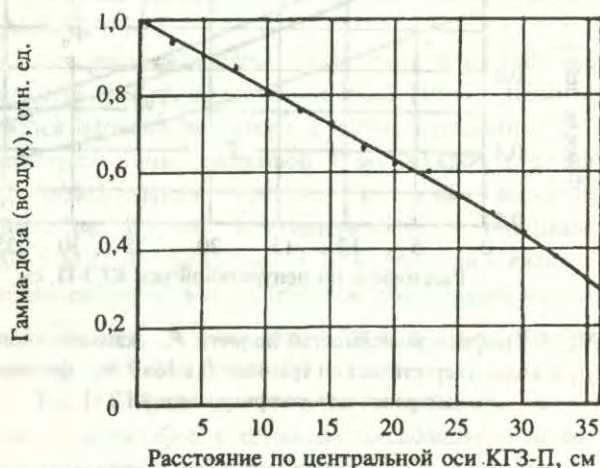


Рис. 7. График зависимости $D_\gamma(z)$ для конфигурации КГЗ-П

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЙ В СВИНЦОВОМ ФИЛЬТРЕ

Несмотря на то, что экспериментальные измерения интегральных откликов для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ без фильтра, $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ в борном фильтре толщиной 0,58 г/см², $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре толщиной 1 мм, $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ были проведены только в трех координатных позициях на центральной оси КГЗ-СФ ($z = 6, 16, 30$ см), была осуществлена графическая аппроксимация данных на всем протяжении оси z , основанная на монотонном, регулярном характере изменения функций отклика детекторов от z .

Графическая интерпретация ограниченных экспериментальных данных позволит получить более полное представление о системном характере изменения пространственно-энергетических характеристик флюенса нейтронов, возможно при некотором возрастании погрешностей определения численных значений рассматриваемых величин.

Предварительный анализ результатов показал также, что не все экспериментальные данные на настоящем предварительном этапе исследований поля в КГЗ-СФ целесообразно рассматривать как равнозначные. Так, например, выявлено определенное системное различие экспериментальных и расчетных значений интегральных откликов реакции $^{115}\text{In}(n, n')$ при использовании в качестве основополагающего модельного представления спектра в форме (2), составляющее для всех трех экспериментальных позиций $\sim 15\%$. Применение к аналитическому решению итерационной процедуры (формализм метода направленного расхождения программы КАСКАД) позволит уменьшить указанное расхождение до $\sim 4\%$, практически не изменяя, однако, численных значений полного F_n , эквивалентного F_s и выше 0,1 МэВ $F_{0,1}$ флюенсов нейтронов (все указанные флюенсы в случае итерационного решения несколько возрастают относительно их значений в случае аналитического решения, но не более чем на 3,5%). В интересах общности и системности подхода было признано целесообразным, до проведения более тщательного экспериментально-расчетного анализа, выбрать в качестве основного решения аналитическое решение в форме (2), не прибегая к итерационной процедуре.

Принимая во внимание вышесказанное, для спектра флюенса нейтронов при $z = 0$ было получено

$$F(E, 0) = 0,131 \sqrt{E} \cdot e^{-0,786E} + 20,85 \cdot E \cdot e^{-5E}. \quad (4)$$

Решению (4) соответствуют коэффициенты $a_1(0) = 0,166$; $a_2(0) = 0,834$; средняя энергия $\bar{E} = 0,652$ МэВ; полный флюенс (на 10^{18} делений в активной зоне) $F_n = 4,04 \cdot 10^{14}$ нейтр./см², эквивалентный флюенс ("1 МэВ- Si-эквивалент") $F_s = 2,85 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²; флюенс выше энергетического порога 0,1 МэВ $F_{0,1} = 3,72 \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

Уровни согласования экспериментальных и рассчитанных с использованием аналитических решений $F(E, z)$ при $z = 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30$ см интегральных откликов для 6 определяющих форму спектра флюенса нейтронов реакций иллюстрирует рис. 8. Представленные в форме графиков расчетные данные и отмеченные точками экспериментальные нормированы на экспериментальное значение интегрального отклика реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$ при $z = 6$ см и

энерговыведении в активной зоне 10^{18} делений, равном $5,49 \cdot 10^{12}$ реакций/ядро. Борное отношение для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ ни в одной из измерительных позиций z в пределах экспериментальных погрешностей не обнаружено.

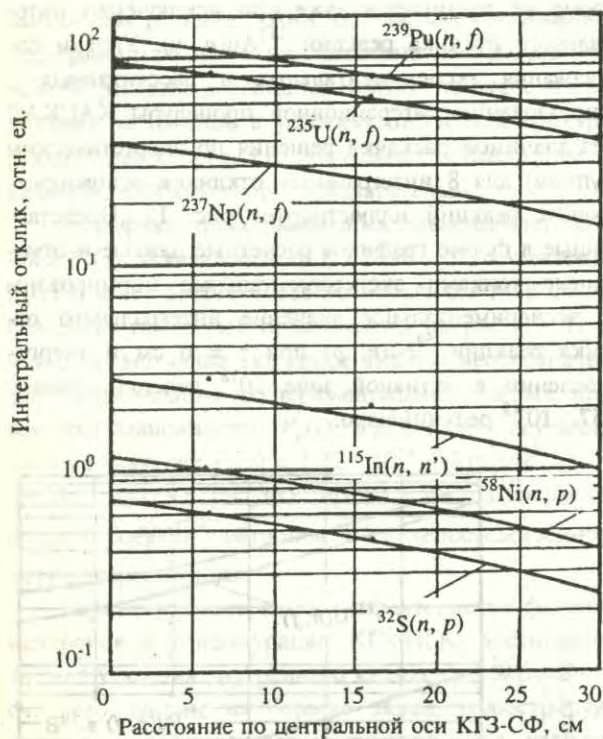


Рис. 8. Избранные данные по интегральным откликам использованных детекторов для конфигурации КГЗ-СФ

Графики зависимостей $a_2(z)$, $\bar{E}(z)$, $F_n(z)$, $F_3(z)$, $F_{0,1}(z)$ представлены на рис. 9, 10.

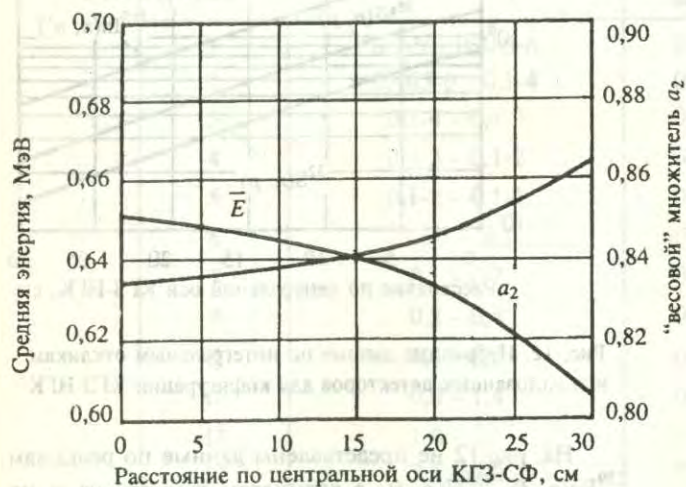


Рис. 9. Графики зависимостей "весовой" множителя $a_2(z)$ и средней энергии $\bar{E}(z)$ для конфигурации КГЗ-СФ

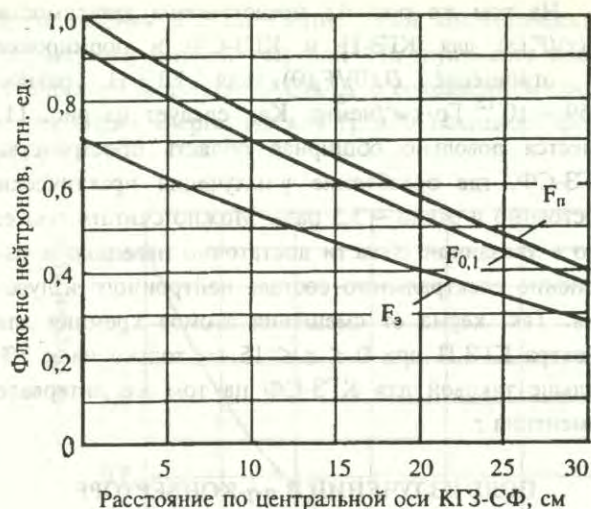


Рис. 10. Графики зависимостей полного F_n , эквивалентного F_3 и выше энергетической границы 0,1 МэВ $F_{0,1}$ флюенсов нейтронов для конфигурации КГЗ-СФ

Конфигурация КГЗ-СФ ориентирована в первую очередь на ослабление γ -компоненты смешанного поля излучений реактора в условиях относительно слабого воздействия на спектральные характеристики нейтронной компоненты (по отношению к конфигурации КГЗ-П).

Функциональная зависимость дозы γ -излучения D_γ вдоль центральной оси КГЗ-СФ, нормированная на величину дозы при $z = 0$, представлена на рис. 11, где сплошная линия - графическая аппроксимация экспериментальных значений, отмеченных точками. Координате $z = 0$ при энерговыведении в активной зоне БР-К1, равном 10^{18} делений, соответствует доза 125 Гр (воздух).

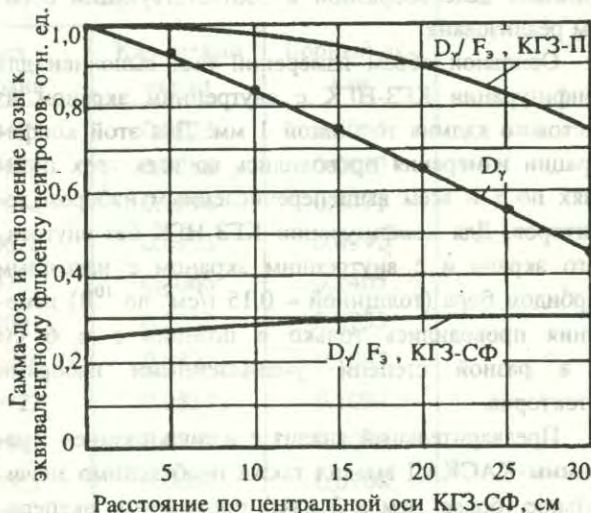


Рис. 11. Графики зависимости $D_\gamma(z)$ для конфигурации КГЗ-СФ и зависимостей соотношений гамма-дозы и эквивалентного флюенса нейтронов для конфигураций КГЗ-П и КГЗ-СФ

На том же рис. 11 представлены зависимости $D_\gamma(z)/F_\gamma(z)$ для КГЗ-П и КГЗ-СФ в нормировке на отношение $D_\gamma(0)/F_\gamma(0)$ для КГЗ-П, равное $1,69 \cdot 10^{-12}$ Гр·см²/нейтр. Как следует из рис. 11, имеется довольно обширная область пространства КГЗ-СФ, где ослабление γ -излучения практически постоянно и равно $\sim 3,5$ раза. Можно считать также, что в указанной области достаточно невелико и изменение спектрального состава нейтронного излучения. Так, керма от смещения атомов кремния для спектра КГЗ-П при $0 \leq z \leq 15$ см только на $\leq 7\%$ больше таковой для КГЗ-СФ на том же интервале изменения z .

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЙ В n - γ -КОНВЕРТОРЕ

Для измерения пространственно-энергетических характеристик поля в КГЗ-НГК были использованы детекторы 13 типов, использующие реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ без фильтров и в фильтрах из кадмия (толщиной 1 мм) и бора (толщиной 0,58 г/см² по ^{10}B), $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре (толщиной 1 мм), $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, p)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$. Как и при измерениях в КГЗ-СФ, количество измерительных позиций было ограничено тремя - $z = 6, 16, 30$ см.

Несмотря на меньшую, чем в случае КГЗ-СФ, однозначность графической аппроксимации по трем экспериментальным точкам, особенно на участке $0 \leq z \leq 6$ см и для реакций, чувствительных к мягким нейтронам, процедура графической аппроксимации данных по интегральным откликам в интересах формирования общих закономерностей для планирования более детальных исследований была признана целесообразной и соответствующим образом реализована.

Основной объем измерений был выполнен для конфигурации КГЗ-НГК с внутренним экраном из листового кадмия толщиной 1 мм. Для этой конфигурации измерения проводились во всех трех позициях по z и всем вышеперечисленным набором детекторов. Для конфигурации КГЗ-НГК без внутреннего экрана и с внутренним экраном с насыпным карбидом бора (толщиной $\sim 0,15$ г/см² по ^{10}B) измерения проводились только в позиции $z = 6$ см и в разной степени уменьшенными наборами детекторов.

Предварительный анализ с использованием программы КАСКАД выявил также необъяснимо значительное (более чем в 3 раза) превышение экспериментальных значений отклика реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре над соответствующими рассчитанными, причем устранение указанного расхождения достигается только на этапе итерационной процедуры КАСКАД за счет формирования пика в

спектре флюенса нейтронов в области резонанса сечения реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$. Такая форма согласования была признана недостаточно физически обоснованной, и на настоящем этапе исследований данные по реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ были исключены из процедуры определения спектра флюенса нейтронов.

Удовлетворительное решение в аналитической форме не достигается даже при исключении интегрального отклика реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$. Уровни согласования экспериментальных и рассчитанных с использованием итерационной процедуры КАСКАД (без значимой раскачки решения по энергетическим группам) для 8 интегральных откликов основополагающих реакций иллюстрирует рис. 12. Представленные в форме графиков расчетные данные и отмеченные точками экспериментальные нормированы на экспериментальное значение интегрального отклика реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$ при $z = 6$ см и энерговыделении в активной зоне 10^{18} делений, равное $2,57 \cdot 10^{-12}$ реакций/ядро.

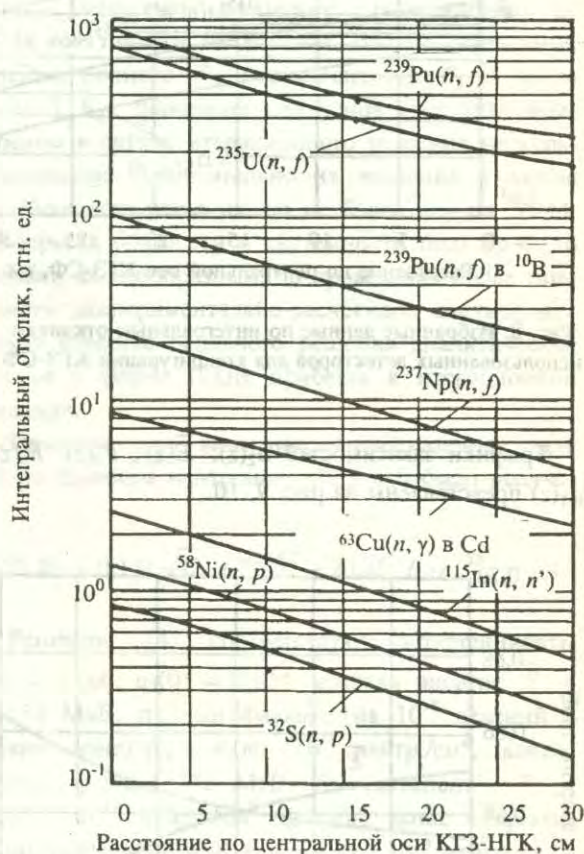


Рис. 12. Избранные данные по интегральным откликам использованных детекторов для конфигурации КГЗ-НГК

На рис. 12 не представлены данные по реакциям $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ в кадмиевом фильтре из-за их близости к графикам зависимостей для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ без фильтра. Согласование экспериментальных и рассчитанных данных для детек-

торов из ^{239}Pu и ^{235}U в кадмии полностью аналогично таковому для этих же детекторов без кадмия.

На рис. 12 не приведены также данные для реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в фильтре из бора из-за практически полного совпадения и графических, и экспериментальных результатов для соответствующих реакций ^{239}Pu и ^{235}U . И наконец, на рис. 12 отсутствуют данные для реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, так как согласование экспериментальных и рассчитанных данных для указанной реакции достигается только на этапе итерирования по группам в условиях отсутствия конкурирующих детекторов, т.е. полученное согласование не является, вообще говоря, показательным.

Графики функциональных зависимостей полного $F_n(z)$, эквивалентного ("1 МэВ - Si-эквивалент") $F_3(z)$ и выше энергетического порога 0,1 МэВ $F_{0,1}(z)$ флюенсов нейтронов представлены на рис. 13. Принимая во внимание сказанное выше о неоднозначности экстраполяции экспериментальных данных, нормировка зависимостей $F_n(z)$, $F_3(z)$, $F_{0,1}(z)$ осуществлена на значение $F_n(z) = 1,12 \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

На том же рисунке представлена зависимость средней энергии нейтронов $\bar{E}(z)$ непосредственно в мегаэлектронвольтах.

Вариацию спектральных характеристик флюенса нейтронов в конфигурации КГЗ-НГК, достигаемую за счет удаления внутреннего кадмиевого экрана и за счет его замены на борный экран, иллюстрируют данные, представленные в таблице. Для удобства

представления выбран 15-групповой энергетический формат, полученный сверткой 176-группового энергетического формата КАСКАД с сохранением соответствующих энергетических границ исходного формата.

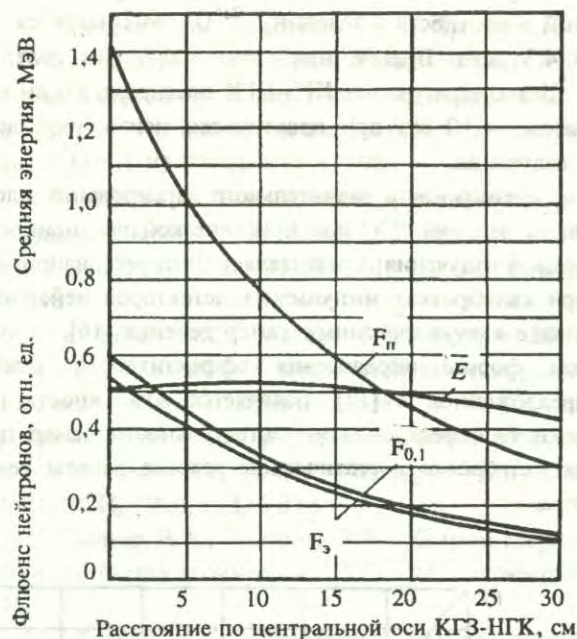


Рис. 13. Графики зависимостей средней энергии $\bar{E}$, полного F_n , эквивалентного F_3 и выше энергетической границы 0,1 МэВ $F_{0,1}$ флюенсов нейтронов для конфигурации КГЗ-НГК

Спектры флюенса нейтронов в КГЗ-НГК при $z = 6$ см и различных экранировках внутренней полости

j	Энергетический интервал, МэВ	$F_j \left(\sum_j F_j = 1,0000 \right)$		
		Без экрана	Кадмиевый экран	Борный экран
1	0,1-9 - 0,465-6	0,0487	0,0023	0,0004
2	0,465-6 - 0,1-4	0,0672	0,0286	0,0020
3	0,1-4 - 0,1-3	0,1048	0,1296	0,0071
4	0,1-3 - 0,1-2	0,0628	0,0973	0,0392
5	0,1-2 - 0,1-1	0,0761	0,1066	0,1405
6	0,1-1 - 0,1	0,2091	0,2019	0,2755
7	0,1 - 0,2	0,0930	0,0821	0,1087
8	0,2 - 0,4	0,0922	0,0837	0,1094
9	0,4 - 0,8	0,0897	0,0860	0,1074
10	0,8 - 1,4	0,0551	0,0607	0,0708
11	1,4 - 2,5	0,0503	0,0610	0,0688
12	2,5 - 4,0	0,0317	0,0375	0,0437
13	4,0 - 6,5	0,0154	0,0180	0,0212
14	6,5 - 10,5	0,0036	0,0043	0,0049
15	10,5 - 18,0	0,0003	0,0004	0,0004

В частности, плотности делений ^{235}U в конфигурациях КГЗ-НГК с кадмиевым экраном, без него и с борным экраном изменяются в отношении 1,0/2,4/0,23, т.е. при удалении кадмиевого экрана плотность делений ^{235}U в поле КГЗ-НГК возрастает в 2,4 раза, а при замене кадмиевого экрана на борный плотность делений ^{235}U уменьшается в $\sim 4,3$ раза. Полное изменение плотности делений ^{235}U в конфигурации КГЗ-НГК достигает, таким образом, ~ 10 раз при практически неизменной дозе γ -излучения.

Возможность значительного варьирования плотности делений ^{235}U при практической неизменности дозы γ -излучения представляет интерес, например, при калибровках импульсных детекторов нейтронов в виде вакуумированных камер деления [16]. С учетом формы определения эффективности камер, предложенной в [17], появляется возможность надежного определения γ -чувствительности камер при их калибровке в статическом режиме работы реактора.

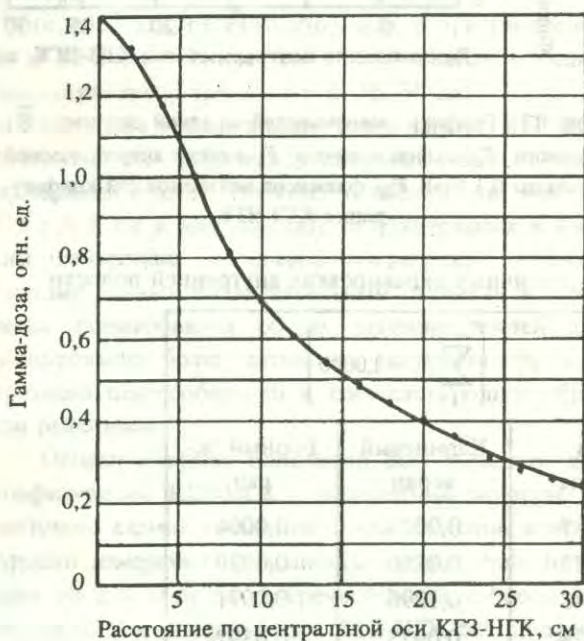


Рис. 14. График зависимости $D_\gamma(z)$ для конфигурации КГЗ-НГК

Функциональная зависимость дозы γ -излучения вдоль центральной оси КГЗ-НГК с внутренним кадмиевым экраном, нормированная на величину дозы при $z = 6$ см, представлена на рис. 14, где сплошная линия - графическая аппроксимация экспериментальных значений, отмеченных точками. Координате $z = 6$ см при энерговыделении в активной зоне БР-К1, равном 10^{18} делений, соответствует доза 1410 Гр (воздух). С точностью до погрешности измерения такое же значение дозы при $z = 6$ см ре-

лизуется и в конфигурациях КГЗ-НГК без кадмиевого экрана и с экраном из бора.

Соотношение $D_\gamma(z)/F_3(z)$ слабо изменяется вдоль оси КГЗ-НГК и в среднем составляет 17,5 по отношению к опорному значению параметра $D_\gamma(0)/F_3(0)$ для КГЗ-П, равному, как отмечалось ранее, $1,69 \cdot 10^{-12}$ Гр $\cdot$ см²/нейтр.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обобщая изложенное выше, можно констатировать:

1. Рабочий объем для размещения облучаемых объектов в штатном устройстве загрузки во внутризонную полость, ориентированном на использование исходного поля излучений реактора (КГЗ-П), составляет ~ 27 дм³ (~ 27 л).

Рабочий объем для размещения облучаемых объектов в штатных устройствах загрузки, ориентированных на трансформацию исходного поля излучений реактора (КГЗ-СФ для фильтрации γ -излучения, КГЗ-НГК для n - γ -преобразования), составляет $\sim 9,4$ дм³ ($\sim 9,4$ л).

2. Номинальное энерговыделение реактора, реализация которого возможна в единичных импульсных пусках на запаздывающих и мгновенных нейтронах, составляет 10^{18} делений в активной зоне.

При таком энерговыделении для стационарного поля в КГЗ-П имеем:

- максимальные значения полного, эквивалентного ("1 МэВ - Si-эквивалент, 95 МэВ $\cdot$ мбарн") и выше энергетического порога 0,1 МэВ флюенсов нейтронов равны $5,08 \cdot 10^{14}$; $3,85 \cdot 10^{14}$; $4,72 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² соответственно; уменьшение флюенсов по центральной оси близко к равномерному и составляет $\sim 1,4\%$ от максимального значения на длину 1 см;

- максимальное значение дозы γ -излучения равно 650 Гр (воздух), крутизна изменения (уменьшения) $\sim 12,5$ Гр/см;

- соотношение между дозой и эквивалентным флюенсом в максимуме равно $1,69 \cdot 10^{-12}$ Гр $\cdot$ см²/нейтр., в минимуме - на $\sim 25\%$ меньше.

Использование фильтра γ -излучения (КГЗ-СФ) позволит, при относительно небольших уменьшении максимальных значений флюенсов (в $\sim 1,25$ раза для полного и выше 0,1 МэВ и в $\sim 1,35$ раза для эквивалентного) и деформации спектра флюенса, изменить соотношение дозы γ -излучения и эквивалентного флюенса (в пользу нейтронов) в $\sim 3,5$ раза относительно такового для КГЗ-П.

Использование n - γ -конвертора (КГЗ-НГК) позволяет существенно увеличивать дозу γ -излучения при одновременном уменьшении эквивалентного флюенса нейтронов, что обеспечивает изменение

соотношения дозы γ -излучения и эквивалентного флюенса (в пользу γ -квантов) в $\sim 17,5$ раза относительно такового для КГЗ-П (или в ~ 60 раз относительно такового для КГЗ-СФ).

В статическом режиме работы на мощности не более 10 кВт энерговыделение за пуск не лимитируется, и в течение рабочего дня в активной зоне БР-К1 может быть реализовано полное энерговыделение, в несколько раз превосходящее номинальное.

3. Изменение экранировки внутренней полости n - γ -конвертора (КГЗ-НГК) позволяет варьировать плотность делений ^{235}U при неизменных уровнях γ -излучения в ~ 10 раз, что значительно расширяет возможности калибровки детекторов, ориентированных на измерение характеристик смешанных полей излучений исследовательских импульсных реакторов.

Возможность целенаправленного изменения спектральных характеристик флюенса нейтронов и соотношения n - γ -компонент при сохранении большого полезного объема для размещения облучаемых объектов позволяет говорить о целесообразности создания на базе БР-К1 универсального опорного поля, ориентированного как на калибровку детекторов нейтронного и γ -излучений прикладного назначения, так и на уточнение интегральных характеристик разнообразных пороговых и непороговых реакций типа (n, p) , (n, α) , (n, n') , $(n, 2n)$, (n, f) , (n, γ) , используемых для исследования характеристик нейтронных полей различных источников нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

2. Кувшинов М.А., Кошелев А.С., Смирнов И.Г. и др. Трансформация излучения быстрых реакторов БИР-2М, БР-1, БИГР с помощью n - γ -конверторов. Там же, 1992, вып. 2, с. 3-12.

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

4. Воинов А.М., Егоров В.П., Запольский А.Е. и др. Стенд для исследования нейтронно-физических характеристик простых критических сборок. - ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 21-29.

5. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Стандартное поле в центре активной зоны БИР-2. - Атомная энергия, 1994, т. 75, вып. 1, с. 55-61.

6. Брегадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная метрология ионизирующих излучений. - М.: Энергоатомиздат, 1980.

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

8. Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Таблицы стандартных справочных данных ГСССД 131-89. - М.: Изд-во стандартов, 1980.

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

10. Бочвар И.А., Гимадова Т.И., Кеирим-Маркус И.Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. - М.: Атомиздат, 1977.

11. Крайтор С.Н. Дозиметрия при радиационных авариях. - М.: Атомиздат, 1979.

12. Власов А.Д., Мурии Б.П. Единицы физических величин в науке и технике. Справочник. - М.: Энергоатомиздат, 1990.

13. Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Формирование априорного спектра при восстановлении спектра нейтронов по результатам интегральных измерений. - Измерительная техника, 1984, № 2, с. 62-63.

14. Williams J.G., Griffin P.J., Kelly J.G., Figueroa J.T. Estimation of 1-MeV Equivalent Neutron Fluence from Dosimetry Responses without Spectrum Unfolding. - IEEE Transactions on Nuclear Science, 1994, vol. 41, N 6, p. 2147-2151.

15. Verbinski V.V., Lurie N.A., Rogers V.C. Threshold-Foil Measurements of Reactor Neutron Spectra for Radiation Damage Application. - Nucl. Sci. Eng., 1978, vol. 65, p. 316-330.

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

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

Статья поступила в редакцию
23 апреля 1996 г.

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ БР-1 ПО ОЦЕНКЕ ПРЕЦИЗИОННОСТИ СИСТЕМЫ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

А.С. Кошелев

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

В результате специальным образом организованных экспериментов и процедуры корректировки параметров запаздывающих нейтронов показана возможность значимого повышения прецизионности отображения функциональной связи между реактивностью и асимптотическим периодом разгона на интервале между запаздывающей и мгновенной критичностью.

SPECIALIZED KINETIC EXPERIMENTS ON BR-1 PULSED REACTOR ON THE PRECISION SYSTEM ESTIMATION OF DELAYED NEUTRONS EFFECTIVE PARAMETERS. A.S. KOSHELEV. As a result of the specially organized experiments and the delayed neutrons parameters correction procedure there is shown the possibility of considerable precision increase of functional connection representation between reactivity and asymptotic period of acceleration in the interval between delayed and prompt criticality.

ВВЕДЕНИЕ

Функциональная связь между реактивностью ρ и асимптотическим периодом разгона T на интервале изменения реактивности между запаздывающей и мгновенной критичностью играет особую роль в практике работы импульсных ядерных реакторов (ИЯР). На использовании указанной связи фактически базируются все основные методики и процедуры, связанные с подготовкой предимпульсной конфигурации активной зоны (АЗ) ИЯР (так называемого "стартового состояния" реактора) и калибровкой импульсного блока (ИБ) - органа регулирования реактивности (ОРР), обеспечивающего перевод реактора выше мгновенной критичности на завершающем этапе процедуры генерирования импульса делений на мгновенных нейтронах.

Высокий уровень консервативности зависимости $\rho(T)$ (для конкретной АЗ функция $\rho(T)$ нечувствительна к возмущениям, связанным с загрузкой реактора облучаемыми объектами, практически на интервале $0 < \rho < 0,98 \beta_{\text{эф}}$), наличие развитых методик измерения асимптотического периода в условиях рутинной эксплуатации ИЯР и прецизионность воспроизведения численной величины ρ в фиксированной конфигурации АЗ (с погрешностью $0,001 \beta_{\text{эф}}$ и менее) позволяют рассматривать зависимость $\rho(T)$ как определенное эталонное средство методического обеспечения реактивностных измерений на ИЯР.

Принятой формой представления зависимости $\rho(T)$ является (см., например, [1]) соотношение

$$\rho(T) = \frac{l_{\text{эф}}}{k \cdot \beta_{\text{эф}} \cdot T} + \sum_i \frac{a_i}{1 + \lambda_i T}, \quad (1)$$

где $l_{\text{эф}}$, k - эффективное время жизни и коэффициент

размножения мгновенных нейтронов; $\beta_{\text{эф}}$, a_i , λ_i - эффективная доля и групповые параметры запаздывающих нейтронов в избранном формате системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов (СЭПЗН).

Необходимые для практической реализации на конкретном ИЯР численные значения параметров a_i и λ_i определяются, как правило, расчетным путем (на стадии расчета критической конфигурации АЗ) или, в отдельных случаях, с привлечением экспериментальных данных по парциальным числам делений ^{235}U и ^{238}U в АЗ и рекомендуемым выходам запаздывающих нейтронов на деление соответствующего изотопа.

Для экспериментальной проверки уровня прецизионности отображения функциональной зависимости $\rho(T)$ на интервале изменения реактивности между запаздывающей и мгновенной критичностью при использовании принятым способом сформированной СЭПЗН на ИЯР БР-1 [2] были организованы и осуществлены специальные кинетические эксперименты, значимые детали постановки которых, основные результаты и вытекающие из них практические рекомендации приводятся и обсуждаются в настоящей статье.

ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Конструктивная компоновка АЗ БР-1 в достаточно детализированном отображении представлена на рис. 1. Основные структурные элементы АЗ - неподвижный верхний блок (ВБ), подвижный нижний блок (НБ), специализированные блоки регулирования РБ (регулирующий блок) и ИБ (импульсный блок) - на рис. 1 находятся в положениях, соответствующих практически состоянию мгновенной критичности без приближения к АЗ штатных устройств

вертикальной и горизонтальной загрузки реактора. Заметим, что конструктивно блоки НБ, РБ и ИБ размещены на так называемом столе перемещения НБ, на котором, в свою очередь, размещаются индивидуальные приводы перемещения РБ и ИБ.

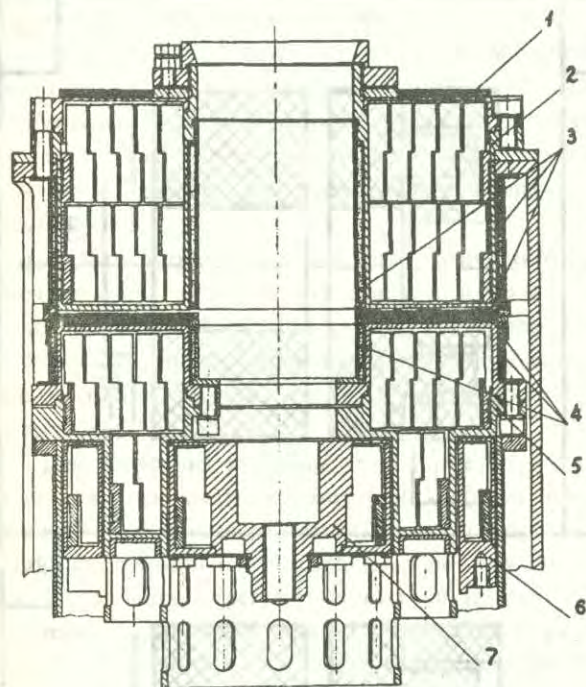


Рис. 1. Активная зона БР-1 (конструктивная компоновка): 1, 3, 4 — боросодержащие экраны-поглотители тепловых нейтронов; 2 — неподвижный блок; 5 — подвижный блок; 6 — регулирующий блок; 7 — импульсный блок

В состоянии, представленном на рис. 1, показания указателей положения для конкретных ОРР таковы: $h_{НБ} = 0$ (остановка привода перемещения на штатном упоре), $h_{РБ} = 0$ (остановка по конечному выключателю или муфте перегрузки на приводе), $h_{ИБ} = 0$ (остановка привода на упоре 1, который обеспечивает положение ИБ, реализуемое при генерировании импульса, в конструкции привода ИБ предусмотрены также упоры 3 (подготовительный режим) и 2 (калибровочный режим), используемые на стадиях поиска "стартового состояния" АЗ и калибровки ИБ).

Исходя из особенностей взаиморасположения отдельных ОРР для реализации было выбрано пять конфигурационных вариантов организации эксперимента, отличающихся друг от друга видом используемого модулятора реактивности (МР) с фиксированной базой перемещения (и соответственно ожидаемой фиксированной величиной интервальной реактивности $\Delta r_{МР}$, равной изменению реактивности при перемещении МР) и средством регулирования реактивности на интервале между запаздывающей и мгновенной критичностью (РБ или НБ).

На рис. 2 в схематизированной форме представлены упомянутые выше конфигурационные варианты с акцентом в первую очередь на значимые отличительные моменты структурной организации эксперимента.

Общим для конфигурационных вариантов 1, 2, 4 является тип используемого модулятора реактивности и средства регулирования реактивности на интервале между мгновенной и запаздывающей критичностью.

Функцию модулятора реактивности выполняет трехsegmentный отражатель, изготовленный из листовой латуни толщиной ~ 9 мм и установленный на несущей конструкции механизма вертикальной загрузки (МВЗ). Модулятор (далее по тексту МР-1) перемещается на базе ~ 315 мм из позиции у торца ВБ. За счет конструктивной компоновки и регулирования зазора между МР-1 и ВБ задается значение интервальной реактивности $\Delta r_{МР-1} \approx 0,27 \beta_{эф}$.

Регулирование реактивности на интервале $0,04 \leq \rho \leq 0,98 \beta_{эф}$ осуществляется путем последовательного отвода РБ: для конфигурационного варианта 1 — из положения $h_{РБ} = 10$ мм шагом $\sim (0,03-0,06) \beta_{эф}$ до $h_{РБ} = 20$ мм; для конфигурационного варианта 2 — из положения $h_{РБ} = 18$ мм шагом $\sim (0,03-0,06) \beta_{эф}$ до $h_{РБ} = 29$ мм; для конфигурационного варианта 4 — из положения $h_{РБ} = 1,6$ мм шагом $\sim (0,04-0,08) \beta_{эф}$ до $h_{РБ} = 9,6$ мм. Различие в исходных позициях РБ обусловлено различием в положениях НБ ($h_{РБ} = 0$ для конфигурационного варианта 1 и $h_{РБ} = 2,2$ мм для конфигурационного варианта 4) и в приближении к АЗ штатного экранограничителя (ЭО), установленного на подвижном столе механизма горизонтальной загрузки (МГЗ) реактора (конфигурационный вариант 2).

Для всех конфигурационных вариантов (включая 3 и 5) позиция ИБ неизменна и соответствует $h_{ИБ} = 4,4$ мм (привод ИБ на упоре 2).

В конфигурационном варианте 3 модулирование реактивности осуществляется с помощью МР-1, а регулирование реактивности на интервале $0,04 \leq \rho \leq 0,98 \beta_{эф}$ — путем последовательного отвода НБ (фактически изменением высоты упора на приводе НБ в пределах от 0 до 2,2 мм).

В конфигурационном варианте 5 функцию модулятора реактивности выполняет шаровидный преобразователь-поглотитель быстрых нейтронов. Используемый модулятор (далее по тексту МР-2) представляет собой конструкцию из двух полусферических элементов, изготовленных прессованием смеси с кристаллическим бором, толщиной по ^{10}B $0,585$ г/см², с внутренней полостью диаметром ~ 30 мм, и вкладыша из полиэтилена. Путем регулирования размера полиэтиленового вкладыша задается значение интервальной реактивности $\Delta r_{МР-2} \approx 0,23 \beta_{эф}$. МР-2 устанавливается на несущей

конструкции МВЗ взамен МР-1 таким образом, что в крайней позиции МВЗ у АЗ МР-2 находится в центральном канале АЗ в области максимального отрицательного возмущения реактивности.

Для вывода реактора в состояние между мгновенной и запаздывающей критичностью используется пневмоподъем ИБ на жестко фиксированной базе. По завершении процедуры измерения асимптотического периода вручную (периоды длиннее 10 с) или автоматически (периоды короче 10 с) осуществляется сброс ИБ, чем обеспечивается многократность измерения периода для фиксированного значения реактивности.

Необходимость измерения асимптотического периода в очень широком временном диапазоне - от ~ 40 мс при $\rho \approx 0,98 \beta_{эф}$ до ~ 300 с при $\rho \approx \approx 0,04 \beta_{эф}$ - практически исключила возможность использования единой методики для проведения измерений.

Для измерения периодов от ~ 40 мс до ~ 10 с использовались штатные измерители периода токовые (ИПТ). В основе работы ИПТ лежит измерение интервала времени между срабатыванием двух пороговых устройств, отрегулированных на уровне тока со специального детектора контроля мощности реактора, различающиеся в "е" раз ("е" - основание натурального логарифма). В состав аппаратуры реактора входят два независимых ИПТ. Сигнал на сброс ИБ формируется системой управления и защиты (СУЗ) реактора по завершении замера периода обоими ИПТ.

Периоды разгона реактора длиннее ~ 10 с определялись из анализа нарастания интенсивности отсчетов в каналах контроля мощности с импульсной формой отклика детекторов. Для записи развивающегося во времени процесса изменения интенсивности на репрезентативном временном интервале использовался специальный регистратор РИЦ-1 (регистратор импульсов цифровой, авторская разработка Брагина О.Л.), являющийся, по существу, двухканальным пересчетным прибором с памятью, объем которой регулируется в пределах 300 индивидуальных регистрационных интервалов (для каждого канала) шириной Δt (с предварительным выбором величины Δt , которая в проведенных измерениях варьировалась от 3 до 10 с). Для определения асимптотического периода использовались регистрационные данные с момента времени, соответствующего как минимум шести периодам разгона реактора (после изменения мощности реактора с начала развития процесса ее нарастания не менее чем в 400 раз).

В специальных контрольных опытах было осуществлено одновременное определение асимптотических периодов разгона обоими использованными методами. Полученные результаты как по периодам

(ИПТ - 6,686 и 13,585 с, РИЦ-1 - 6,681 и 13,54 с), так и по соответствующим им значениям реактивности (с использованием штатной СЭПЗН и периодов по ИПТ - 0,4604 и 0,3376 $\beta_{эф}$, по РИЦ-1 - 0,4605 и 0,3382 $\beta_{эф}$) свидетельствуют о равноценности измерительных методик.

Цикл рабочих измерений, включающий в себя измерения асимптотического периода на обеих границах интервала реактивности, задаваемого перемещением МР-1 (МР-2) на фиксированной базе, осуществлялся, как правило, следующим образом:

- реактор выводится в намеченное состояние по р при нахождении МР-1 у АЗ (или МР-2 вне АЗ);

- путем троекратного пневмоподъема ИБ (с его троекратным сбросом после каждого замера периода) задается состояние с реактивностью ρ и производится замер асимптотического периода по двум каналам регистрации, в результате чего получается выборка из шести значений периода;

- изменяется положение МР-1 (МР-2) на противоположное, и снова осуществляется операция троекратного пневмоподъема ИБ с одновременным троекратным измерением периода (вторая выборка из шести значений периода);

- МР-1 (МР-2) возвращается в первоначальное состояние (т.е. воспроизводится реактивность, соответствующая первой серии измерений), вновь осуществляется операция троекратного пневмоподъема ИБ с одновременным троекратным измерением периода (третья выборка из шести значений периода).

По совокупности результатов первой и третьей выборки данных контролируется уровень воспроизводства реактивности после реверсного перемещения МР-1 (МР-2). При измерении периодов длиннее ~ 60 с количество замеров при одном из положений МР-1 (МР-2) сокращается с шести до четырех.

Выбор метода измерения - с помощью ИПТ или обработки регистрационных данных РИЦ-1 - осуществлялся исходя из ожидаемых значений периода менее 10 с (ИПТ) или более 10 с (РИЦ-1). Одновременное использование для измерения (определения) периода разгона реактора и ИПТ, и РИЦ-1 в рабочих измерениях не практиковалось.

ИСХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И КРИТЕРИИ ИХ КОРРЕКТИРОВКИ

В процессе выполнения работы были, в дополнение к штатной, последовательно сформированы и апробированы на массиве экспериментальных данных для асимптотических периодов три системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов:

- 12-групповая с использованием параметров λ_i , a_i из работы [1] и экспериментального соотношения чисел делений ^{235}U и ^{238}U в АЗ, обозначаемая далее по тексту как СЭПЗН-12-1;

- 12-групповая с использованием параметров λ_i , a_i из работы [3] и экспериментального соотношения чисел делений ^{235}U и ^{238}U в АЗ, обозначаемая далее по тексту как СЭПЗН-12-2;

- 9-групповая с использованием параметров λ_i , a_i из работы [4], в откорректированном варианте обозначаемая далее по тексту как СЭПЗН-9-1.

Долевые вклады запаздывающих нейтронов деления ^{235}U и ^{238}U для версий СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-12-2 определялись по экспериментально измеренному соотношению делений в АЗ (0,988 от полного числа делений приходится на ^{235}U и 0,012 - ^{238}U) и принятым в [1] абсолютным выходам на деление 0,0165 для ^{235}U и 0,0412 для ^{238}U . Для долевого вклада запаздывающих нейтронов деления ^{235}U получена величина 0,970, соответствующий вклад от делений ^{238}U - 0,030.

Так как было установлено, что ни штатная версия, ни версии СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-12-2 не обеспечивают воспроизведения независимого от области определения единого значения интервальной реактивности МР и не удастся сформулировать физически обоснованный алгоритм перераспределения долевых вкладов запаздывающих нейтронов деления ^{235}U и ^{238}U , с помощью которого можно было бы

обеспечить возможность получения такого значения на всей исследованной области определения $\Delta\rho_{\text{МР}}$, то в качестве начального приближения для последующей математической корректировки была выбрана 9-групповая система параметров λ_i , a_i для ^{235}U из работы [4].

Процедура корректировки заключается в варьировании параметров a_i (при неизменности условия $\Sigma a_i = 1,0$), направленном на минимизацию средне-квадратичной невязки $\Delta(\bar{\Delta\rho})$, определяемой из соотношения

$$\Delta(\bar{\Delta\rho}) = \sqrt{\frac{\sum_j (\bar{\Delta\rho} - \Delta\rho_j)^2}{n(n-1)}}, \quad (2)$$

где $\bar{\Delta\rho} = \sum_j \Delta\rho_j / n$; $\Delta\rho_j$ - j -е значение интервальной реактивности МР из рассматриваемой выборки данных; n - число используемых значений $\Delta\rho_j$.

Численные значения параметров λ_i , a_i для версий СЭПЗН-12-1, СЭПЗН-12-2 и СЭПЗН-9-1 представлены в табл. 1.

Таблица 1

Состав версий СЭПЗН-12-1, СЭПЗН-12-2, СЭПЗН-9-1

i	СЭПЗН-12-1		СЭПЗН-12-2		СЭПЗН-9-1	
	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	a_i	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	a_i	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	a_i
1	0,0127	0,0368	0,0133	0,0293	0,0128	0,0392
2	0,0317	0,2066	0,0327	0,1670	0,0357	0,2034
3	0,1150	0,1824	0,1208	0,1570	0,0613	0,0589
4	0,3110	0,3948	0,3028	0,3726	0,1539	0,1951
5	1,4000	0,1242	0,8495	0,1722	0,3319	0,1640
6	3,8700	0,0252	2,8530	0,0719	0,3611	0,1370
7	0,0132	0,0004	0,0136	0,0004	0,8998	0,1241
8	0,0321	0,0042	0,0313	0,0034	2,3264	0,0654
9	0,1390	0,0044	0,1233	0,0039	4,5536	0,0129
10	0,3580	0,0118	0,3237	0,0116	—	—
11	1,4100	0,0069	0,9060	0,0076	—	—
12	4,0200	0,0023	3,0487	0,0031	—	—

РЕЗУЛЬТАТЫ. АНАЛИЗ. ОБСУЖДЕНИЕ

Полная выборка экспериментальных данных представлена в табл. 2. Полученные в j -м рабочем цикле средние значения асимптотических периодов, соответствующие границам интервала реактивности, задаваемого перемещением МР-1 (МР-2), обозначаются как T_{1j} и T_{2j} .

Как показал анализ полной выборки результатов расчета величин $\Delta\rho_j$ с использованием штатной вер-

сии параметров и версий СЭПЗН-12-1, СЭПЗН-12-2, общие закономерности изменения величины $\Delta\rho_j$ на интервале ее определения в полной мере могут быть отражены в избранной выборке результатов для конфигурационного варианта 1, которая и представлена в табл. 3. Так как результаты, полученные с использованием штатной версии и версии СЭПЗН-12-1, практически совпадают, в табл. 3 отражены только результаты для СЭПЗН-12-1.

Таблица 2

Полная выборка экспериментальных данных

Конфигура- ционный вариант	$\frac{T_{1j}}{T_{2j}}$ (T, c)					
1	<u>0,0440</u>	<u>0,0555</u>	<u>0,1420</u>	<u>0,2303</u>	<u>0,2643</u>	<u>0,3386</u>
	1,498	1,550	1,888	2,215	2,346	2,613
	<u>0,4601</u>	<u>0,4786</u>	<u>0,8139</u>	<u>0,8154</u>	<u>1,305</u>	<u>1,364</u>
	3,055	3,118	4,336	4,346	6,193	6,420
	<u>1,938</u>	<u>2,222</u>	<u>2,898</u>	<u>2,934</u>	<u>3,392</u>	<u>3,909</u>
	8,829	10,07	13,45	13,58	15,94	19,00
2	<u>4,576</u>	<u>4,702</u>	<u>5,146</u>	<u>6,167</u>	<u>6,791</u>	<u>7,200</u>
	23,08	23,63	26,64	34,51	40,77	43,90
	<u>8,174</u>	<u>9,425</u>	<u>10,30</u>	<u>14,92</u>	<u>14,95</u>	—
	54,27	70,65	84,76	239,5	238,5	—
	<u>0,0388</u>	<u>0,1724</u>	<u>0,7830</u>	<u>1,360</u>	<u>3,096</u>	<u>5,689</u>
	1,542	2,075	4,394	6,686	14,89	32,48
3	<u>0,0465</u>	<u>0,0518</u>	<u>0,1291</u>	<u>0,2236</u>	<u>0,5471</u>	<u>0,5471</u>
	1,516	1,517	1,830	2,183	3,342	3,342
	<u>0,6334</u>	<u>1,078</u>	<u>1,208</u>	<u>1,396</u>	<u>2,200</u>	<u>2,200</u>
	3,643	5,285	5,753	6,450	9,790	9,790
	<u>2,538</u>	<u>4,458</u>	<u>5,698</u>	<u>10,42</u>	<u>15,44</u>	<u>15,44</u>
	11,34	21,51	29,81	80,08	229,6	229,6
4	<u>0,0597</u>	<u>0,2842</u>	<u>0,6530</u>	<u>0,9975</u>	<u>1,888</u>	<u>2,829</u>
	1,499	2,327	3,613	4,874	8,332	12,45
	<u>4,008</u>	<u>5,722</u>	<u>7,894</u>	<u>11,49</u>	<u>15,97</u>	—
	18,60	29,74	48,12	97,07	267,0	—
	<u>0,0530</u>	<u>0,1205</u>	<u>0,3139</u>	<u>0,6190</u>	<u>1,020</u>	<u>1,556</u>
	1,187	1,403	1,996	2,903	4,096	5,763
5	<u>2,148</u>	<u>2,828</u>	<u>3,614</u>	<u>4,444</u>	<u>4,916</u>	<u>5,755</u>
	7,696	10,11	13,18	16,80	18,85	23,10
	<u>6,788</u>	<u>7,794</u>	<u>10,79</u>	<u>14,86</u>	<u>20,94</u>	—
	28,48	34,78	57,28	105,4	293,2	—
	<u>0,0530</u>	<u>0,1205</u>	<u>0,3139</u>	<u>0,6190</u>	<u>1,020</u>	<u>1,556</u>
	1,187	1,403	1,996	2,903	4,096	5,763

Избранная выборка экспериментальных данных и результатов расчета с использованием версий СЭПЗН-12-1, СЭПЗН-12-2, конфигурационный вариант 1

j	T_{1j}	T_{2j}	СЭПЗН-12-1			СЭПЗН-12-2		
			ρ_{1j}	ρ_{2j}	$\Delta\rho_j$	ρ_{1j}	ρ_{2j}	$\Delta\rho_j$
	c		$\beta_{эф}$					
1	0,0440	1,498	0,9817	0,7203	0,2614	0,9790	0,6852	0,2938
2	0,3386	2,613	0,8939	0,6267	0,2652	0,8787	0,5869	0,2918
3	0,8139	4,336	0,8051	0,5378	0,2673	0,7787	0,4928	0,2859
4	1,364	6,420	0,7345	0,4663	0,2682	0,7007	0,4210	0,2797
5	2,222	10,07	0,6565	0,3866	0,2699	0,6165	0,3432	0,2733
6	3,909	19,00	0,5567	0,2838	0,2729	0,5121	0,2466	0,2656
7	6,791	40,77	0,4562	0,1812	0,2750	0,4109	0,1544	0,2565
8	10,30	84,76	0,3827	0,1084	0,2743	0,3395	0,0912	0,2483
9	14,92	239,5	0,3213	0,0460	0,2753	0,2814	0,0384	0,2430

Из табл. 3 следует, что имеет место значимое системное увеличение интервальной реактивности при смещении области ее определения от мгновенной к запаздывающей критичности. При использовании версии СЭПЗН-12-2 имеет место еще более значимое системное изменение величины интервальной реактивности на области ее определения, только в этом случае отмечается уменьшение ее величины с перемещением от мгновенной критичности к запаздывающей.

Полная выборка расчетных значений $\Delta\rho_j$, полученных с использованием версии СЭПЗН-9-1, представлена в табл. 4. Для всех конфигурационных вариантов, кроме конфигурационного варианта 3 ("без коррекции"), хорошо видна устойчивость численного значения $\Delta\rho_j$ на всей области определения при характерных изменениях численной величины $\bar{\Delta\rho}$. Введение в результаты расчета $\Delta\rho_j$ для конфигурационного варианта 3 поправки на принципиально возможное линейное уменьшение величины интервальной реактивности, задаваемой МР-1, при увеличении щели между ВБ и НБ, позволило не только получить устойчивое значение $\bar{\Delta\rho}_j$ в этом варианте, но и подтвердило ожидаемое совпадение численных значений $\bar{\Delta\rho}$ для конфигурационных вариантов 1 и 3 при экстраполяции к $h_{НБ} = 0$.

Средние значения интервальных реактивностей и среднеквадратичные ошибки в интервале доверительной вероятности $\mathcal{P} = 0,95$ по выборкам из

табл. 4 для конфигурационных вариантов 1-5 равны соответственно $0,2696 \pm 0,0005$, $0,2754 \pm 0,0007$, $0,2689 \pm 0,0006$ (для выборки с коррекцией), $0,2631 \pm 0,0006$; $0,2283 \pm 0,0006$ (все значения в $\beta_{эф}$).

Характер изменения численной величины $\bar{\Delta\rho}$ для конфигурационных вариантов 1-4 хорошо коррелирует с физическими факторами, определяющими различия между вариантами. Приближение к АЗ ЭО, создающее положительное возмущение реактивности, том числе и в зоне действия МР-1, вызывает, как и можно было ожидать, увеличение $\bar{\Delta\rho}$ относительно $\bar{\Delta\rho}$ для конфигурационного варианта 1.

Уменьшение связи между ВБ и НБ при увеличении щели между ними должно в принципе приводить к уменьшению величины $\bar{\Delta\rho}$ для МР-1, что и наблюдается как в величине $\bar{\Delta\rho}$ для варианта 4, так и в характере изменения $\Delta\rho_j$ в варианте 3 ("без коррекции") по мере отвода НБ вниз.

Особенно важным является тот факт, что при физически обоснованном изменении численного значения $\bar{\Delta\rho}$ для индивидуальных значений $\Delta\rho_j$ на всем интервале определения между мгновенной и запаздывающей критичностью для всех рассмотренных конфигурационных вариантов удастся достичь практического их равенства среднему при использовании единой системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов СЭПЗН-9-1.

Полная выборка расчетных значений $\Delta\rho_j$ с версией СЭПЗН-9-1

Конфигурационный вариант	$\Delta\rho_j, \beta_{эф}$					
1	0,2692	0,2699	0,2703	0,2700	0,2704	0,2699
	0,2698	0,2696	0,2686	0,2688	0,2675	0,2673
	0,2677	0,2674	0,2696	0,2689	0,2686	0,2700
	0,2699	0,2684	0,2686	0,2696	0,2723	0,2703
	0,2707	0,2712	0,2713	0,2706	0,2710	—
2	0,2759	0,2762	0,2759	0,2750	0,2742	0,2765
3	Без коррекции	0,2701	0,2680	0,2695	0,2695	0,2681
		0,2674	0,2667	0,2657	0,2646	0,2643
		0,2646	0,2646	0,2652	0,2648	0,2640
	С коррекцией	0,2701	0,2680	0,2698	0,2704	0,2695
		0,2688	0,2687	0,2678	0,2669	0,2675
		0,2679	0,2686	0,2698	0,2702	0,2700
4	0,2629	0,2637	0,2625	0,2629	0,2620	0,2612
	0,2623	0,2642	0,2642	0,2635	0,2644	—
5	0,2305	0,2304	0,2302	0,2296	0,2284	0,2276
	0,2266	0,2265	0,2270	0,2282	0,2274	0,2287
	0,2279	0,2289	0,2284	0,2275	0,2268	—

Необходимость и последствия перехода со штатной версии СЭПЗН к обеспечивающей более прецизионное отображение функциональной зависимости $\rho(T)$ на интервале между запаздывающей и мгновенной критичностью версии СЭПЗН-9-1 были изучены на массиве экспериментальных данных, послуживших ранее основой для установления связи между реактивностью и параметрами импульса делений на мгновенных нейтронах. Установлено, что в рамках принятой на реакторе процедуры поиска "стартового состояния" и калибровки ИБ переход со штатной версии СЭПЗН на версию СЭПЗН-9-1 выражается в линейной трансформации (с коэффициентом пропорциональности $\sim 1,06$) штатных функциональных зависимостей, регламентирующих работу реактора, и не вызывает необходимости их переформирования, так как не изменяет уровня надежности воспроизводства основных параметров импульсов делений.

Однако при изменении процедуры калибровки ИБ или при проведении исследований, базирующихся на использовании данных по величинам интервальных реактивностей, формируемых специальными МР, следует иметь в виду, что применение штатной версии СЭПЗН может в принципе приводить к неопределенностям $\sim 1,01\beta_{эф}$ и более, поэтому при осуществлении физических исследований на реакто-

ре следует ориентироваться на откорректированную версию параметров запаздывающих нейтронов СЭПЗН-9-1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обобщенном виде итоговые результаты проведенных исследований можно сформулировать следующим образом:

1. В рамках известных данных по параметрам запаздывающих нейтронов невозможно прецизионно отобразить для ИНГ БР-1 функциональную связь между реактивностью ρ и асимптотическим периодом разгона реактора T на интервале от запаздывающей до мгновенной критичности.

2. Имеется практическая возможность организации специальных кинетических экспериментов и процедуры корректировки параметров запаздывающих нейтронов, реализация которых позволит существенным образом повысить уровень прецизионности отображения указанной выше зависимости $\rho(T)$.

3. Для использования на реакторе при проведении физических исследований рекомендуется 9-групповая система эффективных параметров запаздывающих нейтронов, сформированная на базе данных для запаздывающих нейтронов деления ^{235}U аналогичного формата. Использование этой системы в штатных эксплуатационных режимах необязательно.

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. 3-13.

3. Brady M.C., England T.R. Delayed Neutron Data and Group Parameters for 43 Fissioning Systems. - Nucl. Sci. Eng., 1989, vol. 103, p. 129-149.
4. Brady M.C., England T.R., Wilson W.B. Few-Group Analysis of Current Delayed-Neutron Data. - Trans. Am. Nucl. Soc., 1986, p. 469-470.

Статья поступила в редакцию
1 июля 1996 г.

УДК 621.039.514

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ МНОГОЗОННОЙ РЕАКТОРНОЙ КИНЕТИКИ С АВТОМАТИЧЕСКИМ ВЫБОРОМ ШАГА СЧЕТА

В.Х. Хоружий, В.Ф. Колесов

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

Предложено преобразование уравнений N -зонной реакторной кинетики, позволяющее свести их на каждом шаге счета к системе N дифференциальных уравнений первого порядка. Это позволяет применять к их решению жесткоустойчивые методы Гира с автоматическим выбором шага счета.

THE MULTIZONE REACTOR KINETIC EQUATIONS SOLUTION WITH AN AUTOMATIC SELECTION OF THE CALCULATION STEP. V.KH. KHORUZHYY, V.F. KOLESOV. Transformation of the N -zone reactor kinetic equations is proposed in the article. That transformation allow to bring the equations on each calculation step to system on N differential first order equations. This way allows also the application of Gear hard-stable methods with automatic choice calculation step.

ВВЕДЕНИЕ

При решении уравнений точечной реакторной кинетики [1] хорошо зарекомендовали себя жесткоустойчивые методы Гира с автоматическим выбором шага счета. Однако некоторым недостатком их является необходимость решения на каждом шаге счета системы линейных уравнений, размерность которой зависит от количества групп запаздывающих и отраженных нейтронов, что особенно неудобно при расчетах пространственно-временной кинетики. Поэтому в работе [2] метод решения точечных уравнений был несколько модифицирован. Пользуясь тем, что параметры запаздывающих и отраженных нейтронов $\beta_m \ll 1$, решали не систему дифференциальных уравнений для скорости делений $P(t)$ и функций $C(t)$, удовлетворяющих уравнениям

$$\frac{1}{\lambda_m} \dot{C}_m + C_m = P(t), \quad (1)$$

но лишь одно из уравнений для $P(t)$, а функции $C_m(t+h)$ вычислялись исходя из выражения

$$C_m(t+h) = C_m(t)e^{-\lambda_m h} + \lambda_m \int_t^{t+h} dt' e^{-\lambda_m(t+h-t')} P(t'), \quad (2)$$

где на интервале $(t, t+h)$ функция $P(t')$ аппроксимировалась полиномом третьей степени.

В случае многозонной кинетики [3] аналогичное упрощение может привести к неточности, так как коэффициенты связи между зонами $k^n n'$ не обязаны быть много меньшими единицы. В связи с этим в настоящей работе рассмотрено иное преобразование уравнений N -зонной кинетики, при которой применимы методы Гира, причем количество дифференциальных уравнений равно количеству зон N .

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ N -ЗОННОЙ КИНЕТИКИ

Будем исходить из системы интегральных уравнений типа [3] для скоростей делений $P^n(t)$ в зоне n

$$P^n(t) = \sum_{n'} \kappa_{n'}^n \left\{ \int_{-\infty}^t dt' B_{p_{n'}}^n(t-t') P^{n'}(t') + \right. \\ \left. + \sum_m \beta_{mn'}^n C_{mn'}(t) \right\} + Q^n(t); \quad (3)$$

$$\frac{1}{\lambda_{mn'}} \dot{C}_{mn'} + C_{mn'} = P^{n'}(t).$$

Здесь $\beta_{mn'}^n$, $\lambda_{mn'}$ - параметры запаздывающих нейтронов (отраженные нейтроны включены в функцию $B_{p_{n'}}^n(\tau)$); $Q^n(t)$ - скорость делений в зоне n , вызванных внешними источниками:

$$\int_0^\infty d\tau B_{p_{n'}}^n(\tau) + \sum_m \beta_{mn'}^n = 1; \quad (4)$$

$\kappa_{n'}^n$ - количество вторичных делений в зоне n , вызванных одним первичным делением в зоне n' . При этом эффективный коэффициент размножения всей системы $\kappa_{\text{эф}}$ определяется как наибольший корень уравнения

$$\det \| \kappa_{\text{эф}} \delta_{n'}^n - \kappa_{n'}^n \| = 0. \quad (5)$$

Расчеты конкретных систем показывают, что функции $B_{p_{n'}}^n(\tau)$ можно представить в виде

$$B_{p_{n'}}^n(\tau) = \delta_{n'}^n B_{\text{мгн}}^n(\tau) + \sum_{\kappa} b_{\kappa n'}^n \xi_{\kappa n'}^n \exp(-\xi_{\kappa n'}^n \tau). \quad (6)$$

В выражении (6) в диагональных членах выделены слагаемые $B_{\text{мгн}}^n(\tau)$, которые характеризуются тем, что в основном отличны от нуля на небольшом интервале изменения τ , который много меньше характерного времени изменения мощности. В точечной кинетике известно [4], что такие нейтроны можно учесть с помощью среднего времени жизни

$$l_n = \int_0^\infty d\tau \tau B_{\text{мгн}}^n(\tau). \quad (7)$$

Таким образом, обозначив $\beta_p^n \equiv \int_0^\infty d\tau B_{\text{мгн}}^n(\tau)$, получим вместо выражения (3)

$$l_n \kappa_n^n P^n = (\kappa_n^n \beta_p^n - 1) P^n + Q^n(t) + \\ + \sum_{n'} \kappa_{n'}^n \int_{-\infty}^t dt' \left\{ \sum_{\kappa} b_{\kappa n'}^n \xi_{\kappa n'}^n \exp[-\xi_{\kappa n'}^n (t-t')] + \right. \\ \left. + \sum_m \beta_{mn'}^n \lambda_{mn'} \exp[-\lambda_{mn'} (t-t')] \right\} P^{n'}(t'). \quad (8)$$

Видно, что ядро интегрального члена есть сумма экспонент. Используя это обстоятельство, будем считать, что на шаге счета от t_0 до $t_0 + h$ под знаком интеграла $P^{n'}(t')$ есть линейная функция времени, т.е.

$$\int_{-\infty}^t dt' \lambda e^{-\lambda(t-t')} P(t') \equiv P(t_0) e^{-\lambda(t-t_0)} + \\ + \int_{t_0}^t dt' \lambda e^{-\lambda(t-t')} P(t') \approx P(t_0) e^{-\lambda(t-t_0)} + \\ + D[\lambda(t-t_0)] P(t_0) + H[\lambda(t-t_0)] P(t). \quad (9)$$

Здесь

$$D(x) = (1 - e^{-x})/x - e^{-x}; \quad H(x) = 1 - (1 - e^{-x})/x. \quad (10)$$

После преобразований вида (9) выражение (8) превращается в систему N дифференциальных уравнений для скоростей делений $P^n(t)$. Используя методы Гира, делаем шаг счета от t_0 до $t_0 + h$, где h зависит от заданной точности и определяется программой самостоятельно, а затем вновь записываем преобразование вида (9), где вместо t_0 фигурирует $t_0 + h$, и так далее.

Характерное для импульсных ядерных реакторов гашение реактивности [5] представим в виде

$$\kappa_n^n(t) = \kappa_{0n}^n(t) - \sum_{\omega} a_{\omega}^n v_{\omega}^n(t) - a_0(Y^n(t)); \\ Y^n(t) = \int_0^t dt' P(t'); \quad (11)$$

$$v_{\omega}^n(t) = \omega \int_0^t dt' \sin \omega(t-t') Y^n(t').$$

Введем наряду с функциями $v_{\omega}^n(t)$ функции $w_{\omega}^n(t)$

$$w_{\omega}^n(t) = \frac{1}{\omega} \dot{v}_{\omega}^n = \omega \int_0^t dt' \cos \omega(t-t') Y^n(t'). \quad (12)$$

После этого при интегрировании от t_0 до $t_0 + h$ используем следующие разностные соотношения:

$$Y^n(t_0 + h) = Y^n(t_0) + \frac{h}{2} [P^n(t_0) + P^n(t_0 + h)];$$

$$v_\omega^n(t_0 + h) = [v_\omega^n(t_0) - Y^n(t_0)] \cos \omega h + w_\omega^n(t_0) \sin \omega h +$$

$$+ Y^n(t_0) + h P^n(t_0) \left(1 - \frac{\sin \omega h}{\omega h} \right) + h [P^n(t_0 + h) - P^n(t_0)] \left(\frac{1}{2} - \frac{1 - \cos \omega h}{\omega^2 h^2} \right); \quad (13)$$

$$w_\omega^n(t_0 + h) = w_\omega^n(t_0) \cos \omega h - [v_\omega^n(t_0) - Y^n(t_0)] \sin \omega h + h P^n(t_0) \frac{1 - \cos \omega h}{\omega h} + h [P^n(t_0 + h) - P^n(t_0)] \left(\frac{1}{\omega h} - \frac{\sin \omega h}{\omega^2 h^2} \right).$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено упрощение (преобразование) исходных уравнений пространственно-временной реакторной кинетики с целью адаптивирования их к жесткоустойчивым методам решения с автоматическим выбором шага счета. Эффективность использования методов Гира подтверждена ранее на примере решения точечных уравнений кинетики [2] при расчетах долго-

временной нейтронно-температурной кинетики реакторов БИГР и БИР. При этом число дифференциальных уравнений N -зонной кинетики равно числу зон N и не зависит от количества групп запаздывающих и отраженных нейтронов.

Работа выполнена в рамках контракта № 073 с МНТЦ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хоружий В.Х., Кошелев А.С., Колесов В.Ф. Интегрирование уравнений кинетики импульсного реактора на быстрых нейтронах жестко-устойчивыми методами Гира. - ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 8-14.
2. Колесов В.Ф., Хоружий В.Х. Расчет долговременной нейтронно-температурной кинетики реактора БИГР. - Там же, 1992, вып. 2, с. 13-21.
3. Хоружий В.Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера. - Там же, 1989, вып. 1, с. 3-7.
4. Уэлтон Т.А. Кинетика реакторных систем. - В кн. Теория ядерных реакторов. - М.: Госатомиздат, 1963.
5. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 3. (Обзор). - ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 67-83.

Статья поступила в редакцию
1 июля 1996 г.

УДК 519.632+621.039

ПРОГРАММА РАТВЭЛ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АВАРИЙ НА ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

М.С. Самигулин, О.А. Воронова, Г.Г. Иванова, В.Н. Софронов, В.А. Устиненко

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

Приводится описание математических моделей процессов, разностных схем и методов решения, положенных в основу программы. Для демонстрации возможностей программы в описании процессов, характерных для аварий на ЯЭУ, приводятся примеры моделирования нескольких экспериментов: течение с кризисом теплообмена в обогреваемой трубе, разгерметизация большого объема, осушение канала реактора РБМК, поведение твэлов при импульсных нагрузках, близких к порогу разрушения.

RATVEL CODE FOR NUMERICAL SIMULATION OF ACCIDENTS ON NUCLEAR POWER PLANTS. M.S. SAMIGULIN, O.A. VORONOVA, G.G. IVANOVA, V.N. SOFRONOV, V.A. USTINENKO. Description of mathematical models, difference schemes and methods of a solution in a basis of the code is presented. For demonstrating abilities of the code in description of processes characteristic for accidents on nuclear power plants, examples of simulation several experiments are described. These examples include: flow with crisis of heat exchange in heating pipe, depressurization of large volume, drying of the RBMK reactor channel, fuel rod behavior at the impulse loading near to destruction threshold.

ВВЕДЕНИЕ

Программа РАТВЭЛ предназначена для численного моделирования нормальных и аварийных режимов работы ядерных энергетических установок (ЯЭУ) и термогидравлических систем различного типа. Программа создана на основе программ РАТЕГ [1-2] и ТВЭЛ [3]. Математические модели, положенные в основу РАТВЭЛ, позволяют учитывать следующие процессы:

- течение двухфазного теплоносителя в сложной, разветвленной термогидравлической сети ЯЭУ с учетом теплообмена с твэлами и стенками каналов;
- перенос тепла в твэлах и других элементах конструкции ЯЭУ;
- упруго-пластическое деформирование твэлов вплоть до разрушения;
- окисление оболочек твэлов в реакции с теплоносителем.

Для описания течения теплоносителя используется двухскоростная, двухтемпературная (2V2T) термогидравлическая модель [4-5], позволяющая учитывать скоростную и температурную неравновесности фаз. Теплоперенос в тепловых элементах (твэлы, стенки каналов и др.) моделируется в приближении двумерной теплопроводности. В твэлах в газовых зазорах между топливом и оболочкой учитывается лучистый теплоперенос в одномерном приближении. При описании термомеханики и термохимии твэлов используется одномерное приближение.

Набор моделей элементов оборудования, имеющийся в РАТВЭЛ, дает возможность создавать расчетные модели сложных, разветвленных термогидравлических сетей ЯЭУ и других систем подобного типа. Этот набор включает модели каналов, камер, разветвлений, скачкообразных изменений сечения, коллекторов, насосов, твэлов и др.

В статье описаны математические модели и методы решения, используемые в РАТВЭЛ. Приводятся результаты моделирования по программе процессов, характерных для аварий на ЯЭУ: течение с кризисом теплообмена в обогреваемой трубе, течение при разгерметизации большого объема, осушение канала реактора РБМК, поведение твэла при импульсных нагрузках, близких к порогу разрушения. Результаты расчетов сравниваются с соответствующими экспериментальными данными.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Течение теплоносителя в программе описывается в двухскоростном двухтемпературном многоканальном термогидравлическом приближении. Законы сохранения модели течения теплоносителя имеют следующий вид:

- уравнения сохранения массы

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \bar{V}_k) = \Gamma_{ki};$$

- уравнения сохранения импульса

$$\alpha_k \rho_k \frac{\partial \bar{V}_k}{\partial t} + \alpha_k \rho_k (\bar{V}_k \nabla) \bar{V}_k + \alpha_k \nabla P_k = \\ = \Gamma_{ki} (\bar{V}_{ki} - \bar{V}_k) + \bar{\tau}_{ki} + \bar{\tau}_{kw} + \bar{\tau}_{kl} - \alpha_k \rho_k g \sin \theta;$$

- уравнения сохранения энергии

$$\alpha_k \rho_k \frac{\partial h_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k h_k \bar{V}_k) - h_k \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \bar{V}_k) - \\ - \alpha_k \frac{dP_k}{dt} = \Gamma_{ki} [h_{ki} - h_k + 0,5 (\bar{V}_{ki} - \bar{V}_k)^2] + \\ + \bar{\tau}_{ki} (\bar{V}_{ki} - \bar{V}_k) - (\bar{\tau}_{kw} + \bar{\tau}_{kl}) \bar{V}_k + Q_{ki} + Q_{kw} + Q_{kv}.$$

В таком (многомерном) виде уравнения аппроксимируются в камерах смешения, коллекторах, разветвлениях. На неразветвленных участках операторам $\nabla \cdot \bar{f}$, ∇f , $(\bar{V} \nabla) \bar{V}$ соответствуют $A \partial(Af) / \partial z$, $\partial f / \partial z$, $V \partial V / \partial z$. Список обозначений приведен перед списком литературы.

Законы сохранения замыкаются соотношениями, определяющими:

- уравнения состояния фаз теплоносителя;
- теплофизические свойства теплоносителя и материалов элементов конструкции;
- межфазные трение и тепломассообмен;
- трение о стенки каналов;
- теплообмен со стенками;
- условия на межфазной границе.

Использованная в программе модель течения теплоносителя позволяет учитывать следующие существенные для аварийных режимов особенности течения:

- скоростную и температурную неравновесности течения;
- структуру течения (однофазная, пузырьковая, капельная, кольцевая и др.);
- режимы теплообмена со стенками каналов (конвективный, пузырьковое кипение, кризис теплообмена, закризисный теплообмен и др.).

Теплоперенос в тепловых элементах (твэлы, стенки каналов и др.) моделируется в приближении двумерной теплопроводности

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(K \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q.$$

В газовых зазорах между топливом и оболочкой учитывается молекулярная теплопроводность и лучистый теплоперенос в одномерном приближении

$$q_{rad} = e\sigma_0(T_1^4 - T_2^4), \quad e = \frac{r_1 e_1 e_2}{r_1 e_1 + e_2 r_2 (1 - e_1)}.$$

Для описания деформирования твэлов используются уравнения механики сплошной среды в одномерном квазистатическом приближении [3]

$$\frac{\partial P_r}{\partial r} + \frac{P_r - P_\phi}{r} = 0;$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \dot{\epsilon}_r + \dot{\epsilon}_z + \dot{\epsilon}_\phi;$$

$$\epsilon_z = \frac{1}{2}(\epsilon_r + \epsilon_\phi);$$

$$\rho \frac{dE}{dt} = \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + (P_r - P)\dot{\epsilon}_r + (P_\phi - P)\dot{\epsilon}_\phi + (P_z - P)\dot{\epsilon}_z + \frac{\partial}{\partial r} Kr \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial T}{\partial z} + Q_{fv} + Q_{cv}.$$

Среднее давление определяется из уравнений состояния, записанных в форме $P = P(\rho, T)$, $E = E(\rho, T)$, что позволяет учитывать фазовые переходы в материалах твэла. Девiator тензора напряжений в области упругих деформаций удовлетворяет закону Гука

$$\frac{d}{dt} S_k = \frac{d}{dt} (P_k - P) = 2G \left(\frac{1}{3\rho} \frac{d\rho}{dt} - \dot{\epsilon}_k \right).$$

В пластической области напряженное состояние определяется условием Мизеса

$$(P - P_r)^2 + (P - P_\phi)^2 + (P - P_z)^2 = J_2 \leq \frac{2}{3} Y^2.$$

При нарушении этого соотношения осуществляется корректировка напряжений на поверхности текучести

$$(P - P_k) = (P - P_k)' \sqrt{\frac{2}{3} Y / \sqrt{J_2}}.$$

При перегревах в условиях аварии оболочки твэлов могут интенсивно окисляться в реакции с теплоносителем. В РАТВЭЛ увеличение толщины слоя окиси циркония описывается уравнением

$$\Delta z_r \frac{d\Delta z_r}{dt} = \frac{A}{(0,351 \cdot \rho_{Zr})^2} \exp\left(-\frac{B}{T}\right),$$

где A и B - константы.

Энергия окисления (6,5 кДж/г) в данной модели выделяется на фронте окисления. Более подробно модели и методы расчета термомеханики и термохимии твэлов описаны в работе [3].

МЕТОД РЕШЕНИЯ

При численном решении полной системы уравнений используется вариант метода дробных шагов [6] - метод расщепления по физическим процессам. Расчет каждого временного шага разбит на этапы в соответствии с учитываемыми процессами: течение теплоносителя, теплоперенос в тепловых элементах, деформирование твэлов, окисления оболочек твэлов и др. Метод расщепления по сравнению с методом глобальной аппроксимации имеет следующие преимущества:

- позволяет для каждого физического процесса использовать наиболее адекватные аппроксимации и методы решения;

- дает возможность использовать для моделирования отдельных процессов готовые апробированные программные модули;

- существенно упрощает разработку и модификацию программ.

Уравнения каждого дробного шага аппроксимируются на своей расчетной сетке. На рис. 1 приведена схема гипотетического фрагмента термогидравлической сети, включающего канал, коллектор и тепловой элемент. Здесь же показаны расчетные сетки, используемые в этих элементах. В таблице в соответствии с рис. 1 указаны места определения на расчетной сетке основных переменных.

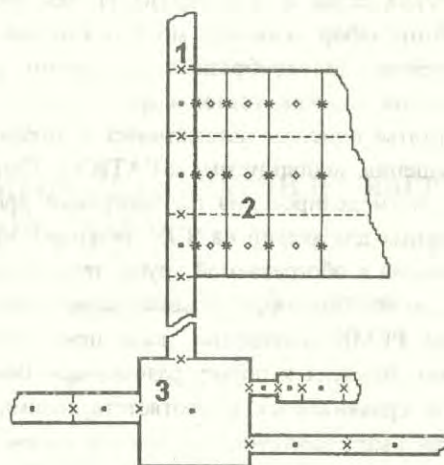


Рис. 1. Схема и расчетная сетка для фрагмента термогидравлической сети: 1 - канал, 2 - тепловой элемент (твэл, стенка и др.); 3 - коллектор

Обозначение точки на рис. 1	Основные переменные
Теплоноситель	
•	Давление, объемное паросодержание, энтальпия
×	Скорость
Тепловой элемент	
◊	Напряжение, скорость деформации, плотность
*	Температура

Для аппроксимации уравнений течения теплоносителя по времени используется разностная схема, в основном совпадающая со схемой [7]:

$$\begin{aligned}
 & (\alpha_k \rho_k)^n - (\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k^n \rho_k \bar{V}_k^n) = \Gamma_{ki}^n; \\
 & \frac{\alpha_k \rho_k}{\tau} (\bar{V}_k^n - \bar{V}_k) + \alpha_k \rho_k (\bar{V}_k \nabla) \bar{V}_k^n + \\
 & + \alpha_k \nabla P_k^n = \Gamma_{ki} (\bar{V}_{ki} - \bar{V}_k)^n + \bar{\tau}_{ki}^n + \\
 & + \bar{\tau}_{kw}^n + \bar{\tau}_{kl}^n - \alpha_k \rho_k g \sin \theta; \\
 & \frac{\alpha_k \rho_k}{\tau} (h_k^n - h_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k h_k^n \bar{V}_k) - \\
 & - h_k^n \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \bar{V}_k) - \alpha_k \left(\frac{P_k^n - P_k}{\tau} + \bar{V}_k \nabla P_k^n \right) = \\
 & = \Gamma_{ki}^n [h_{ki} - h_k + 0.5 (\bar{V}_{ki} - \bar{V}_k)^2] + \bar{\tau}_{ki} (\bar{V}_{ki} - \bar{V}_k) - \\
 & - (\bar{\tau}_{kw} + \bar{\tau}_{kl}) \bar{V}_k + Q_{ki}^n + Q_{kw}^n + Q_{kv}^n.
 \end{aligned}$$

Верхним индексом n помечены члены, которые аппроксимируются на верхнем временном слое. Эта схема позволяет проводить расчет без ограничения временного шага условиями Куранта.

Пространственная аппроксимация уравнений неразрывности и энергии строится методом конечных объемов с "донорным" определением потоков. Уравнения движения используются в недивергентном виде с аппроксимацией пространственных производных "вверх по потоку".

Полученная нелинейная система разностных уравнений линеаризуется частично методом Ньютона, частично (там, где существуют сложности с определением производных) методом запаздывающих коэффициентов. Причем в качестве основных неизвестных выбраны P , α_g , h_g , h_f , V_g , V_f . Линейные разностные уравнения решаются одношаговым безытерационным методом на основе варианта метода Гаусса, учитывающего структуру матрицы системы.

Линеаризация уравнений состояния $\rho_k = \rho_k(P, h_k)$ приводит к тому, что метод расчета течения теплоносителя неконсервативен. Поэтому в программе используется алгоритм ограничения шага, аналогичный алгоритму, используемому в программе RELAP [8]. В большинстве случаев это ограничение менее обременительно, чем ограничения по условиям устойчивости.

Уравнения теплопроводности аппроксимируются линейной неявной схемой и решаются расщеплением по направлениям.

Для аппроксимации термомеханических уравнений используется неявная схема. Система разностных уравнений линеаризуется методом Ньютона. Результирующая линейная система для каждого сечения твэла решается методом прогонки.

ТЕСТОВЫЕ РАСЧЕТЫ

В рамках программы тестирования РАТВЭЛ проведено моделирование ряда экспериментов, в которых изучались процессы, характерные для аварий на ЯЭУ. Здесь приводятся постановка и результаты моделирования четырех таких экспериментов.

Аварийные ситуации на ЯЭУ могут сопровождаться кризисами теплоотдачи на оболочках твэлов и закризисным теплообменом, что, в свою очередь, может приводить к перегреву оболочек твэлов и их разрушению. Поэтому программы для моделирования аварийных ситуаций на ЯЭУ должны с необходимой точностью описывать подобные процессы и уметь предсказывать температуру оболочек твэлов в этих ситуациях. Для проверки возможностей программы РАТВЭЛ в описании таких процессов проведено моделирование экспериментов, в которых изучались течения с кризисом теплообмена в обогреваемых каналах.

В опытах [9] исследовалась динамическая стадия процесса перехода от режима без обогрева к режиму с закризисным теплообменом на части трубы при возрастании тепловой нагрузки за 5 с с нулевого до номинального значения. В этих опытах использо-

ввалась горизонтальная труба с внутренним диаметром 0,016 м, толщиной стенки 0,003 м и длиной 13,6 м из стали 1X18H9T.

В расчетах по программе РАТВЭЛ моделировался эксперимент, в котором массовая скорость воды была равна $470 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$, плотность теплового потока 181 кВт/м^2 , температура воды 518 К, давление 9 МПа. Теплоемкость материала трубы полагалась равной $540 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, коэффициент теплопроводности - 18 Вт/м^2 [10]. Расчетная сетка по радиусу стенки трубы содержала 5 равных интервалов, а по длине трубы - 10 (расчет 1) и 30 (расчет 2) равных интервалов. Расчеты с учетом и без учета теплопроводности вдоль трубы показали, что ее влияние на результаты незначительно.

большого резервуара. Данные об установке и экспериментальные данные, использованные в настоящей работе, заимствованы в [11]. Особенностью установки Marviken по сравнению с другими установками подобного типа является то, что ее размеры близки к размерам реальных реакторных систем. Поэтому временные и пространственные масштабы моделируемых процессов близки к реальным. Эксперименты на этой установке являются хорошими тестами для проверки возможностей программ в моделировании поведения ЯЭУ при аварийной разгерметизации и широко применяются для этих целей.

Геометрия установки, положенная в основу расчетной модели, приведена на рис. 3. В начальный момент корпус заполнен водой со средней темпера-

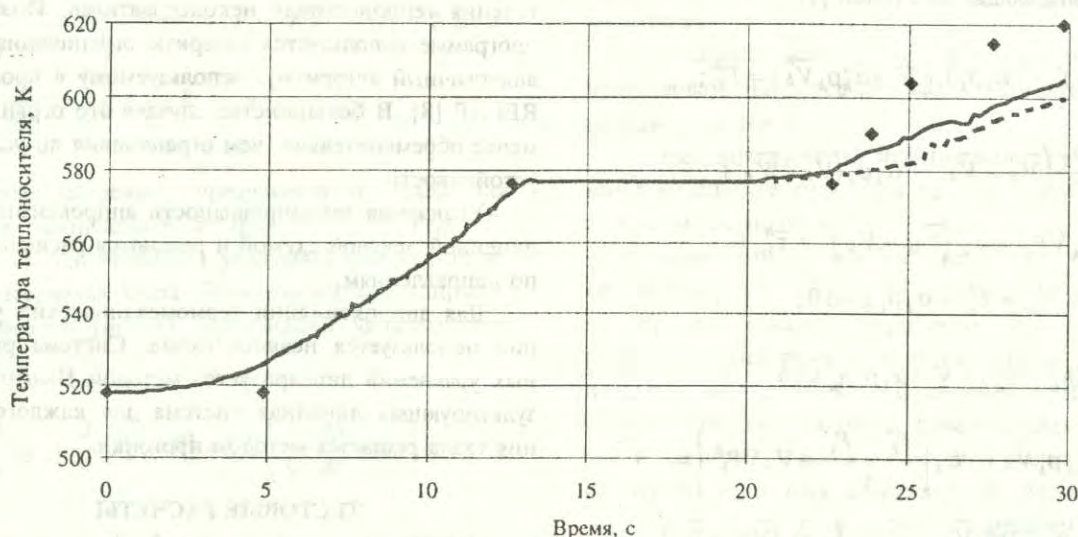


Рис. 2. Температура теплоносителя на выходном срезе трубы: $\blacklozenge$ - эксперимент; - - - расчет 1; — - расчет 2

На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные зависимости температуры теплоносителя на выходном срезе трубы. На всех стадиях процесса за исключением стадии закризисного теплообмена наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Совпадают времена перехода в различные режимы теплообмена. Причины расхождения на закризисной стадии в настоящее время не ясны. Расхождение может быть связано как с погрешностями модели и метода решения, так и с погрешностями экспериментальных данных. Для выяснения причин необходимы дополнительные исследования.

Большую опасность в ядерной энергетике могут представлять аварии с разгерметизацией ЯЭУ. Для выяснения точности программы РАТВЭЛ в описании процессов разгерметизации проведено моделирование эксперимента Marviken Test № 4, в котором изучался процесс истечения вскипающей воды из

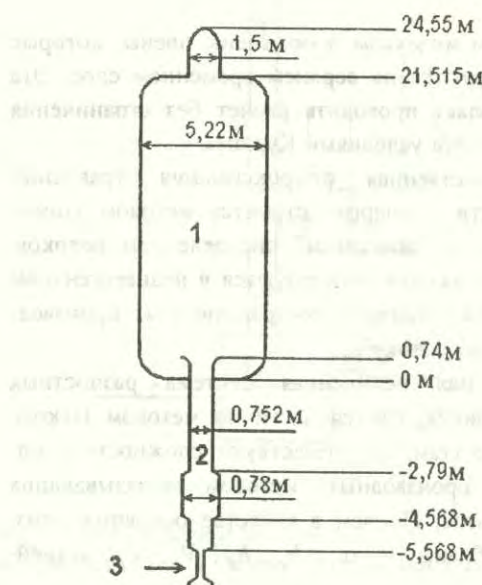


Рис. 3. Схема установки Marviken: 1 - корпус; 2 - труба; 3 - сопло

турой 536 К под давлением 5 МПа. После открытия задвижки начинается процесс истечения, который сопровождается вскипанием воды.

На рис. 4, 5 расчетные давление в корпусе и массовый расход в сопле сравниваются с экспериментальными данными. В основном имеется хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

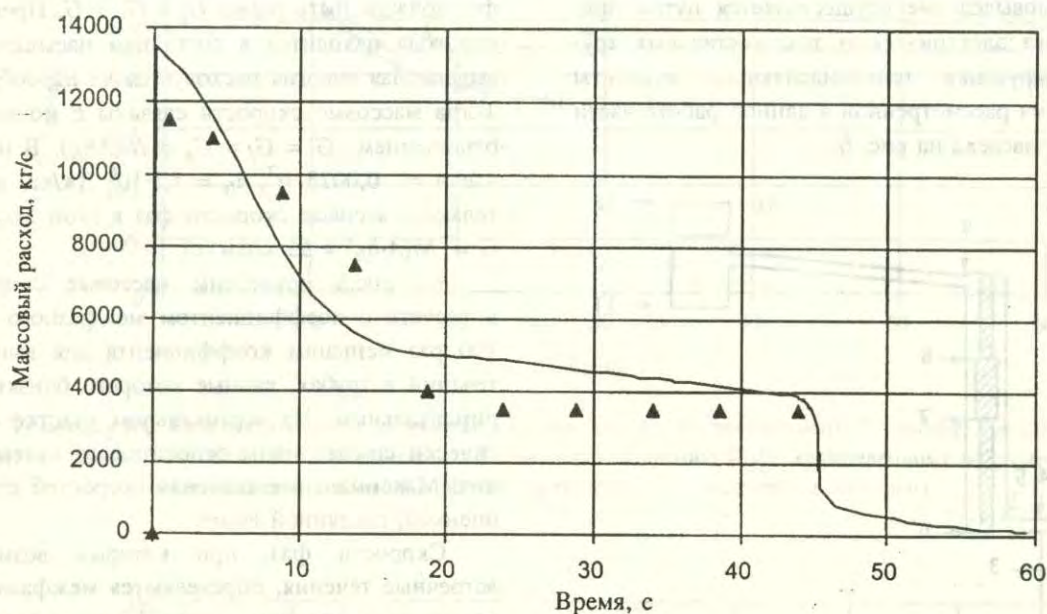


Рис. 4. Эксперимент Marviken Test № 4. Массовый расход теплоносителя: ▲ - эксперимент; — - расчет

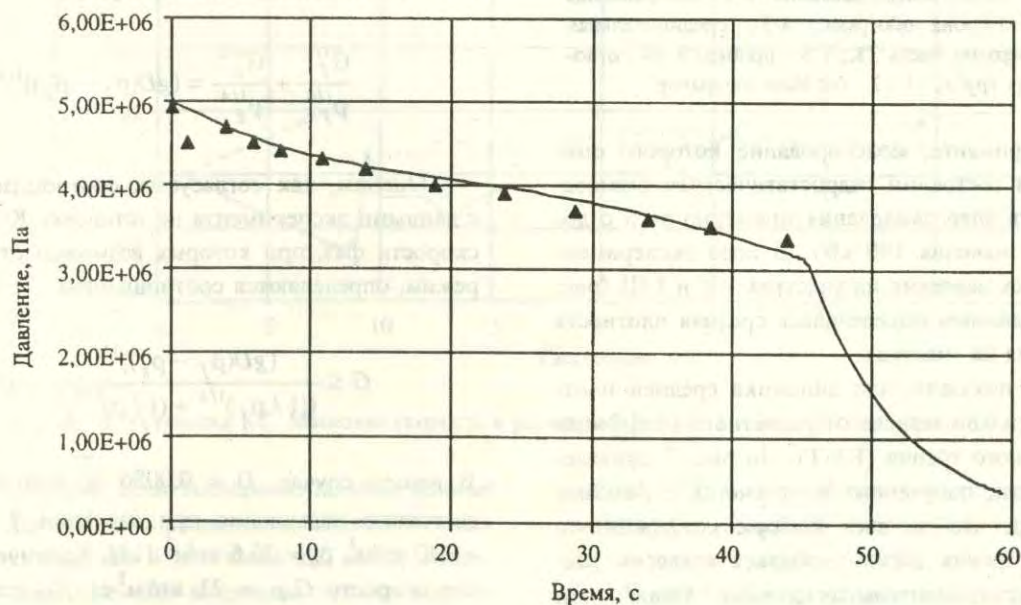


Рис. 5. Эксперимент Marviken Test № 4. Давление в корпусе: ▲ - эксперимент; — - расчет

С целью проверки возможностей программы в моделировании процесса обезвоживания технологических каналов РБМК-1000 при прекращении расхода были проведены расчеты, моделирующие эксперименты на установке КС [12]. Экспериментальная установка КС представляет собой полномасштабную модель технологического канала реактора РБМК. Тепловыделение осуществляется путем прямого обогрева электрическим током стальных трубок, моделирующих тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ). Схема рассмотренной в данной работе части установки приведена на рис. 6.

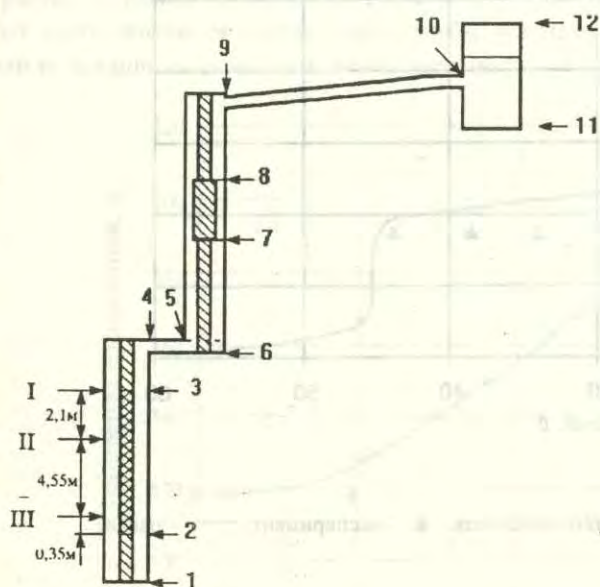


Рис. 6. Расчетная схема экспериментальной установки КС: I, II, III - точки замера давления; 1-4 - обогреваемая часть ТК (2-3 - зона обогрева); 4-5 - соединительная труба; 6-9 - верхняя часть ТК; 7-8 - пробка; 9-10 - отводящая труба; 11-12 - барабан сепаратор

В эксперименте, моделирование которого описано здесь, в состоянии гидростатического равновесия мощность энерговыделения примерно за 6 с доводилась до значения 190 кВт. В ходе экспериментов замерялось давление на участках I-II и I-III (рис. 6). По этим данным определялась средняя плотность теплоносителя на участках.

Расчеты показали, что динамика средней плотности в ТК сильно зависит от расчетного коэффициента межфазного трения (КМТ). На рис. 7 приведены плотности, полученные в расчетах с разными КМТ. Видно, что за счет выбора коэффициента межфазного трения можно добиться согласия расчетных и экспериментальных данных. Однако эти коэффициенты должны быть значительно меньше, чем коэффициенты для вынужденных течений в вертикальных трубах с односвязным сечением.

В эксперименте примерно на 30 с устанавливается режим с постоянной плотностью в зоне обогрева. Такое возможно в случае, если испаренная вода, которая поднимается вверх в барабан-сепаратор, восполняется водой, стекающей сверху. Оценим, какие при этом будут массовые скорости фаз. При стационарном режиме течения массовые скорости фаз должны быть равны $G_g = G_f = G$. Предположим, что вода находится в состоянии насыщения, а вся выделенная энергия расходуется на парообразование. Тогда массовые скорости связаны с мощностью соотношением $G = G_f = G_g = N/(A h_{fg})$. В нашем случае $A = 0,0023 \text{ м}^2$, $h_{fg} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, и, следовательно, массовые скорости фаз в этом эксперименте $G = N/(A \cdot h_{fg}) \approx 55 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$.

На рис. 8 приведены массовые скорости фаз в расчете с коэффициентом межфазного трения, в 100 раз меньшим коэффициента для вынужденных течений в трубах, данные которого близки к экспериментальным. На вертикальном участке они практически симметричны относительно нулевого значения. Максимальные значения скоростей совпадают с оценкой, сделанной выше.

Скорости фаз, при которых возможны их встречные течения, определяются межфазным и гидравлическим трением, которое, в свою очередь, зависит от режима течения. Авторам не известны критерии, позволяющие определять соотношение скоростей, при которых возможны встречные потоки фаз в каналах, обогреваемых стержневыми ТВЭЛами. Для вертикальных каналов с односвязной геометрией сечения такие соотношения имеются, например, известное соотношение Уоллиса [13]

$$\frac{G_f^{1/2}}{\rho_f^{1/4}} + \frac{G_g^{1/2}}{\rho_g^{1/4}} = (gD(\rho_f - \rho_g))^{1/4}.$$

Оценим, как согласуется соотношение Уоллиса с данными эксперимента на установке КС. Массовые скорости фаз, при которых возможен стационарный режим, определяются соотношением

$$G \leq \frac{(gD(\rho_f - \rho_g))^{1/2}}{((1/\rho_f)^{1/4} + (1/\rho_g)^{1/4})^2} = G_{cr}.$$

В нашем случае, $D = 0,0086 \text{ м}$, плотности фаз (в состоянии насыщения при давлении 7 МПа) $\rho_f = 740 \text{ кг/м}^3$, $\rho_g = 36,6 \text{ кг/м}^3$ [14]. Критическая массовая скорость $G_{cr} \approx 21 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$. То есть скорость течения в эксперименте в 2,5 раза превышает предел, при котором возможно встречное течение фаз в вертикальном канале с простой геометрией сечения.

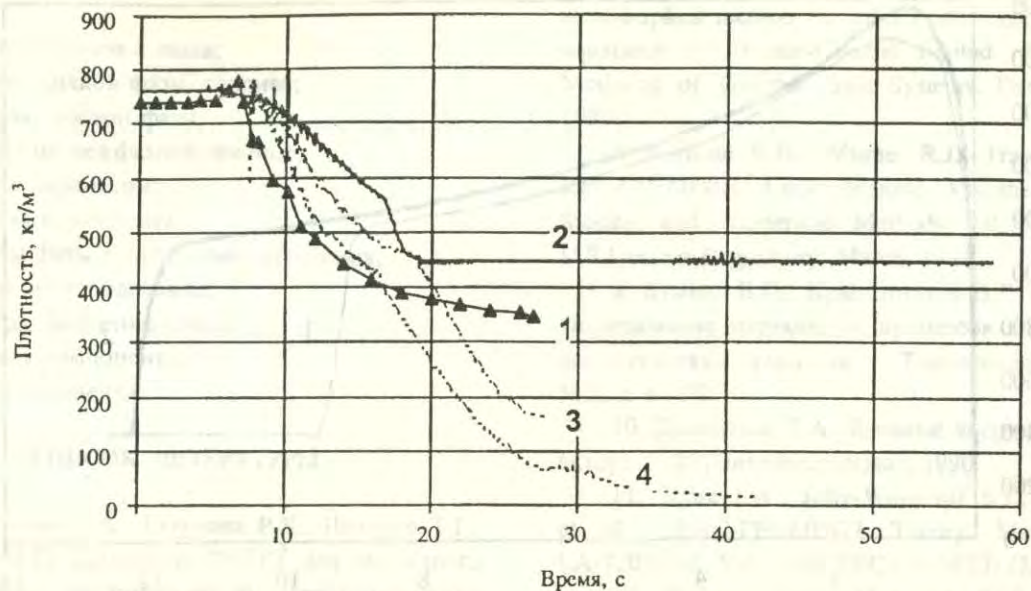


Рис. 7. Установка КС. Средняя плотность на участке I-III (см. рис. 6): 1 - эксперимент; 2 - расчет, $k = 0,01$; 3 - расчет, $k = 0,01$; 4 - расчет, $k = 0,05$ (k - отношение КМТ в расчете к значению КМТ, определенному по соотношениям для вынужденных течений в вертикальных трубах с односвязным сечением)

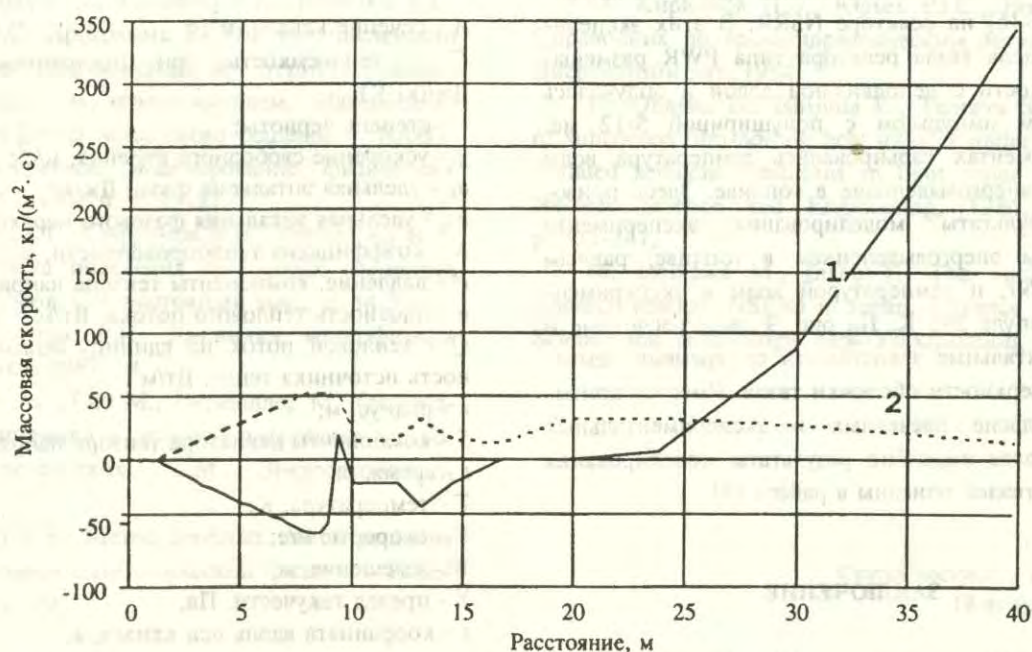


Рис. 8. Установка КС. Массовая скорость в расчете с $k = 0,01$: 1 - вода; 2 - пар. Время 30 с

Таким образом, если экспериментальные данные верны, то они вместе с расчетными данными свидетельствуют о том, что в установке КС могут возникать более обособленные встречные потоки пара и воды, чем в каналах с простым сечением. Для таких каналов необходима разработка специальных карт режимов течения и моделей межфазного и гидравлического трения. Этот вывод согласуется с выводами

работы [12], в которой при моделировании экспериментов для описания скоростной неравновесности использовалась модель дрейфа.

В аварийных ситуациях важно сохранить целостность оболочек твэлов, чтобы не допустить выхода высокоактивных продуктов деления. Поэтому важно уметь предсказывать состояние твэлов при критических ситуациях. В данной работе для тестиро-

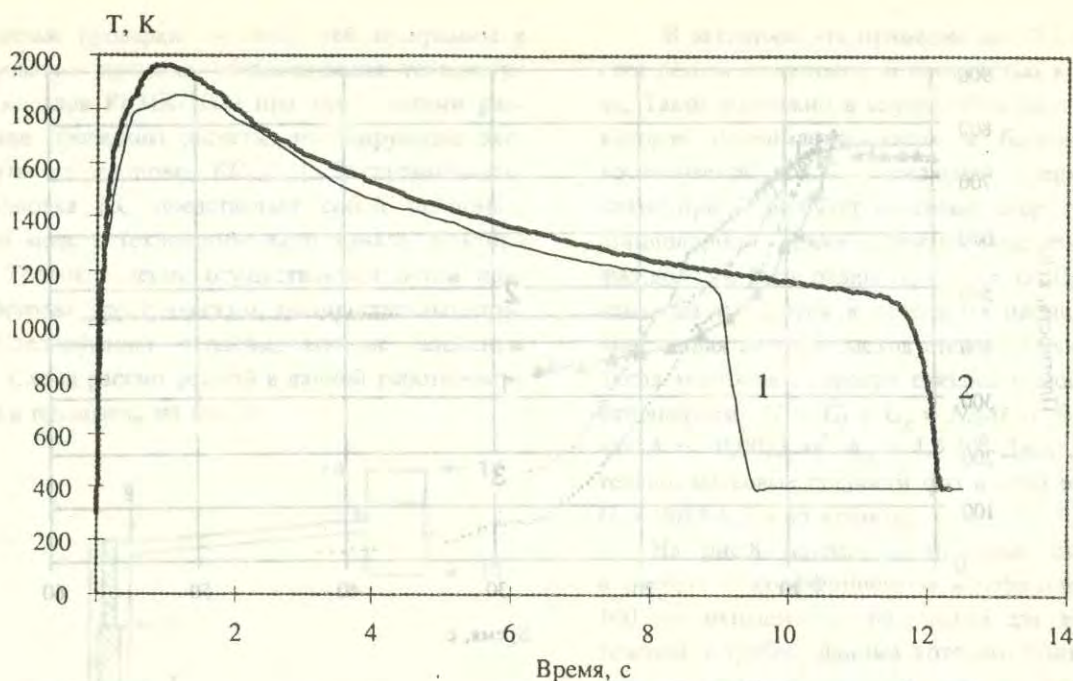


Рис. 9. Температура оболочки твэла: 1 - эксперимент; 2 - расчет

вания возможностей программы в моделировании поведения твэлов использовались данные экспериментов [15-16] на реакторе NSRR. В этих экспериментах модель твэла реактора типа PWR размещалась в емкости с неподвижной водой и облучалась нейтронным импульсом с полушириной 5-12 мс. В экспериментах варьировались температура воды и среднее энерговыделение в топливе. Здесь приводятся результаты моделирования эксперимента со средним энерговыделением в топливе, равным 1,02 МДж/кг, и температурой воды в экспериментальной ампуле 293 К. На рис. 9 даны расчетные и экспериментальные зависимости от времени температуры поверхности оболочки твэла. Имеется приемлемое согласие расчетных и экспериментальных данных. Более подробно результаты моделирования поведения твэлов описаны в работе [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования по программе РАТВЭЛ процессов, характерных для аварий на ЯЭУ, демонстрируют приемлемую точность программы и свидетельствуют о том, что представленная версия программы может служить основой для программы, позволяющей моделировать аварии на ЯЭУ, начиная с нормального режима вплоть до начала разрушения твэлов.

Работа частично финансировалась в рамках работ по проекту МНТЦ № 067-94.

Обозначения

- A - сечение канала, м^2 ;
- C - теплоемкость при постоянном давлении, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;
- e - степень черноты;
- g - ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$;
- h_k - удельная энтальпия фазы, $\text{Дж}/\text{кг}$;
- h_{fk} - удельная энтальпия фазового перехода, $\text{Дж}/\text{кг}$;
- K - коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$;
- P - давление, компоненты тензора напряжений, Па ;
- q - плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{м}^2$;
- Q - тепловой поток на единицу объема или плотность источника тепла, $\text{Вт}/\text{м}^3$;
- r - радиус, м ;
- S - компоненты девиатора тензора напряжений, Па ;
- t - время, с ;
- T - температура, К ;
- V - скорость, $\text{м}/\text{с}$;
- W - смещение, м ;
- Y - предел текучести, Па ;
- z - координата вдоль оси канала, м ;
- α - объемная концентрация, коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$;
- ε - деформация;
- $\dot{\varepsilon}$ - скорость деформации, $1/\text{с}$;
- Γ - интенсивность массообмена, $\text{кг}/(\text{м}^3\cdot\text{с})$;
- θ - угол наклона канала к горизонту, рад ;
- ρ_k - плотность фазы, $\text{кг}/\text{м}^3$;
- $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^8$ - постоянная Стефана-Больцмана, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$;
- τ - сила трения, отнесенная к единице объема канала, $\text{Н}/\text{м}^3$.

Индексы

с - параметры оболочки твэла;
f - параметры жидкой фазы, топлива;
g - параметры паровой фазы;
i - параметры на межфазной границе;
l - локальные параметры;
r - радиальная компонента;
s - параметры фазы в состоянии насыщения;
v - объемное тепловыделение;
w - параметры на стенке канала;
z - продольная компонента;
φ - угловая компонента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воронова О.А., Гатилова Р.Я., Ивченко Т.Г., Самигулин М.С. Программа РАТЕГ для численного моделирования нестационарной термогидравлики ядерных реакторов. 4-я Ежегодная научно-техническая конференция ядерного общества "Ядерная энергия и безопасность человека". Нижний Новгород. 28 июня - 2 июля, 1993. Рефераты конференции, ч. 2, с. 719-721.

2. Воронова О.А., Гатилова Р.Я., Ивченко Т.Г., Самигулин М.С. Программа РАТЕГ для численного моделирования нестационарной термогидравлики сетей с двухфазным теплоносителем. Математическая модель и метод численного решения. - ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1994, вып. 4, с. 23-32.

3. Иванова Г.Г., Софронов В.Н., Устиненко В.А. Методика расчета поведения топливных элементов ядерных реакторов. См. настоящий вып., с. 34-39.

4. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. - М.: Наука, 1987.

5. Делайе Дж., Гио М., Ритмюллер М. Теплообмен и гидродинамика в атомной энергетике и промышленных установках. - М.: Энергоатомиздат, 1984.

6. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. - Новосибирск: Наука, 1967.

7. Hanna B.N., Hobson N., Richards P.J. One step semi-implicit method for solving the transient two-fluid equations that is non-Courant limited. Computational Modeling of Thermal Fluid Systems, Denver, August, 1985.

8. Ransom V.H., Wagner R.J., Trapp J.A. et al. RELAP5/MOD1 Code Manual Volume 1: System Models and Numerical Methods. NUREG/GR-1826. U.S.Nuclear Regulatory, March, 1981.

9. Думнов В.П., Крашенников В.В. Иванов Н.В. Исследование переходных процессов в контуре при докритическом давлении. - Теплоэнергетика, 1982, № 5, с. 47-50.

10. Дементьев Б.А. Ядерные энергетические реакторы. - М.: Энергоатомиздат, 1990.

11. Spore J.W., Jolly-Woodruff S.J., Knight T.K. et al. TRAC-PF1/MOD2 Theory Manual, report LA-12031-M, Vol.1 (NUREC/CR-5673) (July 1993).

12. Кобзарь Л.Л., Миронов Ю.В., Фомичева Т.И., Худыкин А.М. Запаривание канала РБМК при прекращении расхода на малой мощности. - Атомная энергия, 1989, т. 67, вып. 6, с. 375-378.

13. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. - М.: Мир, 1972.

14. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам. - М.: Энергоатомиздат, 1984.

15. Ohnishi N., Ishijima K., Tanrava S. A study of subcooled film-boiling heat transfer under reactivity-initiated accident conditions in light water reactors. - Nuclear Science and Engineering, 1984, vol. 88, p. 331-341.

16. Ishikawa M., Inabe T. The nuclear safety research reactor (NSRR) in Japan. Advance in Nuclear Science and Technology. New-York/London, 1979.

Статья поступила в редакцию

19 февраля 1997 г.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОВЕДЕНИЯ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Г.Г. Иванова, В.Н. Софронов, В.А. Устиненко

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

Приводится описание программного блока по расчету поведения тепловыделяющих элементов - программа ТВЭЛ. Описание поведения твэлов основано на использовании уравнений механики сплошной среды. Используемые уравнения состояния позволяют описывать тепловое расширение и фазовые превращения веществ. Реализована модель окисления оболочки теплоносителем. Учитывается перетекание газа из зазора в компенсатор (и обратно), перекрытие газового зазора.

Проведено тестирование программы по экспериментам на импульсном реакторе NSRR (Япония) с моделями твэлов PWR. Получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных для твэлов при энерговыделениях, близких к порогу разрушения по величинам температур поверхности твэлов, температурам топлива, длительности пленочного кипения и толщине окисленного слоя оболочки из циркониевых сплавов.

NUCLEAR REACTOR FUEL ELEMENTS BEHAVIOR CALCULATION TECHNIQUE. G.G. IVANOVA, V.N. SOFRONOV, V.A. USTINENKO. The numerical solution method for the continuum dynamics including strength, plasticity and heat conduction is used in code. The equation of state allows to describe thermal expansion and phase transformations of materials. Flow of gas filling the gap and the axial channel (if present) of fuel element to the pressurizer and back and oxidation of cladding are taken into account.

Currently the technique is calibrated by the results of ampoule (capsule) experiments on NSRR (Japan). Good agreement between experimental and numerical data has been obtained for fuel rods at energy depositions close to destruction thresholds: in fuel rods surface temperatures, fuel temperatures, film boiling duration and Zirconium-alloy oxidation layer thickness.

ВВЕДЕНИЕ

Первоначально программа ТВЭЛ разрабатывалась для расчетного сопровождения экспериментов с образцами твэлов на реакторе БИГР (РФЯЦ-ВНИИЭФ). В настоящее время она используется для анализа результатов экспериментов с твэлами различных типов (в том числе и ВВЭР).

Программа включена в качестве блока расчета поведения топливных элементов в программу расчета теплогидравлики РАТВЭЛ [1]. Связь с блоком теплогидравлики предполагается двусторонней: по температуре поверхности твэла из программы ТВЭЛ и состоянию теплоносителя в программе теплогидравлики определяется поток тепла на границе твэл-теплоноситель в соответствии с картой течений.

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Описание поведения твэлов основано на использовании уравнений механики сплошной среды. Метод расчета основан на следующих упрощающих предположениях:

1. Используется квазистатическое приближение. Предполагается, что инерционные эффекты малы и можно пренебречь соответствующими членами в уравнении движения.

2. Предполагается, что топливо расположено симметрично относительно оболочки; форма оболочки и топливных таблеток остается цилиндриче-

ской в процессе деформирования. Касательные напряжения в топливе и оболочке отсутствуют.

3. Предполагается, что осевые деформации связаны с радиальными и тангенциальными следующим соотношением (как в [2]):

$$\epsilon_z = \frac{\epsilon_r + \epsilon_\phi}{2}.$$

Уравнения механики сплошной среды при сделанных предположениях имеют вид

$$\frac{\partial P_r}{\partial r} + \frac{P_r - P_\phi}{r} = 0;$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \dot{\epsilon}_r + \dot{\epsilon}_\phi + \dot{\epsilon}_z;$$

$$\rho \frac{dE}{dt} = \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + (P_r - P) \dot{\epsilon}_r + (P_\phi - P) \dot{\epsilon}_\phi + (P_z - P) \dot{\epsilon}_z + \frac{\partial}{\partial r} \kappa \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial T}{\partial z} + \Theta_T + \Theta_0.$$

Здесь $\dot{\epsilon}_r, \dot{\epsilon}_\phi, \dot{\epsilon}_z$ - скорости деформации; Θ_T - мощность источника энерговыделения в топливе; Θ_0 - мощность энерговыделения при окислении циркониевой оболочки. Для замыкания системы требуется связать составляющие тензора напряжений с термодинамическими и кинематическими параметрами среды.

Для определения среднего давления используют уравнения состояния, записанные в виде

$$P = P(\rho, T); \quad E = E(\rho, T).$$

Девииатор напряжений рассчитывается на основе уравнений пластического течения. Согласно условию Мизеса области упругого и неупругого поведения вещества в пространстве главных напряжений разделены поверхностью текучести (Y - предел текучести):

$$J_2 = (P - P_r)^2 + (P - P_\phi)^2 + (P - P_z)^2 = \frac{2}{3} Y^2.$$

В области упругих деформаций ($J_2 < 2/3 Y^2$) используется закон Гука, записанный в терминах приращения деформаций:

$$dS_r = d(P_r - P) = 2G \left(\frac{d\varepsilon}{3} - d\varepsilon_r \right);$$

$$dS_\phi = d(P_\phi - P) = 2G \left(\frac{d\varepsilon}{3} - d\varepsilon_\phi \right);$$

$$dS_z = d(P_z - P) = 2G \left(\frac{d\varepsilon}{3} - d\varepsilon_z \right);$$

$$d\varepsilon = d\varepsilon_r + d\varepsilon_\phi + d\varepsilon_z, \quad d\varepsilon_r = \partial w / \partial r, \quad d\varepsilon_\phi = w/r,$$

где w - приращение смещений.

В пластической области корректировка напряженного состояния на поверхности текучести осуществляется по формуле:

$$(P - P_k) = (P - P_k)' \sqrt{\frac{2}{3}} Y / \sqrt{J_2},$$

где индекс k означает r , ϕ или z .

Для численного решения уравнений используется метод расщепления по физическим процессам. Расчет одного временного шага состоит из нескольких этапов. При этом последовательно производится:

1. Расчет теплопроводности.
2. Расчет окисления циркониевой оболочки.
3. Определение полей перемещений и напряжений по вычисленному полю температур. На этом этапе решается уравнение равновесия, дополненное уравнениями неразрывности и энергии, а также соотношениями для вычисления девиатора напряжений и уравнением состояния для среднего давления.

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ ЗАЗОР МЕЖДУ ТОПЛИВОМ И ОБОЛОЧКОЙ

Теплопередача через зазор учитывает два механизма теплообмена:

- молекулярную теплопроводность газа, заполняющего зазор;

- лучистую теплопроводность, описываемую стандартными зависимостями.

Для газа (или смеси газов) задается коэффициент теплопроводности, зависящий от температуры.

В программе учитывается перетекание газа из зазора и центрального канала (если он имеется) в компенсатор и обратно в процессе нагрева и остывания твэла. Давление газа в зазоре и компенсаторе определяется из условия адиабатичности

$$P^{1/\gamma} = \frac{V_f P_f^{1/\gamma} + V_c P_c^{1/\gamma}}{V_f + V_c} = \frac{\sum V_i P_i^{1/\gamma} + V_c P_c^{1/\gamma}}{\sum V_i + V_c}.$$

Здесь P_i (i - номер ячейки) - профиль давления газа в зазоре, полученный после решения уравнения теплопроводности; P_c - давление газа в компенсаторе; V_f , V_c - соответственно объем зазора и компенсатора; γ - показатель адиабаты.

Средняя плотность газа в зазоре и компенсаторе определяется из условия сохранения массы

$$\rho_f V_f + \rho_c V_c = \rho_0 (V_f + V_c),$$

ρ_0 - начальная плотность газа.

При наличии центрального канала в топливе в вышеприведенные формулы добавляются члены, аналогичные членам для зазора.

Для расчета теплопередачи при перекрытии зазора в первой версии используется модель, аналогичная [2], т.е. зазор уменьшается до минимального значения масштаба величины шероховатости поверхностей топлива и оболочки. В расчетах используется величина минимального зазора $5 \cdot 10^{-4}$ см. Для расчетов поведения невыгоревших твэлов при импульсных нагрузках такое приближение не приводит к заметным ошибкам, так как время перекрытия зазора невелико. В дальнейшем предполагается ввести модель типа Росса и Стаута [3].

МОДЕЛЬ ОКИСЛЕНИЯ ЦИРКОНИЯ

При штатных режимах эксплуатации окисление сплавов циркония происходит достаточно медленно, и к концу срока эксплуатации твэла толщина окисного слоя колеблется от ~ 5 -10 мкм для сплава Э - 110 до ~ 100 мкм для циркалоя. В аварийных ситуациях, когда температура оболочки превышает 1000 К, наблюдается усиление процесса коррозии. Скорость окисления при этом описывается параболическим законом

$$X^2 = k_x t,$$

где X - толщина окисленного слоя (или масса окисленного Zr - m_{Zr} , или масса кислорода, израсходованного на окисление Zr - m_o); t - время; k_x - константа скорости реакции (k_{Zr} , k_o). Обычно принимается

$$k_x = A \exp(-B/T).$$

A [$\text{кг}^2/(\text{м}^4 \cdot \text{с})$] и B [K] - константы; T - температура. Реально зависимость скорости окисления Zr -4 имеет по крайней мере один скачок при температуре $T \sim 1850$ K [4,5]. Скорость окисления при достижении пороговой температуры увеличивается в ~ 2 раза. При окислении выделяется энергия $\sim 6,5$ кДж/г окисленного циркония. Энергия выделяется на фронте окисления.

В программе не учитывается стабилизация α -фазы циркония за счет диффузии и растворения кислорода в цирконии, а также окисление оболочки твэла, так как вблизи порога разрушения влияние высокотемпературного окисления циркония в парах воды на температуру оболочки является заметно большим, чем для остальных процессов. В программе рассчитывается распространение фронта окисления циркония, но замена Zr на ZrO_2 не производится.

На каждом шаге по времени (dt) изменение толщины окисленного слоя циркония имеет вид:

$$\Delta_{n+1} = \left(\Delta_n^2 + 2 \frac{A}{(0,351 \cdot \rho_{Zr})^2} \cdot dt \cdot \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \right)^{0,5}.$$

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Тестирование методики было решено начать с экспериментов в наиболее простой постановке, в которой была проведена большая часть экспериментов на реакторе NSRR [6,3]. В этих экспериментах модель твэла PWR размещалась в испытательной ампуле с неподвижной водой при атмосферном давлении. Температура воды могла варьироваться для исследования влияния величины недогрева воды до температуры насыщения на теплообмен твэла с водой. Внутренний диаметр ампулы 120 мм. В модели твэла активная часть (с топливом) составляла

135 мм, зазор между топливом и оболочкой заполнялся гелием при атмосферном давлении. В экспериментах в качестве топлива использовался UO_2 10%-ного обогащения, плотностью $\sim 10,5$ г/см³. Модель твэла была полностью погружена в воду, к ее оболочке припаивались термопары для измерения температуры. Кроме того, ампула оснащалась датчиками давления и уровня воды. Длительность импульса реактора NSRR в экспериментах составляла несколько миллисекунд.

Для расчетного моделирования экспериментов теплообмен твэла с теплоносителем описывается путем задания кривой кипения. В нее включены следующие режимы: конвекция, переходная область от конвекции к пузырьковому кипению, пузырьковое кипение, переходное кипение, пленочное кипение, конвекция перегретого пара и теплообмен излучением.

В рассматриваемых экспериментах в начальном состоянии течение воды отсутствует. Масса воды в ампуле достаточно велика, чтобы за время эксперимента ее температура менялась не сильно ($\Delta T \sim 2-4$ K), т.е. практически вся вода оставалась в жидком состоянии. Поэтому для кривой кипения использовались в основном зависимости для малых скоростей течения и однофазного теплоносителя. Используемые зависимости близки к тем, которые применяются в программах NSR-77 [3] и FLOCAL [7]. Следует отметить, что в расчетах по данным экспериментам на температуру оболочки влияет только описание теплообмена при пленочном кипении и теплообмен излучением. Причина этого в коротком импульсе реактора NSRR. Практически сразу наступает кризис кипения, и поток тепла до наступления кризиса крайне невелик.

Разрез твэла, использованный в расчетах, приведен на рис. 1.

Радиальный градиент разогрева топлива твэла $\sim 1,23$ соответствует приведенному в [8]. Использовалось однофазное уравнение состояния UO_2 , описывающее его поведение до плавления, и многофазное для $Zr-4$, учитывающее α - β -переход и плавление.

Сравнение методики с экспериментальными данными проводилось по трем сериям экспериментов:

1. Температура воды 293 K, давление газа в зазоре между топливом и оболочкой 1 атм, энерговыделение $\sim 0,6$; 0,74-0,76; 1,02; 1,12 кДж/г [6].

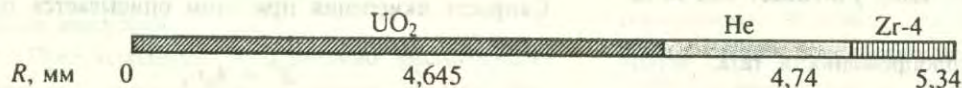


Рис. 1. Разрез твэла, использованный в расчетах

2. Температура воды 293, 333, 363 К, давление газа в зазоре между топливом и оболочкой 1 атм, энерговыделение $\sim 0,75-0,79$ кДж/г [3].

3. Температура воды 293 К, давление газа в зазоре между топливом и оболочкой 1, 12 и 20 атм [8].

В первой серии проверялась зависимость температуры топлива и оболочки от величины энерговыделения, во второй - от недогрева теплоносителя, в третьей - влияние градиента давления между внутренней полостью твэла и внешней средой. В первой и второй серии значения энерговыделения для некоторых экспериментов указаны с разбросом. Причиной является то, что в различных статьях указаны для одних и тех же экспериментов разные значения энерговыделения в топливе. Например, 0,76 и 0,74 кДж/г в [8] и [6], 180 и 190 кал/г в [8] и [3].

При сравнении экспериментов с расчетами следует учитывать, что значения температур, зарегистрированные в экспериментах, могут быть занижены на 50-300 К при значениях температур оболочки $\sim 1300-2100$ К из-за дополнительного охлаждения термопар теплоносителем [3]. Кроме того, следует учесть, что экспериментальные зависимости температуры от времени снимались с рисунков, что также уменьшает точность. Поскольку существует неопределенность в энерговыделении, как уже указывалось выше, то в расчетах по первой серии использовалось среднее значение $E = 0,75$ кДж/г, по второй серии расчеты проводились для обоих значений энерговыделения.

Результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с экспериментами. На рис. 2 - 5 приведены расчетные и экспериментальные зависимости температуры поверхности оболочки твэла от времени для ряда экспериментов (на рисунках обозначено: E - удельное энерговыделение в топливе, T_w - начальная температура воды в экспериментальной ампуле).

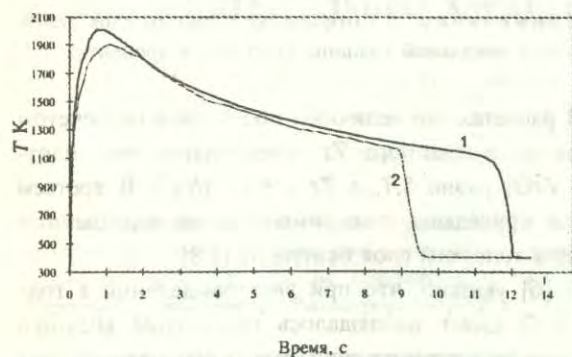


Рис.2. Расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости температуры от времени для $E = 1,02$ кДж/г, $T_w = 293$ К

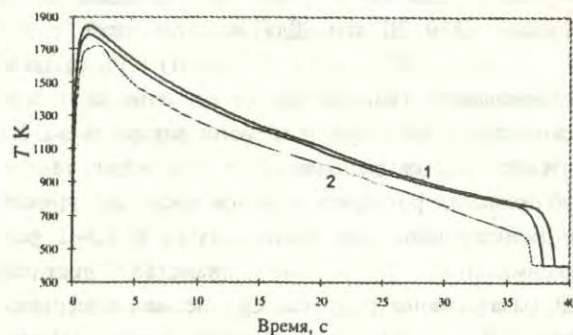


Рис.3. Расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости температуры от времени для $E = 0,75-0,79$ кДж/г, $T_w = 363$ К

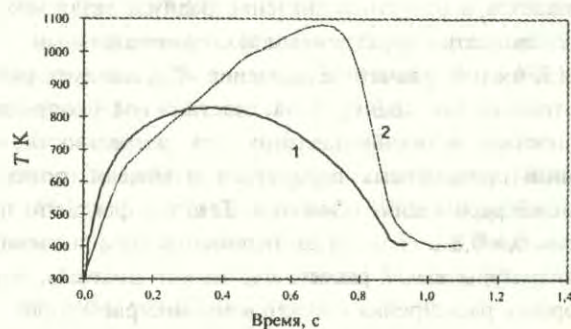


Рис.4. Расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости температуры от времени для $E = 144$ кал/г ($\sim 0,6$ кДж/г), $T_w = 293$ К

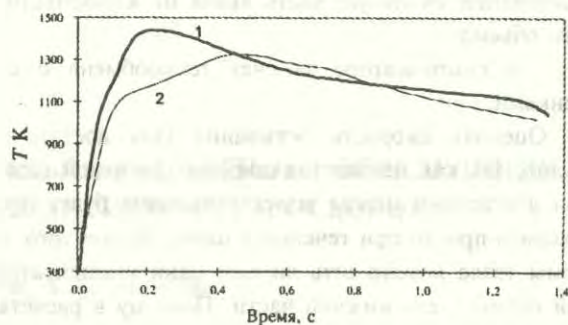


Рис. 5. Расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости температуры от времени для $E = 227$ кал/г ($\sim 0,95$ кДж/г), $T_w = 293$ К

На рис. 4 приведены зависимости температуры поверхности твэла от времени для $E = 144$ кал/г ($\sim 0,6$ кДж/г) [6]. При этом в эксперименте реализуется кратковременный кризис, а затем происходит переход к пузырьковому кипению.

Третья серия экспериментов, рассмотренных нами, касается поведения твэлов с повышенным внутренним давлением. Расчеты проводились для давлений 12 и 20 атм. Для экспериментов с $P = 12$ атм и $E = 227$ кал/г (0,95 кДж/г) в [8] приведена зависимость температуры от времени на поверхности твэла и давления от времени внутри твэла. Для близкого энерговыделения $E = 240$ кал/г там же опубликованы фотографии твэлов после эксперимента. Диаметр оболочки увеличивается в 1,5–2 раза. Максимальное увеличение диаметра достигает 2,23 раза в зоне разрыва. Сравнение экспериментальных и расчетных значений температур приведены на рис. 5.

Разрыв оболочки твэла в эксперименте происходит при $t \sim 0,8$ с. По расчетам оболочка расширяется за время 0,3–0,4 с после импульса, т.е. к моменту разрыва оболочки расширение ее практически прекращается, и расчетное значение радиуса твэла можно сравнивать с усредненным экспериментальным.

Конечно, расчетное значение $R_{\max}$ следует рассматривать как оценку, в частности, из-за неопределенности в величине давления газа, погрешностях в знании прочностных параметров и модели, описывающей расширение оболочки. Так, тот факт, что на время 0,4–0,8 с (рис. 5) экспериментальное значение температуры выше расчетного, может означать, что скорость расширения оболочки меньше расчетной.

При разогреве газа в активной части твэла происходит его перетекание в компенсатор. При этом газ остывает:

- в процессе перетекания, так как газ проходит через узкую кольцевую щель между оболочкой твэла и стальной цилиндрической пробкой длиной 3 см, отделяющей активную часть твэла от компенсаторного объема;

- в компенсаторе за счет теплообмена с его стенками.

Оценить скорость остывания газа достаточно трудно, так как неизвестна ширина кольцевой щели. При достаточно малом зазоре остывание будет происходить просто при течении в щели. Кроме того, из схемы твэла неясно есть ли еще один компенсаторный объем в его нижней части. Поэтому в расчетах использовались две модели перетекания газа:

1. Изотермическая - предполагается, что при расширении газ мгновенно попадает в компенсатор и остывает до температуры компенсатора.

2. В компенсаторе рассчитывается остывание газа в результате расширения и теплообмена со стенками компенсатора за счет естественной конвекции.

В моделях предполагалось, что давление газа во всех частях твэла одинаково. Для обеих моделей диаметр оболочки твэла увеличился в ~ 2 раза, максимальное давление газа составило соответ-

ственно 13,7 и 18 атм. Экспериментальное значение $\sim 14,5$ атм.

На рис. 6 приведено значение отношения конечного радиуса оболочки твэла к начальному (R/R_0) в зависимости от энерговыделения в топливе для давления в зазоре 20 атм. В [9] для такого давления приведен порог разрушения твэлов, который составляет ~ 185 –200 кал/г (0,77–0,84 кДж/г). В наших расчетах такому значению энерговыделения соответствует $R/R_0 \sim 1,4$ –1,9, что согласуется с усредненным экспериментальным значением R/R_0 [8].

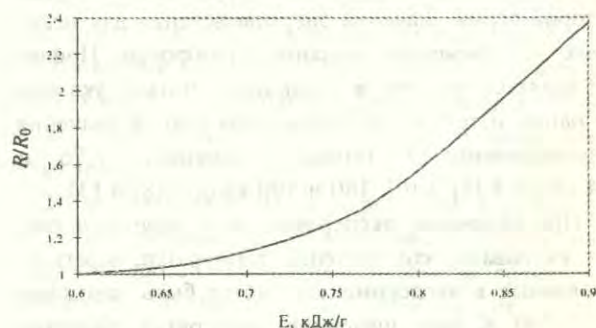


Рис. 6. Расчетное значение отношения R/R_0 в зависимости от энерговыделения в топливе, $T_w = 293$ К

В таблице приведены расчетные и экспериментальные зависимости относительной толщины слоя двуокиси циркония на поверхности оболочки твэла от энерговыделения в топливе для первой серии экспериментов.

Зависимость толщины слоя двуокиси циркония от энерговыделения в топливе

E , кДж/г	$\Delta_{\text{расч}}$	$\Delta_{\text{эксп}}$
0,75	1,5	$\sim 1,2$
1,02	7	$\sim 5,5$
1,12	7,6	~ 7

Примечание. Δ - отношение толщины слоя окиси циркония к начальной толщине оболочки в процентах.

В расчетах эти величины получались пересчетом от массы окисленного Zr, предполагая, что плотность ZrO_2 равна 5,7, а Zr - 6,51 г/см³. В третьем столбце приведены экспериментальные усредненные значения толщины слоя окисла из [3,8].

В [6] указано, что при энерговыделении в топливе 1,12 кДж/г наблюдалось оплавление внешней поверхности топлива и внутренней оболочки. В расчете (см. таблицу) максимальная температура, реализующаяся в поверхностном слое топлива, выше температуры плавления. При этом максимальное значе-

ние температуры реализуется на глубине $\sim 0,15$ мм от поверхности топлива. Внутренняя точка оболочки также начинает плавиться. В расчете для этого энерговыделения без учета окисления циркония максимальная температура поверхности оболочки уменьшается на ~ 200 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено описание программы для расчетного сопровождения экспериментов с образцами твэлов на исследовательских реакторах. Результаты ее верификации по экспериментам с твэлами PWR на импульсном реакторе NSRR показывают пригодность программы для описания поведения топливных элементов.

В настоящее время программа включена в качестве блока расчета поведения топливных элементов в программу расчета теплогидравлики РАТВЭЛ.

Данная работа частично финансировалась в рамках работ по проекту МНТЦ № 067-94.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самигулин М.С., Воронова О.А., Иванова Г.Г., Софронов В.Н., Устиненко В.А. Программа РАТВЭЛ для численного моделирования аварий на ядерных энергетических установках. - См. настоящий вып., с. 24-33.

2. Spore J.W., Jolly-Woodruff S.J., Knight T.K., et al. "TRAC-PF1/MOD2 Theory Manual" Los Alamos National Laboratory report LA-12031-M, vol. 1 (NUREC/CR-5673) (July 1993).

3. Ohnishi N., Ishijima K., Tranzava S. A study of subcooled film-boiling heat transfer under reactivity-initiated accident conditions in light water reactors. - Nuclear Science and Engineering, 1984, vol. 88, p. 331-341.

4. Urbanic V.F. Method for estimating the exposure time and temperature for zircaloy oxidation in steam. - J. of Nuclear Materials, 1976, vol. 59, N 1, p. 90-94.

5. ВАНТ. Сер. Атомное материаловедение, 1988, вып. 2(27), с. 89.

6. Ishikawa M., Inabe T. The nuclear safety research reactor (NSRR) in Japan. Advance in nuclear science and technology. New-York/London, 1979

7. Роде У. Моделирование поведения твэл и теплообмена с помощью программы FLOCAL в авариях с реактивностью. - Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР, "Теплофизика-90". Обнинск, 1991, т. 2, с. 167-175.

8. Ishikawa M., Shiozawa S. A study of fuel behavior under RIA conditions (review). - J. of Nuclear Materials, 95 (1980), vol. 1-2, p. 1-30.

9. Ishijima K., Katanishi S., Kobayashi S., Fujishiro T. JAERI's Pulsing Research Reactor NSRR - Its Unique Performance and Wide Applications. Physics, Safety and Application of Pulse Reactors. - Proc. of Intern., Embedded Topical Meeting, November 13-17, 1994, Washington D.C.6, p. 25-32.

Статья поступила в редакцию
12 марта 1997 г.

УДК 621.039.051

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОДКРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

В.П. Горелов, А.Н. Захаров, А.А. Чернова

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

Предложены формулы для оценки k_{eff} , β_{eff} , Λ , I , N_f и N_y в подкритической сборке после проведения измерений M , λ и $\$$. В формулы для оценки k_{eff} , β_{eff} , Λ и I входит одна дополнительная характеристика сборки, которую предложено определить численно. Для оценки N_f и N_y требуется вычислить еще две дополнительные характеристики. Приводятся выражения для расчетов погрешностей оцениваемых интегральных характеристик. Рассмотрены численные примеры.

METHODICAL QUESTIONS OF EXPERIMENTAL - CALCULATION DETERMINATION OF THE SUBCRITICAL ASSEMBLIES INTEGRAL CHARACTERISTICS. V.P. GORELOV, A.N. ZAKHAROV, A.A. CHERNOVA. The formulas for an estimation in subcritical assembly k_{eff} , β_{eff} , Λ , I , N_f , and N_y after realization of measurements M , λ , and $\$$ are offered. The formulas for an estimation k_{eff} , β_{eff} , Λ , and I are entered by one additional characteristic of assembly, which is offered for determining numerically. For an estimation N_f and N_y it is required to calculate another two additional characteristics. Expressions for accounts of errors of estimated integral characteristics are brought. Numerical examples are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Для тестирования нейтронных констант, применяемых при решении прикладных задач физики реакторов или задач по ядерной безопасности, используют результаты измерений интегральных характеристик сборок, в той или иной степени моделирующих конкретные ядерные установки. Чем шире набор используемых интегральных характеристик, тем полнее проверка нейтронных констант.

В настоящей работе рассматриваются некоторые методические вопросы экспериментально-расчетного определения интегральных характеристик подкритических сборок, во внутренних областях которых размещены источники нейтронов. Предлагаются формулы, позволяющие после непосредственного измерения некоторых интегральных характеристик оценивать целый ряд других характеристик. Обсуждается вопрос вычисления погрешностей оцениваемых величин. Рассматриваются иллюстративные численные примеры.

1. ФОРМУЛЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОДКРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

В работе [1] получена формула связи между коэффициентом умножения M рассматриваемой подкритической сборкой нейтронов изотропных источников, произвольно распределенных по пространству и энергии внутри сборки, и эффективным коэффициентом размножения $k_{eff} < 1$ этой сборки. Подразумевается, что внешняя поверхность сборки невогнута. Формула имеет вид:

$$M = 1 + \frac{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})}{\bar{v}_f} \cdot \frac{k_{eff} A_s}{1 - k_{eff}}. \quad (1)$$

Здесь использованы следующие обозначения (все выражения приводятся в многогрупповом приближении):

$$A_s = S^* / F^* ;$$

$$S^* = \frac{\sum_{j=1}^J \int_{V_{assembly}} K_{0j}^+(\vec{r}) S_j(\vec{r}) d\vec{r}}{\sum_{j=1}^J \int_{V_{assembly}} S_j(\vec{r}) d\vec{r}}$$

- ценность нейтрона источника ;

$$F^* = \frac{\int_{V_{assembly}} \sum_k n_k(\vec{r}) \sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^J \sigma_{fik} [v_{pfik} \chi_{pfik}(i \Rightarrow j) + v_{dfik} \chi_{dfik}(i \Rightarrow j)] K_{s0i}(\vec{r}) K_{0j}^+(\vec{r}) d\vec{r}}{\int_{V_{assembly}} \sum_k n_k(\vec{r}) \sum_{j=1}^J [v_{pfjk} + v_{dfjk}] \sigma_{fjk} K_{s0j}(\vec{r}) d\vec{r}}$$

- ценность нейтрона деления с учетом запаздывающих нейтронов деления;

$$\bar{v}_f = \frac{\int_{V_{assembly}} \sum_k n_k(\vec{r}) \sum_{j=1}^J [v_{pfjk} + v_{dfjk}] \sigma_{fjk} K_{s0j}(\vec{r}) d\vec{r}}{\int_{V_{assembly}} \sum_k n_k(\vec{r}) \sum_{j=1}^J \sigma_{fjk} K_{s0j}(\vec{r}) d\vec{r}}$$

- среднее по объему сборки, по всем энергетическим группам нейтронов и по всем делящимся ядрам из состава сборки полное число вторичных нейтронов на акт деления;

$$\bar{\alpha} = \frac{\int \sum_k n_k(\vec{r}) \sum_{j=1}^J \sigma_{ijk} K_{s0j}(\vec{r}) d\vec{r}}{\int \sum_k n_k(\vec{r}) \sum_{j=1}^J \sigma_{fjk} K_{s0j}(\vec{r}) d\vec{r}}$$

- отношение полного числа непродуктивных захватов нейтронов в сборке к полному числу делений; $K_{ij}^+(\vec{r})$ - проинтегрированное по всем углам решение системы однородных многогрупповых сопряженных кинетических уравнений переноса нейтронов в группе j в задаче определения k_{eff} для рассматриваемой сборки; J - полное число рассматриваемых энергетических групп нейтронов; $K_{s0i}(\vec{r})$ - проинтегрированное по всем углам решение системы неоднородных многогрупповых кинетических уравнений переноса нейтронов в группе i с заданными пространственными распределениями изотропных источников $S_i(\vec{r})$ в различных группах для рассматриваемой сборки; $V_{assembly}$ - объем сборки; $n_k(\vec{r})$ - заданное для рассматриваемой сборки содержание ядер с индексом k в единице объема в зависимости от радиуса; σ_{fik} - микроскопическое сечение деления нейтронами группы i ядра с индексом k , для балластных примесей в составе топлива и для материалов областей сборки из конструкционных или замедляющих нейтроны материалов $\sigma_{fik} \equiv 0$; σ_{ijk} - микроскопическое сечение непродуктивного захвата нейтронов группы i ядром с индексом k ; ν_{pfik} - число мгновенных вторичных нейтронов на акт деления нейтронами группы i ядра с индексом k ; ν_{dfik} - число запаздывающих вторичных нейтронов на акт деления нейтронами группы i ядра с индексом k ; $\chi_{pfk}(i \Rightarrow j)$ - доля мгновенных нейтронов, попавших в группу j при делении ядра с индексом k нейтронами группы i ; $\chi_{dfk}(i \Rightarrow j)$ - доля запаздывающих нейтронов, попавших в группу j при делении ядра с индексом k нейтронами группы i .

Выражение (1) получено без учета вклада в процесс генерации нейтронов реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. Это приближение оправдано даже для сборок с активными зонами из высокообогащенных металлических делящихся материалов при условии, что в спектре нейтронов источника мала доля нейтронов с энергиями больше ≈ 10 МэВ. С другой стороны, это ограничение непринципиально, так как указанные реакции можно легко учесть путем переопределения чисел мгновенных нейтронов деления и их спектров, а также соответствующих сечений непродуктивного захвата нейтронов. Например, при учете реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на ядре с индексом k в группе с индексом i , расположенной над порогами этих реакций, вместо величин ν_{pfik} , $\chi_{pfk}(i \Rightarrow j)$ и σ_{ijk} в приведенных выше формулах необходимо использовать следующие характеристики:

$$\bar{\nu}_{pfik} = \nu_{pfik} \left(1 + \frac{2\sigma_{2nik} + 3\sigma_{3nik}}{\nu_{pfik} \sigma_{fik}} \right);$$

$$\bar{\chi}_{pfk}(i \Rightarrow j) = \frac{\chi_{pfk}(i \Rightarrow j) + \frac{2\sigma_{2nik} \chi_{2nk}(i \Rightarrow j) + 3\sigma_{3nik} \chi_{3nk}(i \Rightarrow j)}{\nu_{pfik} \sigma_{fik}}}{1 + \frac{2\sigma_{2nik} + 3\sigma_{3nik}}{\nu_{pfik} \sigma_{fik}}};$$

$$\bar{\sigma}_{ijk} = \sigma_{ijk} + \sigma_{2nik} + \sigma_{3nik},$$

где σ_{2nik} - микроскопическое сечение реакции $(n, 2n)$ для нейтронов группы i на ядре с индексом k ; σ_{3nik} - микроскопическое сечение реакции $(n, 3n)$ для нейтронов группы i на ядре с индексом k ; $\chi_{2nk}(i \Rightarrow j)$ - доля нейтронов, попавших в группу j в результате реакции $(n, 2n)$ на ядре с индексом k в группе i ; $\chi_{3nk}(i \Rightarrow j)$ - доля нейтронов, попавших в группу j в результате реакции $(n, 3n)$ на ядре с индексом k в группе i .

Введем обозначение

$$B_s = \frac{\bar{\nu}_f - (1 + \bar{\alpha})}{\bar{\nu}_f} A_s.$$

Величина B_s может быть определена по формуле, следующей из выражения (1) и имеющей вид

$$B_s = \left\{ \frac{1 - k_{eff}}{k_{eff}} (M - 1) \right\}_{calc}. \quad (2)$$

Нижний индекс *calc* указывает на то, что значения k_{eff} и M рассчитаны для рассматриваемого состояния сборки с помощью какой-либо программы численного решения соответствующих многогрупповых уравнений переноса. Многогрупповые константы, используемые при этом, должны обеспечивать для экспериментально подкритическихборок выполнение неравенства $k_{eff} < 1$, где k_{eff} - расчетное значение.

Если для того же состояния сборки проведено измерение величины M , то соответствующее этому состоянию значение k_{eff} может быть оценено по вытекающей из выражения (1) формуле

$$k_{eff} = \frac{(M_{exp} - 1)}{(M_{exp} - 1) + B_s}, \quad (3)$$

где нижний индекс *exp* здесь и в дальнейшем приписывается измеренным величинам.

Пусть проведено и измерение реактивности сборки β , выраженной в единицах эффективной доли запаздывающих нейтронов β_{eff} и связанной с k_{eff} известным [2] соотношением

$$\beta = \frac{k_{eff} - 1}{\beta_{eff} k_{eff}}.$$

Тогда оценку β_{eff} можно провести с помощью следующей из выражения (1) формулы

$$\beta_{eff} = \frac{B_s}{|\lambda_{exp}| (M_{exp} - 1)}. \quad (4)$$

Обозначим через λ временную постоянную размножения с учетом только мгновенных нейтронов. Известно, что в подкритическом с учетом запаздывающих нейтронов состоянии, когда не только $\beta < 0$, но и тем более $\lambda < 0$, величины λ , β и β_{eff} связаны равенством [2]

$$|\lambda| = \beta_{eff} \frac{1 + |\beta|}{\Lambda},$$

где Λ - время генерации мгновенных нейтронов. Эту характеристику сборки можно оценить после измерений M , β и λ по формуле, полученной с помощью двух последних выражений, которая имеет вид

$$\Lambda = \frac{B_s}{|\lambda_{exp}| (M_{exp} - 1)} \left(1 + \frac{1}{|\beta_{exp}|} \right). \quad (5)$$

Время жизни мгновенных нейтронов l , связанное с Λ равенством [2]

$$l = k_{eff} \Lambda,$$

может быть оценено по следующей из выражений (3) и (5) формуле

$$l = \frac{B_s}{|\lambda_{exp}| [(M_{exp} - 1) + B_s]} \left(1 + \frac{1}{|\beta_{exp}|} \right). \quad (6)$$

Практический интерес представляет и вопрос оценки N_f - числа делений на один нейтрон источника в рассматриваемой сборке с заданными источниками. Непосредственно из уравнения переноса нейтронов с заданными источниками можно получить для этой характеристики, считая величину M измеренной, следующее выражение:

$$N_f = \frac{M_{\text{exp}} - 1}{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})} \quad (7)$$

Видим, что для такого определения N_f необходимо дополнительно определить $[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})]$.

Если далее расчетно определено и значение $\bar{v}_f$, оценка числа непродуктивных захватов нейтронов на один нейтрон источника N_γ для той же сборки может быть проведена по формуле

$$N_\gamma = \left[\frac{\bar{v}_f - 1}{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})} - 1 \right] (M_{\text{exp}} - 1) \quad (8)$$

В соответствии с определением коэффициента умножения число нейтронов утечки из рассматриваемой сборки на один нейтрон размещенных в ней источников равно M_{exp} . Заметим, что при знании $[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})]$ и $\bar{v}_f$ величина A_s может быть вычислена с помощью выражения

$$A_s = \frac{\bar{v}_f}{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})} \left\{ \frac{1 - k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} (M - 1) \right\}_{\text{calc}}$$

Расчетные значения $[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})]$ и $\bar{v}_f$ становятся известными в процессе решения задачи по вычислению M . Таким образом, для экспериментально-расчетной оценки по измеренным значениям M , λ и $\$$ интегральных характеристик подкритической сборки k_{eff} , β_{eff} , Λ , I , N_f и N_γ достаточно предварительно провести расчеты k_{eff} и M .

Вычисления показывают (см., например, [1]), что для центрального точечного изотропного источника нейтронов деления в сборке из высокообогащенного урана имеют место неравенства $2 > A_s > 1$, при $|\$| \rightarrow 0$ значения A_s и B_s растут, и величина $B_s < 1$. По крайней мере, в случаях, когда изменения $|\$|$ происходят из-за изменения массы активной зоны сборки, рост B_s при $|\$| \rightarrow 0$ целиком определяется зависимостью A_s , так как в достаточно широком диапазоне изменений $|\$|$ (например, от 0 до ≈ 30 , как в работе [1]) значение $[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})] / \bar{v}_f$ остается практически постоянным. С целью обеспечения монотонного роста расчетных значений B_s при $|\$| \rightarrow 0$ для вычислений B_s по формуле (2) необходимо использовать значения k_{eff} и M , рассчитанные с достаточно низкой методической погрешностью.

Для иллюстрации приведем в таблицах 1 и 2 результаты вычислений некоторых характеристик однородных подкритических шаров из ^{235}U (90%) (массовое содержание ^{235}U - 90%, ^{238}U - 10%, плотность 18,1 г/см³) и ^{239}Pu в δ -фазе (массовое содержание ^{239}Pu - 86,752%, ^{240}Pu - 4,181%, ^{241}Pu - 0,227%, Ga - 5,645%, Ni - 2,823%, C - 0,372%, плотность 15,224 г/см³). Состав плутониевых шаров примерно соответствует составу однородной активной зоны эталонной критической сборки, рассматривавшейся в работе [3]. В указанных таблицах для модуля реактивности сборки в абсолютных единицах использовано обозначение $|\rho| = (1 - k_{\text{eff}})/k_{\text{eff}}$. Реактивность шаров изменялась путем изменения внешнего радиуса. Для урановых шаров расчеты велись в P_{13} -приближении метода сферических гармоник, а для плутониевых шаров в P_9 -приближении согласно методике, предложенной в работах [4,5]. При рассмотрении задач с источником были учтены результаты работы [6]. Во всех случаях использовалась равномерная радиальная сетка с шагом $\approx 0,1$ см. Использовались те же восьмигрупповые нейтронные константы, что и в работе [1]. В качестве источника нейтронов рассматривался центральный точечный изотропный источник нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . При расчетах k_{eff} методическая погрешность расчетов составляла $\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}} = 10^{-5}$. Методическая погрешность расчетов M оценена равной $\delta M/M = 10^{-3}$.

Таблица 1

Расчетные характеристики урановых шаров

$ \rho $	M	$[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})] / \bar{v}_f$	B_s
0,2048	4,95	0,561	0,809
0,0989	9,46	0,559	0,837
0,0152	62,00	0,560	0,927

Расчетные характеристики плутониевых шаров

$ \rho $	M	$[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})] / \bar{v}_f$	B_s
0,0246	39,03	0,667	0,936
0,0173	55,50	0,667	0,943
0,0101	95,35	0,667	0,953

Имеет место один формальный случай распределения источников по пространству и энергии, когда величина $A_s = 1$, а B_s принимает минимальное значение $[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})] / \bar{v}_f$ при любых значениях $|\rho|$. В этом случае зависимости $S_j(\vec{r})$ должны иметь вид

$$S_j(\vec{r}) = \sum_k n_k(\vec{r}) \sum_{i=1}^J \sigma_{fik} [v_{pfik} \chi_{pfik}(i \Rightarrow j) + v_{dfik} \chi_{dfik}(i \Rightarrow j)] K_{s0i}(\vec{r}).$$

Это распределение источников может быть названо распределением по собственным функциям в многогрупповом приближении. Напомним [1], что при $|\rho| \rightarrow 0$ функции $K_{s0j}(\vec{r}) \rightarrow K_{0j}(\vec{r})$, и $K_{0j}(\vec{r})$ есть проинтегрированные по всем углам решения системы однородных многогрупповых кинетических уравнений переноса нейтронов в задаче определения k_{eff} для критической с учетом запаздывающих нейтронов сборки.

2. РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОЦЕНИВАЕМЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

При оценках погрешностей величин, оцениваемых по формулам (3) - (6), кроме знания ошибок измерения тех или иных характеристик потребуется и знание погрешности расчета B_s по формуле (2). Величина относительной погрешности расчета B_s по формуле (2) может быть представлена в виде

$$\frac{\delta B_s}{B_s} = \sqrt{\left(\frac{\delta B_s}{B_s}\right)_{calc}^2 + \left(\frac{\delta B_s}{B_s}\right)_{const}^2}.$$

Здесь $(\delta B_s / B_s)_{calc}$ - методическая относительная погрешность B_s из-за методических погрешностей расчетов k_{eff} и M ; $(\delta B_s / B_s)_{const}$ - константная относительная погрешность B_s из-за погрешностей расчетов k_{eff} и M , обусловленных неопределенностями в знании характеристик взаимодействия нейтронов с ядрами из состава сборки. Заметим, что имеет место корреляция знаков константных погрешностей расчетов k_{eff} и M : если вариация какой-либо характеристики взаимодействия нейтронов с конкретным ядром из состава сборки приводит к росту (уменьшению) k_{eff} , то должен вырасти (уменьшиться) и коэффициент умножения M .

Для $(\delta B_s / B_s)_{calc}$ можно записать

$$\left(\frac{\delta B_s}{B_s}\right)_{calc} = \sqrt{Z_{k_{eff}}^2(B_s) \left(\frac{\delta k_{eff}}{k_{eff}}\right)^2 + Z_M^2(B_s) \left(\frac{\delta M}{M}\right)^2},$$

где $\delta k_{eff} / k_{eff}$ и $\delta M / M$ - относительные методические погрешности расчетов k_{eff} и M соответственно;

$$Z_p(W) = \frac{p}{W} \frac{\partial W}{\partial p}$$

- безразмерный коэффициент чувствительности величины W по отношению к параметру p .

С помощью (2) получим:

$$Z_{k_{eff}}(B_s) = -\frac{1}{1 - k_{eff}};$$

$$Z_M(B_s) = \frac{M}{M-1}.$$

Для расчета этих величин можно использовать как измеренное значение M и значение k_{eff} , оцененное затем по формуле (3), так и значения k_{eff} и M , найденные после проведения соответствующих многогрупповых расчетов при условии применения многогрупповых констант, удовлетворяющих указанному в разделе 1 настоящей работы требованию.

Для $(\delta B_s / B_s)_{const}$ имеем

$$\left(\frac{\delta B_s}{B_s} \right)_{const} = \sqrt{\sum_n Z_{\sigma_n}^2(B_s) \left(\frac{\delta \sigma_n}{\sigma_n} \right)^2}, \quad (9)$$

где σ_n - конкретная микроскопическая характеристика взаимодействия нейтронов (например, микроскопическое сечение непродуктивного захвата нейтронов группы j ядром с индексом k); $\delta \sigma_n / \sigma_n$ - относительная погрешность этой характеристики. Используя соотношение (2), запишем

$$Z_{\sigma_n}(B_s) = -\frac{Z_{\sigma_n}(k_{eff})}{1 - k_{eff}} + \frac{M}{M-1} Z_{\sigma_n}(M).$$

Значения $Z_{\sigma_n}(k_{eff})$ и $Z_{\sigma_n}(M)$ могут быть вычислены либо по теории возмущений, либо путем прямого расчета смещений k_{eff} и M из-за вариации конкретной характеристики σ_n в соответствующих уравнениях переноса. Это достаточно трудоемкие вычисления.

Упростить ситуацию при вычислениях $(\delta B_s / B_s)_{const}$ можно приближенно, воспользовавшись выражением

$$B_s = [\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})] / \bar{v}_f,$$

имеющим место в формальном случае распределения источников по собственным функциям. Тогда вместо (9) можно записать выражение

$$\left(\frac{\delta B_s}{B_s} \right)_{const} = \sqrt{Z_{\bar{v}_f}^2(B_s) \left(\frac{\delta \bar{v}_f}{\bar{v}_f} \right)^2 + Z_{\bar{\alpha}}^2(B_s) \left(\frac{\delta \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} \right)^2}, \quad (10)$$

где

$$Z_{\bar{v}_f}(B_s) = \frac{1 + \bar{\alpha}}{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})};$$

$$Z_{\bar{\alpha}}(B_s) = -\frac{\bar{\alpha}}{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})};$$

$\delta \bar{v}_f / \bar{v}_f$ и $\delta \bar{\alpha} / \bar{\alpha}$ - средние по составу сборки и в характерной для нее области энергий нейтронов относительные погрешности знания полного числа нейтронов на акт деления и отношения микроскопического сечения непродуктивного захвата нейтронов к микроскопическому сечению деления соответственно. Подчеркнем, что такой приближенный подход к оценке $(\delta B_s / B_s)_{const}$ занижает эту величину, так как фактически не учтен вклад в полную константную погрешность B_s константной погрешности A_s .

Приведем теперь выражения для расчета относительных погрешностей оценок k_{eff} , β_{eff} , Λ , I , N_f и N_r . Расчет относительной погрешности оценки k_{eff} по формуле (3) может быть проведен с помощью выражения

$$\frac{\delta k_{eff}}{k_{eff}} = \sqrt{Z_{M_{exp}}^2(k_{eff}) \left(\frac{\delta M_{exp}}{M_{exp}} \right)^2 + Z_{B_s}^2(k_{eff}) \left(\frac{\delta B_s}{B_s} \right)^2},$$

где δM_{exp} - погрешность измерения M ;

$$Z_{M_{\text{exp}}}(k_{\text{eff}}) = -\frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}} - 1} Z_{B_s}(k_{\text{eff}});$$

$$Z_{B_s}(k_{\text{eff}}) = -\frac{B_s}{(M_{\text{exp}} - 1) + B_s}.$$

Для расчета относительной погрешности оценки β_{eff} по формуле (4) можно использовать выражение

$$\frac{\delta \beta_{\text{eff}}}{\beta_{\text{eff}}} = \sqrt{Z_{|s_{\text{exp}}|}^2(\beta_{\text{eff}}) \left(\frac{\delta |s_{\text{exp}}|}{|s_{\text{exp}}|} \right)^2 + Z_{M_{\text{exp}}}^2(\beta_{\text{eff}}) \left(\frac{\delta M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}}} \right)^2 + Z_{B_s}^2(\beta_{\text{eff}}) \left(\frac{\delta B_s}{B_s} \right)^2},$$

где $\delta |s_{\text{exp}}|$ - погрешность измерения $|s|$;

$$Z_{|s_{\text{exp}}|}(\beta_{\text{eff}}) = -Z_{B_s}(\beta_{\text{eff}}) = -1;$$

$$Z_{M_{\text{exp}}}(\beta_{\text{eff}}) = -\frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}} - 1}.$$

Относительная погрешность оценки Λ по формуле (5) может быть рассчитана с помощью выражения

$$\frac{\delta \Lambda}{\Lambda} = \sqrt{Z_{|\lambda_{\text{exp}}|}^2(\Lambda) \left(\frac{\delta |\lambda_{\text{exp}}|}{|\lambda_{\text{exp}}|} \right)^2 + Z_{M_{\text{exp}}}^2(\Lambda) \left(\frac{\delta M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}}} \right)^2 + Z_{|s_{\text{exp}}|}^2(\Lambda) \left(\frac{\delta |s_{\text{exp}}|}{|s_{\text{exp}}|} \right)^2 + Z_{B_s}^2(\Lambda) \left(\frac{\delta B_s}{B_s} \right)^2},$$

где $\delta |\lambda_{\text{exp}}|$ - погрешность измерения $|\lambda|$;

$$Z_{|\lambda_{\text{exp}}|}(\Lambda) = -Z_{B_s}(\Lambda) = -1;$$

$$Z_{M_{\text{exp}}}(\Lambda) = -\frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}} - 1};$$

$$Z_{|s_{\text{exp}}|}(\Lambda) = -\frac{1}{1 + |s_{\text{exp}}|}.$$

Для расчета относительной погрешности оценки l по формуле (6) можно использовать выражение

$$\frac{\delta l}{l} = \sqrt{Z_{|\lambda_{\text{exp}}|}^2(l) \left(\frac{\delta |\lambda_{\text{exp}}|}{|\lambda_{\text{exp}}|} \right)^2 + Z_{M_{\text{exp}}}^2(l) \left(\frac{\delta M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}}} \right)^2 + Z_{|s_{\text{exp}}|}^2(l) \left(\frac{\delta |s_{\text{exp}}|}{|s_{\text{exp}}|} \right)^2 + Z_{B_s}^2(l) \left(\frac{\delta B_s}{B_s} \right)^2},$$

где

$$Z_{|\lambda_{\text{exp}}|}(l) = -1;$$

$$Z_{M_{\text{exp}}}(l) = -\frac{M_{\text{exp}}}{(M_{\text{exp}} - 1) + B_s};$$

$$Z_{|\bar{s}_{\text{exp}}|}(l) = -\frac{1}{1 + |\bar{s}_{\text{exp}}|};$$

$$Z_{B_s}(l) = \frac{M_{\text{exp}} - 1}{(M_{\text{exp}} - 1) + B_s}.$$

Относительную погрешность оценки N_f по формуле (7) можно рассчитать с помощью выражения

$$\frac{\delta N_f}{N_f} = \sqrt{Z_{M_{\text{exp}}}^2(N_f) \left(\frac{\delta M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}}} \right)^2 + Z_{\bar{v}_f}^2(N_f) \left(\frac{\delta \bar{v}_f}{\bar{v}_f} \right)^2 + Z_{\bar{\alpha}}^2(N_f) \left(\frac{\delta \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} \right)^2},$$

где

$$Z_{M_{\text{exp}}}(N_f) = \frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{exp}} - 1};$$

$$Z_{\bar{v}_f}(N_f) = -\frac{\bar{v}_f}{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})};$$

$$Z_{\bar{\alpha}}(N_f) = \frac{\bar{\alpha}}{\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})}.$$

Наконец, для расчета относительной погрешности оценки N_γ по формуле (8) можно использовать выражение

$$\frac{\delta N_\gamma}{N_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\delta \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} \right)^2 + \left(\frac{\delta N_f}{N_f} \right)^2}.$$

Для иллюстрации приведем в табл. 3 отдельные составляющие относительной погрешности расчетов B_s по формуле (2) для плутониевых шаров, рассчитанные по указанным в настоящем разделе формулам. В таблице использованы следующие обозначения: $(\delta B_s/B_s)_{k_{\text{eff}}} = |Z_{k_{\text{eff}}}(B_s)|(\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}})$ - относительная погрешность B_s из-за методической погрешности расчетов k_{eff} ; $(\delta B_s/B_s)_M = |Z_M(B_s)|(\delta M/M)$ - относительная погрешность B_s из-за методической погрешности расчетов M ; $(\delta B_s/B_s)_{\bar{v}_f} = |Z_{\bar{v}_f}(B_s)|(\delta \bar{v}_f/\bar{v}_f)$ - относительная погрешность B_s из-за погрешности знания $\bar{v}_f$; $(\delta B_s/B_s)_{\bar{\alpha}} = |Z_{\bar{\alpha}}(B_s)|(\delta \bar{\alpha}/\bar{\alpha})$ - относительная погрешность B_s из-за погрешности знания $\bar{\alpha}$. Как уже говорилось выше, методические погрешности расчетов k_{eff} и M составляли $\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}} = 10^{-5}$ и $\delta M/M = 10^{-3}$. Было принято, что $\delta \bar{v}_f/\bar{v}_f = 10^{-2}$ и $\delta \bar{\alpha}/\bar{\alpha} = 10^{-1}$.

Таблица 3

Составляющие относительной погрешности расчетов B_s для плутониевых шаров

M	$(\delta B_s/B_s)_{k_{\text{eff}}}$	$(\delta B_s/B_s)_M$	$(\delta B_s/B_s)_{\text{calc}}$	$(\delta B_s/B_s)_{\bar{v}_f}$	$(\delta B_s/B_s)_{\bar{\alpha}}$	$(\delta B_s/B_s)_{\text{const}}$	$\delta B_s/B_s$
39,03	0,0004	0,0010	0,0011	0,0050	0,0020	0,0054	0,0055
55,50	0,0006	0,0010	0,0012	0,0050	0,0020	0,0054	0,0055
95,35	0,0010	0,0010	0,0014	0,0050	0,0020	0,0054	0,0056

Видим, что в рассмотренных примерах, несмотря на использование выражения (10), занижающего величину $(\delta B_s/B_s)_{\text{const}}$, основной вклад в относительную погрешность расчетов B_s вносят ошибки знания $\bar{v}_f$ и $\bar{\alpha}$, среди которых определяющим оказалось влияние ошибки знания $\bar{v}_f$. Кроме того, зависимость полной относительной погрешности расчетов B_s от значения M оказалась достаточно слабой.

В табл. 4 приводятся полученные по указанным в настоящем разделе формулам значения отдельных составляющих относительной погрешности оценки k_{eff} по формуле (3).

В таблице использованы обозначения: $(\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}})_M = |Z_M(k_{\text{eff}})|(\delta M_{\text{exp}}/M_{\text{exp}})$ - относительная погрешность оценки k_{eff} из-за погрешности измерения M ; $(\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}})_{B_s} = |Z_{B_s}(k_{\text{eff}})|(\delta B_s/B_s)$ - относительная погрешность оценки k_{eff} из-за погрешности расчетного определения B_s . Как и в табл. 3, в качестве характеристики отклонения сборки от критического состояния в табл. 4 используются расчетные значения коэффициента умножения M из табл. 2. Эти значения использовались и в качестве измеренных, и им была приписана относительная погрешность $\delta M_{\text{exp}}/M_{\text{exp}} = 2 \cdot 10^{-2}$. Значения B_s приведены в табл. 2, а соответствующие им относительные погрешности в табл. 3.

Таблица 4

Составляющие относительной погрешности оценки k_{eff} по формуле (3) для плутониевых шаров

M	$(\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}})_M$	$(\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}})_{B_s}$	$\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}}$
39,03	0,00025	0,00007	0,0003
55,50	0,00018	0,00005	0,0002
95,35	0,00010	0,00003	0,0001

Видим, что в рассмотренных примерах подавляющим оказалось влияние погрешности измерения M . Этот результат частично оправдывает использование при вычислениях $(\delta B_s/B_s)_{\text{const}}$ выражения (10), хотя более строгим явилось бы применение выражения (9). Как следует из таблицы 4, значения полной относительной погрешности оценки k_{eff} по формуле (3) падают по мере роста M .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разделе 1 настоящей работы предложены формулы (3) - (6), позволяющие после проведения измерений M , λ и $\$$ для фиксированного состояния подкритической сборки оценить значения k_{eff} , β_{eff} , Λ и l для этого же состояния. В эти формулы входит одна расчетная величина, которую мы обозначили B_s . Для ее вычисления предложено использовать выражение (2), т.е. необходимо провести расчеты k_{eff} и M . Если дополнительно определено значение $[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})]$, то по формуле (7) может быть оценено и значение N_f - числа делений на один нейтрон источника. Если известно и значение $\bar{v}_f$, оценка N_γ - числа непродуктивных захватов нейтрона на один нейтрон источника может быть проведена по формуле (8). Расчетные значения $[\bar{v}_f - (1 + \bar{\alpha})]$ и $\bar{v}_f$ становятся известными в процессе решения задачи по вычислению M . Таким образом, для экспериментально-расчетной оценки по измеренным значениям M , λ и $\$$ интегральных характеристик подкритической сборки k_{eff} , β_{eff} , Λ , l , N_f и N_γ достаточно предварительно провести расчеты k_{eff} и M . Приводятся результаты вычислений B_s для ряда урановых и плутониевых шаров при различной степени их отклонения от критических состояний с учетом запаздывающих нейтронов. Величина B_s монотонно растет при увеличении M , оставаясь меньше единицы.

В разделе 2 приводятся формулы, позволяющие вычислять погрешность расчетов B_s и погрешности оцениваемых предложенным способом значений k_{eff} , β_{eff} , Λ , l , N_f и N_γ . В качестве иллюстрации для плутониевых шаров проведены вычисления отдельных составляющих относительной погрешности расчетов величины B_s , а также аналогичных составляющих относительной погрешности оценки k_{eff} по формуле (3). Расчеты показали, что при точности вычислений величин из правой части равенства (2) $\delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}} = 10^{-5}$ и $\delta M/M = 10^{-3}$ определяющее влияние на погрешность B_s оказывают ошибки в знании $\bar{v}_f$ и $\bar{\alpha}$. С другой стороны, для принятых значений $\delta \bar{v}_f/\bar{v}_f = 10^{-2}$ и $\delta \bar{\alpha}/\bar{\alpha} = 10^{-1}$ относительная погрешность оценки k_{eff} по формуле (3) практически целиком определяется относительной точностью измерений M , которую мы принимали равной $2 \cdot 10^{-2}$, а влияние

погрешности расчетов B , оказывается незначительным. Значения полной относительной погрешности оценки k_{eff} по формуле (3) падают по мере роста M .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горелов В.П., Гончаров Г.А., Фарафонов Г.Г., Чернова А.А. Соотношения между интегральными характеристиками, описывающими отклонения сред из делящихся материалов от критических состояний. - ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1994, № 2, с. 33-38.
2. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
3. Gorbatenko M.V., Gorelov V.P., Egorov V.P. et al. Polyethylene-reflected spherical assembly of $^{239}\text{Pu}(8,89\%)$. - International handbook of evaluated critical safety benchmark experiments, vol. I. Plutonium Systems. NEA/NSC/DOC(95)03/L, Nuclear Energy Agency, Organization for Economic Co-Operation and Development, Paris, 1996.
4. Адамская И.А., Годунов С.К. Метод сферических гармоник в задаче о критических параметрах. - Журнал вычисл. мат. и мат. физ., 1964, т.4, № 3, с. 473-484.
5. Адамская И.А. Применение метода сферических гармоник в задаче о распределении нейтронов, испускаемых точечным изотропным источником, помещенным в центре сферы. - Численные методы решения задач математической физики. - М.: Наука, 1966, с. 55-59.
6. Горелов В.П., Травин В.В. К вопросу о решении P_{2N-1} - приближения уравнения переноса нейтронов в шаре с центральным точечным изотропным источником. - ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1989, № 3, с. 42-48.

Статья поступила в редакцию
22 апреля 1997г.

УДК 621.039.051

ФОРМУЛЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ АКТИВНЫХ ЗОН ЭТАЛОННЫХ СФЕРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.П. Горелов, А.Н. Захаров, А.Н. Гребенников, Г.Г. Фарафонов, А.А. Чернова

В работе предложены формулы расчета параметров эквивалентных активных зон эталонных сферических критических сборок на быстрых нейтронах. Предложенный подход позволяет сохранять величину k_{eff} исходной сборки.

THE FORMULAS FOR CALCULATING THE PARAMETERS OF EQUIVALENT CORES OF BENCHMARK SPHERICAL CRITICAL ASSEMBLIES ON FAST NEUTRONS. V.P. GORELOV, A.N. ZAKHAROV, A.N. GREBENNIKOV, G.G. FARAFONTOV, A.A. CHERNOVA. In this work the formulas for calculating the parameters of equivalent cores of benchmark spherical critical assemblies on fast neutrons are offered. This approach allows to keep value of k_{eff} for initial assembly.

ВВЕДЕНИЕ

Активные зоны (АЗ) сферических моделей критических сборок на быстрых нейтронах состоят из однородных слоев металлического делящегося материала. Эти слои слегка отличаются друг от друга плотностями и весовыми долями входящих в их состав компонент. В составах слоев АЗ присутствуют делящиеся ядра, а также ядра балластных примесей и возможные легирующие добавки. Часть делящихся ядер, ядра из группы балластных примесей и часть ядер из состава легирующих добавок характеризуются малыми концентрациями. Слои могут быть разделены зазорами, ширина которых много меньше толщины слоев. В АЗ из металлических делящихся материалов содержанием воздуха в зазорах, а также в центральной полости можно пренебречь. На внутренние и внешние поверхности слоев может быть нанесено защитное покрытие из материала с фиксированным для всех слоев составом, в котором часть ядер характеризуется малыми концентрациями. Толщина покрытия много меньше толщины слоев и меньше ширины зазоров.

В настоящей работе получены формулы расчета параметров АЗ, в которых по сравнению с исходной гомогенизировано защитное покрытие слоев, устранены зазоры между слоями, гомогенизирована сама АЗ и, наконец,

сокращено число компонент состава однородной АЗ. Итоговые модели АЗ эквивалентны исходной в смысле сохранения величины k_{eff} . Вопрос эквивалентности важен для эталонных критических сборок. Для иллюстрации эффективности предложенного подхода было рассмотрено несколько численных примеров.

В заключении к настоящей работе указан и альтернативный использованному нами подход к получению параметров эквивалентных АЗ.

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Пусть R_n и $(R_{n-1} + \Delta_{n-1})$ - внешний и внутренний радиусы слоя с индексом n после нанесения покрытия, а Δ_{n-1} - ширина зазора между слоем с индексом $(n-1)$ и слоем с индексом n . Величина $(R_0 + \Delta_0)$ есть радиус внутренней полости после нанесения покрытия на внутреннюю поверхность слоя с индексом 1. Ради краткости записи и без нарушения общности окончательных формул будем считать, что отражатель отсутствует, а полость не заполнена веществом. Кроме того, будем пренебрегать вкладом реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$.

Для величины k_{eff} из условия баланса нейтронов в сборке можно записать выражение

$$k_{eff} = \frac{v_f N_f}{J + N_\gamma + N_f} \quad (1)$$

Здесь использованы обозначения:

$$v_f N_f = \sum_{n=1}^N \frac{(M_n - \delta M_n)}{(V_n - \delta V_n)} \sum_{k=1}^K \frac{N_0}{A_k} w_{kn} v_f \sigma_f(k, n) \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n}^{R_n - \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr;$$

$$N_f = \sum_{n=1}^N \frac{(M_n - \delta M_n)}{(V_n - \delta V_n)} \sum_{k=1}^K \frac{N_0}{A_k} w_{kn} \sigma_f(k, n) \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n}^{R_n - \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr;$$

$$N_\gamma = \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{(M_n - \delta M_n)}{(V_n - \delta V_n)} \sum_{k=1}^K \frac{N_0}{A_k} w_{kn} \sigma_\gamma(k, n) \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n}^{R_n - \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr + \right. \\ \left. + \frac{\delta M_n}{\delta V_n} \sum_{k=K+1}^{K+P} \frac{N_0}{A_k} w_k \sigma_\gamma(k, n) \left[\int_{R_n - \delta_n}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr + \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr \right] \right\};$$

$$J = R^2 N \sum_{i=1}^I \varphi_{li}(R_N).$$

Одногрупповые нейтронные константы до гомогенизации покрытия определяются формулами:

$$\sigma(k, n) = \sum_{i=1}^I \sigma_{ik} \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n}^{R_n - \delta_n} r^2 \varphi_{0i}(r) dr / \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n}^{R_n - \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr, \quad 1 \leq k \leq K;$$

$$\sigma(k, n) = \sum_{i=1}^I \sigma_{ik} \left[\int_{R_n - \delta_n}^{R_n} r^2 \varphi_{0i}(r) dr + \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n} r^2 \varphi_{0i}(r) dr \right] / \left[\int_{R_n - \delta_n}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr + \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr \right];$$

$$K+1 \leq k \leq K+P;$$

$$\varphi_0(r) = \sum_{i=1}^I \varphi_{0i}(r)$$

функция, которую в дальнейшем будем называть одnogрупповым потоком нейтронов; $\sigma(k, n)$ равно либо $v_f \sigma_f(k, n)$, либо $\sigma_f(k, n)$, либо $\sigma_\gamma(k, n)$; σ_{ik} равно соответственно либо $v_{fik} \sigma_{fik}$, либо σ_{fik} , либо $\sigma_{\gamma ik}$; δ_n - толщина покрытия для слоя с индексом n , которую можно считать одинаковой для внутренней и внешней поверхностей; N - число слоев; $(M_n - \delta M_n)$, $(V_n - \delta V_n)$ - масса топлива и его объем для слоя с индексом n до нанесения покрытия; δM_n , δV_n - полные масса покрытия и его объем для слоя с индексом n ; K - число компонент в составе топлива до нанесения покрытия, часть из которых есть балластные примеси из неделящихся ядер и легирующие добавки; P - число компонент в составе покрытия; N_0 - число Авогадро; A_k - массовое число ядра с индексом k ; w_{kn} - массовая доля ядер с индексом k в составе топлива для слоя с индексом n до нанесения покрытия; w_k - массовая доля ядер с индексом k в составе покрытия; v_{fik} - полное число вторичных нейтронов на акт деления ядра с индексом k нейтронами группы с индексом i (I - полное число групп), для балластных примесей и легирующих добавок $v_{fik} \equiv 0$; σ_{fik} - микроскопическое сечение деления ядра с индексом k нейтронами группы с индексом i , для балластных примесей и легирующих добавок $\sigma_{fik} \equiv 0$; $\sigma_{\gamma ik}$ - микроскопическое сечение непродуктивного захвата нейтронов группы с индексом i ядром с индексом k ;

$$\Phi_{0i}(r) = \int_{-1}^{+1} \Phi_i(r, \mu) d\mu;$$

$$\Phi_{1i}(r) = \int_{-1}^{+1} \mu \Phi_i(r, \mu) d\mu;$$

$\Phi_i(r, \mu)$ - пространственно-угловые зависимости групповых потоков нейтронов, являющиеся решениями невозмущенных изменений каких-либо параметров многогрупповых кинетических уравнений без внешних и внутренних сторонних источников нейтронов в задаче определения k_{eff} .

Согласно выражению (1) смещение Δk_{eff} , вызванное изменениями каких-либо параметров сборки, может быть представлено в виде

$$\Delta k_{eff} = k_{eff} \frac{\delta(v_f N_f) - k_{eff}(\delta J + \delta N_a)}{v_f N_f}, \quad (2)$$

где

$$N_a = N_f + N_\gamma.$$

Вариации отдельных слагаемых числителя в (2) вызваны как изменениями конкретных параметров (в том числе и нейтронных констант), входящих явно в приведенные выше выражения для $v_f N_f$, N_f и N_γ , так и возмущениями пространственных интегралов от $\Phi_{0i}(r)$ и значения J , обусловленными этими же причинами или изменениями параметров, явно не входящих в только что указанные выражения. Возмущения пространственных интегралов от $\Phi_{0i}(r)$ и значения J могут быть установлены численно после решения кинетических уравнений, в которых учтены изменения конкретных параметров.

Повсюду в настоящей работе будем предполагать, что основными причинами изменений величины k_{eff} являются малые изменения тех или иных параметров, явно входящих в выражение (1), и считать малыми второго порядка изменения k_{eff} из-за возмущений пространственных интегралов от $\Phi_{0i}(r)$ и значения J вследствие тех же изменений параметров.

2. ГОМОГЕНИЗАЦИЯ ПОКРЫТИЯ СЛОЕВ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

Гомогенизация покрытия сводится к однородному перемешиванию топлива и материала покрытия в объемах каждого из сферических слоев, ограниченных радиусами R_n и $(R_{n-1} + \Delta_n)$. Потребовав при этом равенства нулю числителя в выражении (2), получим следующие соотношения для пока неопределенных значений эффективных плотностей слоев $\bar{\rho}_n$ и весовых долей $\bar{w}_{kn}$ ядер из их составов, в том числе и вошедших в эти составы после гомогенизации:

$$\bar{\rho}_n \bar{w}_{kn} \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr = \frac{(M_n - \delta M_n)}{(V_n - \delta V_n)} w_{kn} \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n}^{R_n - \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr, 1 \leq k \leq K;$$

$$\bar{\rho}_n \bar{w}_{kn} \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr = \frac{\delta M_n}{\delta V_n} w_k \left[\int_{R_n - \delta_n}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr + \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr \right], K+1 \leq k \leq K+P.$$

При записи этих соотношений мы пренебрегли отличиями одногрупповых констант до гомогенизации и после гомогенизации покрытия. Последние определяются формулой

$$\bar{\sigma}(k, n) = \sum_{i=1}^I \sigma_{ik} \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_{0i}(r) dr / \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr, 1 \leq k \leq K+P.$$

Напомним, что функции $\varphi_{0i}(r)$ и $\varphi_0(r)$ соответствуют решениям невозмущенных изменениями каких-либо параметров многогрупповых кинетических уравнений, так что отличия одногрупповых констант до и после гомогенизации покрытия связаны лишь с изменением пространственных областей, по которым для каждого слоя усредняется многогрупповой спектр нейтронов. Поскольку на практике покрытие имеет малую оптическую толщину, а нейтроны генерируются только в топливных слоях, можно пренебречь влиянием изменения области усреднения спектра на одногрупповые константы.

Приняв во внимание, что должна выполняться нормировка

$$\sum_{k=1}^{K+P} \bar{w}_{kn} = 1,$$

получим с помощью вышеприведенных соотношений следующие выражения для искомых плотностей слоев $\bar{\rho}_n$ и весовых долей $\bar{w}_{kn}$ ядер:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho}_n &= \rho_{nf} (1 - \omega_n) + \rho_{nc} \omega_n; \\ \bar{w}_{kn} &= \begin{cases} \frac{\rho_{nf} (1 - \omega_n) w_{kn}}{\rho_{nf} (1 - \omega_n) + \rho_{nc} \omega_n}, 1 \leq k \leq K; \\ \frac{\rho_{nc} \omega_n w_k}{\rho_{nf} (1 - \omega_n) + \rho_{nc} \omega_n}, K+1 \leq k \leq K+P. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь использованы обозначения:

$$\rho_{nf} = (M_n - \delta M_n) / (V_n - \delta V_n);$$

$$\rho_{nc} = \delta M_n / \delta V_n;$$

$$\omega_n = \frac{\int_{R_n - \delta_n}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr + \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_{n-1} + \Delta_{n-1} + \delta_n} r^2 \varphi_0(r) dr}{\int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr}.$$

Если пренебречь отличием одногрупповых потоков, усредненных по суммарному объему занятых покрытием сферических слоев для топливного слоя с индексом n и по слою между радиусами R_n и $(R_{n-1} + \Delta_{n-1})$, то

$$\omega_n = \delta V_n / V_n.$$

Тогда формулы (3) начинают соответствовать простейшему приему гомогенизации покрытия, который по-прежнему сводится к однородному перемешиванию топлива и материала покрытия по объемам отдельных сферических слоев, ограниченных радиусами R_n и $(R_{n-1} + \Delta_{n-1})$, но при условии сохранения суммы масс покрытия и топлива для каждого слоя без требования обращения в ноль числителя выражения (2).

Если принять во внимание, что на практике $\delta_n \ll (R_{n-1} + \Delta_{n-1})$, для расчетов ω_n можно предложить следующее выражение:

$$\omega_n \approx \delta_n \frac{R_n^2 \varphi_0(R_n) + (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^2 \varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1})}{\int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr}.$$

3. УСТРАНЕНИЕ ЗАЗОРОВ МЕЖДУ СЛОЯМИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

Между сферическими слоями АЗ сборок имеются технологические зазоры, необходимые для монтажа системы на экспериментальном стенде. Эти зазоры обеспечиваются соответствующим выбором номинальных размеров и допусков на них. Допуск характеризует предельные, минимальное и максимальное, допустимые отклонения фактических размеров от номинальных при изготовлении детали. Как правило, в чертежах на сферические детали слоев АЗ все допуски на размеры указываются "в тело". Если считать, что каждый фактический размер лежит точно в середине указанного допуска, то ширина сферического зазора между поверхностями двух смежных слоев будет равна величине допуска. Зазоры могут быть введены в конструкцию и путем выбора номинальных размеров смежных слоев так, что они смыкаются не до упора даже без учета допусков. Это делается для компенсации возможных температурных расширений слоев.

Возможно упрощение сферической модели эталонной критической сборки, сводящееся к устранению зазоров между слоями АЗ путем перемещения внутренних поверхностей всех слоев, исключая первый, на половину ширины соответствующих зазоров к центру и перемещения внешних поверхностей всех слоев, исключая последний, на половину ширины соответствующих зазоров от центра. Если не ставить вопрос о сохранении величины k_{eff} при таком упрощении, но сохранять массы слоев, не меняя весовых долей ядер из их состава, то смещение Δk_{eff} из-за такого упрощения можно записать в виде

$$\Delta k_{eff} = \delta k_{1,out} + \sum_{n=2}^{N-1} (\delta k_{n,in} + \delta k_{n,out}) + \delta k_{N,in}.$$

Здесь использованы обозначения: $\delta k_{n,in}$ ($n \neq 1$) - изменение величины k_{eff} из-за смещения по направлению к центру внутренней поверхности слоя с индексом n на половину ширины зазора между этим слоем и предыдущим; $\delta k_{n,out}$ ($n \neq N$) - изменение величины k_{eff} из-за смещения по направлению от центра внешней поверхности слоя с индексом n на половину ширины зазора между этим слоем и следующим; при указанных перемещениях массы слоев должны сохраняться. Пренебрегая различиями одногрупповых констант до и после устранения зазоров, можно записать следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} \delta k_{n,in} &= k_{eff} \frac{\Delta_{n-1} (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^2}{2} \cdot \frac{\varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1}) - \bar{\varphi}_{0n}}{v_f N_f} h_n; \\ \delta k_{n,out} &= k_{eff} \frac{\Delta_n R_n^2}{2} \cdot \frac{\varphi_0(R_n) - \bar{\varphi}_{0n}}{v_f N_f} h_n; \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$h_n = \sum_{k=1}^{K+P} \frac{N_0}{A_k} \left[v_f \sigma_f(k, n) - k_{eff} \sigma_a(k, n) \right] \bar{w}_{kn} \frac{\bar{M}_n}{V_n};$$

$$\bar{\varphi}_{0n} = \frac{3 \int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr}{R_n^3 - (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^3}.$$

$\bar{M}_n, \bar{w}_{kn}$ - масса слоя с индексом n и весовые доли входящих в него компонент после гомогенизации покрытия были определены в разделе 2; V_n - объем этого же слоя до устранения зазоров. При записи выражений (4) мы учли, что на практике $0,5\Delta_{n-1} \ll (R_{n-1} + \Delta_{n-1})$ и $0,5\Delta_n \ll R_n$. Поэтому отношение $\delta V_n/V_n$, где δV_n - приращение объема слоя с индексом n из-за устранения прилегающей части зазоров, было приближенно представлено в виде

$$\frac{\delta V_n}{V_n} \approx 1,5 \frac{\Delta_n R_n^2 + \Delta_{n-1} (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^2}{R_n^3 - (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^3},$$

и было использовано, что по той же причине

$$\int_{R_n}^{R_n + \Delta_n / 2} r^2 \varphi_0(r) dr \approx \frac{\Delta_n}{2} R_n^2 \varphi_0(R_n);$$

$$\int_{R_{n-1} + \Delta_{n-1} / 2}^{R_{n-1} + \Delta_{n-1}} r^2 \varphi_0(r) dr \approx \frac{\Delta_{n-1}}{2} (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^2 \varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1}).$$

Подчеркнем, что в рассматриваемом случае невозмущенной является система, к которой можно перейти после реализации процедуры из раздела 2. Поэтому фигурирующие в настоящем разделе значения одногруппового потока нейтронов, пространственных интегралов от него и одногрупповых констант должны соответствовать решениям многогрупповых кинетических уравнений для сборки с гомогенизированным покрытием слоев АЗ, параметры которых установлены в предыдущем разделе.

В слоях АЗ значения $h_n > 0$, а функция $\varphi_0(r)$ монотонно уменьшается во всех слоях, начиная со второго (при отсутствии центральной полости это имело бы место и в первом слое). Следовательно, $\varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1}) > \bar{\varphi}_{0n}$, а $\varphi_0(R_n) < \bar{\varphi}_{0n}$, причем последнее неравенство выполняется в первом слое и при наличии центральной полости. Поэтому $\delta k_{n, in} > 0$, а $\delta k_{n, out} < 0$. Если учесть далее, что на практике $\Delta_{n-1} \approx \Delta_n$, а также то, что $\bar{\varphi}_{0n}$ не меньше среднеарифметического значений $\varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1})$ и $\varphi_0(R_n)$, то сумма $(\delta k_{n, in} + \delta k_{n, out}) < 0$. При появлении отражателя значения $\varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1})$ и $\varphi_0(R_n)$, имевшие место для активной зоны без отражателя, получают приращения, причем приращение $\varphi_0(R_n)$ больше. Следовательно, разность $(\varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1}) - \varphi_0(R_n))$ уменьшается. Поэтому и модуль суммы $(\delta k_{n, in} + \delta k_{n, out})$ уменьшается, обращаясь в ноль в предельном случае однородного распределения, когда $\varphi_0(R_{n-1} + \Delta_{n-1}) = \varphi_0(R_n)$. Рассуждая подобным образом и учитывая, что на практике колебания h_n в зависимости от n незначительны, можно увидеть, что модуль величины $\delta k_{l, out} < 0$ больше значения $\delta k_{N, in} > 0$, так что в итоге величина смещения Δk_{eff} из-за устранения зазоров между слоями активной зоны при сохранении массы слоев оказывается меньше нуля. Численный пример, подтверждающий сказанное в этом абзаце, будет приведен в разделе 6 настоящей работы.

Откажемся от сохранения масс слоев при устранении зазоров между ними, но потребуем обращения в ноль числителя выражения (2). Для этого в АЗ без зазоров достаточно сохранить в слоях прежние значения $\bar{w}_{kn}$, но использовать новые значения плотностей слоев $\bar{\rho}_n$, определяемые равенствами:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho}_n &= \frac{\bar{M}_n}{V_n} \cdot \frac{\bar{\varphi}_{0n}}{\bar{\varphi}_{0n} + \delta \bar{\varphi}_{in,n} + \delta \bar{\varphi}_{out,n}}, \quad 1 < n < N; \\ \bar{\rho}_1 &= \frac{\bar{M}_1}{V_1} \cdot \frac{\bar{\varphi}_{01}}{\bar{\varphi}_{01} + \delta \bar{\varphi}_{out,1}}, \quad n = 1; \\ \bar{\rho}_N &= \frac{\bar{M}_N}{V_N} \cdot \frac{\bar{\varphi}_{0N}}{\bar{\varphi}_{0N} + \delta \bar{\varphi}_{in,N}}, \quad n = N, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где

$$\delta \bar{\varphi}_{in,n} = 1,5 \frac{\Delta_{n-1} (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^2}{R_n^3 - (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^3} \varphi_0 (R_{n-1} + \Delta_{n-1});$$

$$\delta \bar{\varphi}_{out,n} = 1,5 \frac{\Delta_n R_n^2}{R_n^3 - (R_{n-1} + \Delta_{n-1})^3} \varphi_0 (R_n).$$

К ранее рассмотренному способу устранения зазоров при сохранении масс слоев, когда $\bar{\rho}_n = \bar{M} / (V_n + \delta V_n)$, а $\Delta k_{eff} \neq 0$, легко перейти, положив в формулах (5)

$$\delta \bar{\varphi}_{in,n} + \delta \bar{\varphi}_{out,n} = \frac{\delta V_n}{V_n} \bar{\varphi}_{0n}, \quad 1 < n < N;$$

$$\delta \bar{\varphi}_{out,1} = \frac{\delta V_1}{V_1} \bar{\varphi}_{01};$$

$$\delta \bar{\varphi}_{in,N} = \frac{\delta V_N}{V_N} \bar{\varphi}_{0N}.$$

Эти равенства эквивалентны предположению о совпадении одногрупповых потоков, усредненных для каждого слоя по объему топлива до устранения зазоров и по суммарному объему прилегающих к каждому слою частей зазоров.

4. ГОМОГЕНИЗАЦИЯ СЛОИСТОЙ АКТИВНОЙ ЗОНЫ БЕЗ ЗАЗОРОВ

Пусть M_n , V_n , w_{kn} - массы и объемы слоев АЗ, найденные после реализации представленной в разделе 3 процедуры устранения зазоров между ними, и весовые доли ядер из их состава, ставшие известными после процедуры гомогенизации покрытия из раздела 1. Объемам V_n поставим в соответствие значения R_{n-1} и R_n внутренних и внешних радиусов слоев, причем R_0 - радиус центральной полости. Слои сдвинуты до упора, так что внутренний радиус рассматриваемого слоя является внешним радиусом предыдущего. Если значения плотностей слоев M_n/V_n и весовых долей w_{kn} от слоя к слою меняются незначительно, можно попытаться перейти от слоистой АЗ к однородной, характеризуемой одним значением плотности и одним набором весовых долей. Невозможной в рассматриваемом случае является система, к которой можно перейти после реализации процедуры из предыдущего раздела. Поэтому фигурирующие в настоящем разделе значения пространственных интегралов от одногруппового потока нейтронов и одногрупповых констант должны соответствовать решениям многогрупповых кинетических уравнений для сборки без зазоров между слоями АЗ, параметры которых установлены в предыдущем разделе.

Простейший прием перехода к однородной АЗ сводится к требованию сохранения суммы масс слоев АЗ и полного количества содержащихся в них конкретных ядер при сохранении полного объема АЗ. Тогда для плотности $\bar{\rho}$ однородной АЗ и весовых долей $\bar{w}_k$ входящих в ее состав ядер можно записать выражения:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho}_n &= \frac{\sum_{n=1}^N M_n}{\sum_{n=1}^N V_n}; \\ \bar{w}_k &= \frac{\sum_{n=1}^N w_{kn} M_n}{\sum_{n=1}^N M_n} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Для смещения величины k_{eff} из-за такого перехода к однородной АЗ с помощью (2) можно получить:

$$\Delta k_{eff} = k_{eff} \frac{\sum_{k=1}^K \delta k_{eff}(k)}{v_f N_f}, \quad (7)$$

где

$$\delta k_{eff}(k) = \frac{N_a}{A_k} \left\{ \bar{\rho} \bar{w}_k [\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(k) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(k)] \int_{R_0}^{R_N} r^2 \varphi_0(r) dr - \sum_{n=1}^N \frac{M_n}{V_n} w_{kn} [v_f \sigma_f(k, n) - k_{eff} \sigma_a(k, n)] \int_{R_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr \right\}.$$

Однотрупповые нейтронные константы в слоях АЗ и для однородной АЗ записываются в виде:

$$\sigma(k, n) = \sum_{i=1}^I \sigma_{ik} \int_{R_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_{0i}(r) dr / \int_{R_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr;$$

$$\bar{\sigma}(k) = \sum_{n=1}^N \sigma(k, n) \phi_n;$$

$$\phi_n = \frac{\int_{R_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr}{\sum_{n=1}^N \int_{R_{n-1}}^{R_n} r^2 \varphi_0(r) dr}.$$

Практика расчетов показывает, что смещения величины k_{eff} из-за использования формул (6) достигают наибольших по модулю значений для АЗ без отражателя, а среди них для тех, в которых больше коэффициент неравномерности функции $\varphi_0(r)$, равный при наличии полости отношению $\varphi_0(r \approx R_0) / \varphi_0(R_N)$. В этих случаях модуль этого смещения может стать уже сравнимым с величиной погрешности экспериментального определения k_{eff} .

Можно отказаться от простых формул (6), потребовав обращения в ноль числителя выражения (7). Учитывая при этом, что должна иметь место нормировка

$$\sum_{k=1}^K \bar{w}_k = 1,$$

получим в итоге для определяемых таким образом $\bar{\rho}$ и $\bar{w}_k$ следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho} &= \sum_{k=1}^K \frac{\sum_{n=1}^N \frac{M_n}{V_n} w_{kn} [v_f \sigma_f(k, n) - k_{eff} \sigma_a(k, n)] \phi_n}{[\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(k) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(k)]}; \\ \bar{w}_k &= \frac{\sum_{n=1}^N \frac{M_n}{V_n} w_{kn} [v_f \sigma_f(k, n) - k_{eff} \sigma_a(k, n)] \phi_n}{\bar{\rho} [\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(k) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(k)]}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Легко увидеть, что эти формулы переходят в формулы (6), если положить для всех n

$$[v_f \sigma_f(k, n) - k_{eff} \sigma_a(k, n)] = [\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(k) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(k)];$$

$$\phi_n = \frac{V_n}{\sum_{n=1}^N V_n}.$$

Первое из этих равенств эквивалентно предположению о совпадении средних по слоям многогрупповых спектров потока нейтронов между собой. Строго говоря, даже при независимости значений M_n/V_n и w_{kn} от n это предположение несправедливо, так как при перемещении от центра АЗ к ее внешней поверхности энергетический спектр нейтронов изменяется и особенно заметно при наличии отражателя. Второе равенство является следствием предположения о совпадении средних по объему каждого слоя одногрупповых потоков нейтронов между собой. Это предположение неверно в принципе, так как во всех слоях АЗ, начиная со второго (при отсутствии центральной полости и для первого слоя), функция $\phi_0(r)$ монотонно уменьшается при увеличении r и производная этой функции увеличивается по модулю при удалении от центра АЗ тем заметнее, чем меньше толщина отражателя. Можно предполагать, что в соответствии со сказанным модуль разности между величиной k_{eff} , найденной при решении многогрупповых уравнений для сборки с однородной АЗ, параметры которой определены по формулам (8), и величиной k_{eff} для невозмущенной системы будет меньше модуля аналогичной разности при использовании в качестве параметров однородной АЗ величин, определенных по формулам (6). Это предположение подтверждено численным примером в разделе 6 настоящей работы.

5. СОКРАЩЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА КОМПОНЕНТ СОСТАВА ОДНОРОДНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

В первоначальных составах топливных слоев АЗ присутствовали делящиеся ядра, а также ядра из группы балластных примесей и возможные легирующие добавки. Часть делящихся ядер и ядер из состава легирующих добавок и ядра из группы балластных примесей характеризуются малыми концентрациями. После гомогенизации покрытия топливных слоев в составе результирующих слоев появляются ядра, в том числе характеризующиеся малыми концентрациями, из состава покрытия. Часть этих ядер может быть присоединена к имеющим тот же атомный вес ядрам из числа балластных примесей или легирующих добавок. Можно удалить ядра с малыми концентрациями из состава однородной АЗ, сократив тем самым количество компонент ее состава. В рассматриваемом случае невозмущенной является система, к которой можно перейти после реализации процедуры из раздела 4. Поэтому фигурирующие в настоящем разделе значения одногрупповых констант должны соответствовать решениям многогрупповых кинетических уравнений для сборки с однородной АЗ с параметрами, определенными в предыдущем разделе.

Пусть в исходном составе делящиеся ядра и легирующие добавки пронумерованы индексами k от 1 до L включительно, основные ядра из состава покрытия - индексами k от $(L + 1)$ до N . Оставшиеся ядра из состава покрытия и ядра с малыми концентрациями из состава легирующих добавок причислим к балластным примесям, и всем этим ядрам припишем индексы k от $(N + 1)$ до K . Ограничимся случаем замены одного делящегося ядра с индексом $k = L$ делящимся же ядром с индексом $k = (L - 1)$. Ядра из числа балластных примесей с индексами k от $(N + 1)$ до $(N + 1 + P)$ заменим на ядро с индексом $(N + 1 + p)$ из этой же части списка, где $p < P$; ядра из числа балластных примесей с индексами k от $(N + 2 + P)$ до $(N + 2 + Q)$ - на ядро с индексом $(N + 2 + q)$ из этой же части списка, где $q < Q$; оставшиеся ядра балластных примесей с индексами k от $(N + 3 + Q)$ до K -

на ядро с индексом $(N + 3 + r)$ из этой же части списка, где $r > Q$. Таким образом, число сохраняемых в составе ядер равно $(N + 2)$.

В итоговом составе оставшиеся делящиеся ядра и легирующие добавки пронумеруем индексами k от 1 до $(L - 1)$, расположив их в той же последовательности, что и в исходном составе. В той же последовательности расположим и оставшиеся ядра из состава покрытия, приписав им индексы k от $(L + 1)$ до N . Оставшимся ядрам из числа балластных примесей, которым в исходном составе соответствовали индексы $k = (N + 1 + p)$, $(N + 2q)$ и $(N + 3 + r)$, в итоговом составе припишем индексы $k = L$, $(N + 1)$ и $(N + 2)$ соответственно. Понятно, что отбрасываемое делящееся ядро должно быть эффективно объединено с однотипным делящимся ядром (например, оба ядра должны иметь пороговый характер реакции деления под действием нейтронов). Балластные примеси следует разбить на три группы ядер по принципу близости атомных весов в каждой группе, и в каждой группе сохранять в итоговой композиции ядро с наибольшим для данной группы содержанием в исходном составе.

Легко показать, что при тех же допущениях, при которых были получены предыдущие выражения, можно добиться обращения в ноль числителя выражения (2) и в рассматриваемом случае, если вычислять искомые $\bar{\rho}$ и $\bar{w}_k$ по формулам:

$$\begin{aligned} \bar{\rho} = \rho \left\{ \sum_{k=1}^{L-1} w_k + \frac{w_L A_{L-1} [\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(L) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(L)]}{A_L [\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(L-1) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(L-1)]} + \sum_{k=L+1}^N w_k + \right. \\ \left. + \sum_{k=N+1}^{N+1+p} \frac{w_k A_{N+1+p} \bar{\sigma}_\gamma(k)}{A_k \bar{\sigma}_\gamma(N+1+p)} + \sum_{k=N+2+p}^{N+2+Q} \frac{w_k A_{N+2+q} \bar{\sigma}_\gamma(k)}{A_k \bar{\sigma}_\gamma(N+2+q)} + \sum_{k=N+3+Q}^K \frac{w_k A_{N+3+r} \bar{\sigma}_\gamma(k)}{A_k \bar{\sigma}_\gamma(N+3+r)} \right\}; \\ \bar{w}_k = w_k \frac{\rho}{\bar{\rho}}, \quad 1 \leq k \leq (L-2); \\ \bar{w}_{L-1} = \frac{\rho}{\bar{\rho}} \left\{ w_{L-1} + w_L \frac{A_{L-1} [\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(L) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(L)]}{A_L [\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(L-1) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(L-1)]} \right\}; \\ \bar{w}_k = w_k \frac{\rho}{\bar{\rho}}, \quad (L+1) \leq k \leq N; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{w}_L &= \frac{\rho}{\bar{\rho}} \sum_{k'=N+1}^{N+1+p} w_{k'} \frac{A_{N+1+p} \bar{\sigma}_\gamma(k')}{A_{k'} \bar{\sigma}_\gamma(N+1+p)}; \\ \bar{w}_{N+1} &= \frac{\rho}{\bar{\rho}} \sum_{k'=N+2+p}^{N+2+Q} w_{k'} \frac{A_{N+2+q} \bar{\sigma}_\gamma(k')}{A_{k'} \bar{\sigma}_\gamma(N+2+q)}; \\ \bar{w}_{N+2} &= \frac{\rho}{\bar{\rho}} \sum_{k'=N+3+Q}^K w_{k'} \frac{A_{N+3+r} \bar{\sigma}_\gamma(k')}{A_{k'} \bar{\sigma}_\gamma(N+3+r)}. \end{aligned}$$

Здесь $\bar{\rho}$ и $\bar{w}_k$ - искомые плотность и весовые доли после сокращения компонент состава однородной АЗ; ρ и w_k - плотность и весовые доли для исходной однородной АЗ, которые были определены в предыдущем разделе. Как и должно быть, выполняется нормировка

$$\sum_{k=1}^{N+2} \bar{w}_k = 1.$$

Следует учесть, что при указанном выборе порядка перечисления оставленных ядер из состава балластных примесей имеют место тождества:

$$\begin{aligned} A_L &\equiv A_{N+1+p}, & \bar{\sigma}_\gamma(L) &\equiv \bar{\sigma}_\gamma(N+1+p); \\ A_{N+1} &\equiv A_{N+2+q}, & \bar{\sigma}_\gamma(N+1) &\equiv \bar{\sigma}_\gamma(N+2+q); \\ A_{N+2} &\equiv A_{N+3+r}, & \bar{\sigma}_\gamma(N+2) &\equiv \bar{\sigma}_\gamma(N+3+r). \end{aligned}$$

С помощью выражений (9) легко увидеть, что сокращение числа компонент состава однородной АЗ сводится к простому суммированию соответствующих весовых долей и сохранению плотности только при выполнении равенств:

$$\begin{aligned} A_{L-1}[\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(L) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(L)] &= A_L[\bar{v}_f \bar{\sigma}_f(L-1) - k_{eff} \bar{\sigma}_a(L-1)]; \\ A_{N+1+p} \bar{\sigma}_\gamma(k) &= A_k \bar{\sigma}_\gamma(N+1+p), & (N+1) \leq k \leq (N+1+P); \\ A_{N+2+q} \bar{\sigma}_\gamma(k) &= A_k \bar{\sigma}_\gamma(N+2+q), & (N+2+P) \leq k \leq (N+2+Q); \\ A_{N+3+r} \bar{\sigma}_\gamma(k) &= A_k \bar{\sigma}_\gamma(N+3+r), & (N+3+Q) \leq k \leq K. \end{aligned}$$

6. ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

Для иллюстрации сказанного в разделе 3 по поводу знаков величин $\delta k_{n,in}$ и $\delta k_{n,out}$, определяемых формулами (4), приведем численный пример. Была рассмотрена сферическая сборка с АЗ из высокообогащенного металлического урана и с вплотную примыкающим к АЗ отражателем из графита без примесей с плотностью 2,62 г/см³ различной толщины Δ_{ref} . В качестве АЗ была использована АЗ слоистой сферической модели эталонной критической сборки HEU-MET-FAST-001 из работы [1], в которой был отброшен последний слой (Shell # 6). Центральная полость отсутствует. Для каждой из нескольких рассмотренных толщин отражателя были проведены следующие расчеты k_{eff} :

- вариант 1 - АЗ с зазорами;
- вариант 2 (inner) - внутренние поверхности всех слоев АЗ одновременно смещаются на половину соответствующих зазоров к центру при сохранении масс слоев;
- вариант 3 (outer) - внешние поверхности всех слоев АЗ за исключением последнего одновременно смещаются на половину соответствующих зазоров от центра при сохранении масс слоев;
- вариант 4 (inner+outer) - осуществляются одновременные перемещения поверхностей слоев, указанные в вариантах 2 и 3, при сохранении их масс.

Расчеты проводились в S_{16} - приближении S_n - метода на равномерной радиальной сетке в каждом слое с шагом $\approx 0,1$ см, в том числе и в отражателе и с числом узлов в зазорах не меньше трех, включая границы. Точность обрыва внешних итераций составляла $\delta k_{eff} = 10^{-5}$. Программа представлена, например, в работе [2]. Использовались восьмигрупповые нейтронные константы, подготовленные по библиотеке элементарных нейтронных данных ENDL-78. Угловое распределение рассеянных нейтронов в этой системе констант аппроксимировалось P_9 - приближением. В табл. 1 приводятся значения разности между величинами k_{eff} , соответствующими вариантам 2, 3 и 4, и величинами k_{eff} из варианта 1.

Таблица 1

Расчетные смещения k_{eff}

Вариант	$\Delta_{ref} = 0$	$\Delta_{ref} = 2$ см	$\Delta_{ref} = 4$ см	$\Delta_{ref} = 6$ см
inner	+ 0,0005	+ 0,0003	+ 0,0002	—
outer	- 0,0008	- 0,0005	- 0,0004	—
inner+outer	-0,0003	- 0,0002	- 0,0002	- 0,00014

Далее, для этой же эталонной сборки HEU-MET-FAST-001, но без отбрасывания последнего слоя и без введения отражателя была рассмотрена задача по устранению зазоров между слоями АЗ. В табл. 2 приведены исходные параметры слоев сборки из работы [1], границы слоев без зазоров, плотности слоев после устранения зазоров с сохранением масс слоев, плотности слоев, вычисленные по формулам (5) из раздела 2, и соответствующие значения Δk_{eff} . Значения одnogрупповых потоков нейтронов, входящие в формулы (5), определялись

при расчете k_{eff} для невозмущенной системы. В этом примере и при переходе к однородной АЗ многогрупповые кинетические уравнения решались численно в P_{13} - приближении метода сферических гармоник на равномерной радиальной сетке с шагом $\approx 0,1$ см в каждом слое и при наличии не менее трех узлов в зазорах, включая границы. В программе реализован подход, предложенный в работе [3]. Использовались те же восьмигрупповые константы, что и при получении данных из табл. 1. Точность обрыва внешних итераций составляла $\delta k_{eff} = 10^{-5}$. Значения Δk_{eff} из табл. 2 (и из табл. 3) представляют собой разности между полученными указанным методом значениями k_{eff} для возмущенных систем и величиной k_{eff} для невозмущенной системы.

Экспериментально определенное значение k_{eff} для эталонной сборки HEU-MET-FAST-001 равно $(1 \pm 0,001)$, а суммарная масса слоев $M_{AZ} = (52,367 \pm 0,157)$ кг [1]. Как видно из табл. 2, при устранении зазоров с сохранением массы величина k_{eff} уменьшается на 0,00031. При использовании же формул (5) смещение k_{eff} составляет по модулю уже только 0,00003, а суммарная масса слоев увеличивается на 13 г и становится равной 52,380 кг, т.е. не выходит из границ приведенного интервала измеренных значений M_{AZ} . Таким образом, использование формул (5) привело в рассмотренном примере к совпадению значений k_{eff} для невозмущенной и возмущенной систем в пределах четырех знаков после запятой, т.е. с достаточной для практических приложений точностью, и к сохранению критической массы в пределах ее погрешности.

При переходе к однородной АЗ невозмущенными параметрами были уже внешние границы слоев активной зоны без зазоров из столбца 9 табл. 2, соответствующие массовые доли компонент их составов и результирующие плотности слоев из последнего столбца табл. 2. Невозмущенные параметры представлены и в табл. 3. В этой же таблице указаны и параметры возмущенных систем, а также соответствующие им значения смещений величины k_{eff} от значения этой характеристики для невозмущенной системы. Из табл. 3 видно, что гомогенизация слоистой АЗ без зазоров при сохранении массы и чисел ядер, т.е. при использовании формул (6), приводит к уменьшению величины k_{eff} на 0,00154. Это значение превышает приведенную выше погрешность измерения k_{eff} для эталонной сборки HEU-MET-FAST-001. Применение же формул (8) ведет к увеличению массы АЗ на 75 г, оставляя ее в вышеуказанных границах измеренной величины, и к падению k_{eff} уже только на 0,00031, что заметно ниже погрешности измерения k_{eff} . Добиться совпадения значений k_{eff} для возмущенной и невозмущенной систем в пределах четырех знаков после запятой в этом случае можно заменой плотности $18,6937$ г/см³ на $18,7005$ г/см³. Итоговая масса однородной АЗ станет равной 52,475 кг, по-прежнему согласуясь с критической массой эталонной сборки HEU-MET-FAST-001 из работы [1] в пределах ее погрешности, а величина $\Delta k_{eff} = 0,00001$.

Задачи гомогенизации покрытия и сокращения числа компонент однородной АЗ, эквивалентной в смысле сохранения величины k_{eff} АЗ эталонной сборки HEU-MET-FAST-001, здесь нами не рассматривались, так как у слоев сферической модели этой сборки из работы [1] отсутствует защитное покрытие, а в приводимых составах слоев нет ни балластных примесей, ни легирующих добавок. Заметим лишь, что на практике устранение зазоров между слоями АЗ и особенно переход к однородной АЗ приводят к большим по модулю смещениям величины k_{eff} по сравнению со случаями гомогенизации покрытия или удаления из состава компонент с малыми концентрациями при условии сохранения исходных масс во всех четырех случаях.

Естественно будет поставить вопрос: какова зависимость параметров эквивалентныхборок от использованных при их получении нейтронных констант и метода решения многогрупповых кинетических уравнений? Для ответа на этот вопрос были повторены расчеты k_{eff} исходной эталонной слоистой сборки HEU-MET-FAST-001 с зазорами и эквивалентных ей моделей, параметры которых были установлены нами выше в восьмигрупповом приближении методом сферических гармоник. Кроме того, был проведен расчет k_{eff} и для однородной модели этой сборки, параметры которой даны в [1] и которая известна под названием "Godiva". Расчеты проводились в S_{10} - приближении S_n - метода на равномерной сетке с шагом $\approx 0,1$ см в делящемся материале и с числом узлов в зазорах не меньше трех, включая границы. Точность обрыва внешних итераций составляла $\delta k_{eff} = 10^{-4}$. Использовались 32-групповые нейтронные константы, подготовленные по библиотеке элементарных нейтронных данных ENDF/B-6. Угловое распределение рассеянных нейтронов в этой системе констант аппроксимировалось P_5 - приближением. Результаты расчетов представлены в табл. 4. В таблице использованы следующие обозначения:

- модель 1 - эквивалентная слоистая модель без зазоров, внешние радиусы слоев которой представлены в столбце 9 табл. 2, плотности слоев - в последнем столбце этой таблицы и в ней же указаны массовые доли компонент состава слоев;

- модель 2 - эквивалентная однородная модель с внешним радиусом 8,7499 см, плотностью $18,7005$ г/см³ и массовыми долями из последнего столбца табл. 3.

Таблица 2

Параметры сборки HEU-MET-FAST-001 до и после устранения зазоров

Номер слоя	Невозмущенные параметры [1]				Возмущенные параметры			
	Радиус, см		Плотность, г/см ³	Массовая доля		Радиус, см		Плотность, г/см ³
	внутренний	внешний		²³⁴ U	²³⁵ U	внутренний	внешний	
1	0	1,0216	18,806	0,0102	0,9326	0	1,03785	17,9364
2	1,0541	6,2809	18,806	0,0102	0,9390	1,03785	6,2873	18,7443
3	6,2937	7,7525	18,806	0,0102	0,9395	6,2873	7,75725	18,6667
4	7,7620	8,2527	18,806	0,0102	0,9358	7,75725	8,25685	18,4722
5	8,2610	8,7062	18,806	0,0102	0,9389	8,25685	8,7062	18,6414
6	8,7062	8,7499	18,660	0,0102	0,9386	8,7062	8,7499	18,660
Δk_{eff}			-			-		- 0,00031

Таблица 3

Параметры сборки HEU-MET-FAST-001 до и после гомогенизации слоистой активной зоны без зазоров

Номер слоя	Невозмущенные параметры				Возмущенные параметры			
	Внешний радиус, см	Плотность, г/см ³	Массовая доля		Внешний радиус, см	Формулы (6)		Формулы (8)
			²³⁴ U	²³⁵ U		Плотность	Массовая доля	
1	1,03785	17,9525	0,0102	0,9326	8,7499	18,6669	²³⁴ U - 0,0102	²³⁴ U - 0,0102
2	6,2873	18,7561	0,0102	0,9390			²³⁵ U - 0,9387	18,6937
3	7,75725	18,6643	0,0102	0,9395				
4	8,25685	18,4631	0,0102	0,9358				
5	8,7062	18,6561	0,0102	0,9389			²³⁸ U - 0,0511	²³⁸ U - 0,0510
6	8,7499	18,660	0,0102	0,9386				
Δk_{eff}			-		-	- 0,00154		- 0,00031

Для полноты изложения приведем и параметры однородного шара "Godiva" из работы [1]: внешний радиус 8,7407 см, плотность 18,74 г/см³, массовые доли содержания ²³⁴U - 0,0102, ²³⁵U - 0,9371, ²³⁸U - 0,0527. Массы всех сборок приводятся в табл. 4.

Из данных табл. 4 следует, что смена метода численного решения многогрупповых кинетических уравнений и системы многогрупповых нейтронных констант не привела в рассматриваемом примере к нарушению эквивалентности моделей 1 и 2 сборке HEU-MET-FAST-001 в смысле сохранения величины k_{eff} . Кроме того, на основании данных табл. 4 можно утверждать, что эти модели эквивалентны сборке HEU-MET-FAST-001 с той же степенью точности, что и классическая модель "Godiva". Массы всех трех моделей согласуются между собой и с экспериментально определенной массой сборки HEU-MET-FAST-001 в пределах ее погрешности.

Таблица 4

Расчетные значения k_{eff}

Сборка	S_{10} - приближение, 32 группы ENDF/B-6	M_{A3} , кг
HEU-MET-FAST-001	1,0021	$52,367 \pm 0,157$ [1]
Модель 1	1,0021	52,380
Модель 2	1,0021	52,475
"Godiva"	1,0021	52,420 [1]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены формулы расчета параметров АЗ сферических критическихборок на быстрых нейтронах, в которых по сравнению с исходной гомогенизировано защитное покрытие слоев, затем устранены зазоры между слоями, далее гомогенизирована сама АЗ и наконец сокращено число компонент состава однородной АЗ. Итоговые модели АЗ эквивалентны исходной в смысле сохранения величины k_{eff} . Вопрос эквивалентности важен для эталонных критическихборок.

Полученные формулы достаточно просты. Эта простота достигнута благодаря предположению о том, что основной причиной вариаций величины k_{eff} являются малые изменения параметров, входящих явно в интегральное выражение (1) для этой характеристики, а возмущения многогрупповых потоков нейтронов из-за тех же изменений параметров приводят к вариациям k_{eff} второго порядка малости и ими можно пренебречь. Платой за это является то, что использование рассчитанных по предложенным формулам (3), (5), (8) и (9) параметров эквивалентных моделей АЗ может и не обеспечить сохранения величины k_{eff} с требуемой точностью. Добиться сохранения величины k_{eff} с требуемой точностью можно расчетным путем. Для этого необходимо, несколько раз обращаясь к задаче вычисления k_{eff} при решении многогрупповых кинетических уравнений для возмущенной изменением параметров модели сборки, найти множитель, умножение на который исходных в этой серии расчетов и найденных по вышеуказанным формулам значений $\bar{\rho}_n$ (или значения $\bar{\rho}$ для однородной АЗ) при фиксированных $\bar{w}_{kn}$ (или $\bar{w}_k$ для однородной АЗ) позволит восстановить значение k_{eff} исходной сборки. Если модуль смещения величины k_{eff} меньше 10^{-4} , можно отказаться от последней процедуры. Используемые в полученных нами формулах значения одnogрупповых потоков, интегралов от них и одnogрупповых констант могут быть получены заранее при рассмотрении невозмущенной изменением параметров многогрупповой задачи определения k_{eff} . В использованной нами программе численного решения многогрупповых кинетических уравнений методом сферических гармоник предусмотрена организация расчета и выдачи этих величин.

Можно было бы для решения поставленных задач и с целью устранения недостатка, отмеченного в предыдущем абзаце, выбрать и другой путь, связанный с использованием классической теории возмущений [4]. Однако получающиеся при этом выражения требуют проведения заметно большего объема вычислений по сравнению с полученными нами формулами. Проанализируем для иллюстрации в определенном смысле простейшую с точки зрения применения классической теории возмущений задачу гомогенизации слоистой АЗ без зазоров, сохранив обозначения параметров из раздела 4 настоящей работы. Для невозмущенной системы рассматриваются многогрупповые кинетические уравнения в задаче определения k_{eff} , а для возмущенной, то есть для сборки с однородной АЗ, - сопряженные многогрупповые кинетические уравнения в той же задаче. Можно показать, что для сохранения величины k_{eff} плотность и массовые доли компонент из состава однородной АЗ должны удовлетворять равенствам:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho} &= \sum_{k=1}^K \frac{\sum_{n=1}^N \frac{M_n}{V_n} w_{kn} \theta_{kn}}{\theta_k}; \\ \bar{w}_k &= \frac{\sum_{n=1}^N \frac{M_n}{V_n} w_{kn} \theta_{kn}}{\bar{\rho} \theta_k}, 1 \leq k \leq K. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь, кроме прежних, использованы обозначения:

$$\theta_{kn} = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^I \int_{R_{n-1}}^{R_n} r^2 \left[v_{fik} \sigma_{fik} \chi_{fk}(i \Rightarrow j) + k_{eff} \sigma_{sik} \chi_{sk}(i \Rightarrow j) - k_{eff} \delta_{ij} \sigma_{tik} g_{ij}(r) \right] \varphi_{0i}(r) \varphi_{0j}^+(r) dr;$$

$$\theta_k = \sum_{n=1}^N \theta_{kn};$$

$$g_{ij}(r) = \frac{2 \int_{-1}^{+1} \varphi_i(r, \mu) \varphi_j^+(r, \mu) d\mu}{\varphi_{0i}(r) \varphi_{0j}^+(r)};$$

$$\varphi_{0j}^+(r) = \int_{-1}^{+1} \varphi_j^+(r, \mu) d\mu;$$

$\varphi_j^+(r, \mu)$ - решения сопряженных многогрупповых кинетических уравнений в задаче определения k_{eff} для возмущенной системы; $\chi_{fk}(i \Rightarrow j)$ - доля вторичных нейтронов, попавших в группу j при делении ядра с индексом k нейтронами группы i ; $\chi_{sk}(i \Rightarrow j)$ - доля рассеянных нейтронов, попавших в группу j после рассеяния в группе i на ядре с индексом k ; σ_{sik} - микроскопическое полное сечение рассеяния нейтронов группы i на ядре с индексом k ; σ_{tik} - полное микроскопическое сечение взаимодействия нейтронов группы i с ядром с индексом k ; δ_{ij} - символ Кронекера. Поскольку $\bar{\rho}$ и $\bar{w}_k$ заранее не известны, в качестве $\varphi_j^+(r, \mu)$ остается использовать решения сопряженных уравнений для невозмущенной системы, что также не гарантирует строгого обращения в ноль смещения величины k_{eff} и при использовании формул (10). Для устранения этого недостатка может быть организован очевидный итерационный процесс. Необходимо сказать, что модуль последнего смещения следует ожидать меньшим аналогичной величины из-за использования формул (8), так как функции $\varphi_j^+(r, \mu)$ присутствуют и в числителях, и в знаменателях выражений (10). Тем не менее использование формул (8) с возможным уточнением величины $\bar{\rho}$ представляется нам менее трудоемкой процедурой, чем расчеты по формулам теории возмущений (10). Еще более громоздкие формулы получаются при использовании теории возмущений при рассмотрении задач из разделов 2 или 3 настоящей работы. Для задачи из раздела 5 можно получить формулы той же степени громоздкости, что и формулы (10).

Для иллюстрации эффективности предложенных нами формул были рассмотрены численные примеры. Показано, что параметры сборок, эквивалентных в смысле сохранения величины k_{eff} эталонной сборке HEU-MET-FAST-001 из работы [1] с АЗ из слоев металлического высокообогащенного урана, разделенных зазорами, не зависят от использованных при их получении метода решения многогрупповых кинетических и системы нейтронных констант. Получены две модели этой сборки, эквивалентные ей не только в указанном смысле, но и с точки зрения сохранения массы АЗ, с той же степенью точности, как и известный однородный шар "Godiva", параметры которого также приведены в работе [1]. В одной модели отсутствуют зазоры между слоями АЗ, другая представляет собой однородный шар.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. LaBauve R.J. Bare, highly enriched uranium sphere (Godiva). - International handbook of evaluated critical safety benchmark experiments. Vol. I I. Highly enriched uranium system, NEA/NSC/DOC(95)03/II. Nuclear energy agency, Organization for Economic Co-Operation and Development, Paris, 1995.
2. Гребенников А.Н., Фарафонов Г.Г., Юдинцев В.Ф. Численное исследование двух методов расчета временной постоянной размножения λ . - ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1990, № 2, с. 43-47.
3. Адамская И.А., Годунов С.К. Метод сферических гармоник в задаче о критических параметрах. - Журнал вычисл. мат. и мат. физ., 1964, т. 4, № 3, с. 473-484
4. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. - М.: Госатомиздат, 1961.

Статья поступила в редакцию
1 ноября 1996 г.

УДК 621.039.514

ЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМА КОРРЕКТИРОВКИ СИСТЕМЫ ЭФФЕКТИВНЫХ КОНСТАНТ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БР-К1

А.С. Кошелев

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

Показана возможность реализации эмпирической формы корректировки эффективных констант запаздывающих нейтронов с использованием специальным образом сформированного файла экспериментальных данных для асимптотического периода разгона реактора в области изменения реактивности между критсостояниями по запаздывающим и мгновенным нейтронам. Приводятся значимые подробности реализованного подхода.

EMPIRICAL SHAPE OF SYSTEM CORRECTION OF DELAYED NEUTRONS EFFECTIVE CONSTANTS FOR BR-K1 PULSE REACTOR. A.S. KOSHELEV. There is shown the realization possibility of empirical shape of delayed neutrons effective constants correction with a use of experimental data specially formed file for asymptotic period of the reactor acceleration in the area of reactivity change between critical state on delayed and prompt neutrons. Important details of realized approach are given.

ВВЕДЕНИЕ

В основе обеспечения прецизионной точности определения реактивности на завершающей стадии процедуры подготовки импульса на мгновенных нейтронах, осуществляемой на исследовательском импульсном ядерном реакторе (ИЯР) с металлической активной зоной (АЗ), лежит возможность проведения специальным образом организованной калибровки соответствующего органа регулирования реактивности (как правило, это так называемый импульсный блок, ИБ) с использованием функциональной связи между реактивностью (с началом отсчета в основном критсостоянии, реализуемом с учетом всех участвующих в процессе размножения нейтронов - запаздывающих, рассеянных на элементах конструкции реакторного стенда, отраженных от стен защитного

каземата и т.д.) и асимптотическим периодом разгона реактора на интервале изменения реактивности $0 < \rho < 0,97\beta_{эф}$.

На практике в качестве основной формы определения функциональной связи между реактивностью ρ и асимптотическим периодом разгона T принята расчетная форма с использованием констант запаздывающих нейтронов для ^{235}U и ^{238}U (как правило, в шестигрупповом формате, из работы [1]) при учете долевого вклада в общее число делений в АЗ от каждого из указанных изотопов. Для ИЯР с компактной АЗ из высокообогащенных сплавов урана (~ 90% по изотопу ^{235}U) доля делений по ^{235}U составляет > 98 %. Ряд отдельных специальных экспериментов, проведенных на ИЯР упомянутого класса БР-1 [2], не выявил каких-либо значимых различий в определенной расчетным путем зависимости $\rho(T)$ с

соответствующими экспериментальными данными. Кроме того, было установлено, что независимо от реальных нагрузок (с возмущением реактивности АЗ БР-1 не более $3,5 \beta_{эф}$ согласно предписаниям комиссии по физпуску) функциональная зависимость $\rho(T)$ для БР-1, по крайней мере на интервале $0 < \rho < 0,97 \beta_{эф}$, определяется только параметрами запаздывающих нейтронов делящихся компонент.

При выполнении исследований на ИЯР БР-К1 [3], осуществляемых в рамках реализации программы физпуска установки, было выявлено значимое расхождение между данными, получаемыми с помощью расчетной зависимости $\rho(T)$ (при использовании для расчета экспериментальных данных по долевым вкладам делений ^{235}U и ^{238}U и индивидуальных констант запаздывающих нейтронов из [1]), и данными, следующими из экспериментального определения фиксированных интервальных реактивностей ИБ (термином "интервальная реактивность" здесь и далее обозначается реактивность, реализуемая на избранной фиксированной базе перемещения ИБ или любого другого органа регулирования реактивности). В частности, для интервальной реактивности $\Delta\rho_{ИБ}$ (150-90), реализуемой на базе перемещения ИБ от положения 150 мм (по указателю положения) до положения 90 мм при $\rho(150) \approx 0,01\beta_{эф}$ ($\rho(150)$ - реактивность реактора при ИБ в положении 150 мм), для конфигурации АЗ без загрузки во внутризонную облучательную полость было получено значение $\Delta\rho_{ИБ}(150-90) \approx 0,250 \beta_{эф}$, при $\rho(150) \approx 0,474 \beta_{эф}$ - $\Delta\rho_{ИБ}(150-90) \approx 0,240 \beta_{эф}$, при $\rho(150) \approx 0,709 \beta_{эф}$ - $\Delta\rho_{ИБ}(150-90) \approx 0,227 \beta_{эф}$. Принимая во внимание, что рабочий интервал реализуемых при генерировании импульсов на мгновенных нейтронах для БР-К1 составляет всего $\sim 0,05 \beta_{эф}$ ($1,00 \beta_{эф} \leq \rho \leq 1,05 \beta_{эф}$), а точность воспроизведения параметров импульса делений с погрешностью не хуже 10 % требует точности определения соответствующей реактивности на уровне $\sim 0,002 \beta_{эф}$, неприемлемость для обеспечения устойчивой работы установки полученного разброса (до $0,015 \beta_{эф}$) избранной величины интервальной реактивности ИБ достаточно очевидна.

Анализ особенностей проявления обнаруженного расхождения показал наличие системности в изменении величины конкретной интервальной реактивности для измерений на различных участках функциональной зависимости $\rho(T)$ (систематическое уменьшение величины интервальной реактивности по мере увеличения уровня реактивности на нижней границе интервала) при отсутствии видимой зависимости от того, каким из нескольких использованных органов регулирования реактивности (ОРР) осуществлялся окончательный вывод реактора в соответствующее нижней границе интервала состояние. Ука-

занное обстоятельство послужило основанием для осуществления попытки достигнуть сбалансированности выборок индивидуализированных интервальных реактивностей, равномерно распределенных в области изменения реактивности реактора $0 \leq \rho \leq 0,97 \beta_{эф}$, за счет варьирования параметров запаздывающих нейтронов, иначе путем формирования системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов (СЭПЗН), обеспечивающей однозначность значения интервальной реактивности независимо от области ее определения на шкале $\rho(T)$.

Для реализации задуманного были осуществлены организованные специальным образом развернутые экспериментальные исследования, обеспечившие представительный массив исходных данных по интервальным реактивностям ИБ (с изменением величин интервальной реактивности от $\sim 0,1\beta_{эф}$ до $\sim 0,48\beta_{эф}$ и равномерным их распределением на шкале $\rho(T)$ в пределах изменения реактивности реактора $0 < \rho < 0,97 \beta_{эф}$), и привлечены для формирования СЭПЗН данные по параметрам запаздывающих нейтронов для ^{235}U в 9-групповом формате из [4]. Итоговые результаты показали, что в рамках сформированной системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов СЭПЗН-9-1 (индекс "1" используется для обозначения рабочей версии системы) удастся достичь балансировки (однозначности) соответствующих значений интервальных реактивностей с погрешностью на уровне $\pm 0,001\beta_{эф}$ ($\rho = 0,95$).

Ниже представлены:

- методические и процедурные особенности постановки эксперимента;
- значимые особенности конструкции АЗ реактора БР-К1;
- принципы формирования системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов;
- исходные данные и результаты анализа с использованием двух систем эффективных параметров запаздывающих нейтронов (расчетной 12-групповой СЭПЗН-12-1 и эмпирической 9-групповой СЭПЗН-9-1).

МЕТОДИЧЕСКИЕ И ПРОЦЕДУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

При разработке процедуры изменения реактивности реактора принимались во внимание как особенности конструктивной компоновки АЗ в целом, так и месторасположение, эффективность и способы перемещения отдельных ОРР.

Компоновочная схема АЗ БР-К1 представлена на рисунке в геометрии, соответствующей полному введению в АЗ контейнера горизонтальной загрузки (КГЗ) и всех ОРР (в отсутствие поглощающей за-

грузки такая геометрия АЗ практически реализована быть не может, так как соответствует реактивности $\rho = 2,5 \beta_{эф}$.

Основой конфигурационной структуры АЗ являются пять автономных блоков, представляющих собой глубокоподкритичные индивидуализированные сборки соответствующих КЭДМ (КЭДМ - кольцевой элемент из делящегося материала (ДМ), в состав каждого блока входит несколько КЭДМ [3]), заключенные в герметизирующие чехлы из нержавеющей стали. Большая часть ДМ (24 КЭДМ массой ~ 880 кг из общего числа 41 КЭДМ массой ~ 1511 кг) приходится на три неподвижных блока: НБ-1Л, НБ-1П, НБ-2. Основным элементом аварийной защиты является аварийный блок (АБ), перемещение которого при сбросе из представленной на рисунке конфигурации АЗ составляет 450 мм. АБ содержит 9 КЭДМ массой ~ 345 кг. Компенсация реактивности реактора при работе с сильновозмущающими нагрузками осуществляется в основном с помощью подвижного блока (ПБ), база перемещения которого составляет 80 мм. ПБ содержит 8 КЭДМ массой ~ 286 кг.

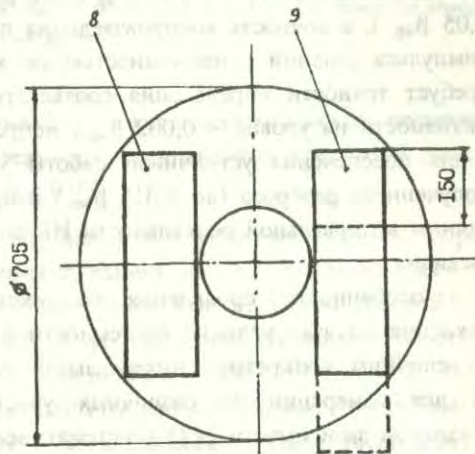
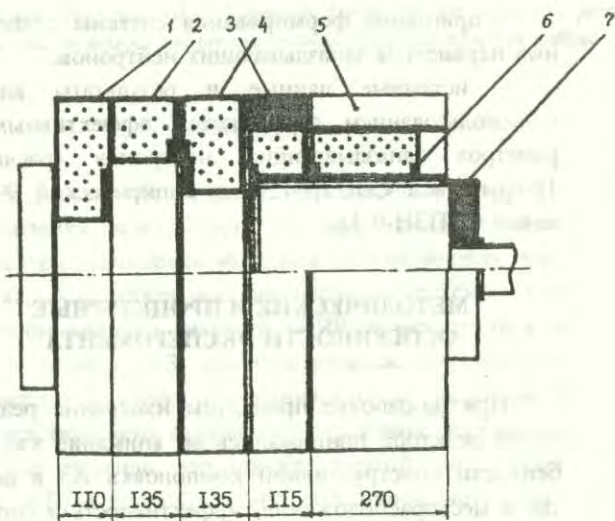
Стоп-блок (СБ) и импульсный блок (ИБ) идентичны по конструкции и представляют собой прямоугольные блоки из бериллия в заварных чехлах из титана. СБ выполняет функцию независимого дополнительного органа аварийной защиты с фиксированной базой перемещения, равной 420 мм. Перемещение ИБ до максимума ввода реактивности также равно 420 мм, но для реализации пролетного режима генерирования импульсов делений полная база перемещения ИБ равна ~ 580 мм.

Регулирующий блок конструктивно выполнен в виде двух автономных латунных полуцилиндров РБ-1 и РБ-2, симметрично охватывающих ПБ. Перемещение РБ-1 и РБ-2 осуществляется на базах ~ 70 мм от независимых электромеханических приводов как синхронно, так и автономно. Как правило, регулирование реактивности с помощью РБ-1, РБ-2 осуществляется в конфигурации их симметричного расположения относительно ПБ, что обеспечивается согласованием позиционных координат РБ-1 и РБ-2 по показаниям их указателей положения.

При предусмотренной программой управления последовательности перемещения ОРР на стадии вывода реактора в околоскритическое состояние для эффективностей отдельных ОРР имеем:

- полный ввод КГЗ (без загрузки) и СБ увеличивает реактивность на $1,30 \beta_{эф}$;
- полный ввод АБ увеличивает реактивность на $13,3 \beta_{эф}$;
- полный ввод ПБ увеличивает реактивность на $3,3 \beta_{эф}$;
- полный ввод РБ-1 и РБ-2 увеличивает реактивность на $1,25 \beta_{эф}$;
- полный ввод ИБ увеличивает реактивность на $1,33 \beta_{эф}$.

Система перемещения ИБ включает в себя электромеханический привод с шаговым двигателем и пневмопривод. Электромеханический привод с шаговым двигателем обеспечивает перемещение ИБ с дискретизируемыми скоростями от 0,025 до 3,25 мм/с на базе 420 мм. Скорость ИБ при пневмоподъеме в режиме калибровки равна $\sim 0,25$ м/с. После вывода ИБ электромеханическим



Компоновочная схема активной зоны БР-К1: - сплав урана (обогащение по $^{235}\text{U} \sim 36\%$) с молибденом (массовое содержание молибдена $\sim 9\%$); - сталь; - латунь; все приведенные размеры в миллиметрах:
1, 2, 3 - неподвижные блоки НБ-1Л, НБ-1П, НБ-2; 4-АБ; 5 - регулирующие блоки РБ-1, РБ-2; 6 - ПБ;
7 - КГЗ; 8 - СБ; 9 - ИБ

приводом в произвольную координату по указателю положения обеспечивается возможность его сброса и пневмоподъема в ту же координату при фиксированном положении электромеханического привода. Воспроизводство координатной позиции ИБ при безреверсном перемещении электромеханического привода обеспечивается в пределах 0,1 мм. При многократных пневмоподъемах ИБ в зафиксированную электромеханическим приводом координатную позицию изменения пространственного положения ИБ не наблюдается.

Взаиморасположение ИБ, ПБ и РБ (обобщенное обозначение блоков РБ-1 и РБ-2) обеспечивает минимальное влияние на эффективность ИБ со стороны ПБ и РБ. Обоснованно ожидать, что в пределах изменения реактивности АЗ в целом на $\sim 1\beta_{\text{эф}}$ влияние перемещения ПБ и РБ на эффективность ИБ в пределах его интервальных реактивностей от $\sim 0,1$ до $\sim 0,4\beta_{\text{эф}}$ будет пренебрежимо мало.

С учетом вышесказанного было реализовано несколько вариантов определения интервальных реактивностей ИБ, отличающихся видом загрузки в КГЗ, порядком и величиной перемещения ПБ и РБ, а именно:

- КГЗ без загрузки и с загрузкой фильтром из свинца (цилиндрический "стакан" высотой ~ 350 мм, внешним диаметром ~ 300 мм, толщиной дна и стенок ~ 50 мм) при его максимальном вводе во внутреннюю полость;
- перемещение ПБ на базе 15 мм вплоть до положения максимального ввода реактивности без перемещения РБ;
- перемещение ПБ на базе 15 мм в диапазоне показаний указателя положения от 65 до 79 мм при одновременном перемещении РБ на базе ~ 45 мм от положения максимального ввода реактивности;
- перемещение ИБ в фиксированные позиции 150; 125; 90; 61,5 и 11,5 мм по указателю положения.

На рисунке ИБ в положении 150 мм изображен пунктиром. Выбор координат фиксированных позиций ИБ проводился из условия изменения реактивности при его перемещении между любыми соседними координатами на $\sim 0,1\beta_{\text{эф}}$. В качестве ориентира использовались результаты оценки эффективности ИБ, полученные с помощью предварительной ограниченной экспериментальной выборки и константного обеспечения СЭПЗН-12-1.

Как правило, перемещение ИБ по всему набору выделенных позиций осуществлялось в рамках единого измерительного цикла, без перемещения других ОРР. В редких случаях нарушения конфигурации АЗ до завершения полного цикла перемещения ИБ (автоматический сброс или смещение по сигналам системы управления и защиты (СУЗ) какого-либо

ОРР, кроме ИБ) после ее восстановления осуществлялся повторный замер реактивности в последней из реализованных позиций ИБ с последующим продолжением цикла его перемещения.

Измерение асимптотического периода разгона реактора во всем исследованном интервале изменения реактивности осуществлялось с помощью штатного измерителя периода с токовым входным сигналом – ИПТ. В качестве детекторов в ИПТ используются газонаполненные ионизационные камеры деления типа КНК-15, окруженные замедлителем нейтронов из полиэтилена для достижения высокой эффективности регистрации по отношению к нейтронам утечки из АЗ БР-К1. Принимая во внимание необходимость ограничения реактора при измерении периода (в основном для исключения разогрева АЗ и сокращения времени на высвечивание запаздывающих нейтронов в серии последовательных измерений), с одной стороны, и стабилизации токового режима камеры, с другой – эффективность детекторов была подобрана так, чтобы при ~ 10 дел./с в АЗ реализовывался ток в камере $\sim 10^{-6}$ А.

В каждом из двух штатных ИПТ обеспечивается последовательная регистрация двух временных интервалов, соответствующих следующему изменению токового сигнала детектора: $J_2 = e \cdot J_1$, $J_4 = e \cdot J_3$ при $J_2 \leq J_3$ ($e = 2,72$ – основание натурального логарифма). По определению, указанные временные интервалы есть не что иное, как период разгона реактора. СУЗ реактора формирует сигнал на сброс ИБ по завершении цикла измерения ИПТ (по два измеренных интервала, соответствующих периоду разгона, на обоих штатных ИПТ), что позволяет многократно повторять процедуру измерения периода в избранной позиции ИБ без нарушения конфигурации АЗ. Реально измерения периода для конкретной реактивности реактора осуществлялись при 2-3 повторях пневмоподъема ИБ в зафиксированную позицию, т.е. частная выборка значений периода включала в себя 8-12 значений.

Для контроля уровня физической достоверности измеряемых с применением штатных ИПТ значений асимптотических периодов были организованы измерения периода для трех его значений – ~ 65 с, $\sim 13,7$ с, $\sim 4,6$ с с применением детекторов контроля мощности реактора, работающих в режиме формирования импульсного выходного сигнала, и специализированного двухканального регистратора импульсов цифрового (РИЦ) авторской разработки Брагина О.Л. В пределах индивидуального канала регистрации обеспечивается последовательная регистрация числа импульсов с детектора во временном интервале Δt с дискретно регулируемой длительностью (от 0,1 до 10,0 с) при полном количестве интервалов Δt фиксированной длительности, равном 300.

За счет регистрации достаточно протяженного участка нарастания мощности реактора обеспечивается надежность контроля за выходом на установившийся (асимптотический) период разгона и высокий уровень статистической точности численного значения периода. Для определения периода по данным РИЦ использовалось очевидное соотношение

$$T = n \cdot \Delta t / \ln(N_{n+m} / N_n), \quad (1)$$

где N_{n+m} и N_n - числа отсчетов в соответствующих регистрационных интервалах n и $n + m$ длительностью Δt , разделенных интервалом времени $m \cdot \Delta t$. Как правило, длительность регистрационного интервала Δt выбиралась из условия $\Delta t \approx (0,1-0,2)T$, а интервал $m \cdot \Delta t$ - из условия $\ln(N_{n+m} / N_n) \approx 2$.

Уровень согласования данных, полученных с применением РИЦ и ИПТ, иллюстрирует табл. 1. Для большей наглядности достигнутого согласования в табл. 1 наряду с данными по значениям периодов приведены соответствующие им значения реактивности, полученные с использованием константного обеспечения СЭПЗН-9-1.

Таблица 1
Результаты сравнительных измерений T с применением РИЦ и ИПТ

j	РИЦ		ИПТ	
	T_j, c	$\rho_j, \beta_{эф}$	T_j, c	$\rho_j, \beta_{эф}$
1	$64,72 \pm 0,01$	0,1170	64,86	0,1167
2	$13,80 \pm 0,01$	0,3029	13,73	0,3037
3	$4,56 \pm 0,01$	0,4897	4,57	0,4893

Примечание. Погрешности соответствуют $\rho = 0,95$.

ПОДХОД К ФОРМИРОВАНИЮ СИСТЕМЫ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Общепринятый при описании кинетического поведения ядерных реакторов шестигрупповой формат запаздывающих нейтронов [1] является фактически оптимальной математической сверткой, удовлетворительно учитывающей как характеристики физических предшественников (установленное число которых в настоящее время составляет ~ 270 [4]), так и эффективность испускаемых запаздывающих нейтронов в реальной реакторной системе.

Функциональную связь между реактивностью ρ и асимптотическим периодом разгона реактора T принято (см., например, [1]) представлять в виде

$$\rho(T) = \frac{l_{эф}}{k_{эф} \cdot \beta_{эф} \cdot T} + \sum_i \frac{a_i}{1 + \lambda_i T}, \quad (2)$$

где $l_{эф}$ - эффективное время жизни мгновенных нейтронов; $k_{эф}$ - эффективный коэффициент размножения; $\beta_{эф}$ - эффективная доля запаздывающих нейтронов; a_i, λ_i - групповые параметры запаздывающих нейтронов основных делящихся изотопов для конкретной реакторной системы.

В рамках принятых для БР-К1 [3] значений $l_{эф} = 67 \cdot 10^{-9}$ с, $\beta_{эф} = 0,00736$, долей делений ^{235}U и ^{238}U 0,906 и 0,094 соответственно, принятых [1] выходов запаздывающих нейтронов на деление ^{235}U и ^{238}U 0,0165 и 0,0412 соответственно и фактически реализованных в эксперименте периодов разгона не короче $\sim 70 \cdot 10^{-3}$ с соотношение (2) может быть преобразовано к виду

$$\rho(T) = 0,794 \sum_{i=1}^6 \frac{a_i}{1 + \lambda_i T} + 0,206 \sum_{i=7}^{12} \frac{a_i}{1 + \lambda_i T}, \quad (3)$$

где 0,794 и 0,206 - коэффициенты долевых вкладов запаздывающих нейтронов деления ^{235}U и ^{238}U соответственно, индексы $i = 1-6$ относятся к шестигрупповому формату запаздывающих нейтронов деления ^{235}U , а $i = 7-12$ - к шестигрупповому формату запаздывающих нейтронов деления ^{238}U .

Сформированную по соотношению (3) систему параметров запаздывающих нейтронов будем в дальнейшем обозначать как СЭПЗН-12-1. Используемые для ее формирования параметры a_i и λ_i запаздывающих нейтронов деления ^{235}U и ^{238}U приведены в табл. 2. Данные взяты из работы [1]. (Заметим, что использование более современных данных по параметрам a_i и λ_i из [4] не приводит к практически значимым изменениям в зависимости $\rho(T)$ для БР-К1.)

Невозможность (как будет показано ниже) достижения однозначности одноименных интервальных реактивностей, определенных на разных участках зависимости $\rho(T)$ при использовании параметров a_i, λ_i из СЭПЗН-12-1, и возникновение решения, при котором упомянутая однозначность реализуется, но требуется увеличение долевого коэффициента 0,206 до значения 0,391 (т.е. увеличения в 1,9 раза доли запаздывающих нейтронов деления ^{238}U без приемлемого физического обоснования), обусловили целесообразность отхода от традиционного шестигруппового формата описания параметров запаздывающих нейтронов и поиска основного решения в рамках общего для обоих делящихся изотопов расширенного группового формата. В рамках настоящей работы за основу был принят девятигрупповой формат запаздывающих нейтронов деления ^{238}U из [5], соответствующая версия которого приведена в табл. 2.

Исходные значения параметров a_i , λ_i для запаздывающих нейтронов деления ^{235}U и ^{238}U

i	^{235}U [1]		^{238}U [1]		^{235}U [5]	
	λ_i, c^{-1}	a_i	λ_i, c^{-1}	a_i	λ_i, c^{-1}	a_i
1	0,0127	0,038	0,0132	0,013	0,0128	0,0302
2	0,0317	0,213	0,0321	0,137	0,0357	0,1614
3	0,1150	0,188	0,1390	0,162	0,0613	0,0548
4	0,3110	0,407	0,3580	0,388	0,1539	0,2143
5	1,4000	0,128	1,4100	0,225	0,3319	0,2037
6	3,8700	0,026	4,0200	0,075	0,3611	0,1370
7	—	—	—	—	0,8998	0,1241
8	—	—	—	—	2,3264	0,062
9	—	—	—	—	4,5536	0,0122

Примечание. $\sum_i a_i = 1,0000$.

Рабочая версия девятигрупповой системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов СЭПЗН-9-1 конструировалась из приведенной в табл. 2 исходной версии за счет варьирования параметров a_i , ориентируясь на минимизацию разброса значений одноименных интервальных реактивностей в форме минимизации функционала

$$\sum_j (\overline{\Delta\rho}_k - \Delta\rho_{jk})^2 \quad (\text{где } \overline{\Delta\rho}_k = \sum_j \Delta\rho_j / n_k, \quad n_k -$$

число значений $\Delta\rho$ в k -й выборке одноименных интервальных реактивностей) с особой ориентацией, учитывая полученные в ходе исследований результаты, на минимизацию указанного функционала для выборок с $\overline{\Delta\rho}_k = (0,2 - 0,3)\beta_{\text{эф}}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ. АНАЛИЗ. ОБСУЖДЕНИЕ

Полный набор экспериментально измеренных значений асимптотических периодов разгона T для двух конфигураций загрузки КГЗ в координатной структуре взаимного расположения ПБ, РБ и ИБ представлен в табл. 3. Дублирование измерений в двух случаях связано с незапланированным нарушением конфигурации АЗ при проведении операции перевода привода ИБ в следующую фиксированную позицию. Численные обозначения координат ПБ, РБ, ИБ - это показания (в мм) соответствующих указателей положения при движении ОРР на ввод в АЗ.

В табл. 4 сведены данные по численным значениям параметров λ_i , a_i для СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-9-1. Реактивности $\rho(T)$, определенные по экспери-

ментальным значениям T с использованием версий СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-9-1 в формате табл. 3, представлены в табл. 5 и табл. 6 соответственно.

Избранные полные выборки интервальных реактивностей $\Delta\rho_{\text{ИБ}}$, иллюстрирующие вариативность численных значений одноименных интервальных реактивностей при использовании версий СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-9-1, представлены в табл. 7. Выбраны значения из ряда $\sim 0,1\beta_{\text{эф}}$, $\sim 0,2\beta_{\text{эф}}$, $\sim 0,3\beta_{\text{эф}}$, $\sim 0,4\beta_{\text{эф}}$. Полная совокупность средних интервальных реактивностей $\Delta\rho_{\text{ИБ}}$ для версий СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-9-1 представлена в табл. 8.

Как следует из табл. 7, при использовании СЭПЗН-12-1 имеет место очевидное системное уменьшение значения конкретной интервальной реактивности $\overline{\Delta\rho}_{\text{ИБ}}$ при смещении области определения в сторону критического состояния по мгновенным нейтронам. В численном выражении различие значений $\overline{\Delta\rho}_{\text{ИБ}}$, особенно для $\overline{\Delta\rho}_{\text{ИБ}} \geq 0,2\beta_{\text{эф}}$, практически весьма значимо, так как достигает величины $0,02\beta_{\text{эф}}$ и более.

Использование подобранной эмпирическим образом системы параметров СЭПЗН-9-1 полностью устраняет неоднозначность численных значений конкретных интервальных реактивностей $\Delta\rho_{\text{ИБ}}$ при произвольном выборе области определения на интервале изменения реактивности реактора $0 \leq \rho \leq 0,97\beta_{\text{эф}}$. Важно отметить, что подобранная в отсутствие загрузки в КГЗ система параметров СЭПЗН-9-1 обеспечила высокую однозначность одноименных значений $\Delta\rho_{\text{ИБ}}$ и при загрузке в КГЗ фильтра из свинца, что привело к увеличению эффективности ИБ на $\sim 10\%$.

Таблица 3

Исходный массив экспериментальных значений асимптотического периода разгона

КГЗ	ИБ		150,0	125,0	90,0	61,5	11,5
	ПБ	РБ	T, с				
Полностью введен в АЗ, без загрузки	15,0	70,0	1229	69,28	20,25	10,81	5,890
	14,0	70,0	129,0	36,72	13,32	7,505	4,153
	11,4	70,0	44,60	19,08	7,941	—	—
	11,4	70,0	—	—	7,883	4,651	2,569
	10,0	70,0	24,76	12,08	5,446	3,191	1,755
	7,0	70,0	10,06	5,399	2,530	1,456	0,7094
	4,5	70,0	4,976	2,781	1,225	0,6435	0,2076
с фильтром из свинца	2,0	70,0	2,203	1,185	0,4048	0,1045	—
	0	70,0	1,279	0,6037	0,1114	—	—
	79,0	70,0	—	—	93,82	31,50	13,61
	76,8	70,0	—	320,3	34,69	15,87	7,786
	70,6	70,0	310,3	48,38	14,61	7,774	4,097
	66,0	70,0	54,74	20,60	7,872	4,413	2,319
	62,2	70,0	18,01	8,792	3,810	2,086	1,048
	58,0	70,0	8,451	4,362	1,867	0,993	0,3715
	55,0	70,0	5,006	2,677	1,077	0,4884	—
	55,0	70,0	—	—	—	0,4817	0,1018
	51,4	70,0	2,548	1,285	0,4113	0,0875	—
	67,0	70,0	39,52	16,15	6,478	3,688	1,905
	65,0	45,5	13,22	6,624	2,909	1,588	0,7326
	65,0	32,0	8,595	4,452	1,925	1,010	0,4012
	65,0	25,0	6,677	3,501	1,469	0,7331	0,2388
	65,0	14,0	4,545	2,412	0,9600	0,4073	0,0637
	65,0	0	3,031	1,562	0,5411	0,1615	—

Примечание. Координаты ПБ, РБ, ИБ - по указателям положения при движении на вывод (без реверса), в мм.

Таблица 4

Рабочие версии параметров запаздывающих нейтронов СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-9-1

i	СЭПЗН-12-1		СЭПЗН-9-1	
	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	a_i	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	a_i
1	0,0127	0,0303	0,0128	0,0382
2	0,0317	0,1689	0,0357	0,1714
3	0,1150	0,1492	0,0613	0,0630
4	0,3110	0,3235	0,1539	0,1600
5	1,4000	0,1016	0,3319	0,1914
6	3,8700	0,0207	0,3611	0,1370
7	0,0132	0,0027	0,8998	0,1390
8	0,0321	0,0282	2,3264	0,0800
9	0,1390	0,0333	4,5536	0,0200
10	0,3580	0,0799	—	—
11	1,4100	0,0463	—	—
12	4,0200	0,0154	—	—

Примечание. $\sum_i a_i = 1,0000$.

Таблица 5

Реактивности, соответствующие экспериментальным значениям асимптотического периода при использовании СЭПЗН-12-1

КГЗ	ИБ		150,0	125,0	90,0	61,5	11,5
	ПБ	РБ	$\rho, \beta_{эф}$				
Полностью введен в АЗ, без загрузки	15,0	70,0	0,0091	0,1180	0,2592	0,3561	0,4614
	14,0	70,0	0,0732	0,1822	0,3223	0,4184	0,5246
	11,4	70,0	0,1606	0,2678	0,4085	—	—
	11,4	70,0	—	—	0,4098	0,5038	0,6107
	10,0	70,0	0,2315	0,3408	0,4755	0,5722	0,6755
	7,0	70,0	0,3681	0,4771	0,6134	0,7054	0,8061
	4,5	70,0	0,4918	0,5967	0,7318	0,8178	0,9195
	2,0	70,0	0,6374	0,7368	0,8669	0,9546	—
	0	70,0	0,7254	0,8252	0,9520	—	—
Полностью введен в АЗ, с фильтром из свинца	79,0	70,0	—	—	0,0938	0,2012	0,3189
	76,8	70,0	—	0,0331	0,1889	0,2951	0,4119
	70,6	70,0	0,0340	0,1520	0,3078	0,4122	0,5271
	66,0	70,0	0,1396	0,2568	0,4100	0,5137	0,6289
	62,2	70,0	0,2762	0,3909	0,5402	0,6466	0,7554
	58,0	70,0	0,3972	0,5157	0,6653	0,7620	0,8747
	55,0	70,0	0,4907	0,6034	0,7506	0,8482	—
	55,0	70,0	—	—	—	0,8496	0,9555
	51,4	70,0	0,6121	0,7246	0,8653	0,9611	—
	67,0	70,0	0,1783	0,2924	0,4444	0,5461	0,6619
	65,0	45,5	0,3235	0,4404	0,5887	0,6917	0,8021
	65,0	32,0	0,3948	0,5120	0,6602	0,7597	0,8676
	65,0	25,0	0,4390	0,5555	0,7040	0,8033	0,9108
	65,0	14,0	0,5082	0,6217	0,7667	0,8662	0,9705
	65,0	0	0,5814	0,6943	0,8374	0,9342	—

Таблица 6

Реактивности, соответствующие экспериментальным значениям асимптотического периода при использовании СЭПЗН-9-1

КГЗ	ИБ		150,0	125,0	90,0	61,5	11,5
	ПБ	РБ	$\rho, \beta_{эф}$				
Полностью введен в АЗ, без загрузки	15,0	70,0	0,0087	0,1113	0,2472	0,3412	0,4442
	14,0	70,0	0,0685	0,1728	0,3084	0,4017	0,5065
	11,4	70,0	0,1520	0,2554	0,3924	—	—
	11,4	70,0	—	—	0,3937	0,4862	0,5925
	10,0	70,0	0,2203	0,3236	0,4580	0,5539	0,6582
	7,0	70,0	0,3529	0,4596	0,5952	0,6888	0,7934
	4,5	70,0	0,4741	0,5784	0,7160	0,8057	0,9134
	2,0	70,0	0,6194	0,7211	0,8574	0,9509	—
	0	70,0	0,7094	0,8134	0,9482	—	—

КГЗ	ИБ		150,0	125,0	90,0	61,5	11,5
	ПБ	РБ	$\rho, \beta_{эф}$				
Полностью	79,0	70,0	—	—	0,0884	0,1905	0,3050
	76,8	70,0	—	0,0311	0,1793	0,2819	0,3957
введен	70,6	70,0	0,0320	0,1438	0,2943	0,3960	0,5089
	66,0	70,0	0,1320	0,2448	0,3939	0,4956	0,6105
в АЗ,	62,2	70,0	0,2636	0,3752	0,5220	0,6288	0,7396
	58,8	70,0	0,3818	0,4977	0,6478	0,7474	0,8658
с фильтром	55,0	70,0	0,4730	0,5852	0,7355	0,8378	—
	55,0	70,0	—	—	—	0,8393	0,9520
из свинца	51,4	70,0	0,5939	0,7086	0,8558	0,9580	—
	67,0	70,0	0,1648	0,2794	0,4275	0,5279	0,6443
	65,0	45,5	0,3095	0,4236	0,5704	0,6747	0,7892
	65,0	32,0	0,3790	0,4940	0,6426	0,7450	0,8583
	65,0	25,0	0,4222	0,5372	0,6874	0,7891	0,9034
	65,0	14,0	0,4903	0,6036	0,7523	0,8568	0,9684
	65,0	0	0,5631	0,6774	0,8263	0,9292	—

Таблица 7

Избранные выборки значений интервальных реактивностей ИБ $\Delta_{риб}$
для версий СЭПЗН-12-1(1) и СЭПЗН-9-1(2)

$\rho(150),$ $\beta_{эф}$	$\Delta_{риб} (150 - h_i), \beta_{эф}$							
	150-125		150-90		150-61,5		150-11,5	
	1	2	1	2	1	2	1	2
0,0087	0,1089	0,1026	0,2501	0,2385	0,3470	0,3325	0,4523	0,4355
0,0685	0,1090	0,1043	0,2491	0,2399	0,3452	0,3332	0,4514	0,4380
0,1520	0,1072	0,1034	0,2479	0,2404	0,3419	0,3329	0,4488	0,4392
0,2203	0,1093	0,1033	0,2440	0,2377	0,3407	0,3336	0,4440	0,4379
0,3529	0,1090	0,1067	0,2453	0,2423	0,3373	0,3359	0,4330	0,4405
0,4741	0,1049	0,1043	0,2400	0,2419	0,3260	0,3316	0,4277	0,4393
0,6194	0,0994	0,1017	0,2295	0,2380	0,3172	0,3315	—	—
0,7094	0,0998	0,1040	0,2266	0,2388	—	—	—	—
0,0320	0,1180	0,1118	0,2738	0,2623	0,3782	0,3640	0,4931	0,4769
0,1320	0,1172	0,1128	0,2704	0,2619	0,3741	0,3636	0,4893	0,4785
0,1648	0,1141	0,1146	0,2661	0,2627	0,3678	0,3631	0,4836	0,4795
0,2636	0,1147	0,1116	0,2640	0,2584	0,3704	0,3652	0,4792	0,4760
0,3095	0,1169	0,1141	0,2652	0,2609	0,3682	0,3652	0,4786	0,4797
0,3790	0,1172	0,1150	0,2654	0,2636	0,3649	0,3660	0,4728	0,4793
0,3818	0,1185	0,1159	0,2681	0,2660	0,3648	0,3656	0,4775	0,4840
0,4222	0,1165	0,1150	0,2650	0,2652	0,3643	0,3669	0,4718	0,4812
0,4730	0,1127	0,1122	0,2599	0,2625	0,3575	0,3648	0,4634	0,4775
0,4903	0,1135	0,1133	0,2585	0,2620	0,3580	0,3665	0,4623	0,4781
0,5631	0,1129	0,1143	0,2560	0,2632	0,3528	0,3661	—	—
0,5939	0,1125	0,1147	0,2532	0,2619	0,3490	0,3641	—	—

Примечание. Первые восемь строк в таблице относятся к конфигурации КГЗ без загрузки, остальные двенадцать - к конфигурации КГЗ с фильтром из свинца, при определении $\rho(150)$ использована версия СЭПЗН-9-1.

Полная совокупность средних интервальных реактивностей ИБ $\overline{\Delta\rho_{ИБ}}$ для версий
СЭПЗН-12-1 и СЭПЗН-9-1

База перемещения ИБ	$\Delta\rho_{ИБ} \pm \Delta(\Delta\rho_{ИБ}), \beta_{эф}$		Конфигурация КГЗ
	СЭПЗН-12-1	СЭПЗН-9-1	
150,0 - 125,0	0,1059 $\pm$ 0,0030	0,1038 $\pm$ 0,0012	Без загрузки
150,0 - 90,0	0,2416 $\pm$ 0,0063	0,2397 $\pm$ 0,0015	
150,0 - 61,5	0,3365 $\pm$ 0,0083	0,3330 $\pm$ 0,0014	
150,0 - 11,5	0,4437 $\pm$ 0,0077	0,4384 $\pm$ 0,0018	
125,0 - 90,0	0,1356 $\pm$ 0,0036	0,1359 $\pm$ 0,0009	
125,0 - 61,5	0,2297 $\pm$ 0,0058	0,2292 $\pm$ 0,0009	
125,0 - 11,5	0,3356 $\pm$ 0,0068	0,3343 $\pm$ 0,0011	
90,0 - 61,5	0,0928 $\pm$ 0,0033	0,0932 $\pm$ 0,0017	
90,0 - 11,5	0,1976 $\pm$ 0,0049	0,1983 $\pm$ 0,0012	
61,5 - 11,5	0,1040 $\pm$ 0,0020	0,1051 $\pm$ 0,0017	
150,0 - 125,0	0,1154 $\pm$ 0,0013	0,1138 $\pm$ 0,0009	С фильтром из свинца
150,0 - 90,0	0,2638 $\pm$ 0,0053	0,2626 $\pm$ 0,0006	
150,0 - 61,5	0,3642 $\pm$ 0,0049	0,3651 $\pm$ 0,0007	
150,0 - 11,5	0,4772 $\pm$ 0,0063	0,4791 $\pm$ 0,0015	
125,0 - 90,0	0,1490 $\pm$ 0,0025	0,1487 $\pm$ 0,0008	
125,0 - 61,5	0,2498 $\pm$ 0,0043	0,2513 $\pm$ 0,0009	
125,0 - 11,5	0,3628 $\pm$ 0,0061	0,3654 $\pm$ 0,0007	
90,0 - 61,5	0,1013 $\pm$ 0,0021	0,1025 $\pm$ 0,0010	
90,0 - 11,5	0,2136 $\pm$ 0,0043	0,2165 $\pm$ 0,0008	
61,5 - 11,5	0,1115 $\pm$ 0,0027	0,1140 $\pm$ 0,0006	

Примечание. Приведенные погрешности соответствуют доверительному интервалу $\beta = 0,95$.

Следует заметить, что результаты, аналогичные полученным для $\Delta\rho_{ИБ}$, могут быть получены и для интервальных реактивностей $\Delta\rho_{ПБ}$ и $\Delta\rho_{РБ}$, т.е. при использовании системы параметров СЭПЗН-9-1 можно говорить о сбалансированности в целом поля реактивности в значимой для прецизионных калибровок ОРР (и особенно ИБ) области $0 \leq \rho \leq 0,97\beta_{эф}$.

Полученные результаты показывают, таким образом, не только возможность и целесообразность проведения процедуры эмпирического подбора системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов на конкретной реакторной системе, но и необходимость этой процедуры для реакторных систем сложной конфигурации со значимым перераспределением долей делений входящих в состав АЗ делящихся изотопов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере ИЯР БР-К1 показана возможность реализации эмпирической формы корректировки системы эффективных констант запаздывающих нейтронов с достижением высокого уровня балансировки реального поля реактивности в области между

критическими состояниями на запаздывающих и мгновенных нейтронах, определяемого с помощью функциональной связи между асимптотическим периодом разгона реактора и его реактивностью.

Полученные результаты свидетельствуют не только о возможности, но и о необходимости осуществления указанной процедуры для сложных реакторных систем, значимые доли делений в которых обусловлены несколькими делящимися изотопами.

Использованные методические приемы могут оказаться полезными и при реализации подобной процедуры на ИЯР иного типа и назначения.

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. 3-13.
3. Босамыкин В.С., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1. - ВАНТ. Сер. Физика импульсных реакторов, 1996, вып. 1, с. 3-12.

4. Brady M.C., England T.R. Delayed Neutron Data and Group Parameters for 43 Fissioning Systems. - Nucl. Sci. Eng., 1989, vol. 103, p. 129-149.

5. Brady M.C., England T.R., Wilson W.B. Few-Group Analysis of Current Delayed-Neutron Data. - Trans. Am. Nucl. Soc., 1986, p. 469-470.

Статья поступила в редакцию
23 апреля 1996 г.

Fissioning System	Group	Delayed Neutron Data		Group Parameters	
		β	λ	β_i	λ_i
U-235	1	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001
	2	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002
	3	0.0003	0.0003	0.0003	0.0003
	4	0.0004	0.0004	0.0004	0.0004
	5	0.0005	0.0005	0.0005	0.0005
	6	0.0006	0.0006	0.0006	0.0006
	7	0.0007	0.0007	0.0007	0.0007
	8	0.0008	0.0008	0.0008	0.0008
	9	0.0009	0.0009	0.0009	0.0009
	10	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010
Pu-239	1	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001
	2	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002
	3	0.0003	0.0003	0.0003	0.0003
	4	0.0004	0.0004	0.0004	0.0004
	5	0.0005	0.0005	0.0005	0.0005
	6	0.0006	0.0006	0.0006	0.0006
	7	0.0007	0.0007	0.0007	0.0007
	8	0.0008	0.0008	0.0008	0.0008
	9	0.0009	0.0009	0.0009	0.0009
	10	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010

СОДЕРЖАНИЕ

Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М., Тарасова Е.Ю. Характеристики стационарного поля нейтронного и гамма-излучений во внутризонной облучательной полости реактора БР-К1	3
Кошелев А.С. Специализированные кинетические эксперименты на импульсном реакторе БР-1 по оценке прецизионности системы эффективных параметров запаздывающих нейтронов	14
Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. Решение уравнений многозонной реакторной кинетики с автоматическим выбором шага счета	22
Самигулин М.С., Воронова О.А., Иванова Г.Г., Софронов В.Н., Устиненко В.А. Программа РАТВЭЛ для численного моделирования аварий на ядерных энергетических установках	24
Иванова Г.Г., Софронов В.Н., Устиненко В.А. Методика расчета поведения топливных элементов ядерных реакторов	34
Горелов В.П., Захаров А.Н., Чернова А.А. Методические вопросы экспериментально-расчетного определения интегральных характеристик подкритических сборок	39
Горелов В.П., Захаров А.Н., Гребенников А.Н., Фарафонов Г.Г., Чернова А.А. Формулы расчета параметров эквивалентных активных зон эталонных сферических критических сборок на быстрых нейтронах	49
Кошелев А.С. Эмпирическая форма корректировки системы эффективных констант запаздывающих нейтронов для импульсного реактора БР-К1	64

CONTENTS

Koshelev A.S., Maslov G.N., Odintsov Ju.M., Tarasov E.Ju. Characteristics of neutron and γ -radiation steady field in intrazone irradiating cavity of BR-K1 reactor	3
Koshelev A.S. Specialized kinetic experiments on BR-1 pulsed reactor on the precision system estimation of delayed neutrons effective parameters	14
Khoruzhy V.Kh., Kolesov V.F. The multizone reactor kinetic equations solution with an automatic selection of the calculation step	22
Samigulin M.S., Voronova O.A., Ivanova G.G., Sofronov B.N., Ustinenko V.A. Ratvel code for numerical simulation of accidents on nuclear power plants	24
Ivanova G.G., Sofronov V.N., Ustinenko V.A. Nuclear reactor fuel elements behavior calculation technique	34
Gorelov V.P., Zakharov A.N., Chernova A.A. Methodical questions of experimental-calculation determination of the subcritical assemblies integral characteristics	39
Gorelov V.P., Zakharov A.N., Grebennikov A.N., Farafontov G.G., Chernova A.A. The formulas for calculating the parameters of equivalent cores of benchmark spherical critical assemblies on fast neutrons	49
Koshelev A.S. Empirical shape of system correction of delayed neutrons effective constants for BR-K1 pulse reactor	64

Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов

Редактор В.М. Тагирова

Корректор М.В. Кривова

Подписано в печать	25.12.97.	Формат 60x84/8
Офсетн. печ.	Усл. печ. л. 9,6.	Уч.-изд. л. 10.
Тираж 150.	Зак. тип. 1659-97.	Индекс 3646. 8 статей

Отпечатано в ИПК ВНИИЭФ

607190, г. Саров Нижегородской обл.

ЛР № 020651 от 23.10.97.

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.039.514

ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАЦИОНАРНОГО ПОЛЯ НЕЙТРОННОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ ВО ВНУТРИЗОННОЙ ОБЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПОЛОСТИ РЕАКТОРА БР-К1 / А.С. Кошелев, Г.Н. Маслов, Ю.М. Одинцов, Е.Ю. Тарасова // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1997. Вып. 2. С. 3-13.

Представлены результаты экспериментальных исследований пространственно-энергетических характеристик нейтронного излучения и пространственных характеристик доз гамма-излучения для стационарного поля излучений во внутризонной облучательной полости большого объема импульсного ядерного реактора БР-К1.

Приводятся описание конструкции двух трансформирующих устройств (свинцового фильтра для ослабления гамма-квантов и n - γ - конвертора для усиления гамма-компоненты и ослабления нейтронной компоненты исходного поля реактора), ориентированных на размещение во внутризонной полости, и избранные характеристики сформированных этими устройствами стационарных полей излучений (рис. 14, табл. 1, список лит. - 17 назв.).

УДК 621.039.512

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ БР-1 ПО ОЦЕНКЕ ПРЕЦИЗИОННОСТИ СИСТЕМЫ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ / А.С. Кошелев // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1997. Вып. 2. С. 14-22.

Приводятся результаты специальных кинетических экспериментов на импульсном реакторе БР-1. Рассматриваются значимые детали экспериментальной процедуры и процедуры корректировки параметров запаздывающих нейтронов.

Предлагается для практического использования на БР-1 9-групповая система параметров запаздывающих нейтронов, значительно повышающая прецизионность отображения функциональной связи между реактивностью и асимптотическим периодом разгона на интервале между запаздывающей и мгновенной критичностью (рис. 2, табл. 4, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.514

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ МНОГОЗОННОЙ РЕАКТОРНОЙ КИНЕТИКИ С АВТОМАТИЧЕСКИМ ВЫБОРОМ ШАГА СЧЕТА / В.Х. Хоружий, В.Ф. Колесов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1997. Вып. 2. С. 22-24.

Предложено преобразование уравнений N -зонной реакторной кинетики, позволяющее свести их на каждом шаге счета к системе N дифференциальных уравнений первого порядка. Указан способ учета гашения реактивности при тепловом расширении активных зон. Это позволяет применять к решению уравнений жесткоустойчивые методы Гира с автоматическим выбором шага счета (список лит. - 5 назв.).

3-75

Индекс 3646

ISSN 0205 - 4671. Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1997, вып. 2, 1-75