

621.039.5
1374

ISSN 0205—4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

3

1992

621.039.5
В74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 Г.

ВЫПУСК 3

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ

МОСКВА—1992

Институт Атомной Энергии
им. Н. Б. Курчатова
БИБЛИОТЕКА

36179 4/8

Редакционная коллегия серии:

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

Редакционная коллегия выпуска:

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

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

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

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

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров 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 критическихборок.

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

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

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

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

Редакция выпуска «Физика и методы расчета ядерных реакторов» извещает авторов и читателей сборника, что начиная с выпуска № 1, 1993 г. мы будем публиковать статьи как на русском, так и на английском языке. Мы просим также авторов снабжать материалы, написанные на русском языке, развернутыми рефератами и аннотациями на английском языке.

ДВУХСЕКЦИОННЫЙ БУСТЕР-РЕАКТОР «КАСКАД» (БР-К)

А.И. Павловский, А.А. Малинкин, В.Ф. Колесов, С.К. Штарев,
В.С. Гладков, А.С. Кошелев, И.А. Никитин

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

Дано описание проекта двухсекционного БР-К с преимущественно односторонней нейтронной связью между секциями, достигаемой в результате использования в одной из активных зон порогового делящегося вещества (^{237}Np). От опубликованных ранее работ по идеализированному варианту устройства этого типа проект БР-К отличается более полным учетом требований, связанных с предполагаемыми применениями бустер-реактора, и существенно более точным расчетным обоснованием.

TWO-SECTIONAL REACTOR-BOOSTER «KASKAD». A.I. PAVLOVSKY, A.A. MALINKIN, V.F. KOLESOV, S.K. SHтарыев, V.S. GLADKOV, A.S. KOSHELEV, I.A. NIKITIN. Two-sectional reactor-booster project description is presented with one-direction neutron coupling of sections, achieved through threshold fissile material (^{237}Np) implementation in one of the fuel cores. The above reactor project differs from the previous «ideal» devices of the same type by the most complete considerations associated with possible booster-reactor implementations together with the most accurate calculation base.

ВВЕДЕНИЕ

Генерирование мощных импульсов n -, γ -излучений малой длительности в реакторных устройствах с большими объемами активной зоны (АЗ) сопряжено с серьезными трудностями. Проблема не упрощается даже при переходе к бустерам, поскольку в бустерах с большими АЗ требуются чрезвычайно мощные источники первичных нейтронов.

Ввиду сказанного привлекают внимание двухсекционные реакторные системы с преимущественно односторонней нейтронной связью между секциями, достигаемой в результате использования в качестве материала одной из АЗ порогового делящегося вещества. В частности, интересны бустерные системы в виде двух связанных подкритических сборок. В этих системах имеется возможность предварительного размножения нейтронов источника в первой подкритической сборке и использования затем усиленного таким способом источника нейтронов во второй подкритической сборке, отличающейся значительными размерами и служащей основным облучательным средством.

Реакторное устройство этого типа было предложено в 1979 году [1]. Тогда же был выполнен расчетный анализ кинетики идеализированных сферическисимметричных вариантов этого устройства и теоретически обоснованы способы управления им. Результаты этих работ позднее опубликованы в статьях и докладе [2—4].

В настоящей статье дано описание разработанного в 1980—1981 годах, основанного на предложении [1] проекта цилиндрического варианта двухсекционного бустер-реактора «Каскад» (БР-К).

В БР-К, как и в рассмотренных в работах [2—4] идеализированных вариантах двухсекционного бустер-реактора, с помощью использования порогового делящегося вещества в качестве материала внутренней АЗ создается преимущественно односторонняя нейтронная связь между двумя секциями и тем самым достигается значительное укорочение длительности импульса.

В отличие от представленных в [2—4] идеализированных вариантов двухсекционного бустер-реактора в конструкции БР-К в максимальной степени учтены требования, диктуемые стремлением по возмож-

ности повысить флюенс нейтронов и дозу γ -излучения за импульс в местах размещения облучаемых образцов и увеличить объемы мест облучения, а также требования повышения удобства работы на установке и облегчения доступа к местам размещения образцов. Именно этими требованиями определен выбор цилиндрической геометрии бустер-реактора, горизонтальное направление его оси симметрии, степень обогащения урана во внешней АЗ, объем и конфигурация внутренней полости.

В расчетной модели БР-К учтено наличие конструктивных зазоров и пустот в массивах АЗ-1, АЗ-2 и в разделяющей АЗ среде вольфрама, наличие опорно-герметизирующих чехлов АЗ-1 и АЗ-2, а также присутствие легирующих добавок в нептунии, приводящих в совокупности к существенному понижению средней плотности делящегося вещества в АЗ-1 и АЗ-2, к увеличению загрузки урана и нептуния, к росту размеров АЗ и бустер-реактора в целом.

В сравнении с расчетами [2—4] использованы более точные значения механических и теплофизических характеристик нептуний-галлиевого сплава.

Расчеты БР-К выполнены на основе численного решения уравнений переноса нейтронов методами Монте-Карло, сферических гармоник и дискретных ординат в многогрупповом приближении. Важное значение в этих расчетах придавалось задаче прямого численного определения влияния спектральных эффектов, связанных с пороговостью делящегося вещества во внутренней АЗ (АЗ-1), на уровни коэффициентов нейтронной связи между АЗ, а также задаче определения этих коэффициентов в целом.

ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ БР-К

БР-К является реакторной установкой с двумя связанными цилиндрическими АЗ, способной выдавать при совместной работе с высокоточным линейным ускорителем электронов мощные импульсы делений с максимальным энерговыделением 120 МДж, длительностью 1—300 мкс и флюенсом нейтронов $1 \cdot 10^{14} - 2,2 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² в больших объемах (см. рис. 1). В этой установке АЗ из сплава ^{237}Np с галлием

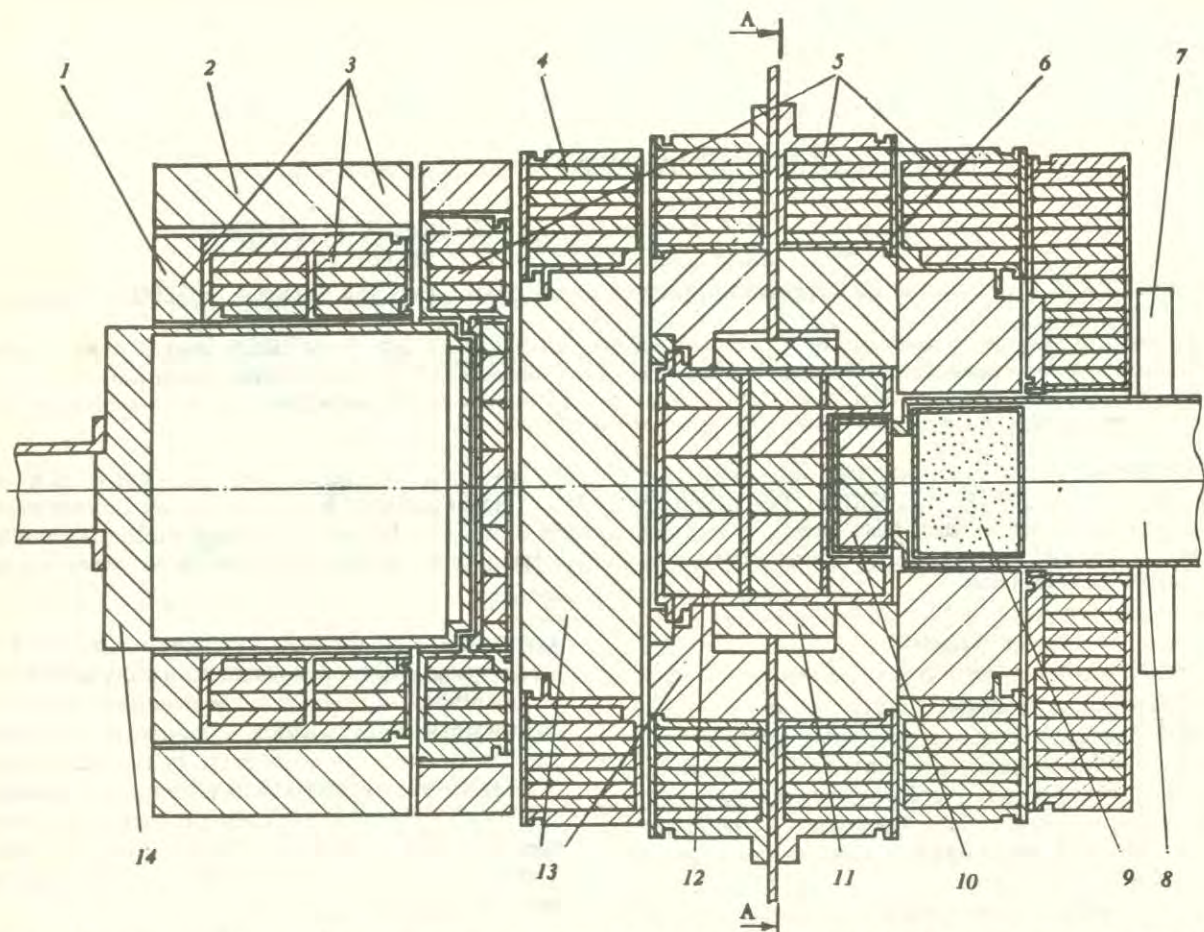


Рис. 1. Вид БР-К в осевом разрезе: 1 — отражатель нейтронов; 2 — регулирующий блок АЗ-2 (РБ-2); 3 — подвижный блок АЗ-2 (ПБ-2); 4 — аварийный блок (АБ); 5 — неподвижные блоки АЗ-2 (НБ-2); 6 — регулирующий блок АЗ-1 (РБ-1); 7 — стоп-блок (СБ) и импульсный блок (ИБ-2) АЗ-2; 8 — канал для проводки тормозного излучения; 9 — замедлитель нейтронов типа ${}^6\text{LiH}$; 10 — подвижный блок АЗ-1 (ПБ-1); 11 — импульсный блок АЗ-1 (ИБ-1); 12 — неподвижный блок АЗ-1 (НБ-1); 13 — массив вольфрама; 14 — контейнер для облучаемых образцов

(АЗ-1) расположена в полости внешней АЗ, выполненной из сплава урана с молибденом (АЗ-2). АЗ-1 и АЗ-2 разделены слоем вольфрама, в котором энергия нейтронов, перемещающихся из одной АЗ в другую, в основном сбрасывается ниже порога деления, и, таким образом, нейтроны, рожденные в АЗ-2 и попавшие в АЗ-1, в подавляющем большинстве случаев не принимают участия в поддержании цепной реакции в последней.

Эффективная толщина вольфрамового слоя в БР-К равна 13—14 см, что обеспечивает примерно 10-кратное обусловленное спектральными эффектами уменьшение коэффициента k_{12} нейтронной связи между секциями. Серьезные ограничения на размеры АЗ-2 не позволили довести эффективную толщину вольфрамового слоя до желательного уровня ~ 20 см [1, 2], при котором преимущества рассматриваемого устройства проявляются в полной степени.

Для проводки тормозного излучения от ускорителя к АЗ-1 во внешних слоях реактора создан цилиндрический канал, в области вольфрамового слоя заполненный замедлителем нейтронов типа ${}^6\text{LiH}$ (или бериллия), хорошо пропускающим тормозное излучение. Предполагалось, что при номинальном токе и энергии электронов от ускорителя в материале АЗ-1

в результате фотоядерных реакций возникает $\sim 1 \cdot 10^{15}$ первичных нейтронов.

АЗ БР-К имеет цилиндрическую полость диаметром и глубиной ~ 35 см для облучения образцов, в которой могут быть реализованы флюенсы нейтронов до $2,2 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². На внешней боковой поверхности могут быть реализованы флюенсы нейтронов $(5-6) \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

В целях генерирования сравнительно широких импульсов деления с длительностью ≤ 300 мкс БР-К может переводиться в режимы односекционного бустера или односекционного импульсного реактора. В этих режимах АЗ-1 поддерживается в глубоко подкритическом состоянии, и генерирование импульса производится в АЗ-2, как в односекционной системе.

Оснащение БР-К n -, γ -конверторами позволяет варьировать в широких пределах соотношение доз от нейтронов и γ -квантов в облучаемых образцах.

В отличие от обычных (односекционных) реакторов двухсекционные реакторы представляют собой системы с двумя степенями свободы. Вследствие этого задача управления двухсекционным реактором и прежде всего нахождения его стартового состояния, соответствующего определенным уровням интенсивности делений в секциях или импульсу с определенными

интегралами делений в секциях, значительно сложнее задачи управления односекционным реактором [4]. В этом отношении важную роль играет то обстоятельство, что, вообще говоря, в двухсекционном реакторе изменение состояния какой-либо секции влечет за собой изменение интенсивностей или интегралов делений в обеих секциях. Очевидно, что улавливание требуемого стартового состояния методом «проб и ошибок» или путем перебора с некоторым шагом всех возможных положений блоков регулирования реактивности (БРР) обеих секций является в данных условиях в силу двумерности задачи чрезмерно длительной и неудовлетворительной по точности процедурой.

Указанная операция становится результативной лишь в случае, если удастся свести двумерную задачу поиска требуемого стартового состояния к последовательности типичных для односекционного реактора одномерных задач.

В работе [4] рассмотрены варианты решения этой задачи на основе характерных для двухсекционных реакторов кинетических зависимостей, в определенных условиях означающих инвариантность отношения интенсивностей или интегралов делений в секциях к изменениям состояния одной из секций. Зависимости этого рода существенно упрощают задачу определения требуемого стартового состояния, сводя ее, например, к фиксированию заданного отношения J_2/J_1 интегралов делений в секциях за импульс с помощью перемещения одного из БРР и к установлению затем требуемых абсолютных значений J_1, J_2 с помощью перемещений другого БРР.

При использовании указанного подхода в [4] сформулировано несколько последовательностей операций по определению стартового состояния двухсекционного реактора, соответствующего импульсу с заданными интегралами делений в секциях. Эти последовательности операций базируются на калибровочных измерениях интегралов или интенсивностей делений в секциях при наличии калибровочного источника нейтронов, помещаемого в одну из секций. Для их реализации требуется выполнение следующего условия: смещение БРР одной из секций не должно изменять реактивности другой секции, т.е. БРР должны быть индивидуальными, действенными лишь в пределах одной секции средствами регулирования реактивности.

Как показали соответствующие проработки, практическая реализация индивидуальных средств регулирования реактивности секций с серьезными затруднениями не сталкивается. Подобные средства предложены даже для наиболее непростых, в смысле реализации независимых БРР, вариантов двухсекционного реактора с расположением, как в БР-К, одной секции внутри другой. Такими БРР в конструкции БР-К являются прежде всего блоки ИБ-1 и РБ-1 (см. следующий раздел).

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ БР-К

Основные элементы конструкции БР-К представлены на рис. 1—3. Как сказано выше, БР-К имеет цилиндрическую геометрию с коаксиальным расположением АЗ-1, АЗ-2, слоя вольфрама, мишени ускорителя и полости для облучений. Направленность оси симметрии — горизонтальная.

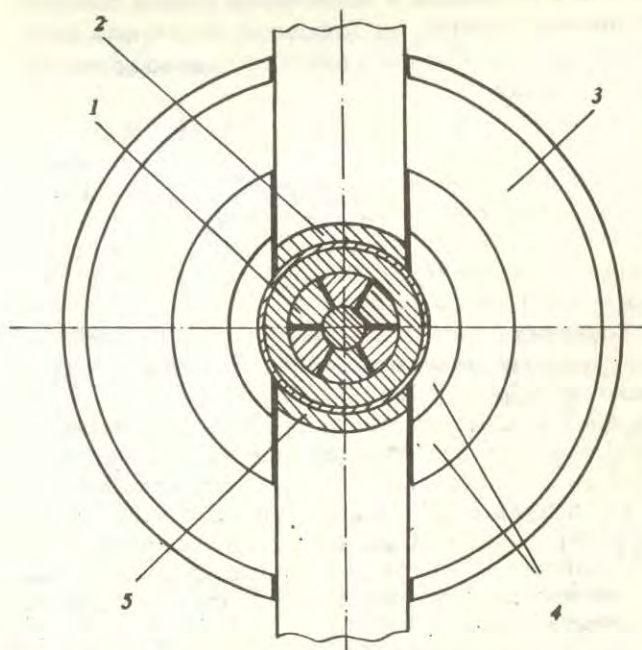


Рис. 2. Вид БР-К в нормальном к оси разрезе (разрез по линии А—А на рис. 1): 1 — АЗ-1; 2 — РБ-1; 3 — АЗ-2; 4 — массив вольфрама; 5 — ИБ-1

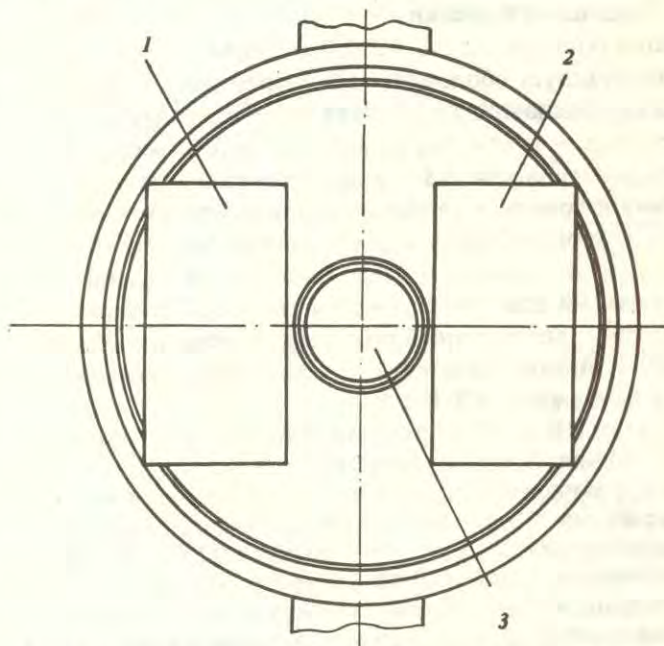


Рис. 3. Вид БР-К со стороны правого торца: 1 — СБ-2; 2 — ИБ-2; 3 — канал для проводки тормозного излучения

Внутренняя АЗ (АЗ-1) изготавливается из сплава ^{237}Np с 9% галлия по массе с плотностью в монолите $14,5 \text{ г/см}^3$ и имеет форму цилиндра диаметром 23 см и длиной ~ 25 см. Полный вес сплава в АЗ-1 равен 120—130 кг. АЗ-1 состоит из набора цилиндрических деталей диаметром 0—6; 6—16 и 16—23 см и длиной ~ 8 см. В целях понижения напряжений, связанных с динамическим тепловым ударом, цилиндрические детали диаметром 6—16 см, кроме того, разбиты по азимуту на шесть идентичных частей. Детали АЗ-1 заключены в герметичные оболочки из титана толщиной 2—3 мм. Внутри оболочек детали опираются (подвешиваются) или на выточки и выступы в оболочках, или на специальные вкладыши из титана. Между топ-

ливными элементами и оболочками блоков имеются необходимые зазоры, позволяющие топливным деталям свободно расширяться при разогреве во время импульса делений.

Внешняя АЗ (АЗ-2) изготавливается из сплава урана 36%-ного обогащения по ^{235}U с 9% молибдена по массе и имеет форму полого цилиндра длиной 105 см с максимальным внешним диаметром ~ 70 см и диаметром канала для облучения 36,5 см (тот и другой диаметр — по топливу). Полный вес сплава в АЗ-2 равен ~ 2400 кг.

Топливный материал в АЗ-2 разбит по длине на цилиндрические блоки высотой 9—12 см, а в блоках — на коаксиальные кольца толщиной 1—2 см. Каждый блок АЗ-2 зачеканен в герметичную, заполненную гелием оболочку из нержавеющей стали. Топливные кольца в блоках подвешиваются на выступах оболочек или на специальных вкладышах. Между кольцами и герметизирующими оболочками, а также между самими кольцами имеются необходимые зазоры, позволяющие им свободно расширяться при разогреве во время импульса.

Пространство между АЗ-1 и АЗ-2 заполнено вольфрамом (точнее, сплавом вольфрама с никелем и медью (массовое содержание): вольфрам — 95%, никель — 3%, медь — 2%) плотностью $18,0 \text{ г/см}^3$.

Основными блоками АЗ-1 являются: НБ-1, включающий большую часть АЗ-1, имеющий единую герметизирующую оболочку; ПБ-1, имеющий возможность перемещаться в горизонтальном направлении на расстояние ~ 10 см, служащий для грубого регулирования реактивности АЗ-1 и одновременно для высвечивания источников запаздывающих нейтронов в АЗ-1 перед генерированием импульса делений; ИБ-1 из вольфрама с вкладом в реактивность $\sim 0,3\%$, предназначенный для генерирования импульса делений в АЗ-1; РБ-1, аналогичный по составу и геометрии блоку ИБ-1, предназначенный для точного регулирования реактивности АЗ-1.

Блоки ИБ-1, РБ-1, располагаемые в массиве вольфрама вблизи боковой поверхности АЗ-1, выполнены в виде фрагментов тонкого цилиндрического слоя и имеют малый ход, равный 1,5 см. Цилиндрические боковые поверхности ИБ-1, РБ-1 выточены так, что при максимальном смещении их в сторону оси симметрии реактора происходит плотное смыкание блоков с внешней поверхностью АЗ-1, при максимальном смещении в противоположном направлении — плотное смыкание с внутренней поверхностью массива вольфрама. ИБ-1 соединен с пневмоприводом и с механическим приводом, РБ-1 — с механическим приводом при помощи титановых штоков прямоугольного сечения (8×190 мм), однородных по длине и проходящих через массив вольфрама и щель в АЗ-2.

Указанной конструкцией ИБ-1, РБ-1 достигается цель создания таких индивидуальных органов регулирования реактивности АЗ-1, которые влияют на реактивность АЗ-1 и практически не влияют на реактивность АЗ-2. Индивидуальные органы регулирования реактивности в АЗ-1 и АЗ-2, как сказано выше, необходимы для целей реализации приемлемых схем управления двухсекционным бустер-реактором.

В конструкции блоков ИБ-1, РБ-1 учтено также понятное стремление к минимальным потерям воль-

фрама, т.е. к минимальному введению пустот в промежуточный слой вольфрама при размещении в нем этих блоков, так как наличие значительных по объему пустот в этом слое неблагоприятно отразилось бы на его эффективности в качестве замедлителя нейтронов.

В состав АЗ-2 входят следующие элементы: АБ, обеспечивающий основной аварийный сброс для обеих АЗ, закрепляемый на подвижном столе реакторного стенда, перемещаемый в вертикальном направлении на расстояние ~ 45 см; три НБ-2 (два из них — сдвоенные), закрепленных на стенде БР-К; ИБ-2 с вкладом реактивности $\sim 0,7\%$, располагаемый с торца АЗ-2 (см. рис. 3), служащий для генерирования импульса делений в АЗ-2 в случае, когда эта АЗ действует в режимах односекционного бустера или односекционного импульсного реактора (АЗ-1 в этих режимах глубоко подкритична), выполненного из латуни или бериллия в форме тонкого параллелепипеда; СБ, по составу, геометрии, расположению и вкладу в реактивность аналогичный блоку ИБ-2, служащий для высвечивания запаздывающих нейтронов в АЗ-2; ПБ-2, перемещаемый в горизонтальном направлении по оси установки на расстояние ~ 10 см, используемый для грубого регулирования реактивности АЗ-2; РБ-2, выполненный из латуни в виде разрезанного продольно в вертикальной плоскости цилиндрического кольца толщиной ~ 8 см и внешним диаметром 68 см, перемещаемый в горизонтальном от оси направлении на расстояние ~ 8 см, служащий для тонкого регулирования реактивности АЗ-2.

В дополнение к сказанному отметим, что ПБ-2 состоит из части колец АЗ-2, РБ-2 и торцевого латунного отражателя нейтронов. Внутри ПБ-2 имеется полость диаметром 35 см, которая вместе с полостью соседнего НБ-2 образует основной облучательный объем установки. РБ-2 позволяет изменять реактивность АЗ-2 в пределах 1,5—2%, ПБ-2 — в пределах 2%. Падение АБ уменьшает реактивность АЗ-1 на $\sim 2\%$, а реактивность АЗ-2 на 3,3%.

Блоки ПБ-2, СБ, ИБ-2, РБ-2 являются индивидуальными органами регулирования реактивности АЗ-2. Аварийная защита установки осуществляется в результате падения блоков АБ, ИБ-1, ИБ-2, СБ и перемещения блоков ПБ-1, ПБ-2. Конструкция бустер-реактора обеспечивает независимое падение или перемещение этих блоков, а также перемещение блоков РБ-1, РБ-2. Сброс блоков АБ, ИБ-1, ИБ-2 и СБ возможен из любого положения.

РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БР-К

Как говорилось выше, основные статические характеристики БР-К, такие, как критические параметры, реактивность органов регулирования, пространственное распределение нейтронов и плотности энерговыделения в системе, время жизни мгновенных нейтронов, коэффициенты связи между секциями и другие, были определены в результате численных решений уравнений переноса нейтронов с помощью методов Монте-Карло, сферических гармоник и дискретных ординат в многогрупповом приближении. Главной задачей статических нейтронных расчетов являлся выбор оптимальных размеров блоков БР-К, которые должны обеспечивать:

1) наиболее однородное пространственное распределение плотности энерговыделения в системе;

2) сбалансированные «веса» органов регулирования реактивности, позволяющие изменять реактивности АЗ в требуемых пределах;

3) как можно больший перепад в коэффициентах нейтронной связи АЗ-1 и АЗ-2 (коэффициенты k_{12} , k_{21}).

Эти условия необходимо было выполнить при заданных размерах полости, заданном максимальном диаметре топливных элементов АЗ-2 и при обеспечении высокого уровня флюенса нейтронов в полости.

В итоге было получено: $\tau_1 = 5,2 \cdot 10^{-9}$ с; $\tau_2 = 4,5 \cdot 10^{-8}$ с; $\tau_{21} = 2,46 \cdot 10^{-7}$ с; $\tau_{12} = 5,21 \cdot 10^{-8}$ с; $k_{12} = 2,124 \cdot 10^{-3}$ с; $k_{21} = 0,1661$. (Обозначения общепринятые, см., например, [2]. Размеры АЗ, вес топлива в АЗ-1, АЗ-2 и «веса» органов регулирования реактивности приведены в предыдущем разделе.) Пространственное распределение флюенса нейтронов в системе (в относительных единицах, с нормировкой на 1000 в максимуме) приведено на рис. 4.

Анализ переходных процессов в БР-К проводился на основе численного решения уравнений кинетики связанных реакторов (1) из [5], сформулированных в рамках концепции Эйвери [6] и динамики быстрых импульсных реакторов. Предполагалось при этом, что допустимое повышение температуры в АЗ-1 и АЗ-2 ограничено соответственно уровнями 500 и 680 °С. Энерговыделения в АЗ при этих максимальных температурах равны $Q_1 = 7,6$ МДж в АЗ-1 и $Q_2 = 120$ МДж в АЗ-2.

Необходимые для проведения расчетов переходных процессов механические и теплофизические характеристики нептуний-галлиевый и уран-молибденового сплавов в монолитах, усредненные в рабочем интервале температур, приняты на основании данных [7—12] следующими:

— нептуний-галлиевый сплав: $\rho = 14,5$ г/см³; $E = 1,76 \cdot 10^6$ кг/см²; $\sigma = 0,22$; $K = 25 \cdot 10^{-6}$ °С⁻¹; $c_p = 0,190$ Дж/(г·°С);

— уран-молибденовый сплав: $\rho = 17,2$ г/см³; $E = 0,81 \cdot 10^6$ кг/см²; $\sigma = 0,37$; $K = 12,6 \cdot 10^{-6}$ °С⁻¹; $c_p = 0,1658$ Дж/(г·°С).

Здесь ρ — плотность материала; E , σ — модуль Юнга и коэффициент Пуассона, K — коэффициент температурного расширения; c_p — теплоемкость.

Полученные в предварительных расчетах значения входящих в уравнения (1) из [5] показателей реактивной обратной связи в секциях БР-К приведены в табл. 1 (ω_j — механические круговые частоты вибрационных гармоник в секциях и γ_j — парциальные, относящиеся к отдельным гармоникам колебаний квазистатические коэффициенты реактивности, $j = 1, 2, 3$). Параметры запаздывающих и отраженных от стен помещения нейтронов даны в табл. 2.

На рис. 5 показаны полученные в результате расчетов зависимости ширины импульса делений на половине высоты в АЗ-2 от энерговыделения в АЗ-2 при работе БР-К в бустерном режиме при нескольких значениях интенсивности источника нейтронов S_1 и в режиме импульсного реактора при энерговыделении за импульс в АЗ-1 7,6 и 3,8 МДж. В целях сравнения на рис. 5 приведены также ширины импульса в АЗ-2 при работе АЗ-2 в режиме односекционного бустера ($S = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.) или односекционного импульсного реактора (T_1, T_2 — ширины импульсов делений на половине высоты в АЗ-1 и АЗ-2 соответственно).

Таблица 1. Показатели динамической реактивной обратной связи в секциях БР-К

Показатель	АЗ-1	АЗ-2
ω_1 , с ⁻¹	$3,512 \cdot 10^4$	$1,119 \cdot 10^4$
ω_2 , с ⁻¹	—	$0,915 \cdot 10^4$
ω_3 , с ⁻¹	—	$0,709 \cdot 10^4$
γ_1 , МДж ⁻¹	$+4,056 \cdot 10^{-4}$	$-0,925 \cdot 10^{-5}$
γ_2 , МДж ⁻¹	—	$+2,006 \cdot 10^{-5}$
γ_3 , МДж ⁻¹	—	$+1,285 \cdot 10^{-5}$
Суммарный квазистатический коэффициент гашения реактивности, МДж	$+4,056 \cdot 10^{-4}$	$+2,366 \cdot 10^{-5}$

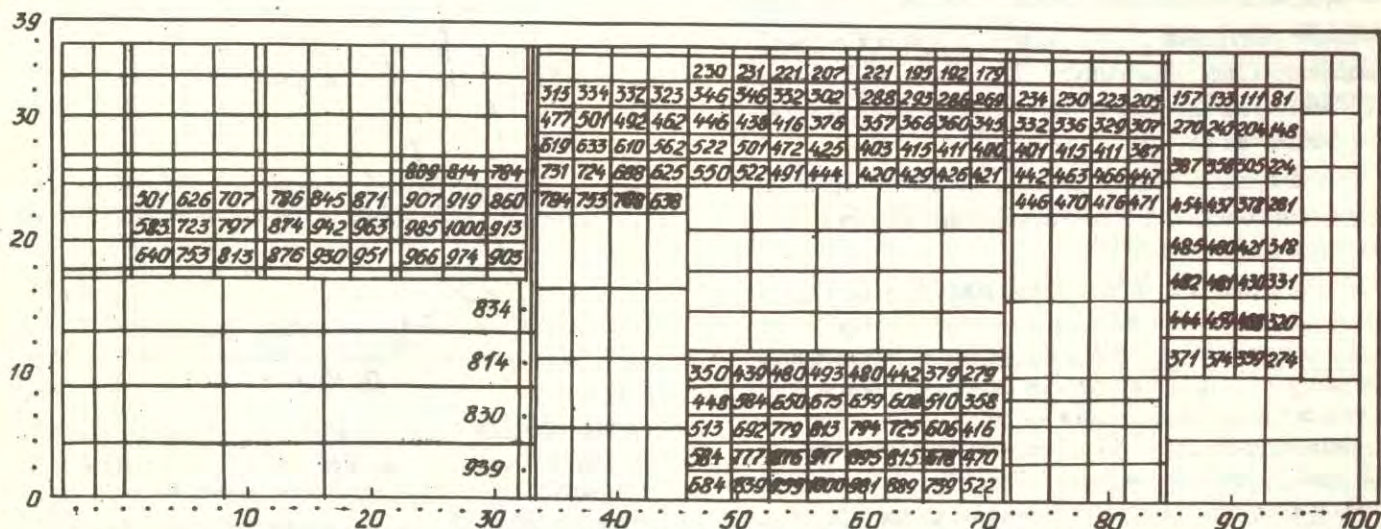


Рис. 4. Относительное пространственное распределение флюенса нейтронов за импульс в среде АЗ-1 и АЗ-2 БР-К

Т а б л и ц а 2. Параметры запаздывающих и отраженных от стен помещения нейтронов в АЗ-1 и АЗ-2 БР-К (группы с номерами 1—10 относятся к отраженным нейтронам, с номерами 11—16 — к натуральным запаздывающим нейтронам)*

i	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	$\beta_{1i} \cdot 10^4$	$\beta_{2i} \cdot 10^4$	Примечания
1	$0,54 \cdot 10^7$		12,200	
2	$2,00 \cdot 10^6$		9,630	
3	$0,82 \cdot 10^6$		1,700	
4	$2,86 \cdot 10^5$		1,110	
5	$0,96 \cdot 10^5$	0	1,020	$\sum_{i=1}^{10} \beta_{2i} = 2,777 \cdot 10^{-3}$
6	$0,30 \cdot 10^5$		1,110	
7	$0,96 \cdot 10^4$		1,000	
8	$2,93 \cdot 10^3$		0	
9	$0,94 \cdot 10^3$		0	$\sum_{i=11}^{16} \beta_{1i} = 2 \cdot 10^{-3}$
10	$0,29 \cdot 10^3$		0	
11	0,0125	0,740	2,59	
12	0,0312	4,197	14,69	
13	0,114	3,737	13,08	$\sum_{i=11}^{16} \beta_{2i} = 7 \cdot 10^{-3}$
14	0,306	8,132	28,46	
15	1,375	2,634	9,22	
16	3,81	0,560	1,96	

* Значения β_{1i} ($i = 1-10$) равны нулю ввиду экранирования внутренней секции от стен внешней секцией и слоем вольфрама. По этой же причине равны нулю и не учитываются перекрестные доли отраженных нейтронов β_{12i}, β_{21i} .

На рис. 6 показана зависимость ширины импульса от энерговыделения за импульс в АЗ-1, работающей в режиме односекционного бустера ($S = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.) или односекционного импульсного реактора. На рис. 7 представлены импульсы делений в АЗ-1, АЗ-2 БР-К при энерговыделениях в АЗ-1 и АЗ-2, равных соответственно 7,6 и 60 МДж. В изолированных АЗ-1 и АЗ-2, действующих как односекционные бустеры при источнике нейтронов $1 \cdot 10^{15}$ нейтр. и при тех же энерговыделениях, ширины импульсов равны соответственно 3 и 260 мкс. Относящиеся к этому случаю импульсы также показаны на рис. 7.

Более полная сводка данных по параметрам некоторых наиболее представительных импульсов в БР-К приведена в табл. 3.

Данные рис. 5 и табл. 3 показывают, что импульс излучений в полости БР-К при максимальных энерговыделениях в АЗ-1 и АЗ-2 в бустерном режиме имеет ширину 113 мкс, а в полости односекционной АЗ-2 при том же энерговыделении — 260 мкс. Этот результат, свидетельствующий о весьма умеренном, только в 2,3 раза, укорочении длительности импульса с помощью рассматриваемого устройства, относится лишь к наиболее форсированной вспышке делений в БР-К.

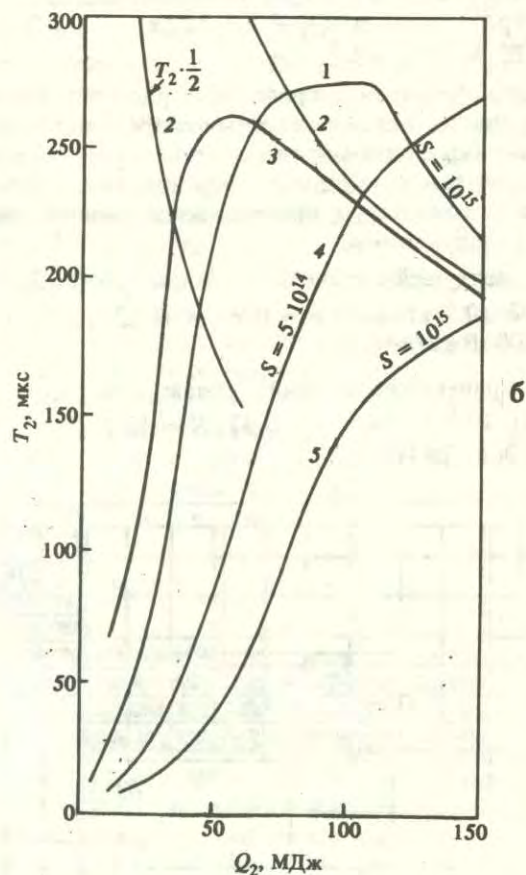
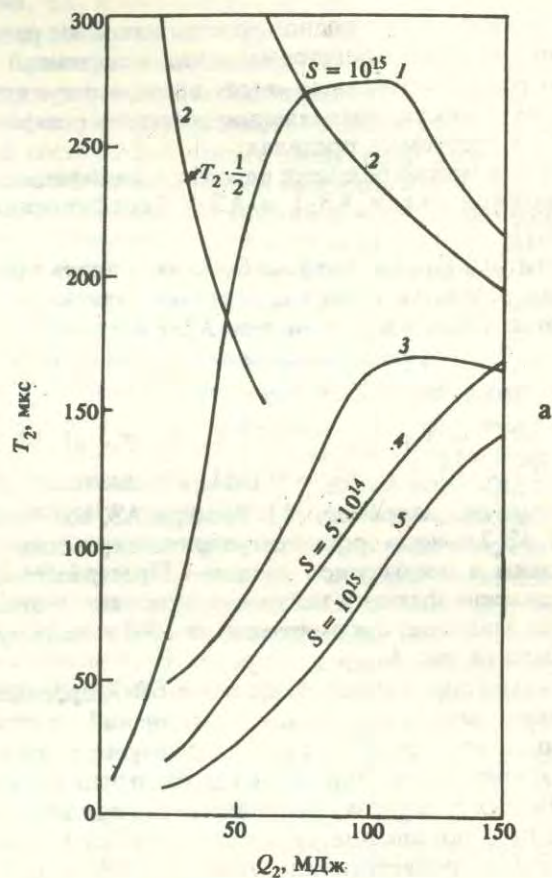


Рис. 5. Зависимость T_2 — ширины импульса в АЗ-2 бустер-реактора от энерговыделения за импульс в АЗ-2: а — $Q_1 = 7,6$ МДж; б — $Q_1 = 3,8$ МДж; 1 — АЗ-2 в режиме односекционного бустера; 2 — АЗ-2 в режиме односекционного импульсного реактора; 3 — режим импульсного реактора; 4, 5 — бустерный режим

Таблица 3. Параметры импульсов делений в БР-К

Режим работы	Энерговыделение за импульс, МДж		Флюенс нейтронов за импульс в полости АЗ-2, нейтр./см ²	Ширина импульса в АЗ-2, мкс
	АЗ-1	АЗ-2		
Двухсекционный бустер ($S_1 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.)	7,6	120	2,2	113
	7,6	60	1,1	33
	7,6	30	0,55	11
	< 7,6	5,4	0,1	~ 1
Двухсекционный импульсный реактор	3,8	120	2,2	167
	7,6	120	2,2	170
	7,6	60	1,1	93
	7,6	30	0,55	53
АЗ-2 как односекционный бустер ($S_2 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.)	3,8	120	2,2	215
		120	2,2	260
		60	1,1	248
		30	0,55	86
АЗ-2 как односекционный импульсный реактор		120	2,2	219
		60	1,1	307
		30	0,55	480

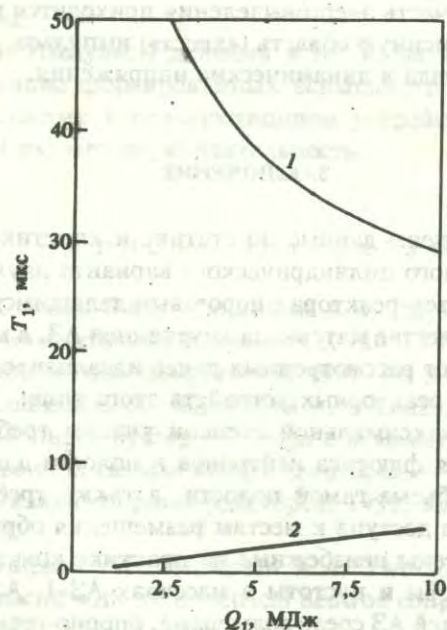


Рис. 6. Зависимость T_1 — ширины импульса в АЗ-1 от энерговыделения Q_1 за импульс при работе АЗ-1 в режиме односекционного импульсного реактора (1) или односекционного бустера при $S = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр. (2)

При понижении энерговыделения в АЗ-2 преимущества рассматриваемого устройства становятся более значительными. Так, при уменьшении энерговыделения в АЗ-2 в два раза отношение ширины импульсов становится равным 7,5; при понижении энерговыделения еще в два раза — 7,8. При дальнейшем уменьшении энерговыделения в АЗ-2 отношение ширины импульсов еще несколько увеличивается.

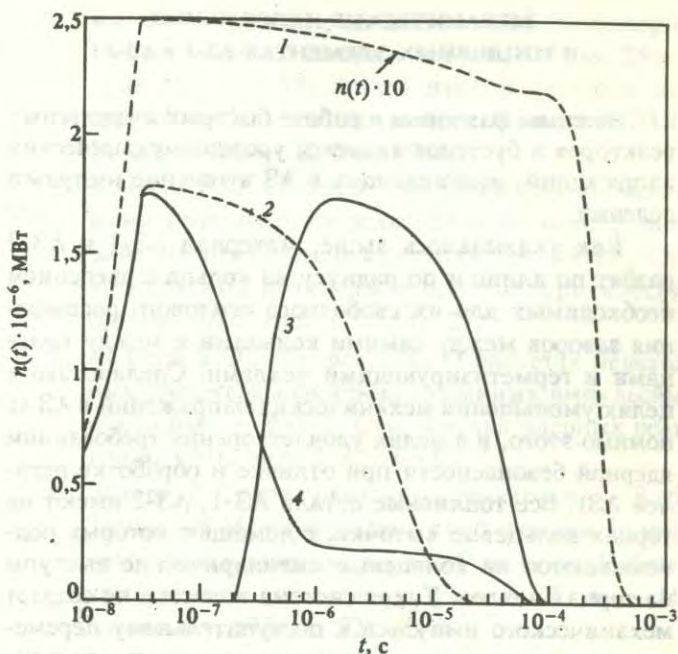


Рис. 7. Форма импульсов делений в АЗ-1 и АЗ-2 бустер-реактора БР-К (кривые 3 и 4) и в АЗ-1, АЗ-2, действующих в режиме односекционных бустеров (1, 2) при $S = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр., $Q_1 = 7,6$ МДж, $Q_2 = 60$ МДж

Преимущество БР-К в сравнении с односекционным устройством проявляется и при работе в режиме импульсного реактора. В этом режиме указанное отношение ширины импульсов излучений в полости равно 1,3; 3,3 и 9,1 соответственно при энерговыделениях в АЗ-2 120, 60 и 30 МДж.

В отличие от односекционного импульсного реактора, в котором, как известно, длительность импульса увеличивается с уменьшением энерговыделения, рассматриваемый двухсекционный бустер-реактор и в режиме импульсного реактора сохраняет одно из свойств бустеров, заключающееся в уменьшении длительности импульса делений в АЗ-2 при понижении энерговыделения в ней.

Следует отметить, что приведенные здесь факторы укорочения длительности импульса в БР-К в сравнении с односекционным устройством заметно уступают таковым в идеализированном аналоге. Это отличие вызвано уменьшением перепада в коэффициентах нейтронной связи k_{12} и k_{21} , обусловленным, в свою очередь, недостаточной толщиной вольфрамового слоя в БР-К и более точным расчетом спектральных эффектов. Полученный перепад в коэффициентах нейтронной связи между АЗ в БР-К хотя и значителен ($k_{12} = 2,124 \cdot 10^{-3}$; $k_{21} = 0,1661$), тем не менее заметно меньше перепада в идеализированном аналоге ($k_{12} = 2,029 \cdot 10^{-4}$; $k_{21} = 0,390$ [2]).

Характер зависимости ширины импульсов от энерговыделений в АЗ-1, АЗ-2, от интенсивности источника нейтронов, а также от режима работы установки в БР-К тот же, что и в идеализированных аналогах.

МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ АЗ-1 и АЗ-2

Важным фактором в работе быстрых импульсных реакторов и бустеров является уровень механических напряжений, возникающих в АЗ в течение импульса делений.

Как указывалось выше, материал АЗ-1 и АЗ-2 разбит по длине и по радиусу на кольца с введением необходимых для их свободного теплового расширения зазоров между самими кольцами и между кольцами и герметизирующими чехлами. Сделано это в целях уменьшения механических напряжений в АЗ (а помимо этого, и в целях удовлетворения требованиям ядерной безопасности при отливке и обработке деталей АЗ). Все топливные детали АЗ-1, АЗ-2 имеют на торцах кольцевые выточки, с помощью которых подвешиваются на кольцевые цилиндрические выступы на торцах чехлов. Такая система подвески не создает механического импульса к поступательному перемещению колец в вертикальном или горизонтальном направлении в момент импульса делений и таким образом обеспечивает условия для свободных, без ударов друг по другу и по чехлам колебаний колец под влиянием резкого теплового удара. В принятой конструкции АЗ-1, АЗ-2 каждое топливное кольцо при решении задач термоупругости допустимо рассматривать как элемент, совершенно изолированный и не взаимодействующий с другими деталями.

Механические напряжения в кольцах определялись на основе численного решения динамической задачи термоупругости в рамках осесимметричной оболочечной модели [13] с учетом неравномерности распределения температуры по длине оболочки. Расчеты проводились для колец, максимальная температура которых близка к предельно допустимой (680°C для АЗ-2 и 500°C для АЗ-1) и которые имеют наибольший температурный градиент по длине. (Выполненные ранее расчеты показали, что при одной и той же максимальной температуре возникающие при динамическом тепловом ударе напряжения тем выше, чем больше перепад температуры вдоль образующей кольца.)

Осевое распределение температуры в кольцах бралось из анализа данных рис. 4 и аппроксимировалось полиномом третьей степени.

В результате расчетов получено, что механические напряжения максимальны:

— в АЗ-1 — в левом (топология рис. 1) кольце с внутренним и внешним диаметрами 160—230 мм;

— в АЗ-2 — в третьем, считая от оси, кольце в правом наборе колец подвижного блока ПБ-2.

Амплитуда напряжений в АЗ-1 максимальна в варианте бустерного режима работы установки с энерговыделениями в АЗ-1 и АЗ-2 соответственно 7,6 и 30 МДж, длительностью импульса в АЗ-2 11 мкс и равна $1,2 \cdot 10^4$ кг/см². Температура в участке максимальных напряжений равна 290°C . Ни статический, ни динамический предел прочности нептуний-галлиевый сплав при указанной температуре автотормоза статьи не известен. Однако известно, что для ме-

таллического нептуния в α -фазе статический предел прочности на разрыв равен $\sim 1,2 \cdot 10^4$ кг/см². Если распространить это значение предела прочности на нептуний-галлиевый сплав и учесть, что обычно динамический предел прочности для металлов при ударном нагружении существенно выше статического предела прочности, то можно сделать вывод, что полученное значение максимальных напряжений в кольцах АЗ-1 допустимо и не ограничивает работоспособности установки в рамках оговоренной выше максимальной температуры АЗ-1.

Амплитуда напряжений в АЗ-2 максимальна в варианте бустерного режима работы БР-К с энерговыделениями в АЗ-1 и АЗ-2 соответственно 7,6 и 120 МДж, длительностью импульса в АЗ-2 113 мкс и равна $6,2 \cdot 10^3$ кг/см². Температура в участке максимальных напряжений равна 670°C . Указанная амплитуда напряжений значительно превосходит статический предел прочности уран-молибденового сплава при температуре 670°C , но заметно ниже его динамического предела прочности и поэтому также рассматривается как допустимая.

Необходимо отметить, что расчеты напряжений проводились в предположении, что все энерговыделение происходит в быстропеременной части импульса. Это предположение влечет за собой некоторое завышение расчетных напряжений, поскольку в действительности часть энерговыделения приходится на медленнопеременную область («хвост») импульса, не вносящую вклада в динамические напряжения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены данные по статике и кинетике БР-К — проектного цилиндрического варианта двухсекционного бустер-реактора с пороговым делящимся веществом в качестве материала внутренней АЗ, в котором в отличие от рассмотренных ранее идеализированных вариантов реакторных устройств этого типа:

— в максимальной степени учтены требования увеличения флюенса нейтронов в полости для облучений и объема самой полости, а также требование облегчения доступа к местам размещения образцов;

— учтены неизбежные на практике конструкционные зазоры и пустоты в массивах АЗ-1, АЗ-2 и в разделяющей АЗ среде вольфрама, опорно-герметизирующие чехлы в АЗ-1 и АЗ-2, а также легирующие добавки в нептуний, приводящие в совокупности к заметному понижению средней плотности делящихся веществ, к увеличению загрузки урана и нептуния, а также размеров АЗ и бустер-реактора в целом,

и при расчетах которого:

— использованы более точные значения механических и теплофизических характеристик порогового делящегося вещества;

— использованы более точные методы численного решения уравнений переноса нейтронов;

— строго определены влияние спектральных эффектов, связанных с пороговостью делящегося веще-

ства во внутренней АЗ, на коэффициенты нейтронной связи между АЗ, а также эти коэффициенты в целом.

Эти данные позволяют сделать следующие выводы:

1. Несмотря на возникшие в проекте БР-К конструктивные ограничения на толщину вольфрамового слоя и другие неблагоприятные факторы, приведшие к значительному увеличению объема бустер-реактора, в БР-К, как и в рассмотренных ранее его идеализированных аналогах, преимущества использования порогового делящегося вещества в качестве материала одной из секций проявились весьма четко.

2. Характер зависимости ширины импульсов от энерговыделения в АЗ-1, АЗ-2, от интенсивности источника нейтронов, а также от режима работы установки в БР-К тот же, что и в его идеализированных аналогах.

3. Достигнутый перепад в коэффициентах нейтронной связи между АЗ в БР-К хотя и значителен ($k_{12} = 2,124 \cdot 10^{-3}$; $k_{21} = 0,1661$), тем не менее заметно меньше перепада в его идеализированном аналоге ($k_{12} = 2,029 \cdot 10^{-4}$; $k_{21} = 0,390$ [2]). Указанное отличие обусловлено недостаточной толщиной вольфрамового слоя в БР-К и более точным расчетом в БР-К спектральных эффектов.

Это отличие в коэффициентах нейтронной связи имеет следствием некоторое снижение в БР-К преимуществ использования порогового делящегося вещества.

4. Импульсы делений в БР-К, за исключением предельно форсированных вспышек, в сравнении с импульсами в односекционном устройстве имеют в 7—10 раз меньшую длительность.

Список литературы

1. Колесов В.Ф., Малинкин А.А. Двухсекционный умножитель нейтронов: А.с. 786619 (от 16.07.79). Бюллетень изобретений, 1991, № 30, с. 240.
2. Колесов В.Ф., Малинкин А.А. Кинетика двухсекционного бустер-реактора с асимметричной нейтронной связью между секциями. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 10—23.
3. Kolesov V.F., Malinkin A.A. Two-section pulsed reactor with asymmetrical neutron coupling between sections. Proceeding on International Workshop on Pulsed Advanced Neutron Sources. Dubna, 25—27 June 1991. — In: Pulsed nuclear reactors: new capabilities for scientific research: Препринт ОИЯИ № ДЗ-92-76. — Дубна, 1992.
4. Колесов В.Ф. Способы управления двухсекционными импульсными реакторами на основе инвариантов реакторной кинетики. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 14—25.
5. Колесов В.Ф., Штарев С.К. О расчетах переходных процессов в системах связанных импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 27—47.
6. Эйвери Р. Теория связанных реакторов. — В сб.: Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. Т. 3. — М.: Атомиздат, 1959, с. 321—340.
7. Ли Дж., Уолдрон М. Последние достижения в исследовании актиноидов. — Атомная техника за рубежом, 1974, № 2, с. 22—36.
8. Merz M.D., Kjarano H.E. Mechanical properties of α -neptunium: hardness and elastic moduli. Plutonium 1975 and other actinides. — Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1976, p. 679—684.
9. Lee J.A., Sutcliffe P.W., Martin D.J. et al. Plutonium 1970 and actinides/Ed. W.N. Miner. — N.Y.: Metallurg. Soc. AIME, 1970.
10. Lee J.A., Mardon P.B., Peace J.K., Hall R.O.A. Study of the allotropic transformations in neptunium. — Phys. Chem. Solids, 1959, vol. 11, p. 177—181.
11. Сергеев Г.Я., Титова В.В., Борисов К.А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. — М.: Госатомиздат, 1960.
12. Reactor Handbook, vol. 1. Materials. Ed. by Tipton C.R. — New York, London, 1960.
13. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 12—21.

ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

А.М. Воинов

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

Представлен краткий обзор работ по лазерам с ядерной накачкой, выполненных на импульсных реакторах различных типов. Приведены параметры импульсных реакторов, данные по генерационным характеристикам лазеров с ядерной накачкой, результаты исследований по оптимизации конструкций лазеров.

PULSED NUCLEAR REACTORS IMPLEMENTATION FOR NUCLEAR-PUMPED LASERS STUDY. A.M. VOINOV. We present a brief overview of nuclear-pumped laser-related issues, accomplished at pulsed power reactors of different type. We also present pulsed power reactors performance data inferred from the generation characteristics of nuclear pumped lasers together with the results of laser construction improvement activities.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования по накачке лазеров продуктами нейтронных ядерных реакций начались в 60-х годах в США и России примерно в одно время в надежде создать новый тип лазера высокой мощности.

Физической основой для этого послужило то, что в радиолюминесцирующих конденсированных средах или в ядерно-возбуждаемой плазме значительная доля энергии ядерных частиц может быть преобразована в излучение оптического диапазона.

Применительно к проблеме изучения возможности использования ядерных источников энергии для прямой накачки лазеров программа исследований включает:

- выяснение и оптимизацию условий, при которых происходит лазерная генерация в рабочей среде, облучаемой интенсивным потоком нейтронов;

- определение реальных параметров, облика и преимуществ лазеров с ядерной накачкой по сравнению с газодинамическими, химическими, электроразрядными и другими типами мощных лазеров, получивших известную распространенность.

Определим условия, с учетом которых следует решать поставленную задачу.

Примем для оценок, что удельная энергия когерентного излучения во всех сравниваемых типах лазеров должна быть не менее 1 Дж/см^3 . Коэффициент преобразования ядерной энергии в когерентное излучение примем для определенности равным 1%, тогда в каждый кубический сантиметр объема рабочей среды необходимо вводить 100 Дж такой энергии. Если ориентироваться на ядерную реакцию деления урана, то при накачке рабочей среды только γ -излучением осколков требуемый энерговод достигается при дозе 10^7 рад .

Осуществляя накачку непосредственно осколками деления, требуется производить $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ дел./см}^3$, если уран распределен гомогенно в рабочей среде. При концентрации ^{235}U 1 мг/см^3 флюенс тепловых нейтронов, при котором достигается требуемая плотность делений, равен $2 \cdot 10^{15} \text{ нейтр./см}^2$.

Для поддержания режима непрерывной генерации с принятым удельным выходом мощность дозы

при γ -накачке должна составлять 10^7 рад/с , а при накачке осколками деления необходим поток тепловых нейтронов $2 \cdot 10^{15} \text{ нейтр./см}^2 \cdot \text{с}$. Такие условия до настоящего времени реализуются только в специальных высокопоточных реакторах типа CM [1] или HFIR [2].

Потоки ядерных излучений можно снизить примерно на порядок, если найдутся среды с конверсионной эффективностью более 10%. Природа не запрещает этого. Например, максимальный конверсионный коэффициент при возбуждении радиолюминесценции щелочно-галогидных и щелочно-земельных радиолюминофоров α - и β -частицами составляет соответственно 35 и 50% [3]. Конверсионная эффективность оксида иттрия при возбуждении γ -квантами достигает 10% [4].

Эффективными преобразователями энергии ядерных излучений в оптическое излучение являются благородные газы и их смеси [5]. Это вселяет оптимизм, но в настоящее время реальность такова, что лазеры с ядерной накачкой (ЛЯН) с удельной мощностью генерации порядка 1 Вт/см^3 имеют КПД менее 1% [6, 7]. Поэтому для реализации сформулированной выше программы исследований следует ориентироваться главным образом на высокопоточные реакторы, количество которых невелико и создатели которых, к сожалению, не задумывались о специализации этих установок для оптических и лазерных исследований и применений.

Лазерные сборки обычно достаточно сложны по устройству, требуют квалифицированного обслуживания и определенной комфортности для поддержания работоспособности в ходе эксперимента. Высокий уровень радиоактивных и тепловых потоков, воздействующих на лазерное устройство, установленное непосредственно в активной зоне (АЗ) реактора, вносит много дополнительных трудностей и является частой причиной неудач подобных экспериментов. Положение могло бы стать безнадежным, если бы не мощные лабораторные источники излучений на основе импульсных ядерных реакторов (ИЯР), которыми стали оснащаться с конца 50-х годов различные научные центры и университеты.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Под импульсным реактором понимают устройство, обеспечивающее получение контролируемых и повторяемых вспышек делений атомных ядер. Они различаются по составу и конструкции АЗ, характеристикам n - и γ -излучений, по способу компенсации избыточной реактивности, создаваемой в АЗ для генерации вспышки делений.

Основным показателем качества ИЯР как источника ядерных излучений являются величина флюенса нейтронов (γ -дозы) за импульс, длительность импульса, объем и конфигурация пространства с высоким флюенсом (дозой), доступного для проведения экспериментов по облучению, частота повторения импульсов.

Наибольшее распространение получили ИЯР, работающие в режиме однократных импульсов с длительностью от десятков микросекунд до нескольких секунд. Генерируемая в импульсе тепловая энергия адиабатически запасается в АЗ, которая нагревается при этом до максимально допустимой для данного вида ядерного топлива температуры. Повторение вспышки делений возможно лишь после охлаждения АЗ реактора до исходной начальной температуры.

К настоящему времени разработаны и находятся в эксплуатации более десятка типов ИЯР, различающихся видом ядерного топлива, и несколько десятков их модификаций, отличающихся одна от другой по конструкции. В качестве топлива применяется металлический ^{235}U высокого обогащения, уран-молибденовые и уран-алюминиевые сплавы, тройной сплав уран—цирконий—водород, уран-графитовая смесь, водные растворы солей урана и др. В отдельных случаях используется и плутоний.

Регулирование числа делений во вспышках мощности обычно предусматривается от 10^{16} дел. за вспышку до максимума, который в уран-графитовых реакторах на тепловых нейтронах, например, дости-

гает 10^{20} дел. за импульс. Флюенс нейтронов в экспериментальных каналах находится при этом в пределах 10^{13} — 10^{16} нейтр./см². Так как длительность вспышки, как правило, короче 10^{-2} с, то поток нейтронов и мощность дозы в местах облучения превышают 10^{15} нейтр./(см²·с) и 10^7 Р/с, что, как мы условились выше, желательно иметь для представительных экспериментов по ядерной накачке лазеров.

Несмотря на то, что первые конструкции ИЯР были созданы еще в середине 50-х годов, они и сегодня являются достаточно экзотическими приборами, поэтому нам кажется полезным ознакомить исследователей с постановкой лазерных экспериментов на ИЯР, реализованных в различных исследовательских центрах.

В табл. 1, 2 представлены данные, характеризующие применение ИЯР для изучения ЛЯН. В табл. 1 сравниваются для примера импульсные реакторы Лос-

Т а б л и ц а 1. Сравнение характеристик ИЯР

ЛАНЛ	Godiva-IV	SKUA (расчетные оценки)	LBR (расчетные оценки)	ACRR (SANDIA)
Полуширина, с	$5 \cdot 10^{-5}$	$(1-4) \cdot 10^{-4}$	$(5-50) \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$
Энерговыделение, МДж	1,8	5,4	89	360
Флюенс в центральном канале, 10^{14} нейтр./см ²	3,3	3,3	—	74
ВНИИЭФ	БР-1	ТИБР	ВИР-2М	БИГР
Полуширина, с	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}-100$
Энерговыделение, МДж	12	8,0	80	300
Флюенс в центральном канале, 10^{14} нейтр./см ²	10	10	7,0	100

Т а б л и ц а 2. Использование ИЯР для исследований ЛЯН

Реакторы ВНИИЭФ	Аналог		Энерговыделение, МДж	Флюенс в центральном канале, нейтр./см ²	Полуширина импульса, с	Исследования ЛЯН (программы)	
	США	Россия				США	Россия
ВИР-2М	Godiva-IV	БАРС	3	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{-5}$	Инертные газы, пары Нg	Электроионизационные лазеры
БР-1	SPR-III	—	10	$1 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{-5}$	Инертные газы, эксимеры	Нейтронная накачка, конденсированные среды
ТИБР	SKUA (проект)	ИБР	10	$1 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{-4}$	—	Жидкие среды, инертные газы
ВИР-2М	TRIGA LBR (проект)	ИГРИК	80	$7 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{-3}$	Газовые среды, пары J_2	Газовые среды, пары металлов
БИГР	ACRR	—	300	$1 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{-3}-10^2$	ALEC	ЛМ-4
МИРТ (проект)	TREAT	ИГР	3000	$1 \cdot 10^{17}$	$10^{-2}-10^2$	«Кентавр»	Электроионизационные лазеры
—	HEIR (проект)	—	300 МВт	—	Непрерывный	«Кентавр»	—

Аламосской национальной лаборатории США (ЛАНЛ) [8] и ВНИИЭФ⁹) [9]. Нетрудно видеть, что параметры установок, помещенных в один столбец, довольно близки, хотя конструкции реакторов значительно отличаются. Например, ACRR — модифицированный с участием LLNL вариант хорошо известного бассейнового реактора TRIGA со специальным топливом из смеси $\text{BeO} + \text{UO}_2$, а реактор БИГР (в том же столбце) единственный в мире гомогенный реактор на быстрых нейтронах с уран-графитовым топливом ($\text{UO}_2 + \text{C}$). В табл. 2 приведены обобщенные сведения по программам исследования ЛЯН, выполняемым на близких по параметрам импульсных реакторах США и России. Видно, что программы охватывают различные виды лазерных сред — твердых, жидких, газообразных; типов лазеров — плазменных, ионизационных, радиолуминесцентных; способов накачки — γ -излучением, быстрыми нейтронами, осколками деления, продуктами экзотермических ядерных реакций.

На мощных реакторах БИГР и ACRR уже исследуются фрагменты ядерно-лазерных устройств ЛМ-4, ALEC. Разрабатываются также проекты новых мощных высокопоточных реакторов HEIR, МИРТ. Стоимость всех работ достаточно высока. Например, согласно сообщению [10], стоимость программы «Кентавр» оценивается в 2,5 млрд. дол.

Широкий спектр работ, выполняемых на импульсных реакторах по изучению прямой накачки лазеров ядерными излучениями, потребовал создания разнообразных методик. Здесь мы коснемся лишь тех из них, которые были направлены на непосредственное получение лазерной генерации и оптимизацию параметров таких лазеров.

В зависимости от цели работы и типа используемого реактора схема и техника проведения подобных экспериментов претерпевают существенные изменения. Поэтому дальнейшее рассмотрение целесообразно проводить, пользуясь следующей классификацией установившихся подходов к этим проблемам:

- эксперименты по получению лазерной генерации на ИЯР на быстрых нейтронах с металлической АЗ из высокообогащенного ^{235}U ;

- опыты по оптимизации конструкций ЛЯН с целью повышения мощности и качества выходного пучка когерентного излучения;

- эксперименты по определению облика ядерно-лазерных преобразователей энергии на реакторах импульсного и непрерывного действия.

Рассмотрим их в указанной последовательности.

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЯДЕРНОЙ НАКАЧКЕ ЛАЗЕРОВ

ИЯР на быстрых нейтронах, по сравнению с другими типами установок, обеспечивают максимальный поток нейтронов и мощность дозы γ -излучения, превышающие 10^{19} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и 10^9 Р/с соответ-

ственно. Поэтому их применение облегчает поиск рабочих сред и определение пороговых условий по генерации в ЛЯН. В настоящее время в США, России и Франции эксплуатируется около двух десятков импульсных реакторов на быстрых нейтронах с металлической АЗ. Сведения по их устройству и параметрам можно найти в обзоре В.Ф. Колесова [11].

Общим признаком для этого класса установок является небольшая по размеру АЗ объемом около 20 л из металлического ^{235}U или его сплавов в форме сферы или цилиндра с характерным размером (диаметр, высота) 30 см и длительностью импульса мощности менее 1 мс. Компактная АЗ обычно устанавливается на стенде на высоте 1,5—2,0 м от пола в просторном каземате, стены которого обеспечивают биологическую защиту от излучения. Облучаемые устройства могут размещаться вплотную к поверхности АЗ, вводиться внутрь нее в небольшие по размерам экспериментальные каналы или располагаться в любом другом месте каземата. Поток нейтронов и γ -квантов максимален в центре реактора, уменьшается на порядок на наружной поверхности АЗ и продолжает быстро спадать при удалении от реактора. Лазерная кювета, активная длина которой в этом случае не должна превышать ~50 см для обеспечения требуемой однородности облучения по ее длине, обычно окружается слоем полиэтилена толщиной 2—3 см, используемого в качестве замедлителя. Смягчение спектра нейтронов позволяет в десятки раз увеличить мощность накачки лазера за счет протекания экзотермических ядерных реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)$, $^3\text{He}(n, p)$, $^6\text{Li}(n, \alpha)$, $^{235}\text{U}(n, f)$, если соответствующие элементы введены в рабочую смесь или в конструкцию кюветы.

При проведении генерационных опытов лазерная кювета размещается на специальном стенде, обеспечивающем ее функционирование, который также попадает в зону интенсивного облучения. Поэтому все оборудование и материалы, используемые в таких опытах, должны удовлетворять требованиям радиационной стойкости, т.е. сохранять работоспособность в момент и после воздействия на них излучения реактора. Проверка работоспособности и ресурса оборудования занимает обычно много времени, так как отказ их в ходе проведения генерационного эксперимента обрекает его на неудачу. Уместно напомнить, что частота проведения опытов на ИЯР с металлической АЗ обычно невелика и не превышает одного, максимум двух импульсов в день. Это связано не столько с проблемами охлаждения АЗ после импульса мощности, сколько с необходимостью тщательной калибровки реактора при подготовке его к генерации следующего импульса.

Малая АЗ реактора чрезвычайно чувствительна к тому, что на техническом жаргоне называют «загрузкой реактора», т.е. к геометрии и составу всего, что находится в АЗ или вблизи ее поверхности и способно влиять на распределение потока нейтронов и их спектр. Всегда предпочтительнее и безопаснее эксперименты с лазерными сборками, размещенными снаружи реактора. Проведение опытов с расположением

⁹ Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики.

лазерной кюветы внутри АЗ импульсного реактора на быстрых нейтронах — событие достаточно редкое. Исключение составляет реактор ЭБР. Его конструкция была специально изменена и приспособлена для проведения систематических экспериментов с лазерной кюветой, установленной внутри АЗ. Описание этого, по существу, первого образца экспериментального реактора-лазера дается в [12].

На схемах рис. 1 представлена геометрия опытов по получению лазерной генерации, реализованная на различных ИЯР:

— лазерная кювета (рис. 1,а) установлена снаружи у поверхности АЗ реактора. Этот вариант используется довольно часто. В такой редакции на реакторе ТИБР во ВНИИЭФ в 1972—1975 годах были впервые обстоятельно исследованы генерационные характеристики лазеров высокого давления на благородных газах при накачке осколками деления. Позднее на реакторе SPR-III в Национальной лаборатории SANDIA опыты в аналогичной редакции с лазерами на благородных газах, возбуждаемых осколками деления, были повторены и подтвердили перспективность использования подобных рабочих сред в системах с ядерной накачкой [13]. Следует отметить, что такую же схему экспериментов на реакторах SPR-II и Godiva-IV использовали первые исследователи ядерной накачки лазеров в США [14—15];

— лазерная кювета (рис. 1,б) размещается внутри АЗ реактора для облучения быстрыми нейтронами и γ -лучами. Из всех ИЯР на быстрых нейтронах только в реакторе БР-1 ВНИИЭФ предусмотрен специальный режим, когда АЗ, снабженная дополнительным отражателем нейтронов из стали, может быть раздвинута пополам с целью создания внутри зазора (щели) высотой до 10 см. В экспериментальном зазоре могут быть установлены для облучения исследуемые лазерные сборки с активной длиной до 50 см. В такой редакции на реакторе БР-1 в 1981—1982 годах впервые был осуществлен цикл исследований генерационных характеристик He—Xe-лазера при накачке его быстрыми нейтронами со спектром деления [16]. Применение быстрых нейтронов является одним из способов обеспечения однородной накачки газовых сред при давлениях в десятки атмосфер, что может оказаться полезным для утилизации нейтронов в устройствах на основе управляемого термоядерного синтеза;

— в экспериментальный канал (рис. 1,в,г) внутри АЗ импульсного реактора из высокообогащенного ^{235}U на быстрых нейтронах вводится лазерная кювета, окруженная слоем замедлителя нейтронов. Замедление нейтронов позволяет увеличить мощность накачки за счет экзотермических ядерных реакций внутри кюветы, но одновременно сказывается на кинетике быстрого реактора, затягивая импульс мощности и снижая его амплитуду.

Такой способ был применен на реакторе SPR-III при измерении коэффициента усиления в эксимерном лазере ^3He —Xe— NF_3 и реализован при модернизации реактора ЭБР для лазерных исследований на парах металлов.

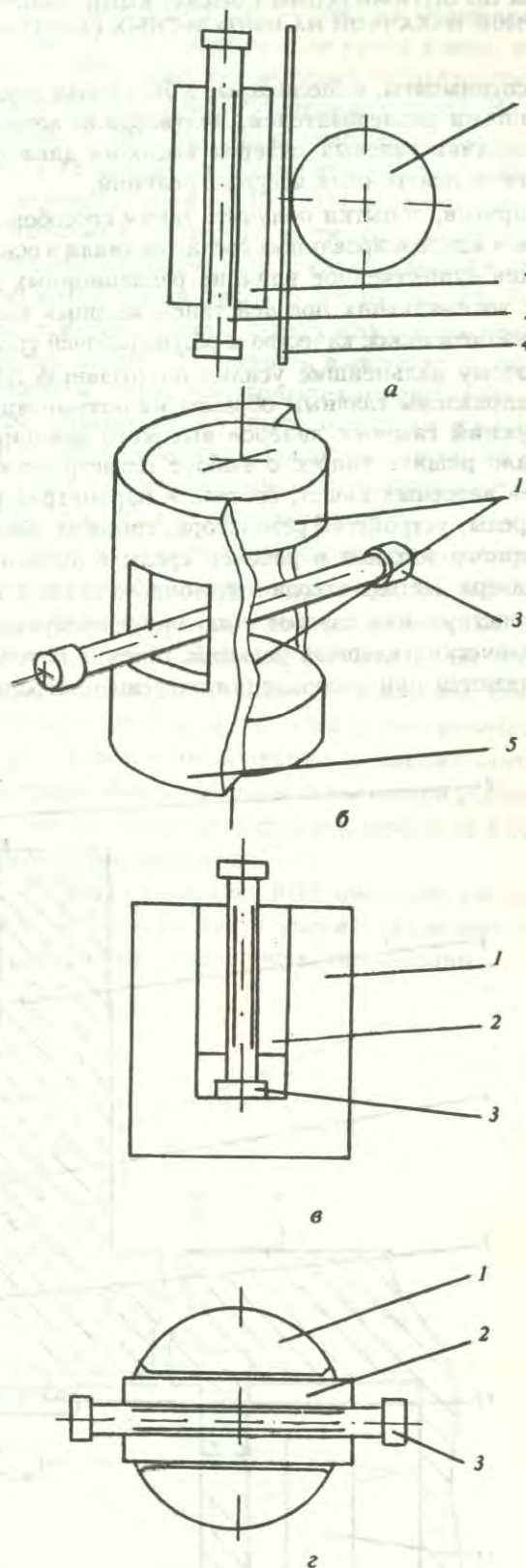


Рис. 1. Варианты размещения лазерных устройств в нейтронных полях импульсных ядерных реакторов: а — размещение лазерного устройства с замедлителем вне АЗ ИЯР — влияние ЛЯН на характеристики ИЯР минимально (ТИБР-1М, SPR-II, Godiva-IV); б — размещение лазерного устройства внутри АЗ ИЯР с минимальным возмущением характеристик ИЯР (БР-1, ТИБР-1М); в, г — размещение лазерного устройства с замедлителем внутри АЗ ИЯР — влияние на характеристики ИЯР максимально (в — SPR-III, длительность импульса увеличилась с 50 до 300 мкс; г — ЭБР-Л, длительность импульса увеличилась с 50 до 250 мкс); 1 — АЗ; 2 — замедлитель нейтронов; 3 — ЛЯН; 4 — кадмиевый экран; 5 — отражатель нейтронов

ОПЫТЫ ПО ОПТИМИЗАЦИИ КОНСТРУКЦИЙ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ НА ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ

Эксперименты, выполненные в 70-х годах разными группами исследователей, подтвердили возможность накачки газовых лазеров высокого давления продуктами нейтронных ядерных реакций.

Напротив, попытки получить таким способом генерацию в конденсированных средах выявили в основном лишь существенное влияние радиационных дефектов, возникающих под действием ядерных излучений, на оптическое качество и ресурс рабочей среды.

Поэтому дальнейшие усилия по созданию ЛЯН были направлены главным образом на оптимизацию конструкций газовых лазеров высокого давления. Следовало решить вопрос о выборе геометрических размеров лазерных кювет, составе и параметрах рабочей среды, устройстве резонатора, способах введения ядерного топлива и рабочей среды в активный объем лазера, методе отвода избыточного тепла и пр.

В конструкциях лазеров с накачкой продуктами экзотермических ядерных реакций, сечения которых увеличиваются при уменьшении энергии нейтронов,

должна найти решение также проблема формирования оптимального спектра нейтронов с помощью введения в установку значительной массы замедлителя — водорода, дейтерия, бериллия или графита. Характерные размеры оптимизированного ядерно-лазерного устройства оказываются более 100 см, что делает неэффективным применение для их накачки ИЯР с металлической АЗ, о которых шла речь выше.

Более подходящими источниками нейтронов становятся ИЯР, в состав АЗ которых также введен замедлитель: ВИР-2М, ИГРИК — с АЗ из раствора соли ^{235}U в воде, TRIGA — реактор бассейнового типа с АЗ из тройного сплава уран—цирконий—водород, его модификация ACRR с дополнительной вставкой в АЗ из смеси окиси бериллия и двуокиси урана; уран-графитовые реакторы БИГР, TREAT, ИГР.

К сожалению, далеко не все они приспособлены для реализации технически сложных лазерных экспериментов. Например, реакторы TREAT и ИГР построены в 50-х годах специально для испытаний ядерных материалов внутри АЗ. Лазерные сборки, целиком введенные внутрь такого реактора, оказываются в неблагоприятных условиях из-за избыточной радиа-

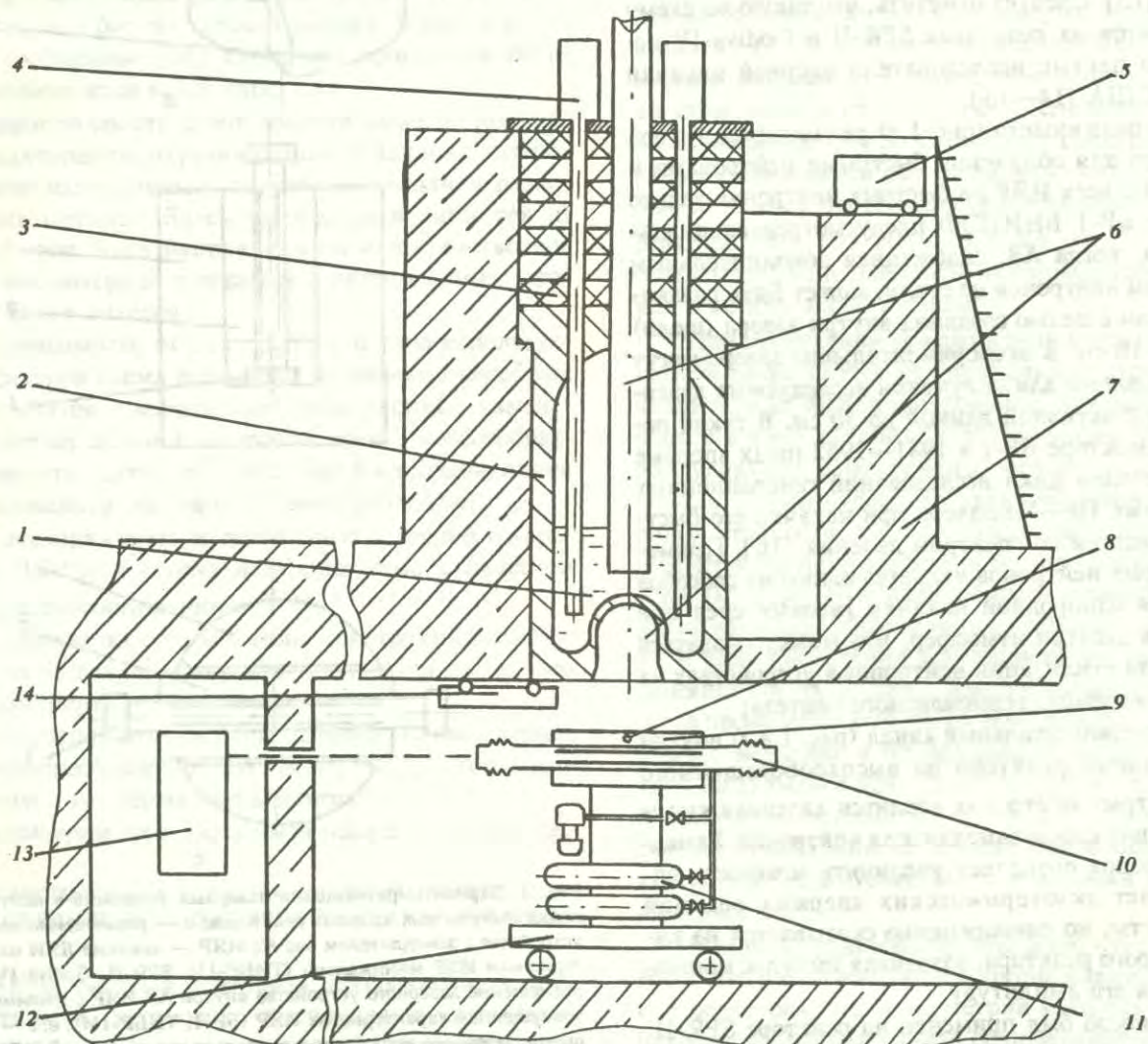


Рис. 2. Схема лазерных экспериментов на импульсном реакторе ВИР-2М; 1 — АЗ; 2 — корпус реактора; 3 — разборная биологическая защита; 4 — приводы стержней управления; 5 — защитный шиббер; 6 — каналы для облучения; 7 — бетонная защита; 8 — детектор тепловых нейтронов; 9 — лазерная кювета; 10 — замедлитель нейтронов; 11 — вакуумная система; 12 — тележка; 13 — приборы для лазерных измерений

ционной и тепловой нагрузки, которая исключается в прогнозируемой конструкции лазерно-ядерного преобразователя энергии. Неучет этого обстоятельства является причиной неудач в подобных опытах.

На стадии отработки вариантов конструкции преобразователя следует признать оптимальной бустерную систему, в которой лазерная сборка располагается во внешнем интенсивном поле нейтронов с требуемым энергетическим, пространственным и временным распределением. Рабочее помещение, в котором испытывается лазер, должно иметь необходимую базу для выполнения всего комплекса оптических измерений, характеризующих качество квантового генератора.

На рис. 2, 3 представлены схемы размещения АЗ двух близких по физическим характеристикам импульсных реакторов — ВИР-2М и TRIGA (ACRR), удовлетворяющих предъявленным требованиям. В обоих случаях имеются вертикальные шахты, примыкающие к боковой поверхности АЗ, в которых интенсивность потока нейтронов достигает 10^{15} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. В шахтах могут испытываться достаточно массивные устройства с выводом информации в смежные помещения, защищенные от проникающих излучений. Конструкции реакторов ВИР-2М и TRIGA таковы, что установленные в шахтах лазерные сборки не влияют на рабочие характеристики АЗ.

Реактор TRIGA создавался в конце 50-х годов как универсальный тип исследовательского реактора, способного работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме. Бассейновый вариант размещения АЗ в установках такого класса вполне оправдал себя.

Установка ВИР-2М — одна из модификаций реактора с АЗ из раствора соли урана в воде, создана в начале 70-х годов как мощный лабораторный источник нейтронов для облучательных целей. На этой установке в 1972 году была впервые осуществлена накачка Хе-лазера осколками деления урана. Особенностью конструкции АЗ ВИР-2М является специальное устройство в ее донной части, создающее в нижнем экспериментальном зале локализованный в пространстве интенсивный факел n - и γ -излучений. Распределение интенсивности n -излучения в факеле таково, что при заданной плотности выделения энергии в облучаемой сборке контрольно-измерительная аппаратура, используемая в опыте, остается в тени. Наличие смежного помещения, хорошо защищенного от фона ядерных излучений, позволяет создать протяженную трассу для оптических измерений.

Исследуемая лазерная сборка, как правило, представляет собой кассету, содержащую несколько параллельных лазерных каналов, установленных горизонтально на самоходной платформе. На ней также размещается вспомогательное оборудование для приготовления рабочих смесей и настройки резонаторов. В опытах может использоваться несколько самоходных платформ. Они размещены на кольцевой рельсовой коле, что позволяет оперативно заменять их в ходе проведения экспериментов.

Реакторы семейства ВИР много лет являются базовой установкой для изучения различных ЛЯН — твердотельных, жидкостных, газообразных.

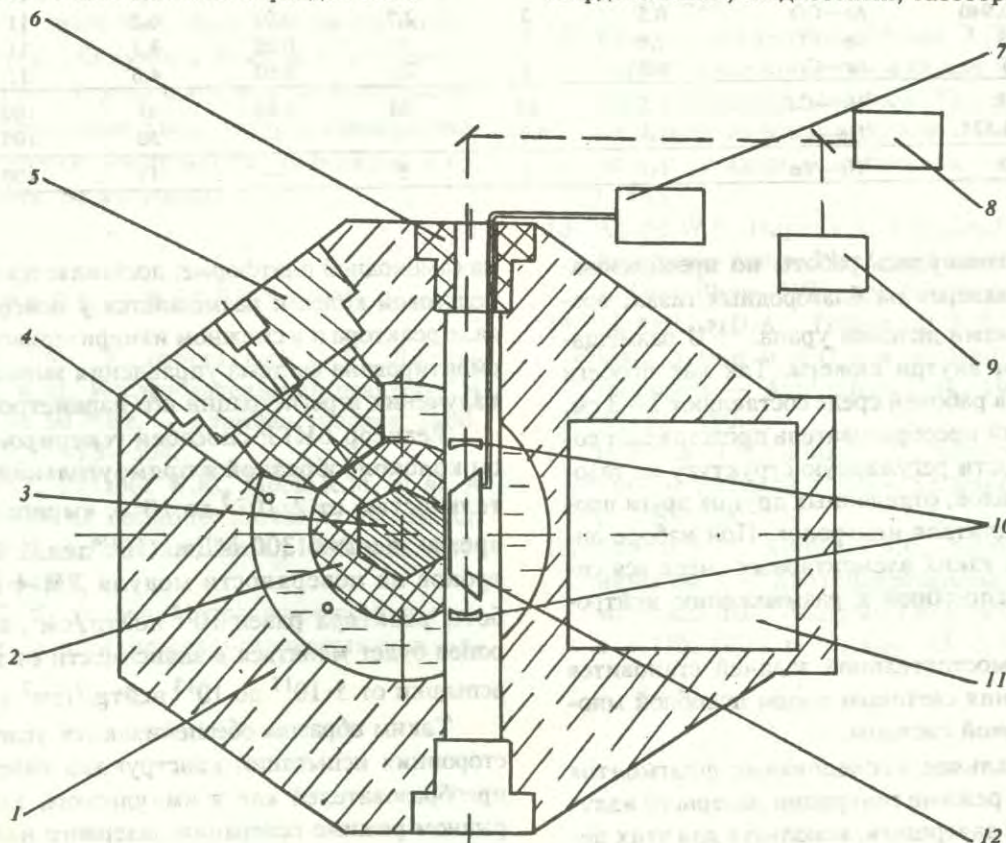


Рис. 3. Схема лазерных экспериментов на импульсном реакторе TRIGA: 1 — бетонная защита; 2 — графитовый отрагатель; 3 — АЗ; 4 — детектор нейтронов; 5 — тепловая колонна; 6 — защитная пробка; 7 — вакуумная система; 8 — фотоприемник; 9 — монохроматор; 10 — зеркало; 11 — экспериментальная камера; 12 — лазерная кювета

Т а б л и ц а 3. Результаты исследований характеристик лазерных сред с ядерной накачкой во ВНИИЭФ

Атом или ион	Длина волны, мкм	Смесь	Давление, атм	W, Вт	ω, Вт/л	КПД, %	Φ _n	Φ _m	Реактор
							10 ¹⁴ нейтр./ (см ² ·с)		
Ar	1,15; 1,19	He—Ar	2	250	710	0,1	100	260	ТИБР
	1,27	He—Ar	1	10	10	—	5,0	21	ВИР-2М
	1,69	He—Ar	2	1	—	—	—	21	ВИР-2М
	1,69	Ne—Ar	1	1	—	—	0,5	21	ВИР-2М
	1,79	He—Ar	2	390	200	0,6	3,2	21	ВИР-2М
	1,79	Ne—Ar	1	140	75	0,2	0,9	21	ВИР-2М
	2,40	He—Ar	1	—	—	—	—	260	ТИБР
Kr	1,78	He—Kr	2	550	30	0,3	0,6	11	ВИР-2
	2,52	He—Kr	2	110	100	0,6	2,6	11	ВИР-2
	2,52	Ne—Kr	1	50	30	0,2	1,0	21	ВИР-2М
	3,07	He—Kr	2	40	36	0,2	1,7	11	ВИР-2
Xe	1,73	He—Xe	2	80	42	0,2	4,0	11	ВИР-2
	1,73	Ar—Xe	0,5	500	260	2,2	0,1	11	ВИР-2
	1,73	He—Ar—Xe	1,0	410	220	2,5	0,1	11	ВИР-2
	2,03	He—Ar—Xe	1,0	700	370	1,0	0,6	25	ВИР-2М
	2,03	He—Ne—Xe	1,3	140	74	0,2	1,3	25	ВИР-2М
	2,03	Ar—Xe	0,25	10	5	1,0	0,02	0,4	ВИР-2М
	2,48	He—Xe	1	—	—	—	—	260	ТИБР
	2,63; 2,65	Ar—Xe	0,5	230	210	2,0	0,1	11	ВИР-2
	2,65	He—Xe	3	300	270	1,5	0,6	11	ВИР-2
	2,65	He—Xe	5	2000	5700	0,8	10	260	ТИБР
	2,65	He—Ne—Xe	1,5	520	270	0,6	1,2	25	ВИР-2М
	2,63	Kr—Xe	0,35	150	80	0,2	0,03	25	ВИР-2М
	2,81	Kr—Xe	0,35	60	30	0,1	10	25	ВИР-2М
	3,11	Ar—Xe	0,5	—	—	—	—	11	ВИР-2
3,51	Xe	0,3	90	50	0,1	0,8	25	ВИР-2М	
Ne	0,585	He—Ne—Ar(Kr, Xe)	1,0	10	10	0,1	4,0	13	ВИР-2М
	0,703; 0,725	Ne—Kr	1,5	2,5	2,5	0,1	3,5	13	ВИР-2М
C	0,833; 0,940	Ne—CO	0,5	2	1,8	0,01	5,0	11	ВИР-2
	0,833; 0,940	Ar—CO	0,5	3	2,7	0,02	6,3	11	ВИР-2
	1,45	Ne—CO	1,0	7	6	0,05	3,5	11	ВИР-2
	1,45	Ar—CO	0,5	3	2,7	0,02	4,3	11	ВИР-2
Cd ⁺	0,442	³ He—Cd	1,5	12	30	0,05	48	100	ВИР-2М
	0,534; 0,538	³ He—Cd	1,1	0,01	—	—	50	100	ВИР-2М
Zn ⁺	0,748	³ He—Zn	1,1	2	5	—	17	100	ВИР-2М

Наиболее продвинулись работы по преобразователям на основе лазеров на благородных газах, возбуждаемых осколками деления урана. ²³⁵U размещается тонким слоем внутри кюветы. Так как пробег осколков деления в рабочей среде составляют 2—3 см, то лазерно-ядерный преобразователь представляет собой по необходимости регулярную структуру из газовых лазерных каналов, отделенных друг от друга прослойками из замедлителя нейтронов. При наборе определенного числа таких элементарных ячеек вся система становится способной к размножению нейтронов.

Отдельной самостоятельной задачей становится проблема управления световым полем подобной многоканальной лазерной системы.

Экспериментальное исследование фрагментов преобразователя в режиме генерации лазерного излучения планируется завершить, используя для этих целей импульсный реактор БИГР и четырехканальный лазерный модуль ЛМ-4. В этом опыте лазерный модуль ЛМ-4, собранный с системой жизнеобеспечения

на самоходной платформе, доставляется к реактору по рельсовой колее и размещается у поверхности АЗ. В зале реактора и в смежном измерительном помещении смонтирована система управления выводом лазерного излучения и регистрации его параметров.

Реактор БИГР способен генерировать импульсы колоколообразной и прямоугольной формы длительностью от $2 \cdot 10^{-3}$ до 10^2 с, вырабатывая за это время энергию 300 МДж (10^{19} дел.). Флюенс нейтронов на поверхности модуля ЛМ-4 за время работы реактора равен 10^{15} нейтр./см², а поток нейтронов будет меняться в зависимости от длительности вспышки от $5 \cdot 10^{17}$ до 10^{13} нейтр./ (см²·с).

Таким образом обеспечиваются условия для всесторонних испытаний конструкций лазерно-ядерных преобразователей как в импульсном, так и в непрерывном режиме генерации лазерного излучения.

Характеристики лазеров на благородных газах и парах металлов, полученные экспериментально в различных лабораториях США и России, позволяют пред-

ставить облик ядерно-лазерного преобразователя непрерывного или импульсного действия. Варьируя состав рабочей смеси и свойства резонатора, можно обеспечить генерацию в широком диапазоне длин волн от 0,4 до 3,5 мкм.

Поток тепловых нейтронов, при котором реализуется пороговая мощность накачки осколками деления ^{235}U из тонкого радиатора, также зависит от свойств лазера и лежит в пределах от $2 \cdot 10^{12}$ до 10^{16} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Для иллюстрации этого в табл. 3 представлены характеристики газовых ЛЯН, полученные во ВНИИЭФ.

Разнообразие условий, в которых реализуется режим генерации, предопределяет и разнообразие конструкций лазеров с прямой ядерной накачкой, которые тем или иным способом вписываются в конструкцию ядерного реактора, формируя с ним общее нейтронное поле. Реализация идей в этом направлении приведет к созданию специализированных ядерно-лазерных установок (реакторов-лазеров) для демонстрационных целей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен краткий обзор работ по ЛЯН, выполненных на импульсных реакторах различных типов. Исследованиями, проведенными независимо друг от друга федеральными и национальными центрами — ВНИИЭФ, ВНИИТФ, LANL, SANDIA, NASA Langley Research Center, университетами штатов Иллинойс, Флорида, Миссури—Колумбия, Московским инженерно-физическим институтом и другими организациями, подтверждена концепция о возможности преобразования энергии ядерных экзотермических реакций в когерентное оптическое излучение.

Список литературы

1. Фейнберг С.М., Конобеевский С.Т., Доллежал Н.А. и др. Исследовательский реактор СМ с мощностью 50 МВт. — Атомная энергия, 1960, т. 8, вып. 6, с. 493—504.
2. Difilippo F.C., Gambill W.R., Moon R.M. et al. A preliminary reactor design for the center for neutron research. — Nucl. Instr. and Meth., 1986, vol. A249, № 1, p. 58—63.
3. Алукер Э.Д. Исследование процессов тушения радиолюминесценции щелочно-галогидных кристал-

- лофосфоров. — В кн.: Люминесценция и дефекты в ионных кристаллах. Рига: Зинатне, 1967, с. 7—77.
4. Buchanan R.A., Wickersheim K.A. Rare earth phosphors and scintillators. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1968, vol. NS-15, № 3, p. 95—101.
5. Boody F.P. Nuclear-driven fluorescence pumped solid-state lasers. — PhD Dissertation, Univ. Missouri—Columbia, 1991.
6. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Казакевич А.Т. и др. Инфракрасные лазеры с ядерной накачкой на переходах ArJ, KrJ, XeJ. — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, вып. 7, с. 422—424.
7. Magda E.P., Grebyonkin K.F., Kryzhanovsky V.A. Nuclear-pumped lasers at Institute of Technical Physics. — In: Proc. Int. Conf. LASERS'90, STS Press, 1991, p. 827—834.
8. Anderson R.E., Leonard E.M., Shea R.F., Berggren R.R. Nuclear-pumped lasers for large-scale applications. — In: Proc. Int. Conf. LASERS'88, STS Press, 1989, p. 236—244.
9. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
10. Foley T.M. SDIO Centaurus research aimed at exotic weaponry. Aviation Week and Space Technol., 1988, vol. 128, № 16, p. 14—15.
11. Колесов В.Ф. Импульсные самогасящиеся реакторы и методы их расчета. — В кн.: Динамика ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 167—282.
12. Крыжановский В.А., Магда Э.П. ЭБР-Л — экспериментальная установка для исследования лазеров с ядерной накачкой: Тез. докл. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». — Обнинск, 1992, с. 145.
13. Alford W.J., Hays G.N. Measured laser parameters for reactor-pumped He/Ar/Xe and Ar/Xe lasers. — J. Appl. Phys., 1989, vol. 65, № 10, p. 3760—3766.
14. McArthur D.A., Tollefsrud P.B. Observations of laser action in CO gas excited only by fission fragments. — Appl. Phys. Lett., 1975, vol. 26, № 4, p. 187—190.
15. Helmick H.H., Fuller J.L., Schneider R.T. Direct nuclear pumping of He—Xe laser. — Ibid., № 6, p. 327—328.
16. Воинов А.М., Кошелев А.С., Мельников С.П., Сиянский А.А. Квазинепрерывный газовый лазер, возбуждаемый быстрыми нейтронами. — Письма в ЖТФ, 1990, т. 16, вып. 13, с. 86—89.

АНАЛИЗ БЕЗОПАСНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ С АКТИВНОЙ ЗОНОЙ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ

С.В. Петрин, В.Ф. Колесов, А.С. Кошелев, М.И. Кувшинов

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

Предложена концепция ядерной безопасности импульсных реакторов самогасящего действия с активной зоной из металлических делящихся материалов, включающая совокупность критериев безопасности и методику оценки масштабов последствий максимальных проектной и гипотетической (запроектной) ядерных аварий. Методика основана на применении детерминистских оценок и использовании вероятностного анализа безопасности, заимствованного из ядерной энергетики и адаптированного с учетом особенностей рассматриваемых реакторов. Использование этой методики позволяет выработать рекомендации, направленные на повышение уровня безопасности реакторов.

SAFETY ANALYSIS OF PULSED POWER REACTORS WITH METALLIC FISSIONABLE MATERIALS CORE. S.V. PETRIN, V.F. KOLESOV, A.S. KOSHELEV, M.I. KUVSHINOV. The authors present the concept of nuclear safety of pulsed power self-quenching reactors with metallic fissionable materials core, involving joint safety criteria and evaluation method of maximum projected and hypothetical (overprojected) nuclear accident aftereffects. The method is based on determination estimates application as well as probability safety analysis taken from nuclear energy issues and adapted with account for certain peculiarities of the reactors under consideration. Implementation of the above method helped to elaborate recommendations aimed at reactor safety increase.

ВВЕДЕНИЕ

Для каждого исследовательского ядерного реактора (ИЯР) на стадии его создания проводятся оценки максимально возможного энерговыделения для аварийных ситуаций с составлением прогноза радиационной обстановки в районе очага ядерной аварии. Такие оценки позволяют судить о степени потенциальной опасности сооружаемой установки для населения и окружающей среды и определять необходимое расстояние от нее до жилой зоны.

Особая актуальность задачи более объективной оценки безопасности ИЯР стала очевидной для всех после аварии на Чернобыльской АЭС. Начиная с 1987 года нами применительно к импульсным реакторам самогасящего действия (ИРСД) стал использоваться вероятностный анализ безопасности (ВАБ) наряду с детерминистскими методами оценок. В результате была развита концепция ядерной безопасности ИРСД с активной зоной (АЗ) из металлических делящихся материалов (ДМ), излагаемая ниже. Она включает ряд критериев ядерной безопасности и методику оценки масштабов последствий ядерных аварий. Разработанный подход к рассматриваемой проблеме может применяться и к ИРСД с АЗ из других материалов.

КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ВАБ

Основой ВАБ является анализ сценариев аварийных ситуаций с учетом возможных ошибок персонала и отказов оборудования, физических свойств рассматриваемой установки, особенностей ее конструкции и системы управления и защиты (СУЗ), регламентов обслуживания, а также возможных внешних воздействий техногенного характера или связанных с природными явлениями и стихийными бедствиями.

При проведении ВАБ используются логические диаграммы («деревья событий», «деревья отказов»), аналитический аппарат для анализа реакций системы

на различные комбинации исходных событий и отказов. В зависимости от объема и целей исследований выделяют несколько уровней ВАБ:

— ВАБ-0 — изучение надежности элементов системы безопасности;

— ВАБ-1 — изучение сценариев аварий, приводящих к повреждению АЗ реактора;

— ВАБ-2 — изучение надежности (стойкости) защитной оболочки, реакторного здания к внешним и внутренним воздействиям, которые могут инициировать ядерную аварию или быть ее следствием;

— ВАБ-3 — изучение радиационной обстановки на местности после ядерной аварии.

Описанию ВАБ и его применению посвящено достаточно много работ, так как он широко используется в ядерной энергетике как за рубежом, так и в нашей стране. Наиболее подробно методология ВАБ описана в работе [1].

Основными проблемами при применении ВАБ являются:

— неочевидность полноты моделей аварийных ситуаций;

— неоднозначность в выявлении путей развития аварий, учета совокупности отказов, имеющих общую причину (зависимых событий);

— неопределенности исходных данных о вероятности отказов оборудования, ошибок персонала.

Как правило, основной источник получаемых неопределенностей в оценках вероятностей аварий на этапе ВАБ-1 связан с вариациями показателей надежности персонала. В какой-то степени он преодолевается, если использовать в соответствующих критериях верхние границы оценок при заданном уровне доверительной вероятности. Вместе с тем не следует абсолютизировать получаемые количественные результаты по вероятности аварий, которые представляют собой лишь некий способ сопоставления с помощью единых мер трудносопоставимых событий.

Степень неопределенности получаемых количественных результатов возрастает с ростом уровня ВАБ.

Поэтому нередко вместо проведения ВАБ-2 и ВАБ-3 используют доверительные оценки в консервативных приближениях, завышая реальный риск радиационного поражения персонала и населения при ядерных авариях. В частности, предполагаются самые неблагоприятные метеоусловия и условия облучения людей, находящихся на ровной открытой местности в течение неопределенного времени, завышается выход радиоактивных продуктов делений (РПД) в окружающую среду через проемы в защитной оболочке.

Несмотря на свойственную ВАБ неопределенность результатов оценок, его применение позволяет:

- оценивать безопасность реакторных установок (сопоставлять их) на основе концепции приемлемого риска;

- выявлять сценарии аварий, которые дают наибольший вклад в послеаварийные последствия (в величину риска);

- оценивать вклад разных факторов и подсистем в показатели безопасности реакторной установки, находить пути реального повышения уровня ее безопасности;

- оптимизировать процедуры технического обслуживания оборудования и проверки его готовности.

Альтернативной ВАБ процедуры решения указанных проблем в настоящее время не существует. Нами ВАБ адаптирован к анализу безопасности ИРСД, в частности, для выявления масштабов и сценариев максимальной проектной аварии (МПА) для реакторов с АЗ из металлических ДМ.

СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ИРСД С АЗ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ДМ

ИРСД являются реакторами «нулевой» мощности и не предназначены для производства энергии. Энерговыведение за импульс в АЗ ограничено, по существу, теплоемкостью и предельно допустимой температурой ДМ. Суммарное количество делений в ИРСД с АЗ из металлических ДМ обычно не превышает $2 \cdot 10^{19}$ в год, и при этом практически не нарабатывается плутоний. Для сравнения упомянем, что за такое же время на реакторе РБМК-1000 происходит в 10^8 раз больше делений и накапливается до 140 кг плутония [2]. Следовательно, масштабы радиационных последствий аварий на ИРСД при разрушении АЗ несравненно ниже, чем на АЭС.

ИРСД, изготовленные с применением металлических ДМ, как правило, обогащенного урана, имеют АЗ небольших размеров без отражателя нейтронов. В некоторых режимах работы этих ИРСД поддерживается низкий собственный фон в АЗ, что позволяет ввести большую избыточную реактивность до возникновения устойчивых цепочек делений. Все это является главной причиной возможности возникновения на ИРСД серьезных аварий взрывного типа, например, за счет приближения к АЗ массивного предмета, играющего роль отражателя нейтронов. Так как время жизни мгновенных нейтронов в таких ИРСД мало

($10^{-8} - 10^{-6}$ с), развитие аварийного процесса протекает значительно быстрее, чем срабатывание существующих в настоящее время устройств аварийной защиты. Это практически исключает возможность предотвратить разрушение (расплавление) АЗ при реализации соответствующей реактивности.

Следовательно, наряду с первой особенностью, благоприятно отражающейся на безопасности ИРСД, рассматриваемые реакторы могут быть источниками достаточно серьезных радиационных аварий (4—5-го уровня по международной шкале), как правило, связанных с гипотетическими событиями (диверсиями и т.п.).

В рамках анализа безопасности ИРСД принято выделять в качестве основных ориентиров МПА и максимальную гипотетическую аварию (МГА).

Под МПА понимается ядерная авария, соответствующая максимальному из возможных энерговыделению, которое реализуется при вводе максимального из возможных значения реактивности за счет перемещения органов регулирования реактивности (ОРР) или других подвижных устройств из состава оборудования реактора, включая экспериментальные образцы, вследствие ошибок персонала или отказов оборудования при присущем рассматриваемым ситуациям фоне нейтронов.

Под МГА понимается ядерная авария с наибольшим из возможных энерговыделением, реализованным вследствие преднамеренных действий людей (несанкционированных действий, диверсий, военных операций), стихийных бедствий (пожар, землетрясение, наводнение), транспортных катастроф (падение самолета на здание ИЯР) и т.п. Для выявления моделей МГА неприемлем ВАБ. Поэтому здесь используются детерминистские методы оценок.

АЛГОРИТМ АНАЛИЗА БЕЗОПАСНОСТИ ИРСД

Целями анализа безопасности ИРСД являются:

- оценка масштабов последствий МПА и МГА и определение достаточности принятых мер для обеспечения безопасности персонала и населения;

- выявление возможных путей снижения масштабов аварий до уровней, обеспечивающих их локализацию и исключение опасных воздействий на персонал, население и окружающую среду.

С учетом этих целей нами предложена излагаемая ниже методология анализа безопасности ИРСД.

В процессе выявления МПА проводится вероятностный анализ безопасности на уровнях ВАБ-0 и ВАБ-1 для всей совокупности моделей аварийных ситуаций. При этом совокупность моделей устанавливается с учетом особенностей конструкции, СУЗ, условий эксплуатации и физических характеристик ИРСД. Для каждой из моделей аварийных ситуаций выявляются исходные события и пути возможной реализации аварий с учетом совпадающих во времени с исходными событиями, непреднамеренными ошибками персонала, отказами оборудования (в том числе скрытыми дефектами, не выявленными в процессе работы с помощью имеющихся средств диагностики, отказами по общей причине).

В качестве исходных событий используются отдельные ошибки персонала, поломки оборудования, внешние воздействия техногенного характера. Совокупность событий, приводящих к аварийной ситуации, представляется в виде логической схемы («дерева отказов»), увязывающей факт аварии с единичными событиями и являющейся, по существу, сценарием аварии. Особое внимание уделяется выявлению отказов по общей причине (зависимых событий) с тем, чтобы не пропустить наиболее вероятных событий. Детализация «дерева отказов» проводится до тех элементарных событий, вероятность которых может быть найдена на стадии ВАБ-0 на основании справочных данных по надежности оборудования, вероятности ошибок человека, а также на основе опыта эксплуатации исследуемого или аналогичных ему реакторов. Рекомендуется использование данных по надежности из работ [1, 3—11] и многочисленных справочников Всероссийского института научной и технической информации (ВИНИТИ). Как правило, с учетом обычной частоты пуска ИРСД при анализе целесообразно ограничиваться выбором ситуаций, когда во времени совпадает до трех независимых событий, понимая всю совокупность ошибок персонала при выполнении каких-либо операций как некое одно событие.

Исходя из структуры «дерева отказов», оценка значения вероятной частоты j -й аварийной ситуации $\bar{P}_j$ производится по формуле

$$\bar{P}_j \approx N \cdot \sum_i a_i \prod_k P_k,$$

где N — частота пусков, 1/год; P_k — вероятность k -го независимого события (корня «дерева отказов») в расчете на один пуск реактора; a_i — численные коэффициенты i -й подгруппы событий, характеризующие количество совпадающих по форме ветвей «дерева отказов».

С учетом вида распределения P_k , их средних значений, найденных на стадии ВАБ-0, методом Монте-Карло вычисляется значение верхней доверительной границы частоты j -й аварийной ситуации P_j при доверительной вероятности 0,99. К проектным авариям относятся те ситуации, для которых значение $P_j \geq 10^{-7}$ 1/реактор·год, а не только те, где на исходное событие накладывается единичный отказ (как принято в ядерной энергетике).

Для каждой из отобранных проектных аварий оценивается избыточная реактивность $\Delta\rho$, которая может быть введена с помощью ОРР или вспомогательных устройств. При этом учитывается стохастический характер данной величины. Рекомендуется использование следующей формулы, полученной в предположении линейного характера ввода избыточной реактивности:

$$\Delta\rho = b \cdot \sqrt{a/S},$$

где a — скорость ввода избыточной реактивности, c^{-1} ; S — интенсивность источников нейтронов в АЗ, c^{-1} ; b — численный коэффициент, значение которого определяется величиной P_j и представлено в таблице.

Зависимость $P = f(P_j)$

P_j , 1/год	Менее 10^{-5}	$10^{-5}-10^{-4}$	$10^{-4}-10^{-3}$	$10^{-3}-10^{-2}$	Более 10^{-2}
b	3,3	4	4,7	5,2	5,7

Наконец, выделяется ситуация с максимальным из всех оцененных значением избыточной реактивности $\Delta\rho_{\max}$, которой и соответствует МПА. Для этой ситуации детерминистскими методами оценивается возможное энерговыделение по методике [12], его тротильный эквивалент с учетом доли кинетической энергии и массы ДМ в АЗ, температуры огненного шара, размеров и кинетической энергии летящих предметов. Далее оценивается стойкость реакторного зала (каземата) к перечисленным воздействиям и определяется возможность локализации радиационных, механических и тепловых воздействий на персонал в пределах реакторного зала, оцениваются масштабы выброса ДМ и РПД в окружающую среду и смежные помещения, составляется прогноз радиационной обстановки на местности в зависимости от метеоусловий, оцениваются дозы облучения персонала и отдельных лиц из населения в результате выбросов ДМ и РПД, уровни загрязнения местности, определяются радиусы зон, в пределах которых уровни доз облучения (загрязнения) превышают допустимые значения.

По совокупности полученных результатов делаются выводы о безопасности ИРСД и достаточности принятых мер по локализации последствий МПА на основе критериев ядерной безопасности. Если ИРСД не удовлетворяет этим критериям, возвращаются к анализу на этапе ВАБ-1 с целью выявления слабых звеньев в системе мер безопасности и поиска путей снижения опасности установки. Если принятие дополнительных мер, снижающих вероятность соответствующих аварий, окажется возможным, их реализуют и с учетом проделанной работы вновь проводят оценку последствий МПА, и так до тех пор, пока масштабы МПА не снизятся до уровня, удовлетворяющего критериям безопасности.

При оценках масштабов последствий МПА используется следующая последовательность процедур:

- выбираются модели гипотетических аварий исходя из особенностей конструкции ИРСД и возможных механизмов ввода избыточной реактивности;
- находится та модель, при которой может быть введена максимальная избыточная реактивность;
- оценивается энерговыделение при введении максимальной реактивности;
- исходя из оцененной стойкости реакторного зала определяются масштабы его повреждения и выброса РПД за его пределы;
- составляется прогноз радиационной обстановки на местности в зависимости от метеоусловий;
- оцениваются дозы облучения отдельных лиц из населения в результате аварийных выбросов ДМ и РПД, уровни загрязнения местности, в том числе радиусы зон, где должны быть введены ограничения на хозяйственную деятельность;

— на основании критериев безопасности определяется достаточность удаления ИРСД от жилой зоны;

— рассматриваются возможные способы уменьшения масштабов МГА, причем на стадии проектирования учитываются различные конструктивные схемы установки и предпочтение отдается наиболее приемлемой по условиям безопасности.

Анализ различных подходов к выбору моделей МГА с учетом специфических особенностей ИРСД показал, что наиболее вероятной моделью является ситуация, связанная с преднамеренными (но не злонамеренными) действиями персонала или диверсиями со стороны групп захвата, предусматривающими окружение АЗ реактора массивными отражателями нейтронов, и в ряде случаев с воздействием на АЗ с помощью зарядов взрывчатых веществ (ВВ). Диверсии со стороны квалифицированного персонала учитывать нецелесообразно, так как в противном случае использование ядерных технологий недопустимо. Кроме того, нецелесообразно предполагать наличие у группы захвата большого количества ВВ или ДМ, так как радиационная авария может быть реализована более простым путем и без захвата ИРСД.

Необходимые для выполнения всех перечисленных оценок методики имеются во ВНИИЭФ.

КРИТЕРИИ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ИРСД

В настоящее время в отраслевой нормативной документации отсутствуют критерии ядерной безопасности ИРСД. В нормативной документации на АЭС такие критерии появились лишь в последнее время [13]. Поэтому авторами в процессе анализа безопасности ИРСД были предложены критерии ядерной безопасности на основе сведений, полученных из литературы, где уже длительное время данная проблема обсуждается и наметился определенный консенсус. Отправными моментами для выработки критериев безопасности стали соображения, аналогичные приведенным в работе [14], а именно:

— при МПА не должно возникать повышенного (угрожающего жизни) риска для персонала, находящегося вне реакторного зала, а для отдельных лиц из населения — за пределами санитарно-защитной зоны;

— при МГА (в том числе при диверсиях со стороны группы лиц, не являющихся персоналом и с ним не связанных) не должно возникать повышенного риска гибели для отдельных лиц из населения даже в случае, если его эвакуация не будет проведена (при неограниченном времени пребывания на территории жилой зоны).

Здесь под повышенным понимается риск гибели людей с вероятностью свыше 10^{-5} 1/год [15].

Исходя из изложенного, а также требований СПАЭС-79 [16] и принятых в стране уровней Б для ввода противоаварийных мероприятий [17], учитывающих риск гибели от переоблучения, предлагаются два критерия ядерной безопасности ИРСД.

Первый из них сформулирован нами в виде совокупности следующих условий:

— при МПА персонал, находящийся вне реакторного зала, не должен получить дозу внешнего и внутреннего облучения свыше 0,75 Зв (75 бэр), а также должен быть защищен от воздействия ударной волны, летящих предметов, высокой температуры, сопровождающих взрыв АЗ;

— отдельные лица из населения, находящиеся вне санитарно-защитной зоны, при МПА не должны получить дозу внешнего и внутреннего облучения свыше 0,1 Зв (10 бэр);

— при оценках масштабов МПА должны отбрасываться ситуации, верхняя граница вероятной частоты которых превышает 10^{-7} 1/реактор·год (при доверительной вероятности 0,99).

Второй критерий ядерной безопасности предусматривает, что при возникновении МГА отдельные лица из населения, находящиеся на территории населенного пункта неограниченное время (при отсутствии эвакуации), не должны получить дозу внутреннего и внешнего облучения, превышающую 0,75 Зв (75 бэр), что должно быть обеспечено за счет удаления здания реактора от жилой зоны на соответствующее расстояние, а также за счет ограничения деятельности предприятий и хозяйственной деятельности (выпаса молочно-продуктивного скота и т.п.) на территории с уровнем загрязнения свыше $1,5 \cdot 10^5$ Бк/м² (4 Ки/км²) по йоду-131.

СОПОСТАВЛЕНИЕ КОНЦЕПЦИИ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ИРСД

С ПРИНЯТОЙ В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ ДЛЯ АЭС

Описанная выше концепция безопасности ИРСД несколько отличается от принятой в ядерной энергетике для АЭС. Наиболее важные различия следующие:

1. В ядерной энергетике нет критерия, подобного второму из предложенных нами, по существу, предусматривающему защиту населения от любой из ядерных аварий, в том числе и связанных с боевыми операциями (воздействиями на реакторное здание неядерного оружия), и при этом без необходимости эвакуации людей из жилой зоны. Попытки применить этот критерий к ядерной энергетике приведут к неизбежной необходимости размещения реакторных блоков глубоко под землей. Для ИРСД применение столь жесткого критерия возможно потому, что накопления большого количества РПД в АЗ за весь их срок службы не происходит.

2. Принятый нами подход, нашедший отражение в определении МПА и в процедуре ВАБ-1, не основан на принципе единичного отказа. Используется системный анализ [1] в соответствии с наметившимися в последнее время тенденциями развития ВАБ в ядерной энергетике.

3. При отборе МПА мы исходим из верхних границ вероятных частот аварий, а не из средних их зна-

чений. В отдельных случаях различие этих значений составляет 10—20 раз из-за большой дисперсии распределения искомой величины.

4. Нами не используется критерий по частоте аварий, связанных с разрушением АЗ реакторов. Поскольку в АЗ накопление РПД мало, не этот фактор определяет опасность аварий, по крайней мере, для существующих в настоящее время ИРСД. С другой стороны, с точки зрения снижения риска материального ущерба от аварий следует стремиться к тому, чтобы оценочное значение вероятности тяжелого повреждения или расплавления АЗ ИРСД при авариях не превышало 10^{-5} 1/реактор·год. При этом автоматически будет исключен повышенный риск гибели персонала даже при отсутствии его эвакуации из очага МПА.

Таким образом, в целом можно утверждать, что принятая концепция обеспечивает более жесткий, чем в ядерной энергетике, подход к оценке безопасности ИРСД, учитывает наметившиеся тенденции к уточнению процедур оценок безопасности АЭС и, следовательно, соответствует принятому в мировой практике современному уровню решения проблем ядерной безопасности реакторных установок.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА БЕЗОПАСНОСТИ ИРСД

В соответствии с изложенной концепцией были проведены оценки масштабов последствий МПА и МГА для 10 ИРСД, в том числе для всех созданных и эксплуатирующихся во ВНИИЭФ реакторов с АЗ из металлических ДМ. При этом использовались консервативные предположения о том, что при авариях все РПД выбрасываются в окружающую среду и при наименее благоприятных метеоусловиях распространяются в сторону жилой зоны.

Выявлено, что по масштабам возможных аварий реакторы отличаются друг от друга. Связано это как с физическими особенностями конкретных реакторов, так и с особенностями их конструкции, а именно с различием времени жизни нейтронов, различием в скоростях ввода реактивности реальными ОРР, наличием отражателей и поглотителей нейтронов вокруг АЗ, способов генерирования импульсов делений. Выделение наиболее целесообразных с точки зрения безопасности ИРСД технических решений представляется полезным при создании новых реакторов. В связи с этим уместно заметить, что выполнение АЗ ИРСД из таких материалов, как плутоний, может представлять повышенную опасность, ибо его диспергирование в окружающую среду при аварии (например, при диверсиях) даст уровень загрязнения почвы свыше $0,1 \text{ Ки/км}^2$ [17] в зоне, простирающейся на многие километры от реакторного здания. Из этой зоны потребуются эвакуация населения.

В процессе ВАБ-1 были выявлены конкретные недостатки в СУЗ, конструкции реакторов, процедуре их обслуживания. К наиболее частым упущениям следует отнести недооценку вероятности опасных откло-

нений при выполнении персоналом рутинных вспомогательных операций в момент подготовки реактора к пуску. Так, например, нередко не предусматривалась блокировка возможности перемещения загрузочных устройств или стэнда реактора при несброшенном блоке безопасности (аварийном блоке и т.п.), отсутствовала взаимная блокировка перемещения стэнда реактора и быстроходного мостового грузоподъемного крана, была недостаточной блокировка самопроизвольного смещения загрузочных устройств и приводов ОРР. Устранение этих недостатков позволило снизить масштабы энерговыделения при МПА в такой мере, что ни для одного из ИРСД невозможна авария, приводящая к разрушению реакторного зала. Масштабы МГА таковы, что не потребуются эвакуация населения при любой запроектной аварии на любом из реакторов. Следовательно, все реакторы удовлетворяют предложенным критериям ядерной безопасности. Сформулированы меры, позволяющие снизить возможные масштабы МГА.

Дальнейшее развитие предложенной концепции предполагается в направлении уточнения уровня выбросов ДМ и РПД из реакторных залов при авариях, что снизит консерватизм проводимых оценок и позволит формулировать требования к уровню герметизации залов с тем, чтобы уменьшить облучение персонала при возможных ядерных авариях.

Список литературы

1. Бахметьев А.М., Самойлов О.Б., Усынин Г.Б. Методы оценки обеспечения безопасности ЯЭУ. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
2. Доллежалъ Н.А., Емельянов И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. — М.: Атомиздат, 1980.
3. Swain A.D., Guttman H.E. Handbook of human reliability analysis with emphasis on nuclear power plant applications. NUREG/CR-1278, 1983, p. 699.
4. Справочник по надежности/Пер. с англ. Под ред. Б.Р. Левина. Т. 3. — М.: Мир, 1970.
5. Кубарев А.И. Надежность в машиностроении. — М.: Изд-во стандартов, 1989.
6. Игловский И.Г., Владимиров Г.В. Справочник по электромагнитным реле. — Л.: Энергия, 1975.
7. Игловский И.Г., Владимиров Г.В. Справочник по слаботочным электромагнитным реле. — Л.: Энергоатомиздат, 1990.
8. Справочник/Под ред. В.С. Адуевского и др. Т. 10. Справочные данные по условиям эксплуатации и характеристикам надежности/Под общей редакцией В.А. Кузнецова. — М.: Машиностроение, 1990.
9. Королев В.В., Матусевич Е.С. Системы управления и защиты критических стэндов. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Казаков Л.А. Электромагнитные устройства РЭА: Справочник. — М.: Радио и связь, 1991.

11. ГОСТ 12.1.004-85. ССБТ. Пожарная безопасность. Общие требования. — М.: Изд-во стандартов, 1985.
12. Юферев В.И. Инженерная методика расчета аварийных энерговыделений импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 20—27.
13. ПН АЭГ-1-011-89. Общие положения обеспечения безопасности атомных станций (ОПБ-88). — М.: Энергоатомиздат, 1990.
14. Повышение безопасности эксплуатации АЭС США. — Гражданская оборона, 1988, вып. 1, с. 75—76.
15. Воробьев Е.И., Ковалев В.В. Радиационная безопасность экипажей летательных аппаратов. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
16. СПАЭС-79. Санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных электростанций. — М.: Энергоиздат, 1981.
17. Гусев Н.Г., Беляев В.А. Радиоактивные выбросы в биосфере: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991.

УДК 621.039.514

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНАЯ КИНЕТИКА И АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ РЕАКТОРОВ БИР И БИГР

В.Ф. Колесов, В.Х. Хоружий

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

Представлены методика расчетов долговременной нейтронно-температурной кинетики импульсного реактора БИР и результаты конкретных расчетов, относящихся к ситуации отказа всех средств управления и аварийной защиты.

Выполнено сравнение с определенными ранее характеристиками долговременной кинетики реактора БИГР и дан анализ автоколебательных переходных процессов в этих реакторах. Приведены рекомендации относительно методов плавного вывода реакторов в режим автоколебаний с заданными параметрами пульсаций.

LONG-TERM NEUTRON-TEMPERATURE KINETICS AND SELF-OSCILLATORY OPERATING CONDITION OF BIR AND BIGR REACTORS. V.F. KOLESOV, V.Kh. KHORUZHII. The paper presented the calculation technique for long-term neutron-temperature kinetics of BIR pulsed reactor and the results of specific calculations related with failures of all control and safety systems.

The comparison with the earlier obtained characteristics of BIGR reactor long-term kinetics has been made. The self-oscillatory transients occurring in these reactors have been analysed. The recommendations concerning the technique for reactor smooth transition to the self-oscillatory operating condition with given pulsation parameters are presented.

ВВЕДЕНИЕ

В аспекте безопасности аperiodических импульсных реакторов значительный интерес представляет вопрос о долговременном поведении этих устройств в случае отказа всех средств управления и аварийной защиты. В частности, важен ответ на вопрос: при каких значениях входных параметров (начальной избыточной реактивности или начального периода разгона мощности) безопасность реактора гарантируется за счет его чисто внутренних свойств без дополнительного использования средств управления реактора и аварийной защиты. Иными словами, при каких входных параметрах генерирования импульса делений реактор в состоянии сохранить работоспособность в условиях отказа всех органов управления и аварийной защиты и невозможности в течение длительного времени ввести каким-либо образом отрицательную реактивность и заглушить его.

Применительно к импульсным реакторам БИР и БИГР ответ на последний вопрос дан в работах [1, 2] на основе экспериментального исследования поведения реакторов БИР и БИГР после генерирования в них импульсов делений на запаздывающих нейтронах. Опыты заключались в том, что реакторы выводились на заданные периоды разгона мощности и затем в течение ~60 ч выполнялся контроль поведения

реакторов при неизменном положении органов регулирования реактивности и окружения активной зоны (АЗ). Охлаждение реакторов осуществлялось либо за счет свободной конвекции, лучистого теплообмена и оттока тепла на стенд через элементы крепления АЗ, либо с помощью этих средств и штатной системы принудительного воздушного охлаждения, включаемой после формирования первичного (основного) импульса делений.

Было получено, что откликом реакторов БИР и БИГР на ввод положительной реактивности является возбуждение вслед за первичным импульсом делений или затухающих пульсаций мощности с выходом на некоторый постоянный, повышающийся с увеличением начальной реактивности уровень мощности (БИР), или незатухающих, самоподдерживающихся пульсаций мощности и соответственно температуры и реактивности (БИГР). Показано, что периоды разгона > 15 с (начальная реактивность $\rho_0 < 0,33\beta_{эф}$) для реактора БИР и > 34 с ($\rho_0 < 0,20\beta_{эф}$) для реактора БИГР безопасны даже в условиях полного отказа всех рабочих органов управления и аварийной защиты: разогревы АЗ при этом ни в один из моментов времени не превысят установленных пределов, поэтому реакторы могут функционировать неограниченно долго [1, 2].

В более ранней, хотя и менее развернутой, чем исследования [1, 2], работе американских авторов

[3], выполненной на реакторе HPRR, по конструкции близком реактору БИР, также описан опыт по долговременному поведению реактора. Было установлено, что мощность и температура реактора после фиксирования положения стержня управления испытывали затухающие колебания с периодом ~50 мин.

В работе [4] авторов настоящей статьи представлена методика теоретического описания долговременной нейтронно-температурной кинетики реактора БИГР. Используемая в расчетах математическая модель нейтронных и тепловых переходных процессов весьма полно учитывает особенности сложной конфигурации реактора и, по существу, не требует введения каких-либо корректируемых на основе эксперимента параметров, а тем более параметров подгоночных.

Были приведены результаты конкретных расчетов, показавшие хорошее согласие с экспериментом. Получена информация о долговременном поведении реактора БИГР в условиях, недоступных для прямого эксперимента. Если в эксперименте наблюдались лишь незатухающие пульсации мощности, то в расчетах выявлена и та область значений ρ_0 , в которой пульсации мощности затухают.

Было показано, что в переходных процессах во всем исследованном интервале начальных реактивностей ($\rho_0 \leq 1,121\beta_{эф}$) опасные температуры в топливе и в конструкционных элементах возникают лишь в течение первичного импульса делений.

В настоящей статье представлены результаты расчетов, являющихся продолжением и развитием расчетов в статье [4].

Прежде всего приведены аналогичные данным статьи [4] результаты расчетов долговременной нейтронно-температурной кинетики реактора БИР. Констатировано удовлетворительное согласие данных расчетов и эксперимента. Как и в предшествующем анализе, относящемся к реактору БИГР, получена также информация о долговременном поведении реактора БИР в условиях, недоступных для прямого эксперимента. Если в опытах на реакторе БИР наблюдались лишь затухающие пульсации мощности, то в расчетах найдены режимы незатухающих пульсаций (автоколебательные режимы). Показано, что в реакторе БИР, как и в реакторе БИГР, опасные температуры в топливе и в конструкционных элементах возникают преимущественно лишь в течение первичного импульса делений.

В процессе указанного анализа долговременного поведения реакторов БИР и БИГР обращено серьезное внимание на существование, возможно, представляющих интерес для практики автоколебательных режимов и на относительно умеренное температурное нагружение реакторов в этих режимах. Вместе с тем отмечено, что в принятой схеме единого скачкообразного ввода избыточной реактивности полномасштабной лабораторной реализации этих режимов препятствует наличие мощного, опасного по последствиям первичного импульса делений. В переходных процессах с большими начальными реактивностями, соответствующими автоколебательным режимам с близким к но-

минальному энерговыделением в каждой отдельной пульсации мощности, первичный импульс приводит к опасным по уровням температурам АЗ, корпуса и герметизирующих чехлов.

Ввиду отмеченного затруднения были выполнены расчеты долговременной кинетики рассматриваемых реакторов при иных формах ввода реактивности. В результате показано, что это затруднение устраняется заменой процедуры одноступенчатого ввода реактивности процедурой ввода многоступенчатого, выполняемого отчасти в начальный момент, отчасти — в моменты нескольких последующих минимумов мощности.

Результаты этого анализа и некоторые дополнительные данные о характеристиках автоколебательного режима реакторов БИР и БИГР составляют содержание последнего раздела статьи.

РАСЧЕТ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНОЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА БИР

Элементы конструкции и расчетная модель реактора БИР. Быстрый импульсный реактор БИР [5, 6] (как и реактор БИГР) относится к классу импульсных реакторов самогасящего действия. Он имеет металлическую АЗ, импульс деления в которой формируется за счет теплового расширения топливных элементов. Реактор предназначен в основном для генерирования одиночных импульсов делений, но может работать и в стационарном режиме на мощности до 2 кВт, а кратковременно — до 10 кВт. Реактор БИР не имеет отражателя нейтронов. Расположен в зале размером в плане 10×11 м и высотой 8 м. Расстояние от центра АЗ до уровня пола равно 2 м.

Первая модификация реактора (БИР-1) была изготовлена в 1964 г. и введена в эксплуатацию в 1965 г. В 1970 г. реактор был перебазирован в специально для него построенное здание. При этом он был модернизирован, после чего получил название БИР-2. При модернизации АЗ реактора не изменена. Существенные изменения произведены в технологической оснастке реактора, его электромеханическом стенде, системе охлаждения, системе управления и защиты. Усовершенствована аппаратура для регистрации импульса делений.

В 1990 г. завершена вторая модернизация реактора, и он получил название БИР-2М. В результате второй модернизации заменены на новые герметизирующие чехлы дисков, создана новая автоматизированная система управления и защиты, существенно расширены возможности реактора как источника n -, γ -излучений за счет введения дополнительных устройств. Конфигурация АЗ и стенд при этом сохранены прежними.

Общий вид стенда реактора с установленной на нем АЗ показан схематически на рис. 1. Основная часть АЗ собрана из шести дисков с внешним диаметром 22,0 см и высотой 3,4 см, изготовленных из сплава урана 85%-ного обогащения по ^{235}U с 6% молибдена

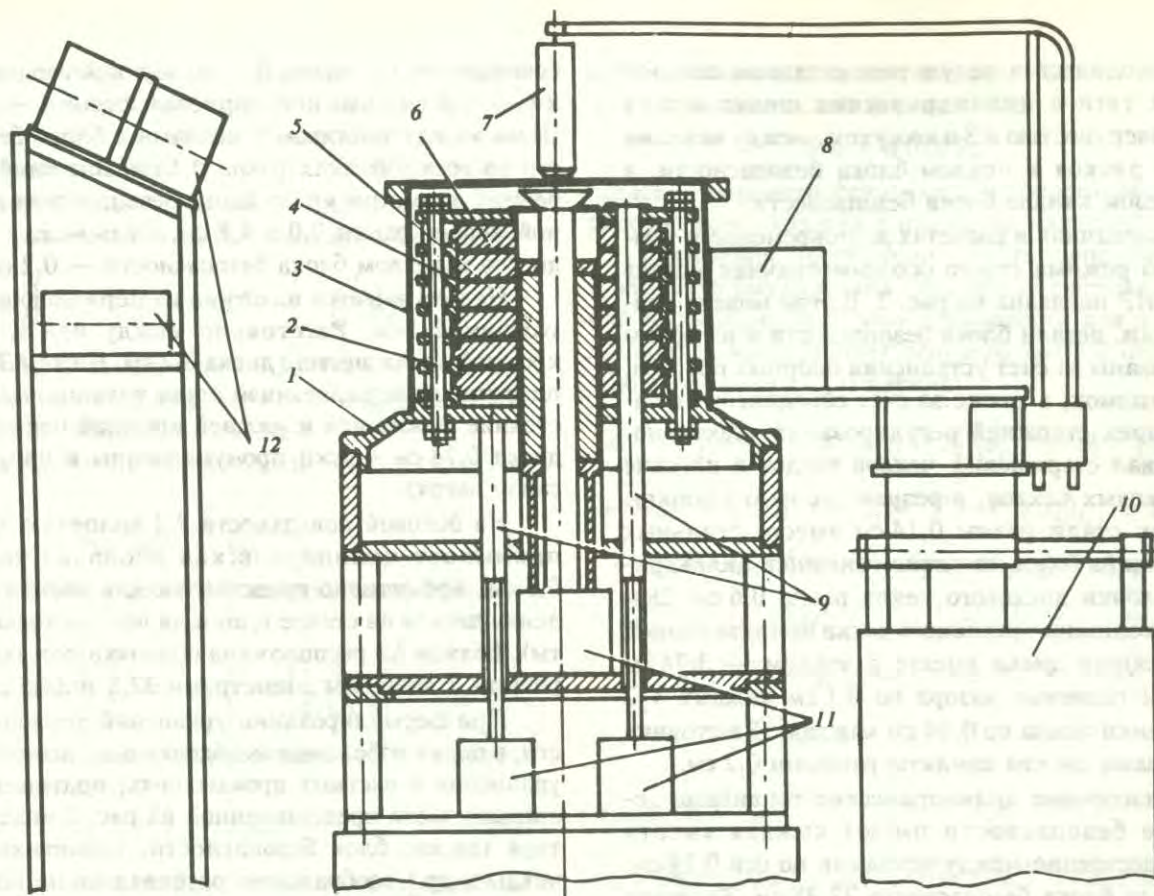


Рис. 1. Вид станда реактора и АЗ в осевом разрезе: 1 — опора АЗ; 2 — шпильки крепления зачехленных топливных дисков; 3 — кадмиевая защита; 4 — герметизирующий чехол топливного диска; 5 — блок безопасности; 6 — АЗ; 7 — контейнер для загрузки образцов в центральный канал; 8 — облучаемый образец; 9 — стержни регулирования реактивности; 10 — стенд для образцов, облучаемых вне АЗ; 11 — приводы органов регулирования реактивности; 12 — датчики n -, γ -излучений

по массе. Диски имеют большие центральные отверстия и четыре отверстия меньшего размера, расположенных на расстоянии 7,4 см от оси дисков.

В центральный канал АЗ вводится блок безопасности в форме полого цилиндра с внешним и внутренним диаметрами 8,5 и 5,1 см, состоящий из двух деталей высотой 10,5 см; в четыре боковых канала — два импульсных и два регулирующих стержня. Детали блока безопасности и все стержни изготовлены из того же сплава, что и диски. Общая масса уран-молибденового сплава в АЗ 121 кг. Высота АЗ в собранном виде 21,7 см.

В целях антикоррозионной защиты детали АЗ заключены в герметичные чехлы из нержавеющей стали 1Х18Н9Т с толщиной стенки ~ 0,1 см. При этом каждая деталь имеет свой чехол, кроме двух деталей блока безопасности, которые заключены в один чехол. Для улучшения отвода тепла от АЗ чехлы заполнены гелием до давления 0,033 МПа.

Одна из особенностей конструкции реактора БИР — независимое крепление деталей АЗ. Крепление последних в чехлах обеспечивается подвешиванием за пояски, выступающие по наружной поверхности (на дисках), или опорой на уступы (на блоке безопасности). Крепление стержней осуществлено с учетом возбуждения в них изгибных колебаний, связанных с неравномерным разогревом стержней в поперечном направлении. Между топливными деталями и стенка-

ми чехлов имеются гарантированные зазоры для теплового расширения деталей. При указанном способе крепления каждая деталь расширяется в импульсе без удара по соседним деталям и опорным элементам.

Чехлы с уран-молибденовыми дисками при помощи четырех болтов, проходящих через ушки чехлов, крепятся на опорной плите электромеханического станда реактора. Зазор между чехлами дисков определяется при подборе критической конфигурации и обеспечивается втулками, одеваемыми на болты между ушками чехлов. Сверху на болты одевается стальная крышка, и вся сборка стягивается гайками.

На стенде реактора установлен кожух воздушного охлаждения АЗ, изготовленный из стали толщиной 0,35 см. Кожух имеет вид цилиндрической оболочки и одевается на АЗ с воздушным зазором 5 см. Внутренняя поверхность кожуха покрыта слоем кадмия толщиной 0,1 см с целью экранирования АЗ от тепловых нейтронов, рассеянных стенами помещения.

Облучаемые образцы могут помещаться в осевом канале АЗ диаметром 4 см и вне АЗ.

Как уже говорилось, отвод тепла от реактора осуществляется либо за счет свободной конвекции, лучистого теплообмена и оттока тепла от АЗ на стенд через элементы крепления АЗ, либо с помощью этих эффектов и штатной системы принудительного охлаждения, включаемой после формирования первичного импульса делений. Принудительное охлаждение реактора

БИР производилось в результате создания сильной воздушной тяги в цилиндрических щелях между внешней поверхностью АЗ и кожухом, между чехлами топливных дисков и чехлом блока безопасности, а также в осевом канале блока безопасности.

Использованная в расчетах долговременного температурного режима строго осесимметричная модель реактора БИР показана на рис. 2. В этой модели топливные диски, детали блока безопасности и их чехлы идеализированы за счет устранения опорных поясков, уступов и выемок, а также за счет объединения с дисками четырех стержней регулирования реактивности. Материал стержневых чехлов введен в плоские стенки дисковых чехлов, в результате чего толщины этих стенок стали равны 0,14 см вместо реальных 0,1 см. Толщина более массивной внешней цилиндрической оболочки дискового чехла равна 0,6 см. Эффективная толщина топливного диска принята равной 3,26 см, каждого диска вместе с чехлом — 3,74 см (3,26 см + 2 гелиевых зазора по 0,1 см каждый + 2 плоских стенки чехла по 0,14 см каждая). Расстояния между чехлами дисков приняты равными 0,2 см.

Две идентичные цилиндрические топливные детали блока безопасности имеют каждая высоту 10,85 см. Расстояние между деталями по оси 0,14 см. Высота чехла блока безопасности 27,38 см. Толщина

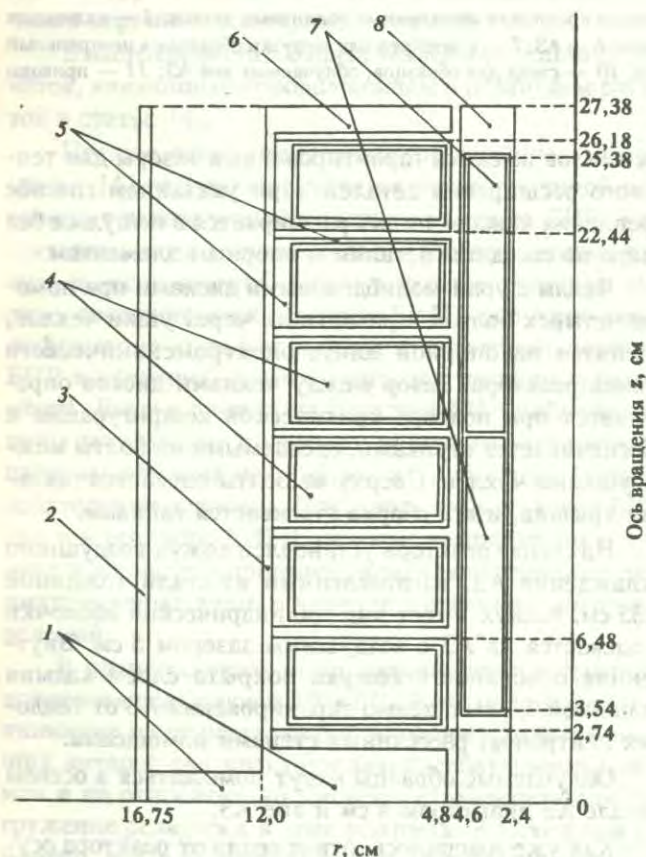


Рис. 2. Идеализованная осесимметричная модель реактора БИР, использованная при формулировании уравнений нестационарной теплопроводности: 1 — нижняя стальная пластина; 2 — кожух охлаждения реактора; 3 — стальные опорные элементы дисков АЗ, представленные в виде эффективной цилиндрической оболочки; 4 — топливные диски АЗ; 5 — стальные защитные чехлы дисков АЗ; 6 — верхняя стальная пластина; 7 — топливные детали блока безопасности; 8 — стальной защитный чехол блока безопасности

боковых стенок чехла 0,1 см, верхней торцевой стенки — 1,9 см, нижней торцевой стенки — 3,44 см. Щель между топливом и чехлами в блоке безопасности во всех участках равна 0,1 см. Внешний и внутренний диаметры чехла блока безопасности в расчетной модели равны 9,0 и 4,8 см, щель между чехлами дисков и чехлом блока безопасности — 0,2 см.

Над АЗ имеется пластина из нержавеющей стали толщиной 1 см. Расстояние между ней и верхней кромкой чехла шестого диска 0,2 см. Ниже АЗ имеется пластина из нержавеющей стали толщиной 2 см. Расстояние между ней и нижней кромкой чехла первого диска 0,74 см (диски пронумерованы в направлении снизу вверх).

На боковой поверхности АЗ вплотную к чехлам примыкает цилиндрическая оболочка толщиной 0,3 см, эффективно представляющая элементы крепления дисков на стенде (ушки на чехлах дисков и болты). Вблизи АЗ расположена оболочка кожуха с внутренним и внешним диаметрами 32,8 и 33,5 см.

При формулировании уравнений теплопроводности, в целях избежания необходимости использования уравнений в частных производных, протяженные составные части представленной на рис. 2 модели реактора (диски, блок безопасности, герметизирующие чехлы и др.) воображаемо разбивались на кольцевые элементы с условно-однородным распределением температуры в пределах каждого из этих элементов. Конкретно модель реактора разбивалась на 161 кольцевой элемент $A_{i,k}$ горизонтальными плоскостями с координатами $z = 26,18; 25,94; 22,68; 22,34; 22,00; 18,74; 18,40; 18,06; 14,80; 14,46; 14,12; 10,86; 10,52; 10,18; 6,92; 6,58; 6,24; 2,98; 2,74$ и коаксиальными цилиндрическими поверхностями с координатами $r = 16,4; 12,0; 11,1; 7,9; 4,7; 4,6; 4,4; 2,5$. Слои по оси z пронумерованы индексом i , отсчитываемым сверху вниз, кольца в слоях — индексом k в направлении слева направо, в топологии рис. 2 ($i = \overline{1, 20}; k = \overline{1, 9}$; смысл обозначения $i = \overline{1, 20}; i = 1, 2, \dots, 20$; отметим, что при $k = 2$ имеется лишь один элемент $A_{20,2}$).

При указанном разбиении реактора на элементы все границы между металлическими и газовыми (гелий, воздух) средами совпадают с поверхностями элементов. Топливные диски в этой схеме представлены 12 кольцевыми элементами: $A_{3,4}; A_{3,5}; A_{6,4}; A_{6,5}; A_{9,4}; A_{9,5}; A_{12,4}; A_{12,5}; A_{15,4}; A_{15,5}; A_{18,4}; A_{18,5}$; топливные детали блока безопасности — 16 кольцевыми элементами: $A_{3,8}; A_{4,8}; \dots; A_{18,8}$; внешние цилиндрические участки чехлов дисков с примыкающими к ним участками опорного цилиндра — кольцевыми элементами: $A_{3,3}; A_{6,3}; A_{9,3}; A_{12,3}; A_{15,3}; A_{18,3}$ (средняя температура последних шести элементов принята в качестве индикатора статической температуры АЗ).

Теплообмен между элементами в пределах одной составной части модели описывался на основе введения эффективных термических сопротивлений [7].

Теплообмен через гелиевые зазоры между топливным сплавом и герметизирующими чехлами, через воздушные щели между чехлами дисков, чехлами

блока безопасности и дисков, чехлом шестого диска и верхней стальной пластиной, чехлом первого диска и нижней стальной пластиной определялся на основе простой теплопроводности ($\lambda_{\text{экв}} = \lambda$). Свободный конвективный теплообмен через щель между корпусом АЗ и кожухом — на основе эмпирической зависимости [8]

$$Nu = \frac{1}{24} \frac{B}{H} Gr Pr \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{32,7 H}{B Gr Pr} \right)^{3/4} \right] \right\}. \quad (1)$$

Свободная конвективная теплоотдача с внешних поверхностей реактора определялась также на основании критериальных зависимостей:

— на внешней цилиндрической поверхности кожуха [9]

$$Nu = 0,695 Gr^{0,25}; \quad (2)$$

— на поверхности осевого канала блока безопасности [8]

$$Nu = \frac{1}{128} \frac{d}{H} Gr Pr \left\{ 1 - \exp \left[-8 \left(\frac{20 H}{d \cdot Gr Pr} \right)^{3/4} \right] \right\}; \quad (3)$$

— на обращенной вверх поверхности верхней стальной пластины [8]

$$Nu = 0,15 (Gr Pr)^{1/3}; \quad (4)$$

— на обращенной вниз поверхности нижней стальной пластины [8]

$$Nu = 0,27 (Gr Pr)^{0,25}. \quad (5)$$

Смысл обозначений в формулах (1)–(5): Nu — параметр Нуссельта; Gr , Pr — параметры Грасгофа и Прандтля; λ — коэффициент теплопроводности газа; d — диаметр осевого канала в АЗ; B — ширина воздушной щели между АЗ и кожухом; H — высота кожуха и осевого канала в АЗ.

Теплоотдача или теплообмен излучением учитывались на всех внешних поверхностях реактора, на поверхностях внутри щелей между АЗ и кожухом, между АЗ и нижней стальной пластиной. Степень черноты излучающих поверхностей во всех случаях принималась равной 0,75.

Отток тепла на стенд через элементы крепления АЗ учитывался весьма приближенно. Предполагалось, что он равен току тепла по высоте двух эффективных полых цилиндров из нержавеющей стали высотой 20 см, диаметрами 30,8–32,8 см и 7,0–9,0 см. Температура верхнего торца первого цилиндра равнялась температуре участка нижней стальной пластины, приходящегося на щель между АЗ и кожухом (элемент $A_{20,2}$), температура верхнего торца второго цилиндра — температуре нижней торцевой стенки чехла блока безопасности. Температуры нижних торцов эффективных цилиндров принимались равными комнатной температуре.

При включении принудительного воздушного охлаждения режим теплоотдачи в щели между АЗ и кожухом и во внутреннем осевом канале становился иным (по оценке, изменение теплоотдачи в щели между дисками и блоком безопасности оказалось незначительным, поэтому им пренебрегали). Теплоот-

дача в указанных щели и канале определялась с помощью эмпирической формулы [9]

$$Nu = 0,018 Re^{0,8}, \quad (6)$$

где Re — параметр Рейнольдса (пропорционален скорости течения воздуха в щели или канале).

Уравнения нестационарной теплопроводности. В итоге сформулирована следующая система уравнений нестационарной теплопроводности для долговременного режима работы реактора БИР в отсутствие принудительного охлаждения:

$$\begin{aligned} C_{i,1} V_{i,1} \frac{d\theta_{i,1}}{dt} = & a_{i,1} p(t) - b_{i,1}^{(1)} \theta_{i,1}^{1,25} - b_{i,1}^{(2)} [(\theta_{i,1} + 293)^4 - (293)^4] - c_{i,1}^{(1)} \theta_{i,1}^{1,25} - c_{i,1}^{(2)} [(\theta_{i,1} + 293)^4 - \\ & - (\theta_{i,3} + 293)^4] - d_{i,1}^{(3)} (\theta_{i,1} - \theta_{20,2}) - d_{i,1}^{(1)} \theta_{i,1}^{1,25} - \\ & - d_{i,1}^{(2)} [(\theta_{i,1} + 293)^4 - (293)^4] - d_{i,1}^{(3)} (\theta_{i,1} - \theta_{(i-1),1}) - \\ & - g_{i,1}^{(1)} \theta_{i,1}^{1,25} - g_{i,1}^{(2)} [(\theta_{i,1} + 293)^4 - (293)^4] - \\ & - g_{i,1}^{(3)} (\theta_{i,1} - \theta_{(i+1),1}) \quad (i = \overline{1, 20}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{20,2} V_{20,2} \frac{d\theta_{20,2}}{dt} = & a_{20,2} p(t) - b_{20,2}^{(1)} (\theta_{20,2} - \theta_{20,1}) - \\ & - c_{20,2}^{(1)} (\theta_{20,2} - \theta_{20,3}) - d_{20,2}^{(1)} \theta_{20,2}^{1,25} - g_{20,2}^{(1)} \theta_{20,2} - \\ & - g_{20,2}^{(2)} [(\theta_{20,2} + 293)^4 - (293)^4]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{i,3} V_{i,3} \frac{d\theta_{i,3}}{dt} = & a_{i,3} p(t) - b_{i,3}^{(1)} \theta_{i,3}^{1,25} - b_{i,3}^{(2)} [(\theta_{i,3} + 293)^4 - (\theta_{i,1} + 293)^4] - b_{i,3}^{(3)} (\theta_{i,3} - \theta_{20,2}) - \\ & - c_{i,3}^{(1)} (\theta_{i,3} - \theta_{i,4}) - d_{i,3}^{(1)} \theta_{i,3}^{1,333} - d_{i,3}^{(2)} [(\theta_{i,3} + 293)^4 - \\ & - (293)^4] - d_{i,3}^{(3)} (\theta_{i,3} - \theta_{(i-1),3}) - g_{i,3}^{(1)} \theta_{i,3}^{1,25} - \\ & - g_{i,3}^{(2)} [(\theta_{i,3} + 293)^4 - (293)^4] - \\ & - g_{i,3}^{(3)} (\theta_{i,3} - \theta_{(i+1),3}) \quad (i = \overline{1, 20}); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} C_{1,k} V_{1,k} \frac{d\theta_{1,k}}{dt} = & a_{1,k} p(t) - b_{1,k}^{(1)} (\theta_{1,k} - \theta_{1,(k-1)}) - \\ & - c_{1,k}^{(1)} (\theta_{1,k} - \theta_{1,(k+1)}) - d_{1,k}^{(1)} \theta_{1,k}^{1,333} - d_{1,k}^{(2)} [(\theta_{1,k} + 293)^4 - (293)^4] - g_{1,k}^{(1)} (\theta_{1,k} - \theta_{2,k}) \quad (k = \overline{4, 8}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{20,k} V_{20,k} \frac{d\theta_{20,k}}{dt} = & a_{20,k} p(t) - b_{20,k}^{(1)} (\theta_{20,k} - \theta_{20,(k-1)}) - c_{20,k}^{(1)} (\theta_{20,k} - \theta_{20,(k+1)}) - d_{20,k}^{(1)} (\theta_{20,k} - \theta_{19,k}) - \\ & - d_{20,k}^{(2)} [(\theta_{20,k} + 293)^4 - (\theta_{19,k} + 293)^4] - \\ & - g_{20,k}^{(1)} \theta_{20,k}^{1,25} - g_{20,k}^{(2)} [(\theta_{20,k} + 293)^4 - (293)^4] - \\ & - g_{20,k}^{(3)} \theta_{20,k} \quad (k = \overline{4, 8}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{i,9} V_{i,9} \frac{d\theta_{i,9}}{dt} = & a_{i,9} p(t) - b_{i,9}^{(1)} (\theta_{i,9} - \theta_{i,8}) - \\ & - c_{i,9}^{(1)} \theta_{i,9}^{1,25} - d_{i,9}^{(1)} \theta_{i,9}^{1,333} - d_{i,9}^{(2)} (\theta_{i,9} - \theta_{(i-1),9}) - \\ & - d_{i,9}^{(3)} [(\theta_{i,9} + 293)^4 - (293)^4] - g_{i,9}^{(1)} \theta_{i,9}^{1,25} - g_{i,9}^{(2)} (\theta_{i,9} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\theta_{(i+1),9} - g_{i,9}^{(3)} [(\theta_{i,9} + 293)^4 - (293)^4] \quad (i = \overline{1, 20}); \\
& C_{i,k} V_{i,k} \frac{d\theta_{i,k}}{dt} = a_{i,k} p(t) - b_{i,k}^{(1)} (\theta_{i,k} - \theta_{i,(k-1)}) - \\
& - c_{i,k}^{(1)} (\theta_{i,k} - \theta_{i,(k+1)}) - d_{i,k}^{(1)} (\theta_{i,k} - \theta_{(i-1),k}) - \\
& - g_{i,k}^{(1)} (\theta_{i,k} - \theta_{(i+1),k}) - g_{i,k}^{(2)} [(\theta_{i,k} + 293)^4 - \\
& - (\theta_{(i+1),k} + 293)^4] \quad (i = \overline{2, 19}; k = \overline{4, 8}).
\end{aligned}$$

В уравнениях (7) введены обозначения: i, k — индексы кольцевого элемента $A_{i,k}$ в расчетной схеме (напомним, что индекс i отсчитывается сверху вниз по оси z , индекс k — слева направо по r , в топологии рис. 2; $i = \overline{1, 20}$; $k = \overline{1, 9}$); $V_{i,k}$ — объем кольцевого элемента $A_{i,k}$; $C_{i,k}$ — теплоемкость материала (уран-молибденовый сплав или нержавеющая сталь) кольцевого элемента $A_{i,k}$; $a_{i,k}$ — мощность энерговыделения в кольцевом элементе $A_{i,k}$, отнесенная к суммарной мощности энерговыделения в топливных элементах; $\theta_{i,k}$ — температура кольцевого элемента, отсчитываемая от начальной температуры, принимаемой равной 20 °C; $p(t)$ — мощность энерговыделения в топливных кольцевых элементах (МВт); $b_{i,k}$; $c_{i,k}$; ...; $g_{i,k}$ — постоянные коэффициенты теплопередачи от одного кольцевого элемента реактора другому или внешней среде (некоторые из этих коэффициентов при определенных значениях i, k всегда равны нулю).

При включении принудительного воздушного охлаждения, как говорилось выше, характер теплоотдачи на внешней цилиндрической поверхности чехлов АЗ, во внутреннем осевом канале блока безопасности, а также на внутренней поверхности кожуха охлаждения (и на горизонтальных поверхностях элемента А_{20,2}) становится иным. Это приводит к некоторому изменению уравнений для $\theta_{i,1}$ ($i = \overline{1, 19}$), $\theta_{20,2}$, $\theta_{i,3}$ ($i = \overline{1, 19}$) и $\theta_{i,9}$ ($i = \overline{1, 20}$). Изменения сводятся к следующему (см. формулу (6)):

В уравнении для	Вместо слагаемого	Следует поставить
$\theta_{i,1}$ ($i = \overline{1, 19}$)	$-c_{i,1} \theta_{i,1}^{1,25}$	$-c_{i,1}^* w^{0,8} \theta_{i,1}$
$\theta_{20,2}$	$-d_{20,2}^{(1)} \theta_{20,2}^{1,25}$	$-d_{20,2}^{(1)*} w^{0,8} \theta_{20,2}$ (8)
$\theta_{i,3}$ ($i = \overline{1, 19}$)	$-b_{i,3}^{(1)} \theta_{i,3}^{1,25}$	$-b_{i,3}^{(1)*} w^{0,8} \theta_{i,3}$
$\theta_{i,9}$ ($i = \overline{1, 20}$)	$-c_{i,9}^{(1)} \theta_{i,9}^{1,25}$	$-c_{i,9}^{(1)*} w^{0,8} \theta_{i,9}$

где $c_{i,1}^*$, $d_{20,2}^{(1)*}$, $b_{i,3}^{(1)*}$, $c_{i,9}^{(1)*}$ — постоянные коэффициенты. Напомним, что здесь w — скорость течения воздуха в щели между АЗ и кожухом и в осевом канале блока безопасности.

Уравнения нейтронной кинетики. Уравнения нейтронной кинетики записаны в рамках одноточечного приближения, в терминах реактивности и времени генерации нейтронов, с учетом 6 групп физических запаздывающих и 15 групп отраженных от стен реакторного зала нейтронов. Уравнения представлены в виде

$$\Lambda \frac{dp}{dt} = (\rho - \beta)p + \sum_m \beta_m C_m + q_0 \frac{S_0}{\nu};$$

$$C_m(t) = C_m(0)e^{-\lambda_m t} + \lambda_m \int_0^t dt' e^{-\lambda_m(t-t')} p(t'), \quad m = \overline{1, 21};$$

$$\rho(t) = \rho_0 - a_0 \bar{\theta}_1(t) - \frac{b_0}{2} \nu_1 - \frac{b_0}{2} \nu_2;$$

$$\nu_i = \omega_i \int_0^t dt' \sin \omega_i(t-t') \bar{\theta}_2(t), \quad i = 1, 2; \quad (9)$$

$$\bar{\theta}_1 = \frac{1}{6} (\theta_{3,3} + \theta_{6,3} + \theta_{9,3} + \theta_{12,3} + \theta_{15,3} + \theta_{18,3});$$

$$\begin{aligned}
\bar{\theta}_2 = & V_{3,4} (\theta_{3,4} + \theta_{6,4} + \theta_{9,4} + \theta_{12,4} + \theta_{15,4} + \theta_{18,4}) + \\
& + V_{3,5} (\theta_{3,5} + \theta_{6,5} + \theta_{9,5} + \theta_{12,5} + \theta_{15,5} + \theta_{18,5}) + \\
& + \sum_{i=3}^{18} V_{i,8} \theta_{i,8} / 6(V_{3,4} + V_{3,5}) + \sum_{i=3}^{18} V_{i,8};
\end{aligned}$$

$$\beta_{эф} = \sum_{m=1}^6 \beta_m; \quad \beta = \sum_{m=1}^{21} \beta_m.$$

В уравнении (9) $\rho(t)$ — реактивность с учетом запаздывающих нейтронов; ρ_0 — начальное значение реактивности; β_m , λ_m — параметры физических запаздывающих и отраженных нейтронов; $C_m(t)$ — источник физических запаздывающих и отраженных нейтронов; $\theta_{i,k}$ — рассчитываемые с помощью уравнений (7), (8) температуры кольцевых элементов в расчетной схеме реактора (отсчитывается от начальной температуры, принимаемой равной 20 °C); $\bar{\theta}_1(t)$ — средняя температура внешних цилиндрических участков чехлов дисков с примыкающими к ним участками опорного цилиндра. Эта температура принята в качестве индикатора статической температуры АЗ; $\bar{\theta}_2(t)$ — средняя температура уран-молибденового сплава в АЗ; ν_1 , ν_2 — условные амплитуды колебаний в представляемой двумя гармониками реактивной обратной связи с учетом инерционного запаздывания; ω_1 , ω_2 — круговые частоты этих гармоник колебаний; a_0 , b_0 — коэффициенты реактивности обратной связи; $q_0 = 0,288 \cdot 10^{-10}$ Дж/дел. — энерговыделение в расчете на одно деление; ν — среднее число нейтронов на акт деления; S_0 — интенсивность внутреннего источника нейтронов, принятая равной $2 \cdot 10^3$ нейтр./с.

Коэффициент реактивности b_0 получен на основании расчетов; с его использованием хорошо воспроизводятся экспериментальные импульсы на мгновенных нейтронах. Коэффициент реактивности a_0 определен из условий удовлетворительного воспроизведения экспериментальных импульсов на запаздывающих нейтронах. Этот коэффициент содержит вклад в реактивность от смещений герметизирующих чехлов, от других медленно прогреваемых элементов конст-

рукции реактора, и прямой расчет его привел бы к недостаточно точному результату.

Замкнутая система уравнений нейтронно-температурной кинетики (7)—(8) решалась численно. Вычислительные методы, использованные в этих расчетах, описаны в работе [4].

Результаты расчетов. Конкретные расчеты долговременных (в интервале времени от 0 до 10—50 ч) нейтронно-температурных переходных процессов в реакторе БИР выполнены в диапазоне начальных реактивностей ρ_0 от 0,069 до $1,085\beta_{эф}$ (или в диапазоне начальных периодов разгона мощности реактора от 150 с до ~ 15 мкс). Прежде всего в целях проверки работоспособности температурного блока используемой математической модели и определения на основе сопоставления с опытом отсутствующего в исходных данных значения эффективной скорости w течения воздуха в каналах реактора при включении принудительного охлаждения были рассчитаны содержащиеся в экспериментальных данных статьи [1] температурные режимы компонентов реактора при нескольких стационарных мощностях, а также после одиночного импульса на мгновенных нейтронах с энергосвободением 5,61 МДж. Затем после определения, исходя из условия удовлетворительного описания первичного импульса в одном из экспериментальных переходных процессов, коэффициента гашения реактивности a_0 (см. уравнения (9)) были рассчитаны нейтронно-температурные пульсации при тех же значениях начальной реактивности ρ_0 , к которым относятся экспериментальные данные [1]. После этого были выполнены расчеты нейтронно-температурных пульсаций при значениях ρ_0 , выходящих за пределы диапазона, исследованного в эксперименте. Эти расчеты, как и эксперимент [1], выполнялись в предположении скачкообразного ввода всей избыточной реактивности в момент времени $t = 0$.

Коэффициент гашения реактивности a_0 получен равным $2,5 \cdot 10^{-5} 1/^\circ\text{C}$, скорость потока воздуха w при включенном принудительном охлаждении — 50 м/с. Другой коэффициент гашения b_0 , как сказано выше, определен расчетным путем и равен $8 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными статьи [1] приведено на рис. 3 и в табл. 1.

Как видно из рис. 3, температурный режим контрольного участка чехла четвертого диска при стационарных мощностях воспроизводится вполне удовлетворительно как при наличии, так и в отсутствие принудительного охлаждения. Заметно хуже, а именно с 15%-ной ошибкой, рассчитывается температура чехла после импульса делений в АЗ.

Из табл. 1 следует, что характер долговременных нейтронно-температурных переходных процессов в БИР воспроизводится в расчетах весьма точно. В расчете, как и в эксперименте, реактор при вводе избыточной реактивности от 0,069 до $0,265\beta_{эф}$ после основного (первичного) импульса переходит в режим за-

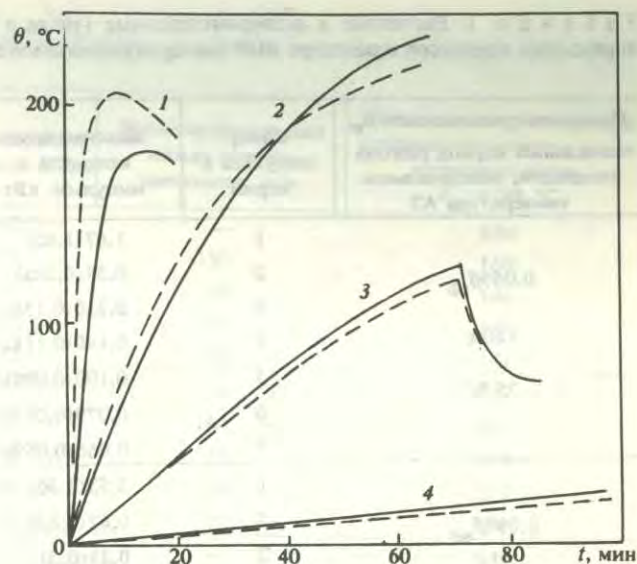


Рис. 3. Измеренные и расчётные температуры контрольного участка чехла четвертого диска АЗ БИР в зависимости от времени при различных режимах работы реактора: — — эксперимент; ---- — расчет; 1 — импульс на мгновенных нейтронах с полным энергосвободением 5,61 МДж (без принудительного охлаждения); 2 — стационарная мощность 5,4 кВт (с принудительным охлаждением, $w = 50$ м/с); 3 — стационарная мощность 1 кВт (при $t < 72$ мин — без принудительного охлаждения, при $t \geq 72$ мин — с принудительным воздушным охлаждением, $w = 50$ м/с); 4 — режим стационарной мощности ~ 130 Вт (без принудительного охлаждения). Температура отсчитывается от комнатной

тухающих пульсаций мощности с постепенным достижением некоторого постоянного, повышающегося с увеличением начальной реактивности уровня мощности. Максимальная мощность и энергосвободение в импульсах, частота повторения импульсов и температура контрольного участка чехла четвертого диска в расчете примерно такие же, как в эксперименте, хотя количественно они несколько отличаются (за редкими исключениями разница не превышает 10—20%).

По нашему мнению, полученная степень согласия расчетных и экспериментальных данных вполне приемлема. Как и в случае реактора БИГР, добиваться более детального совпадения расчетных и экспериментальных пульсаций не имело смысла, поскольку на параметры всплесков мощности заведомо оказывают влияние многие трудно учитываемые факторы, например температурная зависимость теплофизических характеристик материалов реактора, меняющиеся в течение переходного процесса ширины газовых зазоров между чехлами и топливом и т.п. Достигнуть полного совпадения расчетных характеристик долговременных переходных процессов с экспериментальными можно было бы лишь путем чрезмерного усложнения расчетной модели или с помощью простой подгонки параметров уравнений, однако в этом не было необходимости, и это не делалось.

Расчеты не ограничивались областью значений ρ_0 , исследованных в эксперименте. Рассматривались также значения ρ_0 существенно выше верхней границы этого диапазона, а именно значения ρ_0 от 0,265 до $1,085\beta_{эф}$. Кроме того, в расчете получены показатели

Т а б л и ц а 1. Расчетные и экспериментальные (числа в скобках [1]) характеристики долговременных нейтронно-температурных переходных процессов в реакторе БИР без принудительного охлаждения

Начальная реактивность ρ_0 , начальный период разгона мощности, максимальная температура АЗ	Номер импульса в серии	Максимальная мощность в импульсе, кВт	Энерговыделение в импульсе, МДж	Временной интервал между пиками импульсов, мин	Максимальная температура контрольного участка чехла четвертого диска, $\theta_{9,3} + 20$, °C
0,069 $\beta_{эф}$ 150 с 75 °C	1	1,67(1,65)	1,09(1,25)	— —	58(63)
	2	0,38(0,395)	0,55(0,61)	282(270)	44(46)
	3	0,210(0,188)	0,45(0,47)	189(190)	41(43)
	4	0,140(0,118)	0,41(0,44)	163(155)	39(41)
	5	0,100(0,090)	0,39(0,39)	152(150)	38(40)
	6	0,079(0,075)	0,38(0,32)	148(140)	37(39)
	7	0,066(0,059)	0,38(0,28)	145(130)	37(39)
0,096 $\beta_{эф}$ 100 с 107 °C	1	3,53(3,30)	1,60(1,76)	— —	77(81)
	2	0,62(0,65)	0,70(0,80)	261(250)	53(56)
	3	0,38(0,31)	0,57(0,57)	167(150)	50(53)
	4	0,26(0,20)	0,52(0,56)	144(130)	47(52)
	5	0,19(0,15)	0,48(0,51)	133(130)	46(49)
	6	0,15(0,12)	0,47(0,52)	126(120)	45(49)
	7	0,12(0,10)	0,46(0,53)	124(110)	44(48)
0,169 $\beta_{эф}$ 45,5 с 215 °C	1	13,7(12,7)	3,23(3,21)	— —	136(126)
	2	1,46(1,63)	1,06(1,29)	233(224)	77(85)
	3	1,03(0,80)	0,92(0,94)	136(130)	73(77)
	4	0,78(0,47)	0,82(0,79)	119(105)	70(73)
	5	0,61(0,32)	0,76(0,76)	109(92)	68(70)
	6	0,50(0,26)	0,72(0,71)	103(90)	67(70)
	7	0,42(0,22)	0,69(0,62)	97(85)	65(69)
0,265 $\beta_{эф}$ 21,6 с 386 °C	1	42,4(35,0)	5,70(4,94)	— —	222(176)
	2	2,9(3,0)	1,50(1,78)	212(175)	109(111)

долговременной нейтронно-температурной кинетики реактора БИР не только в отсутствие принудительного охлаждения, как в эксперименте, но и при наличии такового.

В результате этих расчетов показано, что в реакторе БИР без принудительного охлаждения в области $\rho_0 \geq 0,40\beta_{эф}$ пульсации мощности становятся незатухающими. В области $\rho_0 < 0,40\beta_{эф}$ в реакторе без принудительного охлаждения и во всей области исследованных значений ρ_0 в реакторе с принудительным охлаждением пульсации мощности, как в эксперименте, затухают.

В реакторе с принудительным охлаждением частота пульсаций мощности в ~ 3 раза, а энерговыделение в импульсах в $\sim 1,5$ раза выше, чем в реакторе без принудительного охлаждения. Режим регулярных пульсаций (затухающих или незатухающих) устанавливается через 5 — 15 импульсов в зависимости от ρ_0 . В случае незатухающих пульсаций импульсы становятся в полной мере повторяемыми лишь через 10—20 циклов. Ослабление затухающих пульсаций как при наличии, так и в отсутствие принудительного охлаждения происходит весьма медленно.

Во всех вариантах расчета последовательность пульсаций мощности открывает первичный импульс,

который по энерговыделению во много раз превосходит последующие всплески мощности. Этот первичный импульс приводит к чрезмерно сильному разогреву материала АЗ и герметизирующих чехлов. В последующих пульсациях мощности температурное нагружение АЗ и чехлов резко снижается.

Была получена также информация о долговременном поведении реактора в отсутствие принудительного охлаждения при начальной реактивности $\rho_0 = 1,085\beta_{эф}$, соответствующей случаю генерирования номинального импульса на мгновенных нейтронах с энерговыделением 3 МДж. Данные расчета показали, что в условиях отказа всех средств управления и аварийной защиты реактора после ввода указанной реактивности температура топлива в АЗ достигает максимального значения 2384 °C (через 36 с после ввода реактивности). Контрольный участок чехла четвертого диска разогревается (тоже в первом импульсе на запаздывающих нейтронах) до максимальной температуры 828 °C.

На стадии последующих незатухающих пульсаций мощности температура топлива ни в один из моментов не превышает ~ 400 °C, а температура контрольного участка чехла четвертого диска 323 °C.

Т а б л и ц а 2. Расчетные характеристики долговременных нейтронно-температурных переходных процессов в реакторе БИР без принудительного охлаждения в области значений $\rho_0 > 0,265\beta_{эф}$

Начальная реактивность, начальный период, максимальная температура АЗ	Номер импульса в серии	Максимальная мощность в импульсе, кВт	Энерговыделение в импульсе, МДж	Временной интервал между пиками импульсов, мин	Максимальная температура контрольного участка чехла четвертого диска, $\theta_{9,3} + 20, ^\circ\text{C}$
0,397 $\beta_{эф}$ 9,5 с 688 °C	1	123	9,12	—	334
	2	5,3	2,06	190	150
	3	4,5	1,91	95	146
	4	4,0	1,81	91	144
	5	3,7	1,73	86	141
0,599 $\beta_{эф}$ 3,1 с 1175 °C	1	4,26	14,7	—	507
	2	9,9	2,85	164	206
	3	8,7	2,68	78	203
	4	8,0	2,58	74	203
	5	7,5	2,49	73	201
0,792 $\beta_{эф}$ 0,9 с 1649 °C	1	1164	20,2	—	649
	2	15,4	3,58	143	269
	3	13,2	3,34	67	262
	4	12,1	3,19	63	259
	5	11,3	3,09	61	256
1,005 $\beta_{эф}$ 1 мс 2178 °C	1	24000	26,2	—	777
	2	22,1	4,34	125	325
	3	18,2	3,97	57	319
	4	16,4	3,75	53	312
	5	15,1	3,62	51	311
1,085 $\beta_{эф}$ ~ 15 мкс 2384 °C	1	3,3 · 10 ⁷	28,5	—	828
	2	25,4	4,6	119	348
	3	20,1	4,2	54,6	339
	4	17,8	3,9	49,8	333
	5	16,4	3,8	48,6	330

Т а б л и ц а 3. Расчетные характеристики долговременных нейтронно-температурных переходных процессов в реакторе БИР при наличии принудительного охлаждения ($w = 50 \text{ м/с}$)

Начальная реактивность, начальный период, максимальная температура АЗ	Номер импульса в серии	Максимальная мощность в импульсе, кВт	Энерговыделение в импульсе, МДж	Временной интервал между пиками импульсов, мин	Максимальная температура контрольного участка чехла четвертого диска, $\theta_{9,3} + 20, ^\circ\text{C}$
0,265 $\beta_{эф}$ 21,6 с 371 °C	1	43,2	5,98	—	165
	2	11,6	3,34	52	114
	3	6,3	2,70	37	98
	4	4,3	2,46	33	93
	5	3,2	2,34	30	88
0,599 $\beta_{эф}$ 3,1 с 1147 °C	1	426	14,9	—	371
	2	43,5	6,30	46	224
	3	22,7	4,85	29	193
	4	15,8	4,30	24	180
	5	12,5	4,04	23	178
0,792 $\beta_{эф}$ 0,9 с 1621 °C	1	1162	20,4	—	497
	2	64,2	7,41	44	266
	3	30,5	5,70	26	239
	4	21,7	5,07	22	231
	5	17,4	4,78	20	224
1,005 $\beta_{эф}$ 1 мс 2156 °C	1	24000	26,4	—	624
	2	88,0	8,53	41	328
	3	39,8	6,49	23	292
	4	27,7	5,78	19	274
	5	22,3	5,45	17	272

Некоторые числовые данные указанных расчетов представлены в табл. 2, 3 (приведены показатели пяти первых импульсов мощности).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ДОЛГОВРЕМЕННОЙ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНОЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА БИГР. СРАВНЕНИЕ С КИНЕТИКОЙ РЕАКТОРА БИР

Как говорилось во введении, расчетному анализу долговременной нейтронно-температурной кинетики реактора БИР предшествовало аналогичное рассмотрение кинетики реактора БИГР [4]. Используемая в расчетах реактора БИГР математическая модель нейтронных и тепловых переходных процессов также весьма полно учитывала особенности сложной конфигурации реактора, характеризующейся разбиением АЗ на большое число кольцевых элементов, разделенных гелиевыми зазорами, наличием герметичного корпуса и кожуха охлаждения, также отделенных от массива колец АЗ и друг от друга газовыми промежутками, наличием большого числа опорных колонн и штанг, влияющих на тепловой режим реактора.

Приведенные в работе [4] результаты конкретных расчетов кинетики реактора БИГР, как и данные предыдущего раздела настоящей статьи, относились к гипотетической ситуации отказа всех средств управления и аварийной защиты реактора. Было получено удовлетворительное, как и в варианте реактора БИР, согласие расчетных данных с экспериментом.

В настоящем разделе в целях большей логической цельности содержания статьи приведены некоторые результаты анализа кинетики реактора БИГР из работы [4] и дано сравнение показателей долговременной нейтронно-температурной кинетики двух рассматриваемых реакторов.

Из расчетных данных статьи [4] следует, что реактор БИГР после скачкообразного ввода реактивности ρ_0 вслед за первичным импульсом делений переходит в режим затухающих или незатухающих пульсаций мощности. При малых ρ_0 , а именно при $\rho_0 \leq 0,07\beta_{эф}$ — в отсутствие принудительного охлаждения и при $\rho_0 \leq 0,05\beta_{эф}$ — при наличии принудительного воздушного охлаждения, пульсации мощности затухают. При всех значениях ρ_0 исследованного диапазона, превышающих эти уровни, в реакторе наблюдаются только незатухающие пульсации мощности.

При больших ρ_0 режим долговременных пульсаций сопряжен с высокими амплитудами температуры в топливном материале АЗ и во внутренней цилиндрической стенке корпуса, опасными с точки зрения возникновения интенсивной реакции восстановления двуокиси урана графитом и быстрого накопления в порах топливного материала больших количеств углекислого газа (в первом случае) или разгерметизации корпуса в результате частичного его плавления (во втором случае). Ограничения по максимальной температуре топлива наступают при значении $\rho_0 = 0,3\beta_{эф}$, а по температуре внутренней цилиндри-

ческой стенки корпуса при $\rho_0 \approx 0,7\beta_{эф}$ — в отсутствие принудительного охлаждения и при $\rho_0 \approx 0,9\beta_{эф}$ — при наличии принудительного воздушного охлаждения.

Среди данных о переходных процессах указанными пределами ρ_0 содержится также информация о долговременном поведении реактора при начальной реактивности $\rho_0 = 1,084\beta_{эф}$, соответствующей случаю генерирования максимального импульса с энерговыделением ~ 300 МДж. Данные расчета показывают, что в этом случае в условиях гипотетического отказа всех средств управления и аварийной защиты реактора температура топлива в участке максимального разогрева достигает 3632°C , переходя уровень 1200°C через ~ 1 с после момента генерирования импульса. Что касается конструкционных элементов из нержавеющей стали, то в этом переходном процессе до температуры плавления разогревается лишь внутренняя цилиндрическая стенка корпуса: через 7,5 мин после момента генерирования импульса без принудительного охлаждения и через 10 мин при наличии принудительного охлаждения.

Опасные температуры в топливе и корпусе возникают лишь в течение первичного импульса делений; на стадии последующих пульсаций мощности температура топлива ни в один из моментов не превышает 1000°C , а температура конструкционных элементов из нержавеющей стали — 700°C . На стадии пульсаций мощности температуры топлива и конструкционных элементов не достигают опасного уровня ни в одном другом переходном процессе в рассмотренном диапазоне ρ_0 .

Из сравнения характера долговременного поведения реактора БИГР в отсутствие и при наличии принудительного охлаждения следует вывод, что включение принудительного воздушного охлаждения ведет к более резкой выраженности пульсаций мощности, укорочению периода пульсаций, к повышению средней мощности реактора на стадии затухающих или незатухающих колебаний, сдвигу к меньшим значениям ρ_0 границы между областями затухающих и незатухающих колебаний мощности, а также к понижению максимальных температур в конструкционных элементах. С ростом ρ_0 отличия в характере долговременного поведения реактора в отсутствие и при наличии принудительного охлаждения становятся меньше.

Наиболее ограничительную с точки зрения безопасности реактора характеристику — максимальную температуру топливного материала в АЗ включение принудительного охлаждения не понижает.

Если проводить сравнение показателей долговременной кинетики реакторов БИР и БИГР в ситуации скачкообразного ввода начальной избыточной реактивности ρ_0 и гипотетического отказа всех средств управления и аварийной защиты реактора, то прежде всего следует отметить факт качественной однотипности поведения реакторов. В том и другом реакторе мощный первичный импульс сопровождается медленно затухающей или незатухающей последовательностью импульсов со значительно меньшим энерговыде-

лением. Опасные температуры в топливе, в корпусе или герметизирующих чехлах возникают лишь в течение первичного импульса делений. Включение принудительного воздушного охлаждения в реакторах приводит к более резкой выраженности пульсаций, к укорочению периода пульсаций, к повышению средней мощности, а также к понижению максимальных температур в конструкционных элементах.

Имеются и отличия в показателях долговременной кинетики реакторов БИР и БИГР. Периоды пульсаций мощности в БИР существенно короче, чем в БИГР (~1 ч и 2—7 ч соответственно). В реакторе БИР этот период в меньшей степени зависит от уровня введенной реактивности ρ_0 . В реакторе БИР незатухающие пульсации мощности возбуждаются лишь в варианте без принудительного охлаждения при $\rho_0 \geq 0,40\beta_{эф}$, в реакторе БИГР — при $\rho_0 \geq 0,07\beta_{эф}$ в варианте без принудительного охлаждения и при $\rho_0 \geq 0,05\beta_{эф}$ — в варианте с принудительным охлаждением. Таким образом, в исследованном диапазоне ρ_0 в реакторе БИР возбуждаются преимущественно затухающие пульсации мощности, в реакторе БИГР — незатухающие. Наличие принудительного охлаждения в реакторе БИР противодействует установлению автоколебательного режима, в реакторе БИГР — способствует.

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ РЕАКТОРОВ БИР И БИГР

Как следует из проведенного выше расчетного анализа, в реакторах БИР и БИГР существуют автоколебательные режимы с высоким, близким энерговыделению в номинальном одиночном импульсе на мгновенных нейтронах энерговыделением в каждой отдельной пульсации мощности при относительно умеренном температурном нагружении АЗ, корпуса и герметизирующих чехлов. Не исключено, что эти режимы могут представлять практический интерес.

Однако при рассмотренной выше постановке эксперимента и расчета с одноступенчатым вводом реактивности пульсации мощности открывает первичный импульс, по энерговыделению во много раз превосходящий последующие всплески мощности. При больших ρ_0 этот первичный импульс приводит к опасным по уровню температурам АЗ, корпуса и герметизирующих чехлов. Указанный фактор, если бы его было трудно устранить, препятствовал бы лабораторной реализации этого типа автоколебательных режимов.

В связи с отмеченным обстоятельством была выполнена серия расчетов долговременной кинетики того и другого реакторов с иными алгоритмами введения избыточной реактивности. Испытаны равномерная в течение какого-то заданного времени форма введения реактивности, многоступенчатый ввод с равными ступеньками, многоступенчатый ввод без требования равенства ступенек и др. Как оказалось, параметры пульсаций мощности в установившемся автоколеба-

тельном режиме не зависят от формы ввода реактивности и определяются лишь ее суммарным значением.

В результате показано, что задача устранения осложняющих картину переходного процесса начальных выбегов мощности и плавного вывода реакторов в автоколебательный режим вполне решается. Это достигается путем использования многоступенчатой, с различными, вообще говоря, ступеньками, процедуры ввода реактивности. При указанной процедуре часть реактивности вводится скачком в начальный момент, позднее делается еще пять—десять дополнительных скачкообразных вводов в моменты очередных минимумов мощности. Каждый раз масштаб скачка реактивности подбирается таким, чтобы последующий импульс по интегралу равнялся заданным импульсам в установившихся автоколебаниях. В расчетах подбор очередного шага по реактивности принципиальных затруднений не встречает, поскольку предыдущие пульсации им не возмущаются.

На основании выполненных расчетов в качестве приемлемого для продолжительной эксплуатации реактора БИР может быть рекомендован автоколебательный режим с энерговыделением в одной пульсации 3 МДж (как говорилось выше, в реакторе БИР автоколебательный режим наблюдается лишь в отсутствие принудительного охлаждения). Пульсации мощности в этом случае имеют ширину на половине высоты ~ 5 мин и повторяются через каждые 54 мин. Суммарная величина введенной избыточной реактивности в этом режиме равна $0,85\beta_{эф}$. Максимальные температуры топливного материала, элементов конструкции и контрольного участка чехла четвертого диска, достигаемые в этом автоколебательном режиме, равны соответственно 362, 358 и 265 °С. Разогрев топлива максимален в среднем по высоте участка блока безопасности (элемент А_{9,8}), конструкционных элементов — во внешнем цилиндрическом участке чехла блока безопасности, смежном с наиболее нагретым участком топлива (элемент А_{9,7}). Моменты достижения максимальных температур в топливе и в конструкционных элементах практически совпадают. Максимальная температура в контрольном участке чехла четвертого диска достигается 4 мин позднее.

Более подробная информация о поле температур в объеме реактора в этом незатухающем режиме пульсаций в момент достижения максимальной температуры топливного материала приведена в табл. 4. (Напомним, что температуры всех элементов реактора, как и мощность, периодически изменяются.)

По аналогии с рассмотренным режимом работы реактора БИР в качестве приемлемого для продолжительной эксплуатации реактора БИГР может быть рекомендован автоколебательный режим с энерговыделением в одной пульсации 200 МДж. В отсутствие принудительного охлаждения пульсации мощности в этом случае имеют ширину на половине высоты 6,5 мин и повторяются через каждые 2,5 ч. Суммарное значение введенной на начальном этапе избыточной реактивности в этом режиме равно $1,085\beta_{эф}$. Мак-

Т а б л и ц а 4. Автоколебательный режим в реакторе БИР без принудительного охлаждения с энергосвободением в одной пульсации 3 МДж. Распределение температуры ($\theta_{ik} + 20, ^\circ\text{C}$) в объеме реактора в момент достижения максимальной температуры топливного материала

i , номер слоя вдоль оси z (отсчитывается сверху вниз)	k , номер кольца в слое (отсчитывается слева направо, см. рис. 2)								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	83	—	182	169	162	163	222	222	222
2	83	—	192	227	243	249	234	227	232
3	85	—	207	243	255	259	284	298	280
4	87	—	222	242	257	260	306	314	300
5	87	—	226	276	303	308	310	317	304
6	89	—	237	295	313	315	331	337	324
7	90	—	246	286	311	314	343	349	335
8	90	—	248	302	333	337	345	352	337
9	91	—	251	320	342	343	358	362	348
10	90	—	252	304	335	339	352	362	343
11	90	—	251	299	329	332	350	351	341
12	89	—	245	313	334	335	344	348	335
13	87	—	235	293	324	328	327	332	319
14	87	—	231	266	290	292	323	329	316
15	85	—	216	273	290	292	305	311	299
16	84	—	197	251	279	283	278	286	273
17	84	—	190	205	219	221	272	281	268
18	83	—	167	204	215	219	244	260	240
19	86	—	142	183	201	207	171	160	169
20	89	91	103	102	103	104	145	145	145

симальная температура топливного материала не превышает $900 ^\circ\text{C}$.

Показатели пульсаций автоколебательного режима в реакторе БИГР при наличии принудительного охлаждения лишь незначительно отличаются от вышеприведенных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты расчетов долговременной нейтронно-температурной кинетики реактора БИР и результаты конкретных расчетов, относящихся к ситуации отказа всех средств управления и аварийной защиты. Выполнено сравнение с исследованной ранее кинетикой реактора БИГР и дан анализ автоколебательных переходных процессов в этих реакторах. Сформулированы следующие рекомендации относительно методов плавного вывода реакторов в режим автоколебаний с заданными параметрами пульсаций:

1. Показано, что реактор БИР, как и реактор БИГР, после скачкообразного ввода реактивности ρ_0 вслед за первичным импульсом делений переходит в режим пульсаций. В отсутствие принудительного охлаждения при $\rho_0 \geq 0,40\beta_{\text{эф}}$ эти пульсации становятся незатухающими.

2. Как и в реакторе БИГР, во всех вариантах расчета кинетики БИР с одноступенчатым вводом реактивности пульсации мощности открывают первичный импульс, по энергосвободению во много раз превосходящий последующие всплески мощности. При боль-

ших ρ_0 этот первичный импульс приводит к чрезмерно сильному разогреву материала АЗ и герметизирующих чехлов. В последующих пульсациях мощности температурное нагружение АЗ и чехлов резко снижается.

3. Показатели долговременной кинетики реакторов БИР и БИГР в ситуации скачкообразного ввода реактивности качественно однотипны. К отмеченному в пп. 1, 2 сходству добавляется и то, что включение принудительного воздушного охлаждения в обоих реакторах приводит к более резкой выраженности пульсаций мощности и к укорочению периода пульсаций.

4. Но имеются и отличия в показателях долговременной кинетики реакторов БИР и БИГР. Периоды пульсаций в БИР (~ 1 ч) существенно короче, чем в БИГР (2—7 ч). В исследованных интервалах ρ_0 в реакторе БИР возбуждаются преимущественно затухающие пульсации, в реакторе БИГР — незатухающие. Принудительное охлаждение в реакторе БИР противодействует установлению автоколебательного режима, в реакторе БИГР — способствует.

5. Параметры пульсаций мощности в установившемся автоколебательном режиме не зависят от формы ввода реактивности и определяются лишь ее суммарным значением. Задача устранения осложняющих картину долговременного переходного процесса начальных выбегов мощности и в итоге плавного вывода реакторов в автоколебательный режим успешно решается с помощью использования процедуры многоступенчатого ввода реактивности.

6. Возможна продолжительная эксплуатация реакторов БИР и БИГР в режиме автоколебаний с показателями:

— реактор БИР — энерговыделение в одной пульсации 3 МДж, ширина на половине высоты ~ 5 мин, период повторения 54 мин;

— реактор БИГР — энерговыделение в одной пульсации 200 МДж, ширина на половине высоты ~ 6,5 мин, период повторения 2,5 ч.

Список литературы

1. Кувшинов М.И., Рудаков Г.П., Сибгатуллин И.З. Условия безопасной эксплуатации импульсного реактора БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 22—31.
2. Смирнов И.Г., Кувшинов М.И., Богданов В.Н. и др. Безопасные периоды разгона и долговременное поведение реактора БИГР. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 23—27.
3. Mihalcz J.T., Ward D.R. Self-regulated damped power oscillations of the Helth Physics Research Reactor. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1972, vol. 15, № 2, p. 895—896.
4. Колесов В.Ф., Хоружий В.Х. Расчет долговременной нейтронно-температурной кинетики реактора БИГР. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 13—21.
5. Дегтярев А.Н., Игнатов И.И., Колесов В.Ф. и др. Импульсный реактор БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 14—21.
6. Сибгатуллин И.З., Кувшинов М.И., Чередник П.Ф. и др. Модернизированный импульсный реактор БИР-2М. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 3—8.
7. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи. — М.: Мир, 1983.
8. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Свободно-конвективный теплообмен. Справочник. — Минск: Наука и техника, 1982.
9. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1977.

УДК 539.173.84

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu И ^{243}Am НА СПЕКТРЕ РЕАКТОРА БР-1

А.А. Малинкин, А.А. Безруков, А.Н. Козлов, А.С. Кошелев, Г.Н. Маслов, Ю.М. Одинцов, В.Х. Хоружий
Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Экспериментально определены полные выходы запаздывающих нейтронов, а также их групповые параметры (постоянные спада λ_i , относительные выходы a_i) в шестигрупповом формате для нуклидов ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu и ^{243}Am при делении быстрыми нейтронами ($\bar{E}_n \approx 1,3$ МэВ) импульсного реактора с компактной металлической активной зоной БР-1.

^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{243}Am DELAYED NEUTRONS OUTPUT MEASUREMENT ON BR-1 REACTOR SPECTRUM. A.A. MALINKIN, A.A. BEZRUKOV, A.N. KOZLOV, A.S. KOSHELEV, G.N. MASLOV, Yu.M. ODINTSOV, V.Kh. KHORUZHII. We have experimentally determined the complete outputs of the delayed neutrons together with their bunching parameters (decrease constants λ_i , relative outputs a_i) in six-bunch format for ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{243}Am nuclides at fast neutrons fission ($\bar{E}_n \approx 1,3$ MeV) of pulsed power reactor with small-size metallic core BR-1.

ВВЕДЕНИЕ

Выполненная в 1984—1985 годах, но по ряду обстоятельств не опубликованная в открытой печати работа, на наш взгляд, не потеряла актуальности и в настоящее время. Вопросы константного обеспечения научно-исследовательских и промышленных разработок в области ядерной энергетики, несмотря на определенные колебания общественного мнения по поводу перспектив ее развития, находятся в фокусе внимания специалистов и активно разрабатываются.

Основное развитие в последнее время получило направление, связанное с реконструированием требуемых характеристик запаздывающих нейтронов на основе данных для соответствующих физических предшественников, учитываемое число которых достигло

~ 270 [1]. Малочисленность прямых экспериментальных исследований объясняется значительными трудностями в реализации эксперимента как технически (требуются специальные облучательные и регистрирующие устройства), так и методически (многопараметричность и наличие большого числа корректирующих поправок).

Наличие мощного нейтронного источника (импульсный реактор БР-1 [2]), высокообогащенных образцов достаточной массы из нуклидов ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{243}Am и развитой математической базы позволило осуществить программу исследований, направленную на определение полных выходов запаздывающих нейтронов, а также постоянных спада λ_i и относительных выходов a_i для вышеперечисленных нуклидов.

Полученные результаты в сравнении с данными работы [1], а также значимые особенности эксперимента и процедуры математической обработки и составили содержание настоящей статьи.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образец исследуемого делящегося нуклида облучался нейтронами быстрого импульсного реактора (длительность импульса $\sim 10^{-4}$ с), после чего транспортировался к детектору запаздывающих нейтронов. Детектор размещался в соседнем с реакторным залом помещении, в специальной защите от остаточного нейтронного фона реактора. Вклад от фоновых реакторных нейтронов в показания детектора не превышал 1%.

При измерениях полного выхода (а также при уточнении групповых параметров с малыми λ_i) образцы облучались в полости в центре активной зоны. Время транспортировки образца от реактора к детектору в такой редакции эксперимента составляло $\sim 1,8-1,9$ с.

При измерениях, ориентированных на определение групповых параметров запаздывающих нейтронов (постоянные спада λ_i , относительные выходы a_i), образцы облучались у боковой поверхности активной зоны. Время транспортировки образца от реактора к детектору в такой редакции эксперимента составляло $\sim 0,3$ с.

В качестве детектора запаздывающих нейтронов использовалась импульсная ионизационная делительная камера со слоями ^{235}U , расположенная в замедлителе из полиэтилена.

Сигнал детектора регистрировался 256-канальным временным анализатором, программа которого запускалась синхронно с импульсом реактора. Под программой анализатора имеется в виду разбиение его временной шкалы на интервалы возрастающей длительности (от 0,01 до 10 с). Общее время регистрации составляло 420 с.

Флюенс нейтронов в местах размещения образцов контролировался как с помощью штатных измерителей энерговыделения реактора, так и по детекторам сопровождения из ^{58}Ni .

Данные по массовому и изотопному содержанию образцов, использованных в исследованиях, представлены в табл. 1.

Таблица 1. Массовое (%) и изотопное содержание использованных образцов

Нуклид	Масса основного изотопа, мг	Массовое содержание основного изотопа	Главная примесь и ее массовое содержание
^{235}U	$58,95 \pm 0,60$	89,36	^{238}U , 9,44
^{236}U	$64,24 \pm 0,60$	99,845	прочие U , 0,15
^{237}Np	$116,9 \pm 1,1$	99,88	U , 0,04
^{240}Pu	$13,7 \pm 0,2$	99,44	прочие Pu , 0,5
^{243}Am	$18,1 \pm 0,2$	97,5	^{241}Am , 2,5

Источником нейтронов, вызывающих реакцию деления в исследуемых образцах, служил импульсный реактор БР-1 [2] с компактной металлической активной зоной из высокообогащенного ^{235}U . Спектр подобного реактора, по определению МАГАТЭ [3], рекомендован в качестве стандарта быстрых нейтронов. Средняя энергия нейтронов БР-1 составляет $\sim 1,3$ МэВ.

Измерения полного выхода для нуклидов ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu и ^{243}Am проводились относительным методом. В качестве эталона использовался образец из ^{235}U и связь параметров в форме

$$Y_x = Y_{235} \cdot \frac{N_x}{N_{235}} \cdot \frac{\sigma_{235}}{\sigma_x} \cdot \frac{n_{235}}{n_x} \cdot \frac{F_{235}}{F_x} \cdot \frac{\epsilon_{235}}{\epsilon_x},$$

где N — полное откорректированное число отсчетов детектора; σ — среднее по спектру сечение; n — число ядер в образце; F — флюенс нейтронов; индексы x и 235 относятся к исследуемому нуклиду и к ^{235}U соответственно. При обработке предполагалось, что для всех групп запаздывающих нейтронов можно принять $\epsilon_x = \epsilon_{235} = \text{const}$ (определенные экспериментальные оценки проводились).

Применение метода относительных измерений для определения полного выхода запаздывающих нейтронов позволяет:

— абсолютное измерение средних сечений исследуемых нуклидов заменить на измерение их отношений к эталонному;

— абсолютное измерение флюенсов нейтронов заменить на измерение их отношений (т.е. свести к относительному мониторингованию с помощью подходящих детекторов);

— исключить абсолютное измерение эффективности детектора в силу сделанного (и в определенной степени экспериментально оцененного) предположения равенства эффективности регистрации для всех групп запаздывающих нейтронов.

Данные по средним сечениям реакций деления для внутренней облучательной полости в активной зоне реактора, использованные при определении полных выходов и введении изотопных поправок, сведены в табл. 2. Для части нуклидов эти сечения были измерены в эксперименте, остальные — оценены по литературным данным с учетом различия в спектрах.

Таблица 2. Средние сечения деления для исследованных нуклидов на спектре нейтронов БР-1

Реакция	σ , 10^{-24} см ²	$\delta(\sigma/\sigma_{235})$, % ($P = 0,95$)	Примечание
$^{235}\text{U}(n, f)$	1,275	—	Опорное значение
$^{238}\text{U}(n, f)$	0,161	3,8	Получены экспериментально относительно $\sigma = 1,275$ ^{235}U с учетом погрешности в числе ядер монитора ^{235}U 1,5%
$^{237}\text{Np}(n, f)$	0,973	2,2	
$^{240}\text{Pu}(n, f)$	0,857	2,6	
$^{234}\text{U}(n, f)$	0,849	< 7	
$^{236}\text{U}(n, f)$	0,338	< 7	Расчетные оценки по данным работы [5]
$^{243}\text{Am}(n, f)$	0,625	< 4	

В качестве опорной величины использовалось значение полного выхода запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U быстрыми нейтронами из работы [4].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА И КОРРЕКТИРОВКА

Выход запаздывающих нейтронов к моменту времени t после мгновенной вспышки быстрых нейтронов ($\Delta t \ll 1/\lambda_{\max}$) связан с полным выходом соотношением

$$Y(t) = Y \cdot \sum_{i=1}^6 a_i \lambda_i \exp(-\lambda_i t),$$

где λ_i , a_i — постоянная спада и относительный выход i -й группы.

Экспериментально регистрируется число отсчетов детектора в последовательных интервалах Δt_n . Число импульсов в счетном интервале пропорционально величине

$$Y(\Delta t_n) = Y \cdot \sum_{i=1}^6 \int_{t_{n-1}}^{t_n} a_i \lambda_i \exp(-\lambda_i t) dt, \quad (1)$$

где n — номер измерительного интервала.

После очевидных преобразований соотношение (1) приобретает вид

$$Y(\Delta t_n) = Y \cdot \sum_{i=1}^6 a_i \exp(-\lambda_i t_{n-1}) [1 - \exp(-\lambda_i \Delta t_n)]. \quad (2)$$

Соотношение (2) — основополагающее при обработке экспериментальных данных, направленной на определение Y , λ_i , a_i .

Во время транспортировки образца после облучения часть информации теряется, поэтому необходима корректировка зарегистрированного полного числа отсчетов на момент времени $t = 0$. Такая корректировка осуществлялась экстраполяцией к $t = 0$ соответствующих экспериментальных распределений с использованием параметров λ_i , a_i из работы [4] для ^{235}U и полученных непосредственно из эксперимента для исследуемых нуклидов.

Задача определения параметров λ_i , a_i решалась путем анализа зависимостей изменения счетности детектора запаздывающих нейтронов во времени. В общем виде задача определения некоторого набора параметров $\{x_i, \dots, x_n\}$ аналитического представления результатов измерений $y_{\text{экс}}$ сводится к минимизации функционала

$$y(x) = \sum_{n=1}^k \left[\frac{y_{\text{расч}}^n(x) - y_{\text{экс}}^n}{\Delta y_{\text{экс}}^n} \right]^2,$$

где $y_{\text{экс}}^n$ — результат n -го измерения; $\Delta y_{\text{экс}}^n$ — абсолютная ошибка n -го измерения; $y_{\text{расч}}^n$ — аналитическое решение для результата n -го измерения, зависящего от параметров x , подлежащих определению.

В нашем случае результатом n -го измерения являлось число отсчетов в интервале времени от t_{n-1} до t_n со статистической ошибкой $\Delta y_{\text{экс}}^n = \sqrt{y_{\text{экс}}^n}$.

На основании (2) для $y_{\text{расч}}^n$ можно записать

$$y_{\text{расч}}^n(\lambda_i, a_i) = N \cdot \sum_{i=1}^6 a_i \exp(-\lambda_i t_{n-1}) \times [1 - \exp(-\lambda_i \Delta t_n)],$$

где $\Delta t_n = t_n - t_{n-1}$, а N — масштабный коэффициент нормировки на полное зарегистрированное число отсчетов.

Групповые параметры λ_i , a_i определялись поэтапно, что связано с уровнем информативности экспериментальных данных по отношению к различным группам запаздывающих нейтронов. Полная совокупность экспериментальных данных, вовлеченных в обработку для каждого нуклида, составляла $\sim 10^6$ отсчетов.

Начальные параметры для λ_i и a_i брались равными

$$\{\lambda_i\} = 0,0125; 0,03; 0,1; 0,3; 1,0; 3,0, \text{ с}^{-1};$$

$$\{a_i\} = 0,05; 0,2; 0,2; 0,4; 0,1; 0,05.$$

Параметр $\lambda_1 = 0,0125 \text{ с}^{-1}$ не варьировался, так как приписывался постоянной распада наиболее долгоживущего предшественника ^{87}Br .

На первом этапе из экспериментальных данных для $t \geq 4$ с определялись значения λ_2 , λ_3 , λ_4 и отношения a_4/a_1 , a_4/a_2 , a_4/a_3 . На втором этапе из экспериментальных данных для $t \geq 1,7$ с при фиксированных λ_i ($i = 1-4$) и a_4/a_i ($i = 1-3$) определялись λ_5 и a_5/a_4 . На третьем этапе из экспериментальных данных для $t \geq 0,32$ с при фиксированных λ_i ($i = 1-5$) и a_5/a_i ($i = 1-4$) определялись λ_6 и a_i ($i = 1-6$, $\sum a_i = 1$).

Математические ожидания параметров $\xi_i = Mx_i$ и ковариации $\text{cov}(x_i, x_j) = M(x_i - \xi_i)(x_j - \xi_j)$ определялись с помощью подпрограммы минимизации суммы квадратов MINSQ [6]. Определялись также дисперсии параметров $\sigma_i = \sqrt{\text{cov}(x_i, x_j)}$, характеризующие ошибку в определении ξ_i .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Все полученные в процессе исследований результаты по полным выходам запаздывающих нейтронов Y и групповым параметрам λ_i , a_i в шестигрупповом формате в сравнении с данными работы [1] сведены в табл. 3.

Для нуклидов ^{236}U и ^{237}Np имеет место хорошее согласие результатов настоящей работы и работы [1]. Большинство параметров просто совпадает в пределах экспериментальной погрешности.

Для нуклидов ^{240}Pu и ^{243}Am рассогласование экспериментальных данных и данных работы [1] за-

Т а б л и ц а 3. Экспериментальные результаты для λ_i (с⁻¹), a_i , Y (%) в сравнении с результатами работы [1]

Параметр	²³⁶ U		²³⁷ Np		²⁴⁰ Pu		²⁴³ Am	
	Настоящая работа	[1]	Настоящая работа	[1]	Настоящая работа	[1]	Настоящая работа	[1]
λ_1	0,0125	0,0134	0,0125	0,0133	0,0125	0,0133	0,0125	0,0135
a_1	0,028±0,0005	0,0302	0,035±0,002	0,0400	0,026±0,0012	0,0320	0,021±0,0013	0,0234
λ_2	0,0319±0,0006	0,0322	0,0311±0,0007	0,0316	0,0305±0,0007	0,0305	0,0302±0,0007	0,0298
a_2	0,191±0,003	0,1722	0,233±0,005	0,2162	0,254±0,0043	0,2529	0,234±0,0026	0,2945
λ_3	0,111±0,007	0,1202	0,130±0,009	0,1168	0,127±0,008	0,1152	0,116±0,0055	0,1138
a_3	0,150±0,014	0,1619	0,234±0,026	0,1558	0,215±0,017	0,1508	0,172±0,009	0,1537
λ_4	0,302±0,006	0,3113	0,337±0,022	0,3006	0,351±0,015	0,2974	0,330±0,009	0,2986
a_4	0,397±0,007	0,3841	0,345±0,021	0,3633	0,344±0,0165	0,3301	0,371±0,0078	0,3148
λ_5	1,13±0,082	0,8794	1,35±0,11	0,8667	1,48±0,126	0,8477	1,14±0,034	0,8820
a_5	0,152±0,015	0,1775	0,079±0,013	0,1659	0,133±0,019	0,1795	0,152±0,007	0,1656
λ_6	2,93±0,299	2,8405	2,41±0,18	2,7600	4,06±0,747	2,8796	3,47±0,413	2,8111
a_6	0,082±0,0065	0,0741	0,073±0,004	0,0589	0,028±0,0044	0,0547	0,050±0,005	0,0480
Y	2,29±0,18	2,32±0,23	1,26±0,07	1,14±0,12	1,03±0,05	0,81±0,09	1,01±0,08	0,80±0,09

метно выходит за пределы учтенных экспериментальных погрешностей. Обращаясь к табл. 1, можно видеть, что массы образцов ²⁴⁰Pu и ²⁴³Am в несколько раз меньше масс образцов ²³⁶U и ²³⁷Np. Данное обстоятельство, безусловно, могло повлиять на величину скрытой погрешности в экспериментальных данных, чем и объясняется, скорее всего, расхождение сравниваемых величин. Нельзя исключить, с другой стороны, что и в данных работы [1] для нуклидов ²⁴⁰Pu и ²⁴³Am возможны значимые погрешности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований определены полные выходы запаздывающих нейтронов и групповые параметры λ_i , a_i в шестигрупповом формате для делящихся нуклидов ²³⁶U, ²³⁷Np, ²⁴⁰Pu и ²⁴³Am.

Сравнение полученных экспериментальных данных с реконструированными данными работы [1] показывает хорошее согласие для нуклидов ²³⁶U и ²³⁷Np и удовлетворительное — для нуклидов ²⁴⁰Pu и ²⁴³Am.

Реализованный аппаратно-программный комплекс зарекомендовал себя вполне работоспособным для решения задачи экспериментального определения ряда важных параметров запаздывающих нейтронов с достаточно высокой степенью точности.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Brady M.C., England T.R. Delayed neutron data and group parameters for 43 fissioning systems. — Nucl. Sci. Eng., 1989, № 3, p. 129—149.
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. IAEA Programme on Benchmark Neutron Fields Applications for Reactor Dosimetry. — INDC(SEC)-54/2, DOS, Vienna, 1976.
4. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1967.
5. McGarry E.D., Kazi A.H., Davis C.S. Absolute neutron-flux measurement at fast pulse reactor with calibration against Californium-252. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, vol. NS-23, № 6, p. 2002—2006.
6. Библиотека программ. Т.1. — М.: Изд-во Московского гос. университета, 1970.

Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф., Штарев С.К., Гладков В.С., Кошелев А.С., Никитин И.А. Двухсекционный бустер-реактор «Каскад» (БР-К) 3

Pavlovsky A.I., Malinkin A.A., Kolesov V.F., Shtarev S.K., Gladkov V.S., Koshelev A.S., Nikitin I.A. Two-sectional reactor-booster «Kaskad» 3

Воинов А.М. Применение импульсных ядерных реакторов для исследования лазеров с ядерной накачкой 12

Voinov A.M. Pulsed nuclear reactors implementation for nuclear-pumped lasers study 12

Петрин С.В., Колесов В.Ф., Кошелев А.С., Кувшинов М.И. Анализ безопасности импульсных реакторов с активной зоной из металлических делящихся материалов 20

Petrin S.V., Kolesov V.F., Koshelev A.S., Kuvshinov M.I. Safety analysis of pulsed power reactors with metallic fissile materials core 20

Колесов В.Ф., Хоружий В.Х. Долговременная нейтронно-температурная кинетика и автоколебательный режим реакторов БИР и БИГР 25

Kolesov V.F., Khoruzhi V.Kh. Long-term neutron-temperature kinetics and self-oscillatory operating condition of BIR and BIGR reactors 25

Малинкин А.А., Безруков А.А., Козлов А.Н., Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М., Хоружий В.Х. Измерение выходов запаздывающих нейтронов ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu и ^{243}Am на спектре реактора БР-1 37

Malinkin A.A., Bezrukov A.A., Kozlov A.N., Koshelev A.S., Maslov G.N., Odintsov Yu.M., Khoruzhi V.Kh. ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{243}Am delayed neutrons output measurement on BR-1 reactor spectrum 37

Редакция приносит извинения за опечатки, допущенные в выпуске сборника ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, в котором:

1) на стр. 3, левая колонка, 1-й абзац вместо слов «отрицательной обработки связи» следует читать: «отрицательной обратной связи». То же самое на стр. 4, левая колонка, 3-й абзац;

2) формулу (16) на стр. 3 следует читать как

$$q_n = \exp(\rho_n + \rho_0) - 1;$$

3) формулу (4а) на стр. 5 следует читать как

$$x = \frac{1}{1 + e^{-p}}, \quad x_{n+1} = F(x_n);$$

4) фразу перед формулой (5б) на стр. 7 следует читать так: «Оператор G определяется уравнениями»;

5) в формулах (16) на стр. 35 следует читать:

$$\epsilon_2 = -\frac{w}{R}.$$

Вопросы атомной науки и техники

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов

Редактор В.М. Тагирова

Технический редактор С.К. Сведлова

Корректор В.П. Горячева

Подписано в печать 11.11.92. Формат 60х90/8

Печать офсетная. Усл. печ. л. 5,0. Уч.-изд. л. 5,5+0,2 вкл.

Тираж 250. Индекс 3646. 5 статей. Заказ 4

Отпечатано в Российском научном центре «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова

8-40

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники.
ISSN 0205—4671. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3, с. 1—40