НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

выпуск



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОИ НАУКИ ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ: ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 4

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ

Издается с 1985 г.

Москва – 2015

Журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» издается с 1981 года. Выходят пять выпусков в год, которые подготавливают НИЦ «Курчатовский институт» (ответственный за серию «Физика ядерных реакторов» в целом), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» и АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС».

Подписной индекс 32067 в каталоге «Газеты. Журналы» ОАО Агентства «Роспечать».

Тематика журнала:

- ядерные реакторы различного типа и назначения, импульсные реакторы, критические сборки;
- теория ядерных реакторов, методы расчета, вычислительные программы;
- экспериментальные методы, приборы и установки;
- расчетно-теоретические и экспериментальные исследования ядерных реакторов;
- кинетика и динамика ядерных реакторов, контроль и управление;
- ядерная безопасность; радиационная безопасность и защита;
- гидродинамика и теплообмен в ядерных реакторах;
- физико-технические проблемы;
- исследования характеристик реакторных материалов и их изменений под воздействием облучения;
- обеспечение безопасности эксплуатации АЭС и других ядерных установок;
- топливный цикл, отдельные аспекты и общие проблемы ядерной энергетики.

Редакционная коллегия:

Главный редактор – Ю. М. Семченков (НИЦ «Курчатовский институт»).

Заместители главного редактора: С. М. Зарицкий, В. В. Пчелин (НИЦ «Курчатовский институт»), В. Ф. Колесов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), В. А. Мохов (ОАО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

Ответственный секретарь – Е. А. Старостина (НИЦ «Курчатовский институт»).

Члены редколлегии: П. Н. Алексеев, Е. В. Бурлаков, А. Ю. Гагаринский, А. А. Ковалишин,

Н. Е. Кухаркин, М. П. Лизоркин, В. А. Павшук, В. А. Сидоренко, В. С. Устинов, Я. И. Штромбах (НИЦ «Курчатовский институт»);

С. В. Воронцов, Е. В. Куличкова, А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»);

А. В. Лукин, Ю. А. Соколов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ»);

Ю. А. Безруков, В. Я. Беркович, И. Н. Васильченко, Д. Н. Ермаков, А. С. Зубченко, С. Р. Сорокин, В. В. Сотсков, Н. Н. Климов, Н. В. Козлачкова, В. М. Махин, В. С. Попадчук, А. В. Селезнёв (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»);

А. Н. Лупишко (АО «ВНИИАЭС»).

Журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» включен в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора и кандидата наук (Перечень ВАК).

Журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» включен в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

Статьи из журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках журнала «Physics of Atomic Nuclei» (перевод Российского журнала «Ядерная физика»), издаваемого PLEIADES PUBLISHING и распространяемого издательством Springer (ISSN: 1063-7788 печатная версия, ISSN: 1562-692Х электронная версия).

Журнал «Physics of Atomic Nuclei» индексируется в Academic OneFile, Academic Search, Astrophysics Data System (ADS), Chemical Abstracts Service (CAS), Chemical and Earth Sciences, Current Content/Physical, EBSCO, Environment Index, Gale, Google Scholar, INIS Atomindex, INSPEC, INSPIRE, Journal Citation Reports/Science Edition, OCLC, SCImago, SCOPUS, Science Citation Index, Science Citation Index Expanded (SciSearch), Summon by Serial Solutions.

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются. При перепечатке и цитировании ссылка на журнал обязательна. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

© НИЦ «Курчатовский институт», 2015 © ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015

О РАВНОВЕСНОМ ИЗОТОПНОМ СОСТАВЕ ТОРИЙ-УРАН-ПЛУТОНИЕВОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА

В. Е. Маршалкин, В. М. Повышев

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Выполнены оценки равновесных значений изотопного состава и времен выхода в равновесие при рециклировании торий-уран-плутониевого оксидного топлива в реакторах типа ВВЭР с использованием тяжелой воды и ее разбавления легкой водой. Показано, что и в равновесном режиме реактор может работать с самовоспроизводством активных изотопов.

Ключевые слова: кинетика реакторов, водо-водяные реакторы со смесью тяжелой и легкой воды, торийуран-плутониевое оксидное ядерное топливо, расширенное воспроизводство, равновесный изотопный состав.

ON EQUILIBRIUM ISOTOP COMPOSITION OF THORIUM-URANIUM-PLUTONIUM FUEL CYCLE / V. Ye. MARSHALKIN, V. M. POVYSHEV // The equilibrium isotope ratios and the equilibrium onset times during the recycling process of the thorium-uranium-plutonium oxide fuel in the VVER-type reactors using heavy water diluted with light water have been estimated. It has been shown that in the equilibrium state such reactor can also operate with self-reproduction of active isotopes.

Key words: kinetics of reactors, water-cooled and water-moderated reactors with mixture of heavy and light water, thorium-uranium-plutonium oxide nuclear fuel, expanded reproduction (breeding), equilibrium isotope ratio.

Введение

В статьях [1-3] показана возможность решения проблем современной ядерной энергетики путем ее перевода на замкнутый торий-уранплутониевый топливный цикл. При этом обеспечивается самовоспроизводство топлива, что повышает на два порядка топливный ресурс, повышается безопасность работы реактора, упрощается решение проблемы обращения с высокоактивными отходами, появляется технологический барьер на пути несанкционированного распространения изотопа ²³³U. Использование высокообогащенного урана, энергетического плутония и излишков оружейного плутония для перевода [4] ядерной энергетики на замкнутый торий-уран-плутониевый топливный цикл является наиболее разумным и эффективным их использованием.

Основное отличие торий-уранового топлива от уран-уранового заключается в появлении ²³³U в изотопном составе облученного топлива. Этот изотоп характеризуется наиболее высоким значе-

нием сечения деления и наиболее низким значением сечения радиационного захвата нейтронов при всех значениях их энергии. Поэтому подавляющая часть вторичных нейтронов, сопровождающих поглощение нейтрона ²³³U, поглощается либо снова ²³³U, либо ²³²Th с наработкой ²³³U. При этом относительная доля поглощенных нейтронов с наработкой ²³⁴U получается наиболее низкой. Число вторичных нейтронов на поглощенный ²³³U нейтрон любой энергии превышает два нейтрона, что при их экономии позволяет одновременно поддерживать реакцию деления последующих ядер и воспроизводство делящихся ядер. Радиационный захват нейтронов ²³⁴U сопровождается нара-боткой активного изотопа ²³⁵U, который делится нейтронами всех значений энергии, что обусловливает относительно низкую наработку ²³⁶U и изотопов последующих более тяжелых элементов.

Дополнительным источником нейтронов является деление порогово делящихся ядер (234 U, 236 U, 237 Np, 238 Pu, 240 Pu, 242 Pu), нарабатываемых в процессе облучения, а также 232 Th, используемо-

го в качестве сырьевого материала, нейтронами высокой энергии. Для необходимого ужесточения спектра нейтронов достаточно использования тяжелой воды вместо легкой воды и уменьшения водо-топливного отношения в реакторах типа ВВЭР с торий-уран-плутониевым топливом и нет необходимости в быстрых реакторах с металлическим теплоносителем.

Сравнительно низкая наработка ²³⁶U и последующих пороговых изотопов тяжелых элементов $(^{237}$ Np, 238 Pu, 240 Pu, 242 Pu) сопровождается поглощением нейтронов с меньшей на порядок вероятностью, чем в стандартном уран-урановом топливе. При этом заселение активных изотопов ²³⁹Ри и ²⁴¹Ри и их деление нейтронами любой энергии улучшает нейтронный баланс и ограничивает наработку изотопов америция и последующих элементов. Таким образом, использование сырьевого тория позволяет замкнуть торий-уран-плутониевый топливный цикл с глубокой трансмутацией актиноидов реакцией деления ядер и выйти на равновесный изотопный состав в торий-уранплутониевом топливе. Сравнительно низкое содержание изотопов плутония в торий-уранплутониевом топливе соответственно понижает в нем нейтронный фон, что облегчает изготовление свежего топлива.

1. Равновесный изотопный состав торий-уран-плутониевого топлива

Более подробно об описанных во введении нейтронной кинетике и изотопном преобразовании говорится в нашей статье [3], в которой приведены результаты расчетов изменения изотопного состава в десяти последовательных кампаниях по четыре года каждая. Расчеты выполнены в ячеечном приближении. За основу была принята ячейка МАГАТЭ [5] с уменьшенным внешним радиусом воды, равным 0,7 см. Старт каждой кампании начинался с использованием тяжелой воды в качестве теплоносителя, поддержание критического состояния осуществлялось разбавлением тяжелой воды легкой водой. Стартовая топливная композиция первой кампании содержала 72 кг изотопа ²³³U и 928 кг ²³²Th на тонну тяжелого металла оксидного торий-уранового топлива. Для обеспечения критического состояния на старте каждой последующей кампании оказывалось достаточно 0,96-0,97 количества актиноидов предыдущей кампании, с соответствующим добавлением ²³²Th до тонны тяжелого металла, что и определяет расширенное воспроизводство активных изотопов.

Стартовая топливная композиция десятой кампании содержала 73.7кг изотопа ²³³U и 896 кг ²³²Th на тонну тяжелого металла оксидного торийуранового топлива. При этом в стартовом топливе десятой кампании содержалось 18,5 кг²³⁴U, 6,2 кг ²³⁵U, 3,3 кг ²³⁶U, 0,88 кг ²³⁷Np, 0,80 кг²³⁸Pu, 0,20 кг ²³⁹Pu, 0.05 κΓ²⁴⁰Pu, 0.03 κΓ ²⁴¹Pu на тонну тяжелого металла, наработанных в девяти предыдущих кампаниях. Результаты расчетов показывают практически постоянное содержание изотопа ²³³U в топливе стартовых композиций при увеличении содержания нарабатываемых изотопов за счет выгорания ²³²Th. Это позволяет надеяться на приемлемую оценку равновесного содержания нарабатываемых изотопов (более тяжелых, чем ²³³U) в рециклируемом топливе. Для этого в системе уравнений изотопной кинетики для изотопов более тяжелых, чем ²³³U, потребуем равенства нулю скорости изменения концентрации изотопов. То есть примем равными нулю производные, а концентрациию изотопа ²³³U зафиксируем. Таким образом, система дифференциальных уравнений превращается в систему алгебраических уравнений относительно равновесных значений концентрации ядер тяжелее ²³³U, заселяемых в соответствии с непрерывным облучением нейтронами. Содержание изотопа ²³³U принято равным 73 кг на тонну тяжелого металла. Скорости реакций деления ядер и радиационного захвата ими нейтронов приняты постоянными и равными их значениям на старте десятой кампании.

Во втором столбце табл. 1 приведены значения равновесных значений (кг/т) долгоживущих изотопов, полученные с использованием значений скоростей реакций, соответствующих старту десятой кампании. Для оценки устойчивости полученных значений к разбавлению тяжелой воды легкой водой расчет повторен с использованием значений скоростей реакций, соответствующих концу десятой кампании. Результаты этого расчета приведены в третьем столбце табл. 1. Наконец, с равновесным составом топлива, полученным с использованием значений скоростей реакций, соответствующих началу десятой кампании (второй столбец), по методу Монте-Карло посчитаны скорости нейтронных реакций и с их значениями получены новые значения равновесного изотопного состава, которые приведены в четвертом столбце табл. 1. Для каждого варианта равновесного изотопного состава приведено значение эффективного коэффициента размножения нейтронов в бесконечной сре-

Таблица 1

Оценка равновесных значений (кг/т)
с использованием скоростей реакций
из десятой кампании

	T = 0лет $T = 4$ года		M-K $(T = 0)$			
K_{∞}	0,998 0,993		0,990			
Изотопы	Стационарные значения концентраций [к					
²⁴⁴ Cm	0,04923	0,0557	0,04986			
²⁴³ Am	0,02331	0,02684	0,02334			
²⁴³ Cm	0,00039	0,0004	0,00039			
²⁴² Pu	0,03529	0,04062	0,03558			
²⁴² Cm	0,00767	0,00799	0,00775			
²⁴¹ Pu	0,26025	0,27068	0,26157			
²⁴¹ Am	0,04791	0,05405	0,04718			
²⁴⁰ Pu	0,51169	0,3731	0,5127			
²³⁹ Pu	1,01773	1,02104	1,02169			
²³⁸ U	0,01295	0,01246	0,01319			
²³⁸ Pu	2,96631	3,08994	2,96949			
²³⁷ Np	2,16415	2,18782	2,16949			
²³⁶ U	6,45546	6,62921	6,45738			
²³⁵ U	7,66975	7,85721	7,64856			
²³⁴ U	20,96264	20,84949	20,88703			

де K_{∞} . Приведенные в табл. 1 значения иллюстрируют приемлемую устойчивость.

Вместе с этим полученные значения равновесных значений долгоживущих изотопов являются оценкой сверху, потому что при ее проведении содержание всех изотопов, кроме ²³³U, непрерывно увеличивалось с увеличением времени облучения. В расчетах изменения изотопного содержания в десяти последовательных кампаниях содержание всех изотопов понижалось на (3–4)% после каждой кампании, что соответствует реальному рециклированию топлива. Ниже мы продолжим обсуждение точности приведенных в табл. 1 значений, а здесь обсудим полученные результаты.

Значение эффективного коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде, равное $K_{\infty} = 0,99$, для равновесного изотопного состава с удовлетворительной точностью подтверждает достаточную реактивность такого топлива для реального рециклирования. Резервом ее повышения является возможность увеличения содержания уран-плутониевой смеси в топливе, получаемая на финише каждой кампании.

Основное содержание в топливе равновесного состава, после тория, составляют долгоживущие изотопы урана. Содержание нептуния находится на уровне 0,2 %, а сравнительно короткоживущего изотопа ²³⁸Pu – на уровне 0,3 %, что является до-

пустимым с точки зрения нейтронного баланса и представляется приемлемым при изготовлении свежего топлива. Малыми значениями характеризуется содержание более тяжелых изотопов плутония, а содержание изотопов америция и кюрия носит вообще следовый характер.

2. Времена выхода изотопов на равновесные значения

Значения времен подхода к этим равновесным значениям приведены в табл. 2 и получены следующим способом. Решается система дифференциальных уравнений с использованием значений скоростей реакций, соответствующих старту десятой кампании, с начальным (при t = 0) условием содержания ²³³U, принятого равным 73 кг на тонну тяжелого металла. Для каждого изотопа определяются значения времен, при которых их содержание на 5 %; 1 %; 0,1 % ниже равновесного. Полученные значения приведены в табл. 2 и характеризуют выход на равновесные значения.

Несмотря на относительную малость вероятности радиационного захвата нейтронов ²³³U, наибольшую вероятность его деления и высокую веро-

Таблица 2

Продолжительность облучения [годы] для достижения содержания на 5 %, 1 %, 0,1 % ниже равновесного (стационарного) значения (кг/т) долгоживущих изотопов

	Содержание	Годы достижения стационарного				
	в стацио-	состоя	ния с откл	онением		
	нарном со-					
	стоянии	5,0 %	1,0 %	0,10 %		
²⁴⁴ Cm	0,04986	133,5	168,2	216,5		
²⁴³ Am	0,02334	128,5	163,2	211,5		
²⁴³ Cm	0,00039	128,9	163,6	211,8		
²⁴² Pu	0,03558	126,3	160,9	209,1		
²⁴² Cm	0,00775	127,6	162,2	210,6		
²⁴¹ Pu	0,26157	122,9	157,5	205,7		
²⁴¹ Am	0,04718	127	161,6	209,9		
²⁴⁰ Pu	0,5127	118,9	153,5	201,8		
²³⁹ Pu	1,02169	110,2	144,5	192,7		
²³⁸ U	0,01319	107,6	143,4	192,8		
²³⁸ Pu	2,96949	104,2	138,5	186,6		
²³⁷ Np	2,16949	90,6	124	171,7		
²³⁶ U	6,45738	83,2	116,5	164,3		
²³⁵ U	7,64856	51,6	80,3	127,3		
²³⁴ U	20,88703	44,3	73,3	120,6		

ятность радиационного захвата нейтронов нарабатываемым 234 U, со временем (больше 11; 18; 30 кампаний) накапливается значительное количество 234 U.

Равновесное значение 235 U на порядок меньше содержания основного делящегося изотопа 233 U, что определяется его наработкой при поглощении нейтронов 234 U и выгоранием в процессах деления и радиационного захвата нейтронов 235 U. Время выхода 235 U на равновесное значение значительно дольше, чем аналогичного выхода для 234 U на начальном этапе. Следует отметить, что деление 235 U понижает вероятность радиационного захвата нейтронов 235 U и последующими изотопами и сопровождается значительным улучшением нейтронного баланса в активной зоне.

Относительно большое количество ²³⁶U обусловливается сравнительно высокой вероятностью радиационного захвата нейтронов ²³⁵U относительно вероятности радиационного захвата нейтронов самим ²³⁶U. При этом получается значительное повышение времени выхода на равновесное значение для ²³⁶U относительно ²³⁵U.

Сравнительно низкое содержание ²³⁷Np и высокое содержание ²³⁸Pu обусловлены соответственно высоким и низким значениями сечений радиационного захвата нейтронов ими. Имеет место дальнейшее увеличение времен выхода на их равновесные значения.

Низкое значение сечения радиационного захвата нейтронов ²³⁸Pu, сравнительно высокая относительная вероятность деления ²³⁹Pu сопровождаются уменьшением его равновесного значения и дальнейшим увеличением времени выхода на его равновесное значение.

Деление изотопов ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu нейтронами всех энергий понижает их содержание и содержание последующих изотопов плутония, америция, кюрия, а также улучшает нейтронный баланс. При этом увеличиваются времена их выхода на равновесные значения.

В порядке заключения этого и предыдущего разделов отметим следующее. Наиболее высокое значение сечения деления для ²³³U и наиболее низкое значение сечения радиационного захвата нейтронов им при всех значениях их энергии обусловливают наиболее низкие равновесные значения последующих изотопов и элементов. Деление всех изотопов жесткими нейтронами, а изотопов ²³⁵U, ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu – нейтронами всех энергий, также понижает равновесные значения последующих изотопов и элементов. При этом времена достижения равновесных значений последующих изотопов

и элементов увеличиваются относительно значений для предыдущих изотопов.

Большое число сделанных приближений при получении этих значений, по-видимому, внесли значительную погрешность в их величины. Однако полученные закономерности представляются вполне разумными.

3. Изотопное преобразование топлива в пятнадцати последовательных кампаниях

Оцененное время выхода на равновесное значение даже для ²³⁴U оказалось более долгим, чем облучение в десяти [3] последовательных кампаниях. С целью обеспечения непосредственной проверки соответствия друг другу оцененных выше равновесных значений и времен выхода на них, с одной стороны, и полученных аналогичных значений в процессе расчетов последовательных кампаний, с другой стороны, мы продлили расчеты [3] последовательного облучения до пятнадцати кампаний. Общая картина изотопного преобразования в пятнадцати последовательных кампаниях представлена на рис. 1 и 2 (см. цветную вкладку).

Данные рис. 1 и 2 показывают следующее. В процессе каждой кампании наиболее интенсивно реализуется наработка продуктов деления и выгорание тория. При постоянной наработке продуктов деления (постоянной мощности) во всех кампаниях содержание тория сравнительно быстро уменьшается в каждой кампании и относительно медленно в каждой последующей кампании относительно предыдущей. При этом содержание ²³³U остается практически постоянным, а наблюдается рост содержания более тяжелых изотопов и элементов. Можно увидеть выход на равновесное значение содержания ²³⁴U. Вместе с этим видно, что значения изотопов плутония далеки от выхода на равновесие.

Более детальную картину изотопного преобразования, начиная с 233 U, при облучении в пятнадцати кампаниях можно увидеть на рис. З и 4 (см. цветную вкладку), где опущено изменение тория. Пилообразный характер кривых иллюстрирует увеличение наработки каждого изотопа в течение четырехлетней кампании, уменьшение (96 %–97 %) количества наработанных изотопов (233 U и более тяжелых) до уровня, необходимого для старта последующей кампании, и соответствующее добавление тория. На рис. 3 и 4 видно практически одинаковое изменение содержания 233 U в каждой кампании, рост содержания других изотопов в каждой



Рис. 1. Изотопное преобразование в пятнадцати последовательных кампаниях: 1 – продукты деления; 2 – сумма изотопов Pu; 3 – ²³⁸Pu; 4 – ²³⁷Np; 5 – ²³⁶U; 6 – ²³⁵U; 7 – ²³⁴U; 8 – ²³³U



Рис. 2. Преобразование изотопов плутония в пятнадцати последовательных кампаниях: $1 - {}^{241}$ Pu; $2 - {}^{240}$ Pu; $3 - {}^{239}$ Pu; $4 - {}^{238}$ Pu



Рис. 3. Временная зависимость изменения изотопного состава рециклируемого топлива. Изотопы урана: $1 - {}^{233}$ U, $2 - {}^{234}$ U, $3 - {}^{235}$ U, $4 - {}^{236}$ U; 5 -сумма изотопов Ри



Рис. 4. Временная зависимость изменения изотопного состава рециклируемого топлива. Изотопы нептуния и плутония: $1 - {}^{238}$ Pu; $2 - {}^{237}$ Np; $3 - {}^{239}$ Pu; $4 - {}^{240}$ Pu; $5 - {}^{241}$ Pu

кампании и с ростом числа кампаний. Совпадение значений ²³⁴U на старте (19,6 кг/т) и финише (20,9 кг/т) четырнадцатой и пятнадцатой кампаний прямо указывает на его выход в равновесное состояние в конце четырнадцатой кампании, что соответствует времени облучения ~55 лет. Таким образом получается хорошее совпадение результатов расчетов (20,9 кг/т) для равновесного содержания ²³⁴U, полученных оценкой, и в четырнадцати последовательных кампаниях.

Видно качественное понижение содержания и скорости роста изотопов 235 U, 236 U относительно 234 U, а 239 Pu, 240 Pu – относительно 238 Pu. Можно отметить существенное замедление роста накопления изотопов 235 U, 236 U при подходе к ~60 годам облучения. Вместе с этим содержание 237 Np и изотопов плутония продолжает быстро нарастать с ростом времени облучения.

4. Изменение нейтронной кинетики в пятнадцати кампаниях

Нейтронная кинетика в бесконечной среде непосредственно определяется рождением нейтронов в топливе и их поглощением в активной зоне. Основной механизм рождения нейтронов – деление ядер топлива, а механизм их поглощения – деление ядер топлива, радиационный захват ядрами топлива, в том числе продуктами деления ядер, ядрами оболочки и теплоносителя.

На рис. 5 и 6 (см. цветную вкладку) приведены удельные значения (кг/т) изотопов, испытавших деление в каждой из пятнадцати кампаний.

Кривые, соединяющие точки, показывают изменения значений каждого из разделившихся изотопов в процессе кампании. Распределение количеств делений в каждой кампании между изотопами определяется, в первую очередь, значениями содержания этих изотопов с учетом рециклирования топлива. В первой кампании делению подвергались, в основном, стартовые изотопы ²³³U и ²³²Th. Числа делений ²³²Th остаются практически постоянными во всех кампаниях в соответствии со сравнительно малыми изменениям ²³²Th между кампаниями. Падение числа делений ²³³U с ростом номера кампании сопровождается ростом чисел делений ядер остальных изотопов по мере их наработки, особенно 235 U, 234 U и 239 Pu. Деление пороговых изото-пов 232 Th и 234 U быстрыми нейтронами значимо улучшает нейтронный баланс в активной зоне.

На рис. 7 и 8 (см. цветную вкладку) представлены удельные значения (кг/т) изотопов топлива, испытавших радиационный захват нейтронов в каждой из пятнадцати кампаний. Видно, что радиационный захват нейтронов стартовыми изотопами ²³³U, ²³²Th и нарабатываемым ²³³Pa является максимальным в первой кампании, понижается в каждой из последующих кампаний, оставаясь превалирующим. Радиационный захват нейтронов растет для всех остальных нарабатываемых изотопов с ростом числа кампаний в соответствии с накоплением нарабатываемых изотопов при рециклировании. Большим ростом радиационного захвата нейтронов характеризуется захват изотопом ²³⁴U в соответствии с его наиболее интенсивной наработкой и сравнительно большим сечением радиационного захвата нейтронов.



Рис. 5. Удельные значения (кг/т) изотопов урана и тория, испытавших деление в каждой из пятнадцати кампаний: $1 - {}^{233}$ U; $2 - {}^{235}$ U; $3 - {}^{232}$ Th; $4 - {}^{234}$ U



Рис. 6. Удельные значения (кг/т) изотопов плутония и урана, испытавших деление в каждой из пятнадцати кампаний: $1 - {}^{238}$ Pu; $2 - {}^{239}$ Pu; $3 - {}^{232}$ U; $4 - {}^{241}$ Pu



Рис. 7. Удельные значения (кг/т) изотопов урана и тория, испытавших радиационный захват нейтронов в каждой из пятнадцати кампаний: $1 - {}^{232}$ Th; $2 - {}^{233}$ U; $3 - {}^{234}$ U; $4 - {}^{235}$ U



Рис. 8. Удельные значения (кг/т) изотопов протактиния, урана, нептуния и плутония, испытавших радиационный захват нейтронов в каждой из пятнадцати кампаний: $1 - {}^{236}$ U; $2 - {}^{233}$ Pa; $3 - {}^{237}$ Np; $4 - {}^{238}$ Pu; $5 - {}^{239}$ Pu; $6 - {}^{240}$ Pu

Превышение сечения деления ядер ²³⁵U относительно сечения радиационного захвата нейтронов ими при всех значениях энергии нейтронов обусловливает сравнительно низкую наработку ²³⁶U и изотопов более тяжелых элементов.

нейтронная Итак, кинетика торий-уранв плутониевом топливе реакторов типа ВВЭР с использованием тяжелой воды в качестве теплоносителя может обеспечить расширенное воспроизводство активных изотопов в замкнутом торий-уран-плутониевом актиноидам по топливном цикле, в том числе при достижении равновесного изотопного состава актиноидов. Поддержание критического состояния реактора без использования обычного запаса реактивности и его компенсации поглотителями нейтронов, а за счет смягчения энергетического распределения нейтронов путем разбавления тяжелой воды легкой водой, обеспечивают экономию нейтронов для их эффективного использования – деления ядер и воспроизводства делящихся ядер.

Выполненная к настоящему времени работа и полученные результаты позволяют считать, что нейтронная кинетика и изотопное преобразование в замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле представляются наиболее оптимальными и эффективными. Требуется конструкторская проработка возможностей адаптации активной зоны реакторов типа ВВЭР, а может, и канальных тяжеловодных реакторов, по обеспечению использованных выше условий. Необходимы технологии переработки облученного и изготовления свежего топлива с широким изотопным составом актиноидов.

Заключение

В заключение подчеркнем основные результаты выполненной работы.

Выполнены оценки равновесных значений изотопного состава и времен выхода в равновесие при рециклировании торий-уран-плутониевого оксидного топлива в реакторах типа ВВЭР с использованием тяжелой воды и ее разбавления легкой водой. Показано, что и в равновесном режиме реактор может работать с самовоспроизводством активных изотопов.

Полученные результаты позволяют считать, что нейтронная кинетика и изотопное преобразование в замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле представляются наиболее оптимальными и эффективными. Требуется конструкторская проработка возможностей адаптации активной зоны реакторов типа ВВЭР, а может, и канальных реакторов, по обеспечению использованных выше условий. Необходимы технологии переработки облученного и изготовления свежего топлива с широким изотопным составом актиноидов.

Список литературы

1. Маршалкин В. Е., Повышев В. М. Расширенное воспроизводство ²³³U в торий-урановом топливном цикле в реакторах типа ВВЭР с использованием тяжелой воды // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2013. Вып. 3. С. 12–29.

2. Маршалкин В. Е., Повышев В. М. Утилизация энергетического плутония и высокообогащенного урана с наработкой ²³³U в реакторах типа ВВЭР с использованием тория и тяжелой воды // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2014. Вып. 3. С. 42–60.

3. Маршалкин В. Е., Повышев В. М. Замкнутый торий-уран-плутониевый топливный цикл – будущее ядерной энергетики // Атом, 2014, № 62, с. 37–40.

4. Маршалкин В. Е., Повышев В. М., Трутнев Ю. А. Целесообразность использования избыточных количеств оружейного урана и плутония и энергетического плутония для перевода тепловых реакторов на замкнутый торий-урановый топливный цикл // Труды семинара «Новые подходы к ядерным топливным циклам и схемам захоронения отходов с учетом существующих избыточных количеств оружейных урана и плутония и энергетического плутония» / Под ред. В. Е. Маршалкина. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998, с. 179–187.

5. Calculation of the isotopic composition, crossections and fluxes for a typical PWR-cell loaded with (PU-Th) O_2 -fuel, as a function of the fuel burnup. Report of IAEA, 1996.

Контактная информация -

Маршалкин Василий Ермолаевич, ведущий научный сотрудник ИТМФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, тел. (831 30) 2-86-52, e-mail: marshalkin@vniief.ru

Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 3–11.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕСТОВЫХ (BENCHMARK) СФЕРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК С АКТИВНОЙ ЗОНОЙ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПЛУТОНИЯ (²³⁹Pu (98 %)) В δ-ФАЗЕ И СОСТАВНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ, СОДЕРЖАЩИМ СЛОИ ИЗ ПОЛИЭТИЛЕНА И СТАЛИ

М. И. Кувшинов, С. В. Воронцов, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты анализа выполненных ранее в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН критических экспериментов на сборках с активной зоной (АЗ) из металлического ²³⁹Ри (≈98 %) в δ-фазе и составным отражателем, содержащим слои из полиэтилена и стали. Эти эксперименты были проведены М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным и В. П. Егоровым в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН в 1963 году.

Определены критические ($k_{3\phi} = 1 \pm 0,0016$) параметры для A3 и отражателя. Экспериментальные значения $k_{3\phi}$ сравнивались с расчетными, полученными с использованием различных библиотек ядерных данных (BAS-78, ENDF/B-7.1, JENDL-4, JEF-3, CENDL-2). Критические сборки могут быть рекомендованы в качестве тестовых (Benchmark) для включения их в международный Справочник по ядерной безопасности.

Ключевые слова: нейтрон, критическая сборка, активная зона, плутоний, отражатель, полиэтилен, тестовые параметры, реактивность, эффективный коэффициент размножения, метод Монте-Карло, библиотеки ядерных данных.

EXPERIMENTAL AND CALCULATION PARAMETERS OF BENCHMARK SPHERICAL ASSEMB-LIES WITH A CORE OF METALLIC PLUTONIUM (²³⁹Pu (98 %)) IN δ -PHASE AND COMPOUND **REFLECTOR CONTAINING LAYERS OF POLYETHYLENE AND STEEL / M. I. Kuvshinov, S. V. Vorontsov, V. Kh. Khoryzhy** // Presented are results of analysis of critical experiments with metallic assemblies performed earlier in RFNC-VNIIEF at FKBN facility. These assemblies possess a core made of plutonium (²³⁹Pu (\approx 98 %))) in δ -phase and a compound reflector containing layers of polyethylene and steel. Critical ($k_{ef} = 1 \pm 0.0016$) parameters for the core and reflector are determined. Experimental values of k_{ef} are compared to the calculated ones, obtained by Monte-Carlo method using different nuclear data libraries (BAS-78, ENDF/B-7.1, JENDL-4, JEF-3, CENDL-2). Critical assemblies can be recommended as benchmark ones to be incorporated into the International reference book on Nuclear safety.

Key words: neutron, critical assembly, core, plutonium, reflector, polyethylene, test parameters, reactivity, efficient multiplication factor, Monte-Carlo method, nuclear data libraries.

Введение

Целью работы является формирование тестовых (benchmark) критических сборок на основе результатов критмассовых экспериментов, выполненных М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным и В. П. Егоровым в 1963 г. в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН, и современных методов расчета. Актуальность работы определяется следующим. При работах с делящимися материалами часто используются устройства, содержащие в своей конструкции чередующиеся слои (полиэтилен + + сталь). Для обеспечения ядерной безопасности таких работ необходимо знать критические параметры «слоистых» сборок. С этой целью во ВНИИЭФ проводились критические эксперименты на сферических сборках, содержащих в АЗ металлический ²³⁹Pu (98 %) в δ-фазе и отражатели в виде слоев из (CH₂)_n + Fe («слоистые» отражатели). При этом были изучены размножающие характеристики «слоистых» сборок с различной толшиной слоя из полиэтилена.

В настоящее время представляется целесообразным на основании полученных ранее экспериментальных данных провести (на современном уровне) расчетно-аналитинаучно-техническом ческую работу по формированию тестовых (benchmark) критических «слоистых» сборок. Результаты этой работы могут быть использованы для проверки и верификации ядерных констант конструкционных материалов, применяемых при расчете различных технических конструкций (ядерных реакторов, технологического оборудования при работах с плутонием и др.). Наиболее систематизированными являются benchmark данные о критических экспериментах в международном справочнике ICSBEP (International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiment) [1]. В частности, в этом справочнике содержатся параметры более 30 критических сборок, ядерно-физические характеристики которых изучены в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Содержание справочника систематически пополняется. При этом главным критерием является эффективный коэффициент размножения нейтронов в критической системе $k_{30} = 1.$

Важнейшим (заключительным) этапом получения данных для справочника является формирование параметров тестовых критических систем (подготовка и анализ результатов экспериментальных и расчетных исследований).

В настоящей статье такая работа проведена для трех критических сборок с активной зоной из металлического плутония (²³⁹Pu (98 %)) в δ -фазе и отражателями в виде чередующихся слоев из (CH₂)_n + Fe («слоистые» отражатели).

Кроме того, для указанных сборок были проведены расчеты значений $k_{3\phi}$ с использованием метода Монте-Карло и нескольких библиотек ядерных данных. Результаты расчетов также представлены в статье.

Изложение материала, в основном, соответствует формату справочника [1], использованному нами ранее в работе [2]. Однако с целью уменьшения объема описание некоторых методик измерений, а также конструкций экспериментального оборудования, сокращено. В ряде случаев они представлены лишь ссылками на предшествующие разделы или более ранние наши публикации [2–4].

Для каждой сборки результат исследований представлен в двух разделах. В первом разделе описана методика экспериментов, приведены результаты измерений подкритичности различных вариантов размножающих нейтроны сборок, и на основании полученных данных сформированы критические ($k_{3\phi} = 1$) модели экспериментальных сборок.

Во втором разделе приводятся результаты расчета $k_{3\phi}$ для критических моделей сборок. Расчеты были выполнены методом Монте-Карло. При этом использовались данные различных библиотек ядерных констант (BAS-78, ENDF/B-7.1, JENDL-4, JEF-3, CENDL-2) и физические характеристики материалов, входящих в состав изучаемых сборок, заимствованные из международного справочника [1].

Авторы считают своим долгом выразить благодарность А. К. Житнику и О. Ю. Пашариной за консультацию и реализацию расчетов по методу Монте-Карло, а также С. А. Игумнову за помощь в оформлении статьи.

1. Алгоритм подготовки тестовых данных

Основным тестовым (Benchmark) параметром для размножающих нейтроны сборок является эффективный коэффициент размножения нейтронов $k_{3\phi}$. В эксперименте параметрами, определяющими степень критичности размножающей системы (PC), служат реактивность (ρ) или подкритичность ($\Delta = 1000/Q$, где Q – коэффициент умножения нейтронов изотопного источника в сборке). Вблизи критического состояния PC $\Delta \approx |(1 - 1/k_{3\phi})|$. В критическом состоянии сборки $k_{3\phi} = 1$; $\rho = 0, \Delta = 0$.

Алгоритм подготовки Benchmark данных состоит в следующем [2, 3]. Рассматриваются экспериментальные стендовые сборки, близкие к критическим, на предмет полноты сведений об используемых в них материалах, методиках измерений, результатах и их погрешности.

На основании экспериментальных данных формулируется расчетная модель критической системы ($k_{3\phi} = 1$). При этом оцениваются погрешности в $k_{3\phi}$ (или в реактивности, или в коэффициенте умножения) как путем уточняющих экспериментов по возмущению реактивности, так и путем расчетов коэффициентов «чувствительности» $k_{3\phi}$ к изменению различных параметров сборки (плотности материалов, нуклидного состава и др.). Конечным результатом указанных работ является подробное описание критической ($k_{3\phi} = 1$) конфигурации и нуклидного состава сборки, для которой приводится также погрешность определения $k_{3\phi}$. Значение погрешности $\delta k_{3\phi}$ для Benchmark сборок должно составлять менее 1 %.

2. Методика расчетных исследований

Расчеты k_{ab} для исследуемых сборок проводились методом Монте-Карло с помощью пакета программ С-007. В этих программах заложены решения системы связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов. Для расчета параметров критических сборок или для решения задач, связанных с ядерной безопасностью, программы предоставляют широкие возможности детального описания сложной геометрии систем. Программы позволяют использовать различные системы данных о сечениях реакций взаимодействия частиц с веществом, иначе говоря, различные системы констант переноса для моделирования траекторий частиц. Для решения спектрального линейного интегродифференциального кинетического уравнения используются константы переноса с непрерывной зависимостью от энергии частиц. В настоящей работе использованы нейтронно-физические данные библиотек (BAS-78, ENDF/B-7.1, JENDL-4, JEF-3, CENDL-2).

3. Сборка, содержащая слои из полиэтилена толщиной 3,75 см и стали (сборка № 1)

3.1. Описание стендовой сборки № 1

Схематический вид сборки № 1 на критическом стенде ФКБН представлен на рис. 1.





2 – верхний (неподвижный) блок; 3 – стальная диафрагма; 4, 5 – опоры для верхнего блока; 6 – источник нейтронов; 7 – опора для нижнего блока; — Ри; — (CH₂)_n; — – Fe

На критическом стенде ФКБН размножающая сборка смонтирована в виде двух блоков, верхнего и нижнего. Верхний (неподвижный) блок сборки имеет форму полусферы и содержит только отражатель из стали. Он лежит на стальной диафрагме толщиной 1 см. Все остальные детали стендовой сборки, включая АЗ, входят в нижний блок сборки, который имеет возможность перемещаться в вертикальном направлении до упора в диафрагму. Сближение нижнего и верхнего блоков стендовой сборки увеличивает значение коэффициента умножения нейтронов. Внешний отражатель нижнего блока из стали также имеет полусферическую форму. Его внутренний радиус вплотную прилегает к нижней полусфере из полиэтилена. В сомкнутом состоянии блоков стендовая сборка имеет форму, близкую к сферической.

Активная зона из плутония составлена из полусферических деталей. Важно отметить, что полусферы из плутония имеют полюсные отверстия, которые могут закрываться пробками из того же материала. Путем удаления или добавления пробок в плутониевые полусферы изменялась реактивность сборки при подборе ее критической конфигурации. Для этой же цели использовались полусферические детали из ²³⁹Pu (98 %) в δ-фазе диаметром 20–28 мм.

Отражатель из полиэтилена состоит из двух полусфер (нижней и верхней), вплотную прилегающих к деталям из плутония. Отметим, что для сборки № 1 внутренний и внешний радиусы этих полусфер имеют различные значения. Однако их толщины близки друг к другу. Внешний отражатель нижнего блока из стали также имеет полусферическую форму. Его внутренний радиус вплотную прилегает к нижней полусфере из полиэтилена. В сомкнутом состоянии блоков стендовая сборка имеет внешнюю форму, близкую к сферической. Важно отметить, что внутренняя структура стендовой сборки не является сферически симметричной. Она обладает только осевой симметрией. Это обстоятельство приводит к необходимости использовать двумерные программы расчета k_{ab} .

Материальные характеристики стендовой размножающей сборки № 1, наиболее близкой к критическому состоянию, представлены в табл. 1.

В наших расчетных оценках $k_{3\phi}$, представленных в работе [1] (для стали – Ри МЕТ-FAST-026, для полиэтилена – Ри МЕТ-FAST-024), было установлено, что указанные количества примесей в стали и полиэтилене не приводят к значимому изменению значения $k_{3\phi}$ ($\delta k_{3\phi} \approx 10^{-5}$). Поэтому в настоящей работе влияние примесей в материа-

лах отражателя на критичность сборки не учитывались (ввиду их малого значения).

Таблица 1

Размеры и массы сферической (составленной из полусферических деталей и полюсных пробок) PC с A3 из ²³⁹Pu (98 %) и слоистым отражателем, содержащим полиэтилен + сталь (стендовая сборка № 1)

Радиус п	олусферы, см	Масса полусферы				
внешний	внутренний	(с пробкой), г [*]				
Нижний блок КС						
	Отражатель из ста	іли				
25,0	8,35	258736,2				
(Этражатель из полиэт	гилена				
8,35	4,66	916,3				
4,660	4,020	1156,225				
4,020	3,150	1075,848				
3,150	1,40	912,432				
	Верхний блок К	C				
	Активная зона и	13 ²³⁹ Pu (δ, 98 %)				
1,4	3,150	913,912				
3,150	4,020	1077,39				
4,020	4,660	1158,586				
4,660	5,350	1658,250				
(Отражатель из полиэтилена					
5,35	9,15	1168				
	Отражатель из ста	али				
9,15	25,0	233271				

^{*}Сталь содержит примеси (массовая доля, %): С 0,3; Mn 0,4; Si 0,1; Cr 0,3; Cu 0,3. Полиэтилен содержит примеси (массовая доля, %): Si 0,002; Fe 0,002; Cl 0,003; B 10¹¹; Cd 10⁻¹².

3.2. Процедура критмассовых измерений

Штатная процедура критмассовых измерений на установке ФКБН заключается в следующем [2]. Путем изменения состава деталей в размножающей системе на стенде установки подбирается конфигурация сборки, близкая к критической. Дистанционно сближаются ее блоки (рис. 1) до критического состояния PC. Высота подъема нижнего блока сборки фиксируется с помощью жестких упоров в механизме перемещения. Наиболее близкий к критическому состоянию вариант сборки называют стендовой размножающей системой (PC).

Для подобранной стендовой РС тщательно измеряется штатными «всеволновыми» детекторами скорость счета нейтронов от сборки с ²⁵²Cf (или иным) источником нейтронов в центральной

полости PC (N) и без него (N_{Φ}). После этого вычисляется коэффициент умножения нейтронов в сборке Q по формуле

$$Q = (N - N_{\Phi})/N_0,$$
 (1)

где N_0 – скорость счета детектора нейтронов от ²⁵²Сf источника, размещенного на месте центра PC (при отсутствии ее на стенде).

В качестве показателя степени подкритичности РС используется отношение $\Delta = 1000/Q$, имеющее практически линейную зависимость от зазора между блоками сборки вблизи ее критического состояния.

С целью обеспечения возможности наиболее точного определения материальных характеристик стендовой сборки (геометрии и состава деталей), соответствующих ее критическому состоянию, в эксперименте измерялось:

– возмущение подкритичности PC, обусловленное удалением диафрагмы и последующим приближением ее нижнего блока к верхнему до их смыкания, $\delta\Delta_h$;

– возмущение подкритичности PC, обусловленное добавлением 1 г плутония в центральную полость A3, $\delta \Delta_m$;

С помощью расчетов оценивались также возмущения подкритичности (δΔ) PC, обусловленные:

– опорами для ее блоков PC на стенде (при их удалении), $\delta \Delta_{on}$;

– приведением температуры сборки к 20 °C ($\delta \Delta_T$);

– стенами помещения, в котором расположен стенд установки ФКБН ($\delta \Delta_{or}$).

3.3. Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 1 и оценка ее возмущений образцами из делящегося материала и экспериментальным оборудованием

Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 1, а также оценка ее возмущений образцами из делящегося материала и экспериментальным оборудованием, представлены в табл. 2. Эти данные необходимы для формирования критической модели упрощенной экспериментальной сборки (см. раздел 3.4).

3.4. Формирование упрощенной критической модели экспериментальной сборки № 1

На основании данных, приведенных в табл. 2, была сформирована стендовая модель экспериментальной сборки со сферической внешней поверхностью, свободной от опорных конструкций и других отражателей, включая стены помещения. Их влияние на реактивность РС учитывалось путем внесения поправок к значению подкритичности Δ_{ct} для реальной стендовой сборки. Эти поправки представлены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты измерений и расчётных оценок параметров сборки № 1, необходимые для формирования ее тестовой критической модели

	Значения под-
Полосот"	критичности
Параметр	и ее возмущения,
	ш.ед.
1. Подкритичность стендовой РС	
при сомкнутых на стальной диа-	7.51 ± 0.05
фрагме толщиной 10 мм нижнем	$7,51 \pm 0,05$
и верхнем блоках, $\Delta_{\rm cr}$	
2. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное удалением	
диафрагмы и последующим при-	$-0,36 \pm 0,03$
ближением ее нижнего блока к	
верхнему до их смыкания, $\delta \Delta_h$	
3. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное добавлением	-0,100 ш.ед./1г ±
1 г плутония в центральную по-	$\pm 0,002$
лость АЗ, $\delta \Delta_m$	
4. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное опорами для	0.30 ± 0.02
ее блоков на стенде (при их уда-	$0,50 \pm 0,02$
лении), δΔ _{оп}	
5. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное стенами по-	
мещения, в котором расположен	$0,1 \pm 0,05$
стенд установки (при их удале-	
нии), δ Δ _{от}	
6. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное приведением	$-0,1 \pm 0,05$
температуры сборки к 20 °С, $\delta \Delta_T$	
7. Суммарное значение подкри-	
тичности сферической модели	$7{,}45\pm0{,}05$
стендовой сборки, $\Delta_{\scriptscriptstyle M}$	

^{*} Значения Δ и $\delta\Delta$ для параметров 1–3 таблицы измерялись в эксперименте, значения $\delta\Delta$ для параметров 4–6 оценивались расчетным путем. При этом соотношение между $\delta k_{s\phi}$ и $\delta\Delta_m$ определялось путем сравнения экспериментального ($\delta\Delta_m$) и расчетного ($\delta k_{s\phi}$) значений возмущения базовой стендовой сборки, обусловленного добавлением 1 г плутония в центральную полость АЗ, $\delta\Delta_m$.

Значение подкритичности сферической модели стендовой сборки № 1 (отклонение стендовой модели от критического по запаздывающим нейтронам состояния) $\Delta_{\mbox{\tiny M}}$ определялось по соотношению

$$\Delta_{\rm M} = \Delta_{\rm cr} + \Delta_{\rm on} + \Delta_h + \Delta_{\rm or} + \Delta_T =$$

= 7,51 + 0,30 - 0,35 + 0,1 - 0,1 = 7,45. (2)

Стендовая модель оказалась подкритической ($\Delta_{\rm M} = 7,45$).

Из данных табл. 2 следует, что для достижения критичности в центральную полость АЗ стендовой сборки надо добавить массу Ри (б, 98 %), равную $M = \Delta_{M} / \delta \Delta_{m} = 7,45 / 0,100 = 74,5$ г. При формировании расчетной критической модели сборки № 1 это было учтено путем соответствующего уменьшения радиуса воздушной полости в центре АЗ. Внутренний радиус АЗ критической сборки № 1 был принят равным 1,14 см. Таким способом была сформирована упрощенная сферическая критическая ($k_{ab} = 1$) модель экспериментальной сборки № 1. Особо отметим, что при формировании этой модели характеристики отражателя (размеры, масса и нуклидный состав) не изменялись. Их значения соответствовали данным, приведенным в табл. 1. Важно отметить, что при формировании критической модели сборки №1 была незначительно (0,93 %) изменена только масса Ри (б, 98 %) в АЗ. Характеристики (размеры, масса и нуклидный состав) сферических слоев из ²³⁹Pu (98 %) в критической модели сборки № 1 приведены в табл. З. Схематическое изображение критической (k_{эф} = 1) модели сборки № 1 представлено на рис. 2.

3.5. О погрешности определения параметра k_{эф} в эксперименте

Представленные в табл. 1 и 3 материальные параметры сборки $N_{\rm P}$ 1 соответствуют критической модели, $k_{3\phi} = 1$. При оценке погрешности определения этого значения $k_{3\phi}$ целесообразно считать, что для всех входящих в сборку деталей операции взвешивания, измерения размеров, определения нуклидного содержания материалов активной зоны и отражателя являются независимыми, и все они не зависят от процедуры измерений на критическом стенде. Тогда полную погрешность $k_{3\phi}$ можно вычислять по формуле

$$\delta k / k_{\rm 3ph} = \left[\left(\delta k / k \right)_{\rm 3kc}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{nA3}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{RA3}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{\alpha}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{\beta}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{morp}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{Rorp}^{2} \right]^{1/2},$$
(3)

где $(\delta k/k)_{_{3KC}}$ – относительная погрешность, обусловленная ошибкой определения значения под-

Размеј с	р слоя, м	Форма слоя	Масса слоя,		Состав сло	я, (массова	я доля, %)	
r_1	r_2		1	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	^{12}C	⁵⁹ Ni
1,14	3,15	сфера	1900,844	95,42	1,75	1,76	0,04	1,03
3,15	4,02	сфера	2153,238	95,19	1,75	1,77	0,04	1,25
4,02	4,66	сфера	2314,811	94,98	1,74	1,75	0,03	1,50
4,66	5,35	полусфера	1658,250	95,22	1,75	1,78	0,04	1,21

Размеры, масса и нуклидный состав сферических слоев из ²³⁹Ри (98 %) в критической модели сборки № 1

Таблица 4

Расчетные значения $k_{i\phi}$ для экспериментальной критической сборки № 1 $(k_{i\phi} = 1,0000 \pm 0,0016)$

Библиотека	BAS-78	ENDF/B71	JENDL-4	JEF-3	CENDL2
$k_{ m o \phi}$	0,9942	1,0083	1,0066	1,0049	1,0114



Рис. 2. Схематическое изображение критической модели сборки № 1: — – Ри; — – (CH₂)_{*n*}; — – Fe

критичности PC (а также процедурой приведения результатов измерений к условиям критической сферической модели); $(\delta k/k)_{\rm M}$, $(\delta k/k)_R$, $(\delta k/k)_{\alpha}$, $(\delta k/k)_{\beta}$ – относительные погрешности, обусловленные неопределенностями в значениях масс, размеров, атомного содержания делящегося материала и примесей в активной зоне, соответственно.

Индексы «АЗ» и «отр» указывают, что эти параметры относятся к активной зоне и к отражателю, соответственно. Численное значение погрешности $\Delta k_{s\phi} = \pm 0,0016$ принималось таким же, как

и в справочнике [1]. Это примерно эквивалентно погрешности определения критической массы плутония в исследуемых сборках $\Delta m/m \approx \pm 0,1$ %. Такая оценка погрешности представляется совершенно обоснованной, так как рассматриваемые в настоящей статье эксперименты проводились в РФЯЦ-ВНИИЭФ на критическом стенде ФКБН [2], и в измерениях были использованы те же самые детали из плутония, что и в работе [1].

3.6. Результаты расчетов

Результаты расчетов значения $k_{3\phi}$ для сборки № 1, выполненных согласно разделу 2, приведены в табл. 4. Из нее следует, что наилучшее согласие расчетных значений $k_{3\phi}$ с экспериментом достигается при использовании первой и четвертой библиотек ядерных данных.

Сборка с составным отражателем, содержащая слои из полиэтилена толщиной 1,37 см и стали (сборка № 2)

4.1. Описание стендовой сборки № 2

Стендовая сборка № 2 по конструкции, используемым деталям в АЗ и отражателе размещением на критическом стенде ФКБН мало отличается от стендовой сборки № 1, рассмотренной в разделе 2. Важнейшим различием между ними является тот факт, что толщина слоя отражателя из полиэтилена в сборке № 2 в 2,7 раза меньше, чем в сборке № 1. Важно отметить, что толщина слоя из полиэтилена в «слоистом» отражателе существенно влияет на критичность размножающих нейтроны сборок. Задачей настоящих экспериментов является определение характера этой зависимости.

Материальные характеристики стендовой подкритической сборки № 2 (размеры, массы, плотности слоев) приведены в табл. 5.

Таблица 5

Размеры и массы слоев стендовой подкритической сборки № 2 (составленной из полусферических деталей и полюсных пробок) с АЗ из ²³⁹Ри (б, 98%) и составным отражателем, содержащим полиэтилен + сталь

Радиус по	лусферы, см	Масса полусферы					
Внешний	Внутренний	(с пробкой), г					
	Нижний блок КС						
	Отражатель	из стали					
25,0	6,0	241921,5					
	Отражатель из г	юлиэтилена					
6,0	4,66	192,3					
Aı	ктивная зона из	²³⁹ Pu (δ, 98 %)					
4,660	4,020	1156,225					
4,020	3,150	1075,848					
3,150	1,12	955,332					
	Верхний бл	юк КС					
A	ктивная зона из	²³⁹ Pu (δ, 98 %)					
1,12	3,150	955,332					
3,150	4,020	1077,39					
4,020	4,660	1158,586					
4,660	5,350	1658,250					
	Отражатель из полиэтилена						
5,35	6,750	293,4					
	Отражатель	из стали					
6,75	25,0	240484					

4.2. Процедуры критмассовых измерений

Процедуры критмассовых измерений на сборке № 2 практически не отличались от таковых для сборки № 1, рассмотренных в разделе 3.2.

4.3. Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 2 и оценка ее возмущений образцами из делящегося материала и экспериментальным оборудованием

Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 2, а также оценка ее возмущений образцами из делящегося материала и экспериментальным оборудованием представлены в табл. 6. На основании этих данных была сформирована стендовая модель экспериментальной сборки со сферической внешней поверхностью, свободной от опорных конструкций и других отражателей, включая стены помещения. Их влияние на реактивность PC учитывалось путем внесения поправок в значение подкритичности Δ_{ct} для реальной стендовой сборки. Эти поправки приведены в табл. 6.

Таблица б

Результаты измерений и расчетных оценок параметров сборки № 2, необходимые для формирования ее тестовой критической модели

	Значения подкри-	
Параметр*	тичности и ее воз-	
	мущения, ш.ед.	
1. Подкритичность стендовой РС		
при сомкнутых (без диафрагмы)	9,05	
нижнем и верхнем блоках, $\Delta_{\rm cr}$		
2. Возмущение подкритичности		
РС, обусловленное добавлением	0 100 m or /1r	
1 г плутония в центральную по-	-0,109 ш.ед./11	
лость АЗ, $\delta \Delta_m$		
3. Возмущение подкритичности		
РС, обусловленное опорами для	0.30 ± 0.02	
ее блоков на стенде (при их уда-	$0,50 \pm 0,02$	
лении), δΔ _{оп}		
4. Возмущение подкритичности		
РС, обусловленное стенами по-		
мещения, в котором расположен	$0,1\pm0,05$	
стенд установки (при их удале-		
нии), δΔ _{от}		
5. Возмущение подкритичности		
РС, обусловленное приведением	$-0,1 \pm 0,05$	
температуры сборки к 20 °C, $\delta \Delta_T$		
6. Суммарное значение подкри-		
тичности сферической модели	$9,35\pm0,05$	
стендовой сборки, $\Delta_{\scriptscriptstyle M}$		

^{*} Значения Δ и $\delta\Delta$ для параметров 1–3 таблицы измерялись в эксперименте, значения $\delta\Delta$ для параметров 4 и 5 оценивались расчетным путем. При этом соотношение между $\delta k_{3\phi}$ и $\delta\Delta$ определялось путем сравнения экспериментального ($\delta\Delta$) и расчетного ($\delta k_{3\phi}$) значений возмущения базовой стендовой сборки, обусловленного добавлением 1 г плутония в центральную полость АЗ, $\delta\Delta_m$.

Значение подкритичности сферической модели стендовой сборки (отклонение стендовой модели от критического по запаздывающим нейтронам состояния) $\Delta_{\rm M}$ определялось по соотношению

$$\Delta_{\rm M} = \Delta_{\rm cr} + \Delta_{\rm on} + \delta \Delta_{\rm or} + \delta \Delta_T = = 9,05 + 0,30 + 0,1 - 0,1 = 9,35 \text{ III.eg.}$$
(4)

Стендовая модель оказалась подкритической ($\Delta_{\rm M} = 9,35$ ш.ед.).

Из данных табл. 6 следует, что для достижения критичности в центральную полость АЗ стендовой сборки надо добавить массу Pu (δ , 98 %), равную

 $M = \Delta_{\rm M} / \delta \Delta_m = 9,35/0,109 = 85,78$ г.

При формировании расчетной критической модели сборки № 2 это было учтено путем соответствующего уменьшения радиуса воздушной полости в центре АЗ. Внутренний радиус АЗ критической сборки № 2 был принят равным 1,12 см. Таким способом была сформирована упрощенная сферическая критическая ($k_{эф} = 1$) модель экспериментальной сборки.

Характеристики АЗ (размеры, масса и нуклидный состав) для критической модели сборки № 2 приведены в табл. 7. Отметим, что при формировании критической модели сборки № 2 характеристики отражателя (размеры, масса и нуклидный состав) не изменялись. Их значения соответствовали данным, приведенным в табл. 5. Схематическое изображение критической модели сборки № 2 аналогично представленной на рис. 2 модели для сборки № 1.

4.4. О погрешности определения параметра k_{эф} в эксперименте

Представленные в табл. 5 и 7 материальные параметры сборки № 2 соответствуют критической модели, $k_{3\phi} = 1$. Численное значение погрешности $\Delta k_{3\phi} = \pm 0,0016$ принималось таким же, как

и в справочнике [1]. Правомерность такого решения была обоснована в разделе 3.5.

4.5. Результаты расчетов

Результаты расчетов значения $k_{3\phi}$ для сборки № 2, выполненных согласно разделу 2, приведены в табл. 8. Из нее следует, что наилучшее согласие расчетных значений $k_{3\phi}$ с экспериментом достигается при использовании первой и четвертой библиотек ядерных данных.

5. Сборка, содержащая слои из полиэтилена толщиной 0,65 см и стали (сборка № 3)

5.1. Описание стендовой сборки № 3

Сборка № 3 по конструкции и составу входящих в нее материалов близка к рассмотренным выше сборкам № 1 и № 2. Главное различие между ними состоит в том, что толщина слоя из полиэтилена в сборке № 3 в 5,8 и 2,1 раза меньше, чем в сборках № 1 и № 2, соответственно. Этот факт может привести к изменению критической массы плутония в сборке. Задача исследований состоит в определении этого эффекта в зависимости от толщины слоя из полиэтилена в сборке. Схематический вид сборки № 3 на критическом стенде ФКБН представлен на рис. 3.

Активная зона из плутония в виде сферы составлена из полусферических деталей. Важно отметить, что полусферы из плутония имеют полюсные отверстия, которые могут закрываться пробками из того же материала. Путем удаления или добавления пробок в плутониевые полусферы

Таблица 7

N⁰	Форма	P ou	P ou	Macca,	Нукл	идный сост	ав детали (м	массовая дол	ія, %)
слоя	детали	Λ_1, CM	$\mathbf{R}_2, \mathbf{CM}$	Г	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	⁷⁰ Ga	^{12}C	⁵⁹ Ni
1	сфера	1,12	3,15	1912,805	95,42	1,75	1,76	0,04	1,03
2	сфера	3,15	4,02	2153,2	95,19	1,75	1,77	0,04	1,25
3	сфера	4,02	4,66	2315,1	94,98	1,74	1,75	0,03	1,50
4	полусфера	4,66	5,35	1658,250	95,22	1,75	1,78	0,04	1,21

Характеристики (форма, размеры, масса и нуклидный состав) компонентов АЗ из ²³⁹Ри (δ, 98 %) для критической модели сборки № 2

Таблица 8

Расчетные значения k_{эф} для экспериментальной критической сборки № 2 (k_{эф} = 1,0000 ± 0,0016)

Библиотека	БАС	ENDF/B7	JENDL-4	JEF3	CENDL-2
$k_{ m o \phi}$	0,9995	1,0066	1,0048	1,0023	1,0109



Рис. 3. Схематический вид размножающей сборки № 3 на стенде ФКБН: 1 – нижний (подвижный) блок сборки; 2 – верхний (неподвижный) блок; 3 – стальная диафрагма; 4, 5 – опоры для верхнего блока; 6 – источник нейтронов; 7 – опора для нижнего блока; — Ри; — – (CH₂)_n; — – Fe

изменялась реактивность сборки при подборе ее критической конфигурации. Для этой же цели использовались полусферические детали из ²³⁹Pu (98%) в δ-фазе с диаметром 20–28 мм. В критической сборке № 3 полюсная пробка из плутония вставлена только во внешний слой нижней полусферы АЗ. Отражатель из полиэтилена состоит из двух полусфер (нижней и верхней), вплотную прилегающих к деталям из плутония. Внешний отражатель нижнего блока из стали также имеет полусферическую форму. Его внутренний радиус вплотную прилегает к нижней полусфере из полиэтилена.

В сомкнутом состоянии блоков стендовая сборка имеет внешнюю форму, близкую к сферической. Однако важно отметить, что внутренняя структура стендовой сборки не является сферически симметричной. Она обладает только осевой симметрией. Это обстоятельство приводит к необходимости использовать двумерные программы расчета $k_{aф}$.

Материальные характеристики стендовой размножающей сборки № 3, наиболее близкой к критическому состоянию, представлены в табл. 9.

Таблица 9

Радиус полус	феры и осевой по	Масса полусферы						
внешний	внутренний осевой полости		(с пробкой или без нее), г					
	Нижний блок КС							
	Отражатель из стали							
25,0	6,0	нет	241941					
	Отраж	атель из полиэтиле	на					
6,0	5,35	нет	119,775					
	Активна	я зона из ²³⁹ Ри (б, 98	8 %)					
5,350	4,660	1,10	1617,06					
4,660	4,020	1,10	1118,62					
4,020	3,150	1,10	1023,70					
3,150	1,4	нет	915,06					
	В	ерхний блок КС						
	Активная зона из ²³⁹ Ри (б, 98 %)							
1,40	3,150	1,10	804,8					
3,15	4,020	1,10	1024,73					
4,02	4,660	1,10	1120,96					
4,66	5,350	1,10	1817,32					
	Отражатель из полиэтилена							
5,35	6,750	нет	119,775					
	Отр	оажатель из стали						
6,75	25,0	нет	241941					

Размеры и массы полусферических деталей АЗ из ²³⁹Ри (98 %) и составного отражателя (содержащего полиэтилен + сталь) для стендовой (подкритической) сборки № 3

5.2. Процедура критмассовых измерений

Процедура критмассовых измерений на сборке \mathbb{N} 3 ничем не отличалась от процедуры, использованной при изучении характеристик сборки \mathbb{N} 1, изложенной в разделе 3.2.

5.3. Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 3 и оценка ее возмущений образцами из делящегося материала и экспериментальным оборудованием

Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 3, а также оценка ее возмущений образцами из делящегося материала экспериментальным оборудованием и стенами помещения представлены в табл. 10. Эти данные необходимы для формирования критической модели упрощенной экспериментальной сборки.

5.4. Формирование упрощенной критической модели экспериментальной сборки № 3

На основании данных, приведенных в табл. 10, была сформулирована стендовая модель экспериментальной сборки со сферической внешней поверхностью, свободной от опорных конструкций и других отражателей, включая стены помещения. Их влияние на реактивность РС учитывалось путем внесения поправок в значение подкритичности Δ_{cr} для реальной стендовой сборки. Эти поправки представлены в табл. 10. Значение подкритичности сферической модели стендовой сборки (отклонение стендовой модели от критического по запаздывающим нейтронам состояния) Δ_{M} определялось по соотношению

$$\Delta_{\rm M} = \Delta_{\rm cr} + \delta \Delta_h + \Delta_{\rm on} + \delta \Delta_{\rm or} + \delta \Delta_T =$$

= 2,99 - 0,36 + 0,30 + 0,1 - 0,1 = 2,93 ш.ед. (5)

Стендовая модель оказалась подкритической ($\Delta_{\rm M} = 2,93$ ш.ед.). Из данных табл. 10 следует, что для достижения критичности в центральную полость A3 стендовой сборки надо добавить массу Pu (δ , 98 %), равную $M = \Delta_{\rm M}/\delta\Delta_m = 2,93/0,103 = 28,44$ г. При формировании расчетной критической модели сборки № 3 это было учтено путем добавления в центральную полость A3 сферического слоя из Pu (δ , 98 %), имеющего наружный радиус 1,4 см, внутренний – 1,32 см, массу – 28,44 г. Таким способом была сформирована упрощенная сферическая критическая ($k_{эф} = 1$) модель экспериментальной сборки № 3. Отметим, что при формировании критической модели сборки № 3 характеристики отражателя (размеры, масса и нуклидный состав) не изменялись. Размеры и масса деталей, входящих в состав АЗ критической модели сборки № 3, приведены в табл. 11. Нуклидный состав этих деталей представлен в табл. 12.

Схематическое изображение критической модели сборки № 3 представлено на рис. 4.

Таблица 10

Результаты измерений и расчетных оценок параметров сборки с полиэтиленом № 3, необходимые для формирования ее тестовой критической модели

	Значения подкри-
Параметр [*]	тичности и ее воз-
	мущения, ш.ед.
1. Подкритичность стендовой	
РС при сомкнутых на стальной	2.99 ± 0.05
диафрагме толщиной 10 мм ниж-	$2,77 \pm 0,05$
нем и верхнем блоках, Δ_{ct}	
2. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное удалением	
диафрагмы и последующим	0.36 ± 0.03
приближением ее нижнего бло-	$-0,50 \pm 0,05$
ка к верхнему до их смыкания,	
$\delta\Delta_h$	
3. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное опорами для	0.30 ± 0.02
ее блоков на стенде (при их	$0,50 \pm 0,02$
удалении), δΔ _{оп}	
4. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное стенами	
помещения, в котором распо-	$0,1\pm0,05$
ложен стенд установки (при их	
удалении), δΔ _{от}	
5. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное приведени-	0.1 ± 0.05
ем температуры сборки к 20 °С,	-0.1 ± 0.05
$\delta\Delta_T$	
6. Возмущение подкритичности	
РС, обусловленное добавлени-	
ем 1 г плутония к внутренней	–0,103 ш.ед./1г
поверхности слоя АЗ (Ø 28-63),	
$\delta\Delta_m$	
7. Суммарное значение подкри-	
тичности сферической модели	$2{,}93 \pm 0{,}05$
стендовой сборки, $\Delta_{\scriptscriptstyle M}$	

^{*}Значения Δ и $\delta\Delta$ для параметров 1–3 и 6 таблицы измерялись в эксперименте, значения $\delta\Delta$ для параметров 4 и 5 оценивались расчетным путем. При этом соотношение между $\delta k_{\rm sop}$ и $\delta\Delta$ определялось путем сравнения экспериментального ($\delta\Delta_m$) и расчетного ($\delta k_{\rm sop}$) значений возмущения базовой стендовой сборки.

Радиус полус	сферы и осевой по.	Масса полусферы	
внешний	внутренний	(с пробкой или без нее), г	
	Активна	ая зона из ²³⁹ Pu (б, 98	8 %)
]	Нижний блок КС	
5,35	4,66	1,10	1617,06
4,66	4,02	1,10	1118,62
4,02	3,15	1,10	1023,70
3,15	1,40	нет	915,06
1,40	1,32	нет	14,22
	В	верхний блок КС	
1,32	1,40	нет	14,2
1,40	3,15	1,10	804,8
3,15	4,02	1,10	1024,73
4,02	4,66	1,10	1120,96
4,66	5,35	1,10	1817,32

Размеры и массы деталей АЗ из ²³⁹Ри (98 %) для критической сборки № 3

Таблица 12

Нуклидный состав плутониевых деталей, входящих в состав критической сборки № 3

Размер с	о слоя, м	Состав слоя (массовая доля, %)					
r_1	r_2	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	⁷⁰ Ga	^{12}C	⁵⁹ Ni	
1,32	1,40	95,42	1,75	1,76	0,04	1,03	
1,40	3,15	95,42	1,75	1,76	0,04	1,03	
3,15	4,02	95,19	1,75	1,77	0,04	1,25	
4,02	4,66	94,98	1,74	1,75	0,03	1,50	
4,66	5,35	95,22	1,75	1,78	0,04	1,21	



Рис. 4. Схематическое изображение критической модели сборки № 3: — – Ри; — – (СН₂)_{*n*}; — – Fe

5.5. Результаты расчетов

Результаты расчетов значения $k_{3\phi}$ для сборки № 3, выполненных согласно разделу 2, приведены в табл. 13. Из нее следует, что наилучшее согласие расчетных значений $k_{3\phi}$ с экспериментом достигается при использовании библиотек ядерных данных JENDL-4 и JEF-3.

6. Зависимость k_{эф} размножающих сборок со «слоистым» отражателем от толщины слоя из полиэтилена

Исходя из того факта, что результаты расчета $k_{3\phi}$ для всех исследованных в настоящей работе критических сборок с высокой точностью совпадают с экспериментальными данными, представляется весьма интересным с помощью расчетов

Расчетные значения $k_{3\phi}$ для экспериментальной критической сборки № 1 ($k_{3\phi} = 1,0000 \pm 0,0016$)

Библиотека	BAS-78	ENDF/B7	JENDL-4	JEF3	CENDL-2
$k_{ m o \phi}$	1,0040	1,0051	1,0029	1,0008	1,0102

получить зависимость $k_{3\phi}$ от толщины слоя полиэтилена в слоистом отражателе. Такие расчеты были выполнены методом Монте-Карло с использованием данных библиотеки ENDF/B-7.1.

Алгоритм расчетных исследований содержал следующие этапы. Сначала был подобран близкий к критическому радиус АЗ из металлического плутония (98 % ²³⁹Pu) в δ-фазе для сборки с отражателем из (CH₂)_n, имеющим внешний радиус 25 см и вплотную прилегающим к АЗ. Затем был вычислен k_{ab} для сборки, содержащей эту АЗ и вплотную прилегающую к ней сферическую оболочку из стали с внешним радиусом 25 см. Далее вычислялся k_{эф} для ряда сборок с той же АЗ и «слоистым» отражателем из (CH₂)_n + Fe. При этом вплотную к внешней поверхности АЗ добавлялся слой из полиэтилена, толщина которого увеличивалась и, соответственно, уменьшалась толщина слоя из стали. Внешний радиус РС всегда был равен 25 см. Результаты расчетов приведены в табл. 14 и на рис. 5.

Таблица 14

Расчетные значения $k_{3\phi}$ для PC с активной зоной из ²³⁹Pu (δ , 98 %) и «слоистым» отражателем из [(CH₂)_n + Fe]

N⁰	Радиус, см	$k_{ m o \phi}$
1	4,98	0,9775
2	5,48	1,001
3	5,98	1,0228
4	6,98	1,0399
5	7,98	1,0378
6	8,48	1,0341
7	8,98	1,0302
8	9,48	1,0264
9	9,98	1,0229
10	11,98	1,0137
11	14,98	1,0089
12	19,98	1,0077
13	25	1,0075



Рис. 5. Зависимость $k_{3\phi}$ размножающих сборок со «слоистым» отражателем от толщины слоя из полиэтилена

Анализируя данные, представленные в табл. 14 и на рис. 5, можно отметить следующее. Значение $k_{3\phi}$ для PC с отражателем из стали толщиной примерно 20 см резко возрастает (от $k_{3\phi} \approx 0,977$ до $k_{3\phi} \approx 1,040$) при замене внутреннего слоя из стали толщиной ≈ 2 см на такой же слой из полиэтилена. При этом значение $k_{3\phi}$ для сборки с составным отражателем превышает значение $k_{3\phi} = 1$ для сборки с той же A3 и отражателем, содержащим только полиэтилен практически бесконечной толщины. Сборка со «слоистым» отражателем становится надкритической.

При дальнейшем увеличении слоя полиэтилена в составном отражателе $k_{3\phi}$ уменьшается до значения, соответствующего сборке с отражателем, состоящим только из полиэтилена.

Основной вывод из результатов исследований, изложенных в настоящем разделе, заключается в том, что размножающая сборка с отражателем, содержащим только полиэтилен или только сталь, подкритическая при любой толщине каждого из рассмотренных гомогенных отражателей, может стать надкритической при слоистой структуре отражателя.

Заключение

1. Представлены результаты анализа критических экспериментов, выполненных ранее в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН [3]. Рассмотрены три сборки, имеющие активную зону (АЗ) из металлического плутония 98 % ²³⁹Ри в δ -фазе и отражатели, содержащие чередующиеся сферические слои из [(CH₂)_n + Fe].

2. Определены критические ($k_{3\phi} = 1$) параметры (геометрическая форма, размеры и массы) для заданного нуклидного состава материалов АЗ и отражателя. Экспериментальная погрешность определения $k_{3\phi}$ для всех сборок составляет $\Delta k_{3\phi} = \pm 0,0016$. Это примерно эквивалентно относительной погрешности определения критической массы плутония в исследуемых сборках $\Delta M/M = \pm 0,1$ %.

3. Сравнение экспериментальных значений $k_{3\phi}$ с расчетными, полученными с использованием различных библиотек ядерных данных (BAS-78, ENDF/B-7.1, JENDL-4, JEF-3, CENDL-2), показало, что наилучшее согласие обеспечивают константы библиотек ENDF/B-7.1 и JEF-3.

4. С помощью расчетов установлено, что значение $k_{9\phi}$ для РС с толстым отражателем из стали резко возрастает (от $k_{3\phi} \approx 0.977$ до $k_{9\phi} \approx 1.040$) при замене внутреннего слоя из Fe толщиной ≈ 2 см на такой же слой из полиэтилена. При этом $k_{9\phi}$ для сборки с составным отражателем превышает значение $k_{9\phi} = 1$ для отражателя из полиэтилена практически бесконечной толщины. Сборка со «слоистым» отражателем становится надкритической.

5. Представленные данные удовлетворяют требованиям для тестовых (Benchmark) критических сборок и могут быть рекомендованы для включения их в международный справочник ICSBEP (International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiment) [1].

Список литературы

1. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. Nuclear Energy Agency, Organization for Economic Cooperation and Development, NEA/NSC/DOC(95). Vol. I. PU-MET-FAST-041 / Valuators (VNIIEF) M. V. Gorbatenko, V. P. Gorelov, V. P. Yegorov, V. G. Zagrafov, V. I. Ilyin, M. I. Kuvshinov, V. I. Yuferev.

2. Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Хоружий В. Х. Экспериментальные и расчетные параметры тестовых (benchmark) сферических критических сборок с активной зоной из металлического плутония (²³⁹Pu(88 %)) в α-фазе и отражателем из обедненного урана // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2014. Вып. 3. С. 24–33.

3. Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Горелов В. П. и др. Тестовые критические эксперименты на установке ФКБН-2М // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 142–154.

4. Воронцов С. В., Кувшинов М. И. Критические эксперименты на сборках с металлическим плутонием, выполненные в РФЯЦ-ВНИИЭФ // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2013. Вып. 3.

Контактная информация –

Воронцов Сергей Владимирович, первый заместитель директора ИЯРФ, факс:(83130)4-55-69, e-mail: vorontsov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 11.07.2014.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 12–24.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕСТОВЫХ (BENCHMARK) СФЕРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК С АКТИВНОЙ ЗОНОЙ ИЗ «ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО» МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПЛУТОНИЯ (²³⁹Pu (88 %)) В α-ФАЗЕ И ОТРАЖАТЕЛЕМ ИЗ БЕРИЛЛИЯ

М. И. Кувшинов, С. В. Воронцов, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты анализа критических экспериментов с металлическими сборками, имеющими активную зону (АЗ) из ²³⁹Pu (≈88 %) в α-фазе и отражатель из Ве. Эти эксперименты были проведены М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным и В. П. Егоровым в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН в 1965 году.

Определены критические ($k_{3\phi} = 1 \pm 0,0016$) параметры для A3 и отражателя. Экспериментальные значения $k_{3\phi}$ сравнивались с расчетными, полученными с использованием различных библиотек ядерных данных (БАС, ENDF/B-7, JEF3, JENDL3.3, CENDL). Критические сборки могут быть рекомендованы в качестве тестовых (Benchmark) для включения их в Международный справочник по ядерной безопасности.

Ключевые слова: нейтрон, критическая сборка, активная зона, плутоний, отражатель, бериллий, тестовые параметры, реактивность, эффективный коэффициент размножения, метод Монте-Карло, библиотеки ядерных данных.

EXPERIMENTAL AND CALCULATION PARAMETERS OF BENCHMARK SPHERICAL ASSEMBLIES WITH CORE MADE OF METALLIC PLUTONIUM (²³⁹Pu (88 %)) IN α -PHASE AND REFLECTED BY BERYLLIUM / M. I. KUVSHINOV, S. V. VORONTSOV, V. Kh. KHORUZHY // Presented are results of analysis of critical experiments with metallic assemblies possessing a core of (²³⁹Pu (\approx 88 %)) in α -phase and a Be reflector performed earlier in RFNC-VNIIEF at FKBN facility. The experiments were carried out by M. I. Kuvshinov, A. A. Malinkin and V. P. Egorov at FKBN in 1965.

Critical ($k_{ef} = 1 \pm 0.0016$) parameters for the core and reflector are determined. Experimental values k_{ef} are compared to the calculated ones, obtained by the use of different nuclear data libraries (BAS, ENDF/B-7, JEF3, CENDL). Critical assemblies can be recommended as benchmark ones for their incorporating into the International reference book on Nuclear safety.

Key words: neutron, critical assembly, core, plutonium, reflector, beryllium, test parameters, reactivity, efficient multiplication factor, Monte-Carlo method, nuclear data libraries.

Введение

В настоящей статье продолжен начатый авторами статьи в работе [1] анализ сохранившихся в архиве РФЯЦ-ВНИИЭФ записей процедур проведения критических экспериментов, выполненных ранее на установке ФКБН [2]. На сей раз рассмотрены сборки, имеющие активную зону из «энергетического» [3] металлического плутония в α -фазе (²³⁹Pu (≈88 %)) и отражатель из Ве. Эти эксперименты были проведены М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным и В. П. Егоровым в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН в 1965 году.

Важно отметить, что анализируемые критические сборки, содержащие в A3 «энергетический» (239 Pu (≈ 88 %)) металлический плутоний в α -фазе, являются уникальными. Кроме РФЯЦ-ВНИИЭФ, нигде в мире такие эксперименты ни до 1965, ни позднее не проводились. Обусловлено это исключительной опасностью работы с деталями из такого плутония (как в отношении высокой радиоактивности, так и в отношении высокой радиоактивности, так и в отношении достижения случайной критичности в силу высокой плотности α -плутония и, соответственно, малых размеров критической системы). Вместе с тем знание ядерно-физических характеристик «энергетического» плутония является важным, так как в настоящее время в промышленных энергетических реакторах нарабатывается плутоний с большим содержанием других (кроме ²³⁹Pu) изотопов плутония.

Тестовые (Benchmark) эксперименты служат основным критерием проверки ядерных констант и расчетных кодов, используемых в технической физике.

В настоящее время наиболее систематизированными являются Benchmark данные о критических экспериментах в международном справочнике ICSBEP (International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiment) [4]. В частности, в этом справочнике содержатся параметры более 30 критических сборок, ядерно-физические характеристики которых изучены в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Содержание справочника систематически пополняется. При этом главным критерием является эффективный коэффициент размножения нейтронов в критической системе $k_{ab} = 1$.

Важнейшим (заключительным) этапом получения данных для справочника является формирование параметров тестовых критических систем (подготовка и анализ результатов экспериментальных и расчетных исследований).

В настоящей статье такая работа проведена для трех КС с активной зоной из «энергетического» металлического плутония в α-фазе и отражателем из бериллия: двух сферически симметричных сборок с толщиной отражателя 2,10 см, 8,20 см и одной осесимметричной с толщиной отражателя 17,50 см. (Далее по тексту сборку с толщиной отражателя 2,10 см будем обозначать «сборка № 1», а сборки с толщиной отражателя 8,20 см и 17,50 см – «сборка № 2» и «сборка № 3», соответственно).

Кроме того, для указанных сборок были проведены расчеты значений $k_{3\phi}$ с использованием метода Монте-Карло и нескольких библиотек ядерных данных (БАС, ENDF/B-7, JEF3, CENDL-2). Результаты расчетов также представлены в статье.

Изложение материала, в основном, соответствует формату международного справочника [4]. Однако с целью уменьшения объема статьи описание некоторых методик измерений сокращено. Подробно эти методики рассматривались ранее в работах [1, 2, 5] и др.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность А. К. Житнику и О. Ю. Пашариной за оказанную консультацию и реализацию расчетов по методу Монте-Карло, а также С. А. Игумнову за помощь в оформлении рисунков.

1. Алгоритм подготовки тестовых данных

Основным тестовым (Benchmark) параметром для размножающих нейтроны сборок является эффективный коэффициент размножения нейтронов $k_{3\phi}$. В эксперименте параметрами, определяющими степень критичности PC, служат реактивность (ρ) или подкритичность ($\Delta = 1000/Q$, где Q – коэффициент умножения нейтронов изотопного источника в сборке). Вблизи критического состояния PC $\Delta \approx |(1 - 1/k_{3\phi})|$. В критическом состоянии сборки $k_{3\phi} = 1$, $\rho = 0$, $\Delta = 0$.

Алгоритм подготовки Benchmark данных состоит в следующем [1, 2]. Рассматриваются экспериментальные стендовые сборки, близкие к критическим, на предмет полноты сведений об используемых в них материалах, методиках измерений, результатов и их погрешности.

На основании экспериментальных данных формулируется расчетная модель критической системы ($k_{3\phi} = 1$). При этом оцениваются погрешности в $k_{3\phi}$ (или в реактивности, или в коэффициенте умножения) как путем уточняющих экспериментов по возмущению реактивности, так и путем расчетов коэффициентов «чувствительности» $k_{3\phi}$ к изменению различных параметров сборки (плотности материалов, нуклидного состава и др.). Конечным результатом указанных работ является подробное описание критической ($k_{3\phi} = 1$) конфигурации и нуклидного состава сборки, для которой приводится также погрешность определения $k_{3\phi}$. Значение погрешности $\delta k_{3\phi}$ для Benchmark сборок должно составлять менее 1 %.

2. Сборка с АЗ из «энергетического» металлического плутония в α-фазе и отражателем из Ве толщиной 2,10 см (сборка № 1)

2.1. Описание стендовой сборки № 1

Схематический вид сборки № 1 на критическом стенде ФКБН представлен на рис. 1.

Активная зона (АЗ) из плутония содержит четыре сферических слоя, составленных из полусферических деталей. Отражатель из бериллия состоит из двух блоков, составленных также из полусферических слоев. Геометрические размеры и нуклидный состав всех деталей, входящих в сборку, представлены в табл. 1 и 2. Важно отметить, что полусферы из плутония и бериллия име-



Рис. 1. Схема размещения размножающей сборки № 1 на стенде ФКБН: 1 – нижний (подвижный) блок сборки; 2 – верхний (неподвижный) блок; 3 – стальная диафрагма; 4, 5 – опоры для верхнего блока; 6 – опора для нижнего блока; 7 – источник нейтронов; 8 – пробки; *h* – расстояние между блоками; — бериллий; — плутоний

ют полюсные отверстия, которые могут закрываться пробками из того же материала. Путем удаления или добавления пробок в полусферы (при сохранении их радиальных размеров) изменялась реактивность сборки. Верхний (неподвижный) блок сборки, содержащий две бериллиевые полусферы (№ 2 и № 3 по табл. 2), лежит на стальной диафрагме толщиной 1 мм. Остальные детали отражателя входят в нижний блок сборки, который имеет возможность перемещаться в вертикальном направлении до упора в диафрагму. В сомкнутом состоянии блоков критическая сборка имеет форму, близкую к сферической.

2.2. Процедура критмассовых измерений

Штатная процедура критмассовых измерений на установке ФКБН заключается в следующем [1]. Путём изменения состава деталей в размножающей системе на стенде установки подбирается конфигурация сборки, близкая к критической. Дистанционно сближаются ее блоки (рис. 1) до критического состояния размножающей системы (PC). Высота подъема нижнего блока сборки фиксируется с помощью жестких упоров в механизме перемещения.

Наиболее близкий к критическому состоянию вариант сборки называют стендовой РС.

Для подобранной стендовой PC тщательно измеряется штатными «всеволновыми» детекторами скорость счета от сборки с 252 Cf (или иным) источником нейтронов в центральной полости PC (*N*) и без него (*N*_Ф). После этого вычисляется коэффициент умножения нейтронов в сборке *Q* по формуле

$$Q = (N - N_{\Phi})/N_0, \tag{1}$$

где N_0 – скорость счета детектора от ²⁵²Cf источника, размещенного на месте центра PC (при отсутствии ее на стенде).

Таблица 1

N₂	$R_{\scriptscriptstyle m BH}$,	R_{Hap} ,	Нуклид	Нуклидный состав, массовая доля, %			Масса (с пробка-	Масса (с пробками)
слоя	СМ	СМ	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	примеси	ми) до покрытия, г	после покрытия, г
1	1,00	1,40	87,56	10,26	1,93	0,25	135,23	135,43
2	1,40	3,15	88,66	9,70	1,42	0,22	2260,6	2261,4
3	3,15	4,02	88,16	10,02	1,58	0,24	2650,0	2651,3
4	4,02	4,66	89,22	9,29	1,26	0,23	2865,0	2867,2

Характеристики компонентов АЗ стендовой (подкритической) сборки № 1

Таблица 2

Характеристики полусфер из Ве (размеры, массы и состав) для стендовой подкритической сборки № 1

N⁰	D are	D and	Состав, массовая доля, %			Considering vision of				
слоя	$\kappa_{\rm BH}, \rm CM$	$\kappa_{\text{hap}}, c_{M}$	Be	Fe	Cu	Суммарная масса, Г				
	Верхние полусферы									
1	4,66	5,35	99,8	0,01	0,01	195,5 (с пробкой)				
2	5,35	6,00	99,8	0,01	0,01	236,0 (с пробкой)				
3	6,00	6,75	99,8	0,01	0,01	347,6 (с пробкой)				
			Нижние п	юлусферы						
1	4,66	5,35	99,8	0,01	0,01	195,5 (с пробкой)				
2	5,35	6,00	99,8	0,01	0,01	232,8 (без пробки)				
3	6,00	6,75	99,8	0,01	0,01	344,0 (без пробки)				

В качестве показателя степени подкритичности PC используется отношение $\Delta = 1000/Q$, имеющее практически линейную зависимость от зазора между блоками сборки (вблизи ее критического состояния).

С целью обеспечения возможности наиболее точного определения материальных характеристик стендовой сборки (геометрии и состава деталей), соответствующих ее критическому состоянию, в эксперименте измерялось возмущение подкритичности $\delta(\Delta)$ PC, обусловленное:

– шариком (или полусферой) из²³⁹Pu (≈ 88 %), размещенным в центральной полости PC ($\delta \Delta_m$);

– изменением зазора между блоками PC ($\delta \Delta_h$).

С помощью расчетов оценивалось также возмущение подкритичности ($\delta\Delta$) PC, обусловленное:

– добавлением полюсных пробок в полусферы верхнего блока отражателя ($\delta \Delta_{Be}$);

– опорами для блоков PC на стенде ($\delta \Delta_{on}$);

– приведением температуры сборки к 20 °C ($\delta \Delta_T$);

– стенами помещения, в котором расположен стенд установки ФКБН ($\delta \Delta_{or}$).

2.3. Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 1 и оценка ее возмущений образцами из делящегося материала, пробками из Ве и экспериментальным оборудованием

Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 1, а также оценка ее возмущений образцами из делящегося материала, пробками из Ве и экспериментальным оборудованием представлены в табл. 3. Эти данные необходимы для формирования критической модели упрощенной экспериментальной сборки (см. раздел 2.4).

Значения Δ и $\delta\Delta$ для параметров 1–3 табл. 3 измерялись в эксперименте, значения $\delta\Delta$ для параметров 4–7 оценивались расчетным путем. При этом соотношение между $\delta k_{s\phi}$ и $\delta\Delta$ определялось путем сравнения экспериментального ($\delta\Delta$) и расчетного ($\delta k_{s\phi}$) значений возмущения базовой стендовой сборки, обусловленного сближением нижнего и верхнего блоков сборки на 1 мм.

2.4. Формирование упрощенной критической модели экспериментальной сборки № 1

На основании данных, приведенных в табл. 3, была сформирована стендовая модель экспериментальной сборки со сферической внешней поверхностью, свободной от опорных конструкций и других отражателей, включая стены помещения. Их влияние на реактивность РС учитывалось путем внесения поправок в значение подкритичности Δ_{cr} для реальной стендовой сборки. Эти поправки представлены в табл. 3.

Значение подкритичности сферической модели стендовой сборки (отклонение стендовой модели от критического по запаздывающим нейтронам состояния) $\Delta_{\rm M}$ определялось по соотношению

 $\Delta_{\rm M} = \Delta_{\rm cr} + t\delta\Delta_h + \delta\Delta_{\rm Be} + \delta\Delta_{\rm on} + \delta\Delta_{\rm or} + \delta\Delta_T =$ = 3,83 - 1,10 - 1,00 + 1,50 + 0,10 - 0,80 = 2,53, (2) где *t* = 1 мм - толщина диафрагмы.

Таблица З

T T T T T T T T T T T T T T T T T T T	
Поконстр	Значения подкритичности
параметр	и ее возмущения, ш.ед.
1. Подкритичность стендовой РС при сомкнутых на стальной диафрагме тол-	3.83 ± 0.05
щиной 1 мм нижнем и верхнем блоках, Δ_{cr}	$5,85 \pm 0,05$
2. Возмущение подкритичности РС, обусловленное приближением ее нижнего	1.10 ± 0.03
блока к верхнему на 1 мм, $\delta \Delta_h$	$-1,10 \pm 0,05$
3. Возмущение подкритичности РС, обусловленное добавлением 1 г плутония	0.122 + 0.002
в центральную полость АЗ, $\delta\Delta_m$	$-0,135 \pm 0,002$
4. Возмущение подкритичности РС, обусловленное добавлением полюсных	1.00 + 0.02
пробок в полусферы верхнего блока отражателя из Ве, $\delta\Delta_{\rm Be}$	$-1,00 \pm 0,02$
5. Возмущение подкритичности РС, обусловленное опорами для ее блоков на	1 50 + 0.02
стенде, включая диафрагму (при их удалении), $\delta\Delta_{ m on}$	$1,30 \pm 0,02$
6. Возмущение подкритичности РС, обусловленное стенами помещения,	0.1
в котором расположен стенд установки (при их удалении), $\delta \Delta_{or}$	0,1
7 Возмущение подкритичности РС, обусловленное приведением температуры	
сборки к 20 °С, $\delta \Delta_T$	-0.8 ± 0.05
Суммарное значение подкритичности сферической модели стендовой сборки,	2.53
$\Delta_{\rm M}$	2,33

Результаты измерений и расчетных оценок параметров сборки № 1, необходимые для формирования ее тестовой критической модели

Стендовая модель оказалась подкритической ($\Delta_{\rm M} = 2,53$).

Для достижения критичности такой модели сборки ($\Delta_{\rm M} = 0$) в сферическую полость АЗ, к внутренней поверхности слоя, имеющего радиус 1,00 см, была условно добавлена масса плутония, равная 19,0 г (слой «0» в табл. 4 и 5). При этом согласно данным табл. 3 значение возмущения при добавлении 1 г плутония в центральную полость сборки принималось равным 0,133 ш.ед.

Таким способом была сформирована упрощенная сферическая критическая ($k_{3\phi} = 1$) модель экспериментальной сборки (рис. 2).

Характеристики АЗ (размеры, масса и нуклидный состав) для критической модели сборки приводятся в табл. 4 и 5. В табл. 6 приведена атомная плотность материала, атом/(барн·см), в сферических слоях отражателя из Ве. Значения радиусов всех сферических слоев отражателя в критической модели совпадают с экспериментальными. Незначительно изменена только плотность двух внешних слоев отражателя, что обусловлено добавлением в них полюсных пробок, отсутствующих в экспериментальной сборке. Это сделано с той целью, чтобы иметь сферически симметричную расчетную модель критической модели.



Рис. 2. Упрощенная сферическая критическая (*k*_{эф} = 1) модель экспериментальной сборки № 1 (— бериллий; — плутоний)

Таблица 4

N⁰	$R_{\rm BH}$,	$R_{\rm Hap}$,	Нуклидн	Нуклидный состав, массовая доля, %			Масса до	Масса после
слоя	СМ	СМ	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	примеси	покрытия, г	покрытия, г
0	0,91	1,00	87,71	10,31	1,72	0,26	99,31	99,60
1	1,00	1,40	87,56	10,26	1,93	0,25	135,23	135,43
2	1,40	3,15	88,66	9,70	1,42	0,22	2260,6	2261,4
3	3,15	4,02	88,16	10,02	1,58	0,24	2650,0	2651,3
4	4,02	4,66	89,22	9,29	1,26	0,23	2865,0	2867,2

Характеристики компонентов АЗ критической сборки № 1

Таблица 5

Атомная плотность элементов, атом/(барн см), в сферических слоях активной зоны критической сборки № 1

№ слоя	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	Fe	С	Н	Ν	0
0	$4,2477 \cdot 10^{-2}$	$4,9721 \cdot 10^{-3}$	$8,2604 \cdot 10^{-4}$	3,3168·10 ⁻⁴	$1,4128 \cdot 10^{-3}$	$3,5765 \cdot 10^{-4}$	$3,8604 \cdot 10^{-5}$	$5,7227 \cdot 10^{-5}$
1	$4,0832 \cdot 10^{-2}$	$4,7646 \cdot 10^{-3}$	$8,9253 \cdot 10^{-4}$	$2,9942 \cdot 10^{-4}$	$1,9549 \cdot 10^{-3}$	$8,1789 \cdot 10^{-4}$	$8,8281 \cdot 10^{-5}$	$1,3087 \cdot 10^{-4}$
2	$4,2276 \cdot 10^{-2}$	$4,6060 \cdot 10^{-3}$	$6,7147 \cdot 10^{-4}$	$2,6534 \cdot 10^{-4}$	$1,1053 \cdot 10^{-3}$	$2,0011 \cdot 10^{-4}$	$2,1600 \cdot 10^{-5}$	$3,2020 \cdot 10^{-5}$
3	$4,292 \cdot 10^{-2}$	$4,858 \cdot 10^{-3}$	$7,628 \cdot 10^{-4}$	$3,126 \cdot 10^{-4}$	$1,228 \cdot 10^{-3}$	$2,832 \cdot 10^{-4}$	$3,057 \cdot 10^{-5}$	$4,532 \cdot 10^{-5}$
4	$4,4136\cdot10^2$	$4,9926 \cdot 10^3$	$7,8998 \cdot 10^{-4}$	3,2126.10-4	$1,2617 \cdot 10^{-3}$	$2,9109 \cdot 10^{-4}$	$3,1419 \cdot 10^{-5}$	$4,6577 \cdot 10^{-5}$

Таблица б

Атомная плотность элементов, атом/(барн см), в сферических слоях отражателя критической сборки № 1

№ слоя	Be	Fe	Cu
1	$1,224 \cdot 10^{-1}$	$1,978 \cdot 10^{-6}$	$1,739 \cdot 10^{-6}$
2	$1,213 \cdot 10^{-1}$	$1,961 \cdot 10^{-6}$	$1,724 \cdot 10^{-6}$
3	$1,224 \cdot 10^{-1}$	$1,979 \cdot 10^{-6}$	$1,739 \cdot 10^{-6}$

Отметим, что материальные характеристики активной зоны и отражателя критической модели ($\Delta = 0$) очень мало отличаются от соответствующих характеристик подкритической экспериментальной сборки ($\Delta = 3,83$):

- масса плутония в АЗ увеличилась на 0,36 %;

масса бериллия в отражателе увеличилась на 0,45 %.

Это может служить свидетельством того, что упрощение расчетной модели критической сборки до сферически симметричной геометрии не должно приводить к заметной погрешности вычисления значения $k_{3\phi}$ для изучаемой сборки.

2.5. О погрешности определения параметра $k_{3\phi}$ в эксперименте

Представленные в табл. 4–6 материальные параметры сборки соответствуют критической модели, $k_{3\phi} = 1$. При оценке погрешности определения этого значения $k_{3\phi}$ целесообразно считать, что для всех входящих в сборку деталей операции взвешивания, измерения размеров, определения нуклидного содержания материалов активной зоны и отражателя являются независимыми, и все они не зависимы от процедуры измерений на критическом стенде. Тогда полную погрешность $k_{3\phi}$ можно вычислять по формуле

$$\delta k / k_{3\phi} = \left[\left(\delta k / k \right)_{3\kappa c}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{MA3}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{RA3}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{\alpha}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{\beta}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{MOTP}^{2} + \left(\delta k / k \right)_{ROTP}^{2} \right]^{1/2},$$
(3)

где $(\delta k/k)_{3\kappac}$ – относительная погрешность, обусловленная ошибкой определения значения подкритичности РС (а также процедурой приведения результатов измерений к условиям критической сферической модели); $(\delta k/k)_{M}$, $(\delta k/k)_{R}$, $(\delta k/k)_{\alpha}$, $(\delta k/k)_{\beta}$ – относительные погрешности, обусловленные неопределенностями в значениях масс, размеров, атомного содержания делящегося материала и примесей в активной зоне, соответственно.

Индексы «АЗ» и «отр» в (З) указывают, что эти параметры относятся к активной зоне и к отражателю, соответственно.

Численное значение погрешности $\Delta k_{3\phi} = \pm 0,0016$ принималось таким же, как и в справочнике [4], что примерно эквивалентно относительной погрешности определения критической массы плутония в исследуемых сборках $\Delta M/M = \pm 0,1$ %.

2.6. Расчетные исследования

Расчеты $k_{3\phi}$ для исследуемых сборок проводились методом Монте-Карло с помощью пакета программ С-007. В этих программах заложены решения системы связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов. Для расчета параметров критических сборок или решения задач, связанных с ядерной безопасностью, программы предоставляют широкие возможности детального описания сложной геометрии систем. Программы позволяют использовать различные системы данных о сечениях реакций взаимодействия частиц с веществом, иначе говоря, различные системы констант переноса для моделирования траекторий частиц. Для решения спектрального линейного интегродифференциального кинетического уравнения используются константы переноса с непрерывной зависимостью от энергии частиц. В настоящей работе использованы нейтронно-физические данные библиотек БАС-78, ENDF/B-7, JEF3, CENDL-2. Расчетные значения *k*_{эф} для сборки № 1 приведены в табл. 7.

Таблица 7

Расчетные значения $k_{3\phi}$ для экспериментальной критической сборки № 1 ($k_{3\phi} = 1,0000 \pm 0,0016$)

Биб- лиотека	БАС	ENDF/B7	JEF3	CENDL-2
$k_{ m o \phi}$	0,9969	0,9980	0,9997	1,0037

Из табл. 7 следует, что наилучшее согласие расчетных значений $k_{3\phi}$ имеет место при использовании библиотек JEF3 и ENDF/B-7.

3. Сборка с АЗ из «энергетического» металлического плутония в α-фазе и отражателем из Ве толщиной 8,20 см (сборка № 2)

3.1. Описание стендовой сборки № 2

Стендовая сборка № 2 по конструкции, используемым деталям в АЗ и отражателе, а также способу размещения ее на критическом стенде ФКБН мало отличается от стендовой сборки № 1, рассмотренной в разделе 2. Однако значения параметров их компонентов имеют значительные различия. В сборке № 2 по сравнению со сборкой № 1:

 толщина отражателя из Ве примерно в 4 раза больше; – масса плутония в составе АЗ в ≈1,6 раза меньше;

 изменена граница раздела по радиусу сборки на нижний и верхний блоки (НБ и ВБ);

– увеличена в 2 раза толщина стальной диафрагмы между НБ и ВБ сборки.

Схематический вид сборки № 2 на критическом стенде ФКБН представлен на рис. 3.

Активная зона из плутония сборки № 2 содержит три сферических слоя, составленных из полусферических деталей. В центре АЗ имеется воздушная полость диаметром 20 мм. Характеристики компонентов АЗ и отражателя стендовой (подкритической) сборки № 2 (размеры, массы и нуклидный состав слоев) представлены в табл. 8 и 9, соответственно.

Верхний (неподвижный) блок сборки № 2, содержащий 2 полусферы (из слоев № 8 ВБ и № 9 ВБ по табл. 9), лежит на стальной диафрагме толщиной 2 мм. Важно отметить, что в полусферах верхнего блока стендовой сборки отсутствовали полюсные пробки. Диаметр полюсных отверстий – 26 мм.



Рис. 3. Схематический вид сборки № 2 на критическом стенде ФКБН: 1 – нижний (подвижный) блок сборки; 2 – верхний (неподвижный) блок; 3 – стальная диафрагма; 4, 5 – опоры для верхнего блока; 6 – опора для нижнего блока; 7 – источник нейтронов; 8 – пробки; *h* – расстояние между блоками; — бериллий;

Остальные детали отражателя входят в нижний блок сборки, который имеет возможность перемещаться в вертикальном направлении до упора в диафрагму. В сомкнутом состоянии блоков сборка № 2 имеет форму, близкую к сферической.

Таблица 8

N⁰	$R_{\scriptscriptstyle m BH},$	R_{hap} ,	Нуклидный состав, массовая доля, %			н доля, %	Масса (с пробка-	Масса (с пробками)
слоя	СМ	СМ	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	примеси	ми) до покрытия, г	после покрытия, г
1	1,00	1,40	87,56	10,26	1,93	0,25	135,23	135,43
2	1,40	3,15	88,66	9,70	1,42	0,22	2260,6	2261,4
3	3,15	4,02	88,16	10,02	1,58	0,24	2650,0	2651,3

Характеристики компонентов АЗ стендовой (подкритической) сборки № 2

Таблица 9

X	арактеристики	слоев из Ве	e (размеры	и масса)	д	ля	стен	довой	сб	борки Ј	V⁰	2
---	---------------	-------------	-----	---------	----------	---	----	------	-------	----	---------	----	---

N⁰	$R_{\rm BH}$,	$R_{\rm Hap}$,	Форма	Масса, г				
слоя	СМ	СМ	слоя	пробок	слоя без пробок	суммарная		
1	4,02	4,66	сфера	4,70.2 = 9,40	265,3	274,7		
2	4,66	5,35	сфера	4,22.2 = 8,44	385,0	393,4		
3	5,35	6,00	сфера	$4,78 \cdot 2 = 9,56$	465,6	475,2		
4	6,00	6,75	сфера	$5,51 \cdot 2 = 11,02$	687,9	703,5		
5	6,75	7,55	сфера	5,88.2 = 11,76	928,1	944,9		
6	7,55	8,35	сфера	$5,88 \cdot 2 = 11,76$	1146,3	1162,5		
7	8,35	9,15	сфера	$5,88 \cdot 2 = 11,76$	1394,3	1411,1		
8 НБ	9,15	11,0	полусфера	13,60.1 = 13,60	2152,5	2166,1		
8 BE	9,15	11,0	полусфера	пробки нет	2152,5	2152,5		
9 НБ	11,0	12,25	полусфера	9,19.1 = 9,19	1868,5	1877,7		
9 BБ	11,0	12,25	полусфера	пробки нет	1868,5	1868,5		

3.2. Процедура критмассовых измерений

Процедура критмассовых измерений на сборке № 2 практически не отличалась от таковой для сборки № 1, рассмотренной выше в разделе 2.2.

3.3. Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 2 и оценка ее возмущений образцами из делящегося материала, пробками из Ве и экспериментальным оборудованием

Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 2, описанной в разделе 3.1, а также оценка ее возмущений образцами из делящегося материала, пробками из Ве и экспериментальным оборудованием, представлены в табл. 10. Эти данные необходимы для формирования критической модели упрощенной экспериментальной сборки (см. раздел 3.4).

Значения Δ и $\delta\Delta$ для параметров 1, 2, 3 табл. 10 измерялись в эксперименте, значения $\delta\Delta$ для параметров 4–7 оценивались расчетным путем. При этом соотношение между $\delta k_{3\phi}$ и $\delta\Delta$ определялось путем сравнения экспериментального ($\delta\Delta$) и расчетного ($\delta k_{3\phi}$) значений возмущения базовой стендовой сборки, обусловленного сближением нижнего и верхнего блоков сборки на 1 мм, а также добавлением 1 г плутония в центральную полость активной зоны.

3.4. Формирование упрощенной критической модели экспериментальной сборки № 2

На основании данных, приведенных в табл. 10, была сформирована стендовая модель экспериментальной сборки со сферической внешней поверхностью, свободной от опорных конструкций и других отражателей, включая стены помещения. Их влияние на реактивность PC учитывалось путем внесения поправок к значению подкритичности Δ_{cr} для реальной стендовой сборки. Эти поправки представлены в табл. 10. Значение подкритичности сферической модели стендовой сборки (отклонение стендовой модели от критического по запаздывающим нейтронам состояния) Δ_{M} определялось по соотношению:

 $\Delta_{\rm M} = \Delta_{\rm cr} + t\delta\Delta_h + \delta\Delta_{\rm Be} + \delta\Delta_{\rm on} + \delta\Delta_{\rm or} + \delta\Delta_T =$ = 9,95 - 1,90 - 5,19 + 1,77 + 0,1 - 0,8 = 3,93, (4)

где *t* = 2 мм – толщина диафрагмы.

Стендовая модель оказалась подкритической ($\Delta_{\rm M} = 3,93$).

Результаты измерений и расчетных оценок параметров РС № 2, необходимые для формирования ее тестовой критической модели

	2			
	значения под-			
Параметр	критичности			
	и ее возмуще-			
	ния, ш.ед.			
1. Подкритичность стендовой РС				
при сомкнутых НБ и ВБ на сталь-	$9{,}95 \pm 0{,}05$			
ной диафрагме толщиной 2 мм, Δ_{cr}				
2. Возмущение подкритичности				
РС, обусловленное приближением	0.05 ± 0.02			
ее нижнего блока к верхнему	-0.95 ± 0.05			
на 1 мм, $\delta \Delta_h$				
3. Возмущение подкритичности				
РС, обусловленное добавлением	0.004 + 0.000			
1 г плутония в центральную по-	$-0,284 \pm 0,002$			
лость АЗ, $\delta \Delta_m$				
4. Возмущение подкритичности				
РС, обусловленное добавлением	5 10 . 0.02			
полюсных пробок в отражатель,	$-5,19 \pm 0,02$			
$\delta\Delta_{\mathrm{Be}}$				
5. Возмущение подкритичности				
РС, обусловленное опорами для ее	1.77 ± 0.02			
блоков на стенде, включая диа-	$1,77 \pm 0,02$			
фрагму (при их удалении), δΔ _{оп}				
6. Возмущение подкритичности				
РС, обусловленное стенами поме-				
щения, в котором расположен	0,1			
стенд установки (при их удале-				
нии), δΔ _{от}				
7. Возмущение подкритичности				
РС, обусловленное приведением	-0.8 ± 0.05			
температуры сборки к 20 °C, $\delta\Delta_T$				

Для достижения критичности такой модели сборки ($\Delta = 0$) в сферическую полость АЗ к внутренней поверхности слоя, имеющего радиус 1,00 см, была условно добавлена масса плутония, равная 13,87 г. При этом, согласно данным табл. 10, значение возмущения при добавлении 1 г плутония в центральную полость сборки принималось равным 0,284 ш.ед. Таким способом была сформирована упрощенная сферическая критическая ($k_{s\phi} = 1$) модель экспериментальной сборки (рис. 4).

Характеристики АЗ (размеры, масса и нуклидный состав) для критической модели сборки № 2 приводятся в табл. 11 и 12. В табл. 13 приведена атомная плотность материала, атом/(барн·см), в сферических слоях отражателя критической сборки. Значения радиусов всех сферических слоев отражателя в критической модели совпадают с экспериментальными.



Рис. 4. Упрощенная сферическая критическая $(k_{3\phi} = 1)$ модель экспериментальной сборки № 2:

Таблица 11

Характеристики компонентов АЗ критической сборки № 2

N₂	$R_{\rm BH}$,	$R_{\rm Hap}$,	Нуклидн	Нуклидный состав, массовая доля, %			Macca	Масса после
слоя	СМ	СМ	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	примеси	до покрытия, г	покрытия, г
1	0,94	1,40	87,56	10,26	1,93	0,25	149,23	149,4
2	1,40	3,15	88,66	9,70	1,42	0,22	2260,6	2261,4
3	3,15	4,02	88,16	10,02	1,58	0,24	2650,0	2651,3

Таблица 12

Атомная плотность материала, атом/(барн см), в сферических слоях активной зоны критической сборки № 2

№ слоя	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	Fe	С	Н	Ν	0
1	$4,089 \cdot 10^{-2}$	$4,772 \cdot 10^{-3}$	8,939·10 ⁻⁴	$2,332 \cdot 10^{-4}$	$1,1628 \cdot 10^{-3}$	3,304.10-4	$2,327 \cdot 10^{-5}$	$2,324 \cdot 10^{-5}$
2	$4,229 \cdot 10^{-2}$	$4,608 \cdot 10^{-3}$	$6,717 \cdot 10^{-4}$	$2,096 \cdot 10^{-4}$	$1,044 \cdot 10^{-3}$	$2,071 \cdot 10^{-4}$	$2,092 \cdot 10^{-5}$	$2,0887 \cdot 10^{-5}$
3	$4,170 \cdot 10^{-2}$	$4,720 \cdot 10^{-3}$	7,412.10-4	$2,268 \cdot 10^{-4}$	$1,130 \cdot 10^{-3}$	$2,244 \cdot 10^{-4}$	$2,260 \cdot 10^{-5}$	$2,262 \cdot 10^{-5}$

Таблица 13

Атомная плотность элементов, атом/(барн см), в сферических слоях отражателя критической сборки № 2

№ слоя	Be	Fe	Cu
1	$1,223 \cdot 10^{-1}$	$1,977 \cdot 10^{-6}$	$1,737 \cdot 10^{-6}$
2	$1,224 \cdot 10^{-1}$	$1,978 \cdot 10^{-6}$	$1,739 \cdot 10^{-6}$
3	$1,213 \cdot 10^{-1}$	$1,961 \cdot 10^{-6}$	$1,724 \cdot 10^{-6}$
4	$1,224 \cdot 10^{-1}$	$1,979 \cdot 10^{-6}$	$1,739 \cdot 10^{-6}$
5	$1,225 \cdot 10^{-1}$	$1,981 \cdot 10^{-6}$	$1,741 \cdot 10^{-6}$
6	$1,221 \cdot 10^{-1}$	$1,974 \cdot 10^{-6}$	$1,735 \cdot 10^{-6}$
7	$1,223 \cdot 10^{-1}$	$1,977 \cdot 10^{-6}$	$1,738 \cdot 10^{-6}$
8	$1,226 \cdot 10^{-1}$	$1,982 \cdot 10^{-6}$	$1,742 \cdot 10^{-6}$
9	$1,216 \cdot 10^{-1}$	$1,967 \cdot 10^{-6}$	$1,728 \cdot 10^{-6}$

3.5. О погрешности определения параметра k_{эф} в эксперименте

Представленные в табл. 11, 12 и 13 материальные параметры сборки № 2 соответствуют критической модели, $k_{э\phi} = 1$. Численное значение погрешности $\Delta k_{э\phi} = \pm 0,0016$ принималось таким же, как и в справочнике [4]. Правомерность такого решения была обоснована разделе 2.5.

3.6. Расчетные исследования

Расчеты $k_{3\phi}$ для сборки № 2 проводились так же, как и для сборки № 1. Использовался метод Монте-Карло и пакет программ С-007. Несколько подробнее об этом сказано в разделе 2.6. Расчетные значения $k_{3\phi}$ для сборки № 2 приведены в табл. 14.

Из табл. 14 следует, что наилучшее согласие расчетных значений $k_{3\phi}$ имеет место при использовании библиотек ENDF/B-7 и JEF3.

Таблица 14

Расчетные значения $k_{3\phi}$ для экспериментальной критической сборки № 2 ($k_{3\phi} = 1,0000 \pm 0,0016$)

Биб- лиотека	БАС	ENDF/B-7	JEF3	CENDL-2
k_{igh}	0,9945	0,9998	1,0010	1,0076

4. Сборка с АЗ из «энергетического» металлического плутония в α-фазе и отражателем из Ве толщиной 17,5 см (сборка № 3)

4.1. Описание стендовой сборки № 3

Стендовая сборка № 3, как и рассмотренные выше сборки № 1 и № 2, содержит в активной зоне металлический плутоний ²³⁹Ри (≈88 %) в α -фазе и отражатель из бериллия. По конструкции, используемым деталям в АЗ и отражателе (в виде полусфер) и способу размещения на критическом стенде ФКБН эта сборка мало отличается от стендовых сборок № 1 и № 2. Способ размещения сборки № 3 на критическом стенде ФКБН аналогичен тому, который был изложен для сборок № 1 и № 2 (см. рис. 1 и 3).

Главной особенностью сборки № 3 является то, что она не содержит в своем составе полюсных пробок ни в одной из используемых полусфер из плутония и бериллия (отметим, что нижние полусферы из плутония изготовлены без полюсных отверстий). Кроме того, стендовая сборка № 3 (в отличие от сборок № 1 и № 2) становится критической при наличии воздушной щели между диафрагмой и торцевой поверхностью нижнего блока РС (еще до смыкания). Принимая во внимание указанные обстоятельства, критическую модель стендовой сборки представим осесимметричной (двумерной) конфигурации.

Состав деталей в активной зоне и отражателе в критической модели и в стендовой экспериментальной сборке полностью совпадают. Кроме того, в состав критической модели включена также стальная диафрагма, на которой размещен верхний блок стендовой сборки (рис. 5). Активная зона из плутония сборки № 3 содержит два сферических слоя, составленных из полусферических деталей. Верхние полусферы имеют осевое отверстие диаметром 22 мм. В центре АЗ имеется воздушная полость диаметром 28 мм. Характеристики компонентов АЗ и отражателя стендовой (подкритической) сборки № 3 (размеры, массы и нуклидный состав сферических слоев представлены в табл. 15 и 16, соответственно).

Верхний (неподвижный) блок сборки № 3, содержащий 7 полусфер из бериллия (слои № 8–14 по табл. 16), лежит на стальной диафрагме толщиной 3 мм. Остальные детали отражателя входят в нижний блок сборки, который имеет возможность перемещаться в вертикальном направлении.



Рис. 5. Схематический вид критической модели сборки № 3: 1 – нижний (подвижный) блок сборки; 2 – верхний (неподвижный) блок; 3 – стальная диафрагма; 4 – источник нейтронов; 5 – воздушный канал, *h* – расстояние между блоками; — бериллий;

N⁰	$R_{\scriptscriptstyle \mathrm{BH}},$	R_{hap} ,	Нуклидн	Нуклидный состав, массовая доля, %			Масса (без пробок)	Масса (без пробок)		
слоя	СМ	СМ	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	примеси	до покрытия, г	после покрытия, г		
1ВБ	1,40	3,15	88,66	9,70	1,42	0,22	990,95	991,34		
1НБ	1,40	3,15	88,66	9,70	1,42	0,22	1128,5	1128,84		
2ВБ	3,15	4,02	88,16	10,02	1,58	0,24	1245,70	1246,18		
2НБ	3,15	4,02	88,16	10,02	1,58	0,24	1337,25	1338,62		

Характеристики компонентов (полусфер) А3 стендовой сборки № 3 и ее критической модели (детали одни и те же)

Таблица 16

Характеристики компонентов (размеры и массы сферических слоев) отражателя из Ве стендовой (подкритической) сборки № 3 и ее критической модели (детали одни и те же)

№ слоя	$R_{\rm BH}$, см	$R_{\rm нар}$, см	Масса, г
1	4,020	4,660	265,3
2	4,660	5,350	385,0
3	5,350	6,000	465,6
4	6,000	6,750	687,9
5	6,750	7,550	928,1
6	7,550	8,350	1146,3
7	8,350	9,150	1394,3
8	9,150	11,00	4305,0
9	11,00	12,25	3844,0
10	12,25	13,25	3737,0
11	13,25	14,00	3194,0
12	14,00	15,00	4833,0
13	15,00	18,00	18900,0
14	18,00	21,50	31871,0

В критическом состоянии сборка № 3 имеет воздушный зазор между торцевой плоскостью нижнего блока и нижней поверхностью стальной диафрагмы, равный $h_{\rm kp} = 15,33$ мм.

4.2. Процедура критмассовых измерений

Процедура критмассовых измерений на сборке \mathbb{N} 3 практически не отличалась от таковой для сборок \mathbb{N} 1 и \mathbb{N} 2, рассмотренной в разделах 2.2 и 3.2.

В эксперименте измерялась зависимость подкритичности стендовой РС (Δ_{cr}) от воздушного зазора (*h*) между торцевой плоскостью нижнего блока сборки и нижней плоскостью стальной диафрагмы (опорой для верхнего блока).

Критическая геометрия экспериментальной сборки определялась путем вычисления значения зазора ($h_{\rm kp}$), при которой $\Delta_{\rm cr} = 0$. При этом исходили из значения минимального достигнутого в экс-

перименте значения зазора (h = 16,5 мм), при котором $\Delta_{ct} = 3,12$ ш.ед., и зависимости Δ_{ct} от h.

4.3. Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 3 и оценка ее возмущений экспериментальным оборудованием

Результаты измерений подкритичности стендовой сборки № 3 при минимальном, реализованном в эксперименте, значении воздушной щели между диафрагмой и торцевой поверхностью нижнего блока, а также возмущений подкритичности РС, обусловленных приближением ее нижнего блока к верхнему на 1 мм, экспериментальным оборудованием и другими факторами, представлены в табл. 17. Эти данные необходимы для формирования критической модели упрощенной экспериментальной сборки (см. раздел 4.4).

Значения Δ и $\delta\Delta$ для параметров 1 и 2 табл. 17 измерялись в эксперименте, значения $\delta\Delta$ для параметров 3–5 оценивались расчетным путем. При этом соотношение между $\delta k_{s\phi}$ и $\delta\Delta$ определялось путем сравнения экспериментального ($\delta\Delta$) и расчетного ($\delta k_{s\phi}$) значений возмущения базовой стендовой сборки, обусловленного сближением нижнего и верхнего блоков сборки на 1 мм.

4.4. Формирование упрощенной критической модели экспериментальной сборки № 3

На основании данных, приведенных в табл. 17, была сформирована осесимметричная (двумерная) модель экспериментальной сборки, содержащая в своем составе стальную диафрагму (опору верхнего блока сборки). Влияние на реактивность РС других опорных конструкций критического стенда и стен помещения учитывалось путем внесения поправок к значению подкритичности Δ_{cr} (см. табл. 17).
Результаты измерений и расчетных оценок
параметров РС № 3, необходимые для
формирования ее тестовой критической модели

Параметр	Значения под- критичности и ее возмущения, ш.ед.
1. Подкритичность стендовой PC при минимальном, реализован- ном в эксперименте, значении воздушной щели между диафраг- мой и торцевой поверхностью нижнего блока $h = 16,5$ мм, Δ_{ct}	3,12 ± 0,05
2. Возмущение подкритичности PC, обусловленное приближени- ем ее нижнего блока к верхнему на 1 мм, $\delta \Delta_h$	$-1,87 \pm 0,03$
3. Возмущение подкритичности PC, обусловленное опорами для ее блоков на стенде (при их удалении), исключая диафрагму, δΔ _{on}	$0,05 \pm 0,02$
4. Возмущение подкритичности PC, обусловленное стенами по- мещения, в котором расположен стенд установки (при их удале- нии), δΔ _{от}	$0,05 \pm 0,02$
5. Возмущение подкритичности PC, обусловленное приведением температуры сборки к 20 °C, δΔ _T	-0.8 ± 0.05

Значение подкритичности сферической модели стендовой сборки (отклонение стендовой модели от критического по запаздывающим нейтронам состояния) $\Delta_{\rm M}$ определялось по соотношению

$$\Delta_{\rm M} = \Delta_{\rm cr} + \delta \Delta_{\rm on} + \delta \Delta_{\rm or} + \delta \Delta_{T} =$$

= 3,12 + 0,05 - 0,05 - 0,80 = 2,32 ш.ед., (5)

Стендовая модель оказалась подкритической ($\Delta_{\rm M} = 2,32$ ш.ед.).

Чтобы привести в критическое состояние стендовую сборку, имеющую подкритичность

 $\Delta_{\rm M} = 2,42$ ш.ед. при расстоянии между диафрагмой и торцевой поверхностью нижнего блока h = 16,5 мм, необходимо поднять ее нижний блок на высоту $\Delta h = 1,27$ мм. При этом критический воздушный зазор между диафрагмой и торцевой поверхностью нижнего блока будет равен $h_{\rm sp} = 15,33$ мм.

Таким способом была сформирована упрощенная осесимметричная критическая ($\Delta = 0$, $k_{3\phi} = 1$) модель экспериментальной сборки, схематическое изображение которой было представлено выше, на рис. 4.

Характеристики АЗ (размеры, масса и нуклидный состав) для критической модели сборки № 3 соответствуют данным, приведенным в табл. 15 и 16. Значения радиусов всех сферических слоев отражателя в критической модели совпадают с экспериментальными. В табл. 18 и 19 приведены значения атомной плотности, атом/(барн·см), материала в сферических слоях активной зоны и отражателя критической модели сборки № 3 (детали одни и те же).

4.5. О погрешности определения параметра k_{эф} в эксперименте

Представленные в табл. 18 и 19 материальные параметры сборки № 3 соответствуют критической модели, $k_{3\phi} = 1$. Численные значения погрешностей ($k_{3\phi} = 1 \pm 0,0016$) принимались такими же, как и в справочнике [4]. Правомерность такого решения была обоснована в разделе 2.5.

4.6. Расчетные исследования

Расчеты $k_{3\phi}$ для сборки № 3 проводились так же, как и для сборок № 1 и № 2. Использовался метод Монте-Карло и пакет программ С-007. Несколько подробнее об этом сказано в разделе 2.6. Расчетные значения $k_{3\phi}$ для сборки № 3 приведены в табл. 20.

Из табл. 20 следует, что наилучшее согласие расчетных значений $k_{3\phi}$ имеет место при использовании библиотеки ENDF/B-7.

Таблица 18

Атомная плотность материала, атом/(барн см), в сферических слоях активной зоны критической сборки № 3

№ слоя	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	Fe	С	Н	Ν	0
1	$4,222 \cdot 10^{-2}$	$4,600 \cdot 10^{-3}$	$6,706 \cdot 10^{-4}$	$2,093 \cdot 10^{-4}$	$1,043 \cdot 10^{-3}$	$2,067 \cdot 10^{-4}$	$2,089 \cdot 10^{-5}$	$2,085 \cdot 10^{-5}$
2	$4,211 \cdot 10^{-2}$	$4,766 \cdot 10^{-3}$	$7,484 \cdot 10^{-4}$	$2,290 \cdot 10^{-4}$	$1,141 \cdot 10^{-3}$	$2,266 \cdot 10^{-4}$	$2,283 \cdot 10^{-5}$	$2,2847 \cdot 10^{-5}$

№ слоя	Be	Fe	Cu
1	$1,223 \cdot 10^{-1}$	$1,977 \cdot 10^{-6}$	$1,737 \cdot 10^{-6}$
2	$1,224 \cdot 10^{-1}$	$1,978 \cdot 10^{-6}$	$1,739 \cdot 10^{-6}$
3	$1,213 \cdot 10^{-1}$	$1,961 \cdot 10^{-6}$	$1,724 \cdot 10^{-6}$
4	$1,224 \cdot 10^{-1}$	$1,979 \cdot 10^{-6}$	$1,739 \cdot 10^{-6}$
5	$1,225 \cdot 10^{-1}$	$1,981 \cdot 10^{-6}$	$1,741 \cdot 10^{-6}$
6	$1,221 \cdot 10^{-1}$	$1,974 \cdot 10^{-6}$	$1,735 \cdot 10^{-6}$
7	$1,223 \cdot 10^{-1}$	$1,977 \cdot 10^{-6}$	$1,738 \cdot 10^{-6}$
8	$1,226 \cdot 10^{-1}$	$1,982 \cdot 10^{-6}$	$1,742 \cdot 10^{-6}$
9	$1,216 \cdot 10^{-1}$	$1,967 \cdot 10^{-6}$	$1,728 \cdot 10^{-6}$
10	$1,228 \cdot 10^{-1}$	$1,985 \cdot 10^{-6}$	$1,745 \cdot 10^{-6}$
11	$1,225 \cdot 10^{-1}$	$1,981 \cdot 10^{-6}$	$1,741 \cdot 10^{-6}$
12	$1,227 \cdot 10^{-1}$	$1,983 \cdot 10^{-6}$	$1,743 \cdot 10^{-6}$
13	$1,231 \cdot 10^{-1}$	$1,990 \cdot 10^{-6}$	$1,749 \cdot 10^{-6}$
14	$1,241 \cdot 10^{-1}$	$2,006 \cdot 10^{-6}$	$1,763 \cdot 10^{-6}$

Атомная плотность материала, атом/(барн см), в сферических слоях отражателя критической сборки № 3

Таблица 20

Расчетные значения $k_{_{3\phi}}$ для экспериментальной критической сборки № 3 $(k_{_{3\phi}} = 1,0000 \pm 0,0016)$

Библиотека	БАС	ENDF/B-7	JEF3	CENDL-2
$k_{ m o \phi}$	0,9867	1,0016	1,0052	1,0095

Заключение

1. Представлены результаты анализа критических экспериментов, выполненных в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН с тремя близкими к сферическим сборками, имеющими активную зону из «энергетического» (массовая доля ²³⁹Ри ≈88 %) металлического плутония в α -фазе и отражатель из бериллия.

2. Определены критические $(k_{3\phi} = 1)$ параметры (геометрическая форма, размеры и массы) для заданного нуклидного состава материалов АЗ и отражателя. Экспериментальная погрешность определения $k_{3\phi}$ для всех сборок составляет $\Delta k_{3\phi} = \pm 0,0016$. Это примерно эквивалентно относительной погрешности определения критической массы плутония в исследуемых сборках $\Delta M/M = \pm 0,1 \%$.

3. Сравнение экспериментальных значений $k_{3\phi}$ с расчетными, полученными с использованием различных библиотек ядерных данных (БАС, ENDF/B-7, JEF3, CENDL-2), показало, что наи-

лучшее согласие обеспечивают константы библиотеки ENDF/B-7.

4. Представленные в отчете данные удовлетворяют требованиям для тестовых (Benchmark) критических сборок и могут быть рекомендованы для включения их в международный справочник ICSBEP (International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiment) [4].

Список литературы

1. Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Хоружий В. Х. Экспериментальные и расчетные параметры тестовых (benchmark) сферических критических сборок с активной зоной из металлического плутония (²³⁹Pu(88 %)) в δ-фазе и отражателем из обедненного урана // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2014. Вып. 3. С. 24–33.

2. Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Горелов В. П. и др. Тестовые критические эксперименты на установке ФКБН-2М // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 142–154.

3. Андрюшин И. А., Юдин Ю. А. Риски распространения и проблема энергетического плутония. – Саранск: Красный Октябрь, 2007. 124 с.

4. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. Nuclear Energy Agency, Organization for Economic Cooperation and Development, NEA/NSC/DOC(95). Volume I. PU-MET-FAST-041. Valuators (VNIIEF) M. V. Gorbatenko, V. P. Gorelov, V. P. Yegorov, V. G. Zagrafov, V. I. Ilyin, M. I. Kuvshinov, V. I. Yuferev. 5. Воронцов С. В., Кувшинов М. И. Критические эксперименты на сборках с металлическим плутонием, выполненные в РФЯЦ-ВНИИЭФ // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2013. Вып. 3. С. 3–11.

Контактная информация -

Кувшинов Михаил Иванович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, тел. 8(83130) 6-59-42

Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 25–38.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ОРУК-РЕАКТИМЕТРА С ТОКОВЫМ ДЕТЕКТОРОМ НЕЙТРОНОВ

А. С. Кошелев, А. В. Арапов, М. А. Овчинников

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Приведены результаты файл-апробации ОРУК-реактиметра на базе действующего аппаратурно-измерительного комплекса с токовым детектором нейтронов КНК-4. Обработка файлов регистрации мощности реакторов БР-1М, БР-К1 и ВИР-2М ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» с использованием *Excel*-моделирования ОРУК-формализма показала возможность осуществления контроля реактивности при работе перечисленных реакторов на стационаре с уровня ~5·10⁻⁴ $\beta_{3\phi}$.

Ключевые слова: реактор, стационарная мощность, реактивность, обращенное решение уравнений кинетики, токовый детектор нейтронов, цифровой регистратор тока.

ABOUT POSSIBILITY OF THE CREATION OF A SPECIALIZED ORUK-REACTIMETER WITH A CURRENT DETECTOR OF NEUTRONS / A. S. KOSHELEV, A. V. ARAPOV, M. A. OVCHINNIKOV // There are presented the file-testing results of ORUK-reactimeter based on a functional hardware-software system with a current tracer of neutrons KNK-4. The processing of power registration files of BR-1M, BR-K1 and VIR-2M reactors in FSUE «RFNC-VNIIEF» with the use of *Excel*-simulation of ORUK-formalism demonstrated the possibility of implementing reactivity monitoring during the above-specified reactors operation in a stationary mode beginning from the level of ~ $5 \cdot 10^{-4} \beta_{ef}$.

Key words: reactor, stationary power, reactivity, inverse solution of kinetics equations, current detector of neutrons, digital recorder of current.

Введение

Преимущественно импульсный характер работы реакторных установок ВНИИЭФ определил и основное направление разработки и применения всех практически реализованных вариантов цифровых реактиметров как средств определения стартовой реактивности при подготовке к генерированию импульса делений на мгновенных нейтронах. Так как процедура подготовки стартового состояния проводится на минимально возможных уровнях мощности реактора с целью исключения температурных эффектов гашения реактивности, то во всех известных разработках использовались высокочувствительные детекторы-счетчики нейтронов и метод обращенного решения уравнений кинетики (ОРУК) для определения реактивности по изменению интенсивности отсчетов детектора.

Совершенствование систем управления реакторными установками и возросший интерес к рас-

ширению возможности их работы в статическом режиме на энергетически значимом уровне в течение продолжительного времени диктует и необходимость совершенствования форм контроля реактивности, ориентированных на использование в предполагаемых условиях работы. Очевидно, что в условиях повышенной мощности применение реактиметров, использующих детекторысчетчики нейтронов, практически невозможно изза известного эффекта возникновения просчетов вплоть до прекращения счета.

В настоящее время в практике контроля статической (квазистатической) мощности реакторных установок ВНИИЭФ находит применение аппаратурно-измерительный комплекс, в качестве токового детектора нейтронов в котором используется газонаполненная промышленная камера, нейтронная компенсированная, КНК-4, а в качестве регистратора тока – сертифицированный измерительный модуль токовой камеры [1]. В качестве автономного канала контроля мощности упомянутый аппаратурно-измерительный комплекс использовался на реакторах БР-1М, БР-К1 и ВИР-2М. Полученный в результате измерений объем данных позволил организовать файл-апробацию ОРУК-технологии с целью оценки диагностических возможностей ОРУК-реактиметра с токовым детектором нейтронов в интересах осуществления оперативного контроля реактивности в процессе реализации статических энергопусков вышеперечисленных реакторов.

Аппаратурно-измерительный комплекс

Комплектационная схема аппаратурно-измерительного комплекса, используемого на реакторных установках ВНИИЭФ в качестве автономного (не входящего в состав штатного оборудования) канала контроля мощности (АККМ), представлена на рис. 1.

Мобильный детекторный блок высокой, преимущественно нейтронной чувствительности включает в себя КНК-4 в качестве детектора тепловых нейтронов и толстостенный (не менее 3 см) замедлитель из полиэтилена. Техническое исполнение позволяет размещать указанный детекторный блок в удобной позиции на любой реакторной установке ВНИИЭФ. Наличие полиэтиленового замедлителя обеспечивает высокую чувствительность к нейтронам любого спектрального состава. Использование КНК-4 позволяет практически полностью исключить влияние у-составляющей реакторного излучения как при регистрации разности токов функциональных секций (компенсационный режим включения), так и при регистра-

ции токового отклика только п-у-секции (соотношение чувствительностей функциональных секций, как правило, не менее 1000). В комплект аппаратуры входят два измерительных модуля токовой камеры (ИМТК) и три блока питающих напряжений ВПН, размещаемых в приборном корпусе Ratiopac PRO. Измерительный модуль ИМТК утвержден Федеральным агентством по техническому регулированию и метрологии как средство измерения (СВИДЕТЕЛЬСТВО № 39607.RU. Е.38.046.А). Целевое назначение ВПН 1 и 2 – питание КНК-4 постоянным напряжением номиналом до 500 В как положительной, так и отрицательной полярности. Целевое назначение ВПН 3 – питание комплектующих модулей приборного корпуса.

Управление модулями, предварительную обработку и текущий визуальный контроль, а также архивирование результатов измерений осуществляют персональный компьютер ПС и специализированное программное обеспечение ПО. Дискретизация шкалы текущего времени, как правило, осуществляется с шагом 1 с. Предусмотрена возможность изменения шага дискретизации от 0,1 до 1 с шагами по 0,1 с.

В практике работ с АККМ находят применение две схемы электрического включения КНК-4, представленные на рис. 2.

В работах преимущественно исследовательской ориентации используется, как правило, схема раздельной регистрации токов функциональных секций (рис. 2, вариант 1). Такое включение позволяет установить количественную значимость каждого компонента реакторного излучения в формировании токовых откликов функциональных секций КНК-4.



Рис. 1. Комплектационная схема аппаратурно-измерительного комплекса с токовым детектором нейтронов: A3 – активная зона, ПЗН – полиэтиленовый замедлитель нейтронов, ДТН – детектор тепловых нейтронов, ИМТК – измерительный модуль токовой камеры, ВПН – выпрямитель питающих напряжений, ПК – персональный компьютер, КМ – коммутирующий модуль



Рис. 2. Использованные схемные решения электрического включения КНК-4

В работах преимущественно прикладной ориентации используется, как правило, компенсационная схема (рис. 2, вариант 2). Такое включение схемно минимизирует влияние реакторного γ-излучения на регистрацию детектором КНК-4 излучаемых реактором нейтронов и допускает использование только одного ИМТК вместо обязательных двух в схеме раздельной регистрации.

Формализм определения реактивности

Основные положения операционного формализма цифровых ОРУК-реактиметров, ориентированных на использование детекторов-счетчиков нейтронов, подробно изложены в работе [2].

Для счетных ОРУК-реактиметров реакторных установок ИЯРФ, согласно [3], алгоритм определения реактивности формализован в виде

$$\begin{split} \rho_{j} &= 1 - \frac{S + \sum_{i} C_{i,j}}{n_{j}}; \\ C_{i,j} &= C_{i,j-1} E_{i} + A_{i} n_{j} - B_{i} n_{j-1}; \\ E_{i} &= \exp(-\lambda_{i} \Delta t); \\ A_{i} &= a_{i} \Big[1 - (1 - E_{i}) / (\lambda_{i} \Delta t) \Big]; \\ B_{i} &= a_{i} \Big[E_{i} - (1 - E_{i}) / (\lambda_{i} \Delta t) \Big]; \\ C_{i,0} &= a_{i} n_{0}. \end{split}$$
(1)

В приведенных выше соотношениях ρ_j – реактивность в единицах $\beta_{3\phi}$ в момент времени $t = j\Delta t$, n_j – скорость отсчетов в *j*-м интервале квантования времени Δt , a_i и λ_i – константы *i*-й группы запаздывающих нейтронов, $C_{i,j}$ – концентрация предшественников *i*-й группы запаздывающих нейтронов в *j*-м интервале времени, *S* – аналог внешнего источника нейтронов.

По форме определения отклик счетного детектора в единицах «отсч./с» (интенсивность отсчетов) адекватен определению отклика токового детектора в единицах «А». Соответственно, алгоритм определения реактивности, ориентированный на использование с токовым детектором нейтронов, будет аналогичен алгоритму (1) с заменой скоростей отсчетов n_i на токи I_i .

Для осуществления файл-апробации с использованием избранных регистрационных файлов АККМ для реакторов БР-1М, БР-К1 и ВИР-2М был разработан комбинированный *Excel*-шаблон, иллюстрируемый в табл. 1, 2 на примере реактора ВИР-2М с 6-групповой системой параметров запаздывающих нейтронов. Табл. 1 – это *Excel*-табулированные характеристики запаздывающих нейтронов и производные операнты E_i , A_i , B_i , $C_{i,0}$, I_0 , Δt системы (1), ориентированные на запрограммированное использование с *Excel*-шаблоном (табл. 2) для последовательного определения текущей реактивности.

Таблица 1

Excel-табулированные параметры влияния запаздывающих нейтронов (вариант для реактора ВИР-2М)

	А	В	С	D	Е	F	G
1		C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
2	λ_i	0,0124	0,0305	0,111	0,301	1,14	3,01
3	a_i	0,033	0,219	0,196	0,395	0,115	0,042
4	E_i	0,9877	0,9700	0,8949	0,7401	0,3198	0,0493
5	A_i	0,0002	0,0033	0,0105	0,0539	0,0464	0,0287
6	B_i	-0,0002	-0,0033	-0,0101	-0,0488	-0,0318	-0,0112
7	$C_{i,0}$	$5,38 \cdot 10^{-13}$	$3,57 \cdot 10^{-12}$	$3,26 \cdot 10^{-12}$	$6,44 \cdot 10^{-12}$	$1,87 \cdot 10^{-12}$	$6,85 \cdot 10^{-13}$
8	I_0	$1,63 \cdot 10^{-11}$					
9	Δt	1	1	1	1	1	1

Таблица 2

Excel-шаблон для расчета реактивности по файлу данных (ВИР-2М)

	А	В	С	D	Е	F	G	Н	Ι	J
1	<i>t</i> , c	<i>I</i> , A	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	Sum C	ρ, β _{эφ}
2	1	1,63–11	5,38–13	3,57–12	3,19–12	6,44–12	1,87–12	6,85–13		-
3	2	1,69–11	5,38–13	3,57–12	3,20–12	6,47–12	1,90–12	7,02–13	1,64–11	+0,03043
4	3	1,61–11	5,38–13	3,57–12	3,20–12	6,48–12	1,89–12	6,86–13	1,64–11	-0,01714
5	4	1,69–11	5,38–13	3,57–12	3,21–12	6,49–12	1,90–12	7,00–13	1,64–11	+0,02875
6	5	1,75–11	5,39–13	3,58–12	3,22–12	6,57–12	1,96–12	7,27–13	1,66–11	+0,05140
7	6	1,61–11	5,39–13	3,58–12	3,23–12	6,59–12	1,93–12	6,94–13	1,66–11	-0,02878
8	7	1,75–11	5,39–13	3,59–12	3,24–12	6,60–12	1,94–12	7,14–13	1,66–11	+0,05004
9	8	1,72–11	5,39–13	3,59–12	3,26–12	6,67–12	1,98–12	7,26–13	1,68–11	+0,02587
10	9	1,58–11	5,39–13	3,59–12	3,25–12	6,62–12	1,91–12	6,82–13	1,66–11	-0,05090
11	10	1,71–11	5,39–13	3,59–12	3,25–12	6,59–12	1,91–12	7,02–13	1,66–11	+0,02999

Размерности: $\lambda_i - c^{-1}$; $a_i -$ отн.ед., $\sum a_i = 1$; $I_0 - A$; $\Delta t - c$. Все приведенные значения $I_0 -$ это значение тока в первой строке регистрационного файла, выбранного для апробации. Значение $C_{i,0}$ для столбца В определено по соотношению В8*ВЗ; аналогично определены значения $C_{i,0}$ для столбцов С, D, E, F, G. Для определения параметров E_i , A_i , B_i использованы соответствующие соотношения из (1).

Работа пользователя с *Excel*-шаблоном заключается в переносе шкалы текущего времени и значений тока из регистрационного файла в ряды А и В. При использовании ранее заполненного шаблона замена данных в столбцах С, D, E, F, G, H, I, J осуществляется автоматически в строках с ранее имеющимися значениями *t* и *I*.

Первоначальное заполнение шаблона проиллюстрируем на примере заполнения данных столбца С, аналогичного заполнению столбцов D, E, F, G и H:

– в ячейку С2 табл. 2 заносятся данные ячейки <u>В7</u> табл. 1 по команде «=<u>В7</u>»;

 – данные в ячейке СЗ табл. 2 находятся по команде «=C2*<u>B4</u>+B3*<u>B5</u>-B2*<u>B6</u>»;

 – данные в ячейке С4 табл. 2 находятся по команде «=C3*<u>B4</u>+B4*<u>B5</u>-B3*<u>B6</u>»;

– заполнение последующих ячеек ряда С можно продолжать аналогично вышеуказанному или путем смещения выделенной ячейки С4 захватом за ее правый нижний угол.

После заполнения всех столбцов C_i начинается заполнение столбца I с ячейки I3 по команде «=C3+D3+E3+F3+G3+H3» с дальнейшим выделением данной ячейки и перетаскиванием путем захвата за ее нижний правый угол.

Планируемое использование токового варианта ОРУК-реактиметра для измерения (контроля)

Группа і	БР-1	БР-1М [3]		БР-К1 [3]		ВИР-2М [4]	
i pyilla i	λ_i, c^{-1}	<i>а_i</i> , отн.ед.	λ_i, c^{-1}	<i>а_{<i>i</i>}, отн.ед.</i>	λ_i, c^{-1}	<i>а_i</i> , отн.ед.	
1	0,0127	0,0391	0,0127	0,0320	0,0124	0,033	
2	0,0317	0,1960	0,0317	0,1605	0,0305	0,219	
3	0,1150	0,1824	0,1150	0,1493	0,111	0,196	
4	0,3110	0,3929	0,3110	0,3217	0,303	0,395	
5	1,4000	0,1326	1,4000	0,1085	1,14	0,115	
6	3,8700	0,0270	3,8700	0,0222	3,01	0,042	
7	0,0132	0,0004	0,0132	0,0027	_	-	
8	0,0321	0,0026	0,0321	0,0180	_	-	
9	0,1390	0,0037	0,1390	0,0256	_	-	
10	0,3580	0,0114	0,3580	0,0779	_	-	
11	1,4100	0,0087	1,4100	0,0597	_	-	
12	4,0200	0,0032	4,0200	0,0219	—	—	

Эффективные параметры запаздывающих нейтронов БР-1М, БР-К1, ВИР-2М

реактивности вблизи запаздывающей критичности при работе реактора на достаточно высоком уровне мощности позволяет исключить учет внешнего источника нейтронов и фон детектора путем зануления соответствующих параметров. Без учета источника и фона значение реактивности в ячейке J3 находится по команде «=1-(I3/B3)». Все последующие значения ρ находятся путем перетаскивания выделенной ячейки J3 захватом за ее нижний правый угол.

Использованные для файл-апробации системы параметров запаздывающих нейтронов представлены в табл. 3.

Для реакторов БР-1М и БР-К1 были выбраны 12-групповые системы параметров запаздывающих нейтронов, представленные в табл. 1 работы [4]. Для реактора ВИР-2М была выбрана 6-групповая система параметров запаздывающих нейтронов, аналогичная системе параметров запаздывающих нейтронов из таблицы 4.8 работы [5] для деления ²³⁵U тепловыми нейтронами.

Реактор БР-1М

Файл-апробация токовой версии ОРУКреактиметра на реакторе БР-1М была осуществлена с использованием регистрационного файла показаний АККМ в шестичасовом статическом энергопуске реактора. Шаг шкалы текущего времени – 1 с. Полная длительность регистрации – 23650 с. Длительность стационарного участка мощности – 23300 с. Средний ток КНК-4 ~3,1·10⁻⁶ А при среднем значении стационарной мощности ~1,5·10¹³ дел.АЗ/с. Нормировка мощности в условных единицах осуществлена по соотношению $P = 10^5 I_{\text{кнк}}$.

Результаты апробации в графической форме представлены на рис. 3, 4.

Рис. 3 демонстрирует выраженную функциональную зависимость мощности от реактивности реактора БР-1М. Даже без конкретизации погрешности приведенных значений реактивности, по нашему мнению, можно ожидать хорошей практической перспективы в плане совершенствования процедуры управления процессом вывода реактора БР-1М на стационарную мощность и выдержки его на выбранном уровне в течение требуемого периода времени.

Сравнение вариативности мощности δP_j в *j*-м интервале квантования времени (определяемой соотношением $\delta P_j = (P_j - \overline{P})/\overline{P}$) с вариативностью реактивности $\delta \rho_j$ относительно запаздывающей критичности $\rho = 0$ на всем интервале поддержания стационарной мощности реактора однозначно характеризует функциональную связь данных величин как выраженно закономерную, а не статистически случайную. Нулевое значение базовой реактивности, относительно которой определяется вариативность, позволяет осуществить переобозначение $\delta \rho_j = \rho_j$.

Сказанное наглядно демонстрируют графики δP_j и ρ_j на избранном участке изменения *j* от 6200 до 7800 с, представленные на рис. 4. Несмотря на низкий уровень численных значений δP_j (не более 1%) и ρ_j (не более 0,003 $\beta_{3\phi}$) имеет место однозначно трактуемая картина процесса регулирования в режиме ручного управления при ориентации



Рис. 3. Реактивность (◆) и мощность (◇) реактора БР-1М на участке выхода на стационарную мощность



Рис. 4. Изменение реактивности (◆) и мощности (◇) реактора БР-1М на избранном участке работы на стационарной мощности

оператора на уровень мощности реактора. При доступном контролю уменьшении установленного уровня стационарной мощности оператор, опираясь на предшествующий опыт работы, путем перемещения соответствующего органа регулирования осуществляет некоторое увеличение реактивности реактора.

Во время внешнего изменения реактивности реактора, как следует из рис. 4, наблюдаемый характер изменения и реактивности, и мощности визуально одинаков. По завершению операции регулирования реактивности имеет место выраженно нелинейное изменение мощности при выраженно линейном изменении (уменьшении) реактивности, обусловленном ее температурным гашением. В качестве визуально контролируемого уровня изменения реактивности вполне может быть принят уровень 5·10⁻⁴ β_{эф}.

Реактор БР-К1

Файл-апробация токовой версии ОРУК-реактиметра на реакторе БР-К1 была осуществлена с использованием регистрационного файла показаний АККМ в сорокаминутном энергопуске реактора. Шаг шкалы текущего времени – 1 с. Полная длительность регистрации – 2450 с. Длительность стационарного участка мощности – 1420 с. Средний ток КНК-4 ~7,6·10⁻⁶ А при среднем значении стационарной мощности ~1,6·10¹⁴ дел.АЗ/с. Нормировка мощности в условных единицах осуществлена по соотношению $P = 10^5 I_{\text{кнк}}$.

Результаты апробации в графической форме представлены на рис. 5, 6.

Рис. 5 демонстрирует связь между реактивностью и мощностью реактора, как и в случае БР-1М, вполне пригодную для совершенствования процедуры управления процессом вывода реактора БР-К1 на стационарную мощность и выдержки его на выбранном уровне в течение требуемого времени.

Рис. 6 демонстрирует связь между реактивностью и мощностью (в формате вариативности мощности) при ручном регулировании с целью фиксации выбранного стационарного уровня мощности. Как и в случае БР-1М, можно констатировать возможность надежного визуального контроля реактивности реактора в состоянии запаздывающей критичности с уровня ~5·10⁻⁴ β_{эф}.



Рис. 5. Реактивность (◆) и мощность (◇) реактора БР-К1 на участке выхода на стационарную мощность



Рис. 6. Изменение реактивности (◆) и мощности (◇) реактора БР-К1 на избранном участке работы на стационарной мощности

Реактор ВИР-2М

Файл-апробация токовой версии ОРУКреактиметра на реакторе ВИР-2М была осуществлена с использованием регистрационного файла показаний АККМ в двухсуточном энергопуске реактора. Шаг шкалы текущего времени – 1 с. Полная длительность регистрации – 167180 с. Длительность стационарного участка мощности – 162500 с. Средний ток КНК-4 ~3,6·10⁻⁷ А при среднем значении мощности на стационаре ~195 Вт. Нормировка мощности в условных единицах осуществлена по соотношению $P = 10^6 I_{кнк}$.

Емкость регистрационного файла АККМ для ВИР-2М значительно превосходит вычислительные и графические возможности использованной в процессе файл-апробации версии *Excel*. Поэтому в качестве апробационного файла была использована часть регистрационного файла ВИР-2М на участке времени от 1 до 50000 с.

ВИР-2М – единственная реакторная установка ВНИИЭФ, оснащенная регулятором реактивности, обеспечивающим длительную работу реактора на выбранном стационарном уровне в автоматическом режиме. Результаты ОРУК-апробации регистрационного файла, соответствующего стационарной мощности реактора ВИР-2М при ее автоматическом регулировании, в графической форме представлены на рис. 7, 8.

Особенности процедуры автоматического регулирования четко проявляются как на этапе вывода реактора на стационарную мощность (рис. 7), так и на этапе поддержания выбранного уровня стационара (рис. 8). Можно констатировать, что апробируемое техническое решение ОРУК-реактиметра с токовым детектором нейтронов обесвизуальный печивает надежный контроль реактивности и для реактора ВИР-2М с уровня ~5.10⁻⁴ β_{эф}. Технически реализованный операционный формализм автоматического регулирования мощности реактора ВИР-2М ограничивает ее вариативность во всем интервале проанализированного пуска от +6 % до -3 % от среднего зна-Наблюдаемая вариативность чения за пуск. реактивности относительно состояния запаздывающей критичности $\rho = 0$ в процессе автоматического регулирования мощности составляет $\pm 5 \cdot 10^{-3} \beta_{2\phi}$.



Рис. 7. Реактивность (◆) и мощность (◇) реактора ВИР-2М на участке выхода на стационарную мощность



Рис. 8. Изменение реактивности (◆) и мощности (◇) реактора ВИР-2М на избранном участке работы на стационарной мощности

Заключение

Апробация ОРУК-технологии, осуществленная с использованием результатов измерения мощности в длительных статических пусках реакторных установок БР-1М, БР-К1 и ВИР-2М ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», полученных с применением разработанного во ВНИИЭФ аппаратурно-измерительного комплекса с токовым детектором нейтронов типа КНК-4, позволила установить достаточно высокий уровень диагностирования реактивности указанных реакторов в процессе их работы на энергетически значимых уровнях мощности с помощью ОРУК-реактиметра, выполненного на базе действующего аппаратурно-измерительного комплекса с КНК-4 с доработкой программного обеспечения в части реализации ОРУКформализма в процессе регистрации текущей мощности реактора.

Полученные результаты, на наш взгляд, открывают хорошие перспективы практического использования рассмотренной технической версии ОРУК-реактиметра и как средства непрерывного контроля реактивности в планово осуществляемом энергопуске реатора, и как инструмента для совершенствования приемов ручной и автоматической регулировки реакторных установок ВНИИЭФ в статическом режиме их работы.

Список литературы

1. Пат. № 2522708 РФ, МПК G01Т 3\00 (2006.01). Способ регистрации нейтронного потока ядерной установки в широком диапазоне измерений и устройство для его реализации / М. И. Овчинников, Ю. М. Дроздов, Л. Е. Довбыш, О. А. Голубева // Изобретения. Полезные модели. 2014. № 20.

2. Могильнер А. И., Фокин Г. Н., Чайка Ю. В., Кузнецов Ф. М. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности // Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 5, с. 358–362.

3. Афонин С. Н., Кувшинов М. И., Чередник П. Ф. Применение цифровых реактиметров на быстрых импульсных реакторах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 32–39.

4. Кошелев А. С. К выбору параметров запаздывающих нейтронов для импульсных реакторов на быстрых нейтронах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1998, вып. 2, с. 11–19.

5. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967, 428 с.

Контактная информация -

Кошелев Александр Сергеевич, ведущий научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, факс: (83130)4-55-69.

Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 39–48.

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ, СТРУКТУРНО ОПТИМИЗИРОВАННЫЙ КАНАЛ КОНТРОЛЯ ПАСПОРТИЗОВАННОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ РЕАКТОРОВ С КОМПАКТНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

А. С. Кошелев, К. Н. Ковшов, М. А. Овчинников, Г. Н. Пикулина, А. Б. Соколов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты апробации на реакторе БР-К1 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» варианта технического решения канала контроля паспортизованной мощности реактора с компактной активной зоной, выполненного с использованием в качестве детекторов нейтронов счетчика СНМ-11 и промышленных компенсационных камер КНК-4 и КНК-3, а в качестве измерительной аппаратуры – сертифицированных измерительных модулей ИМСН и ИМТК под управлением персонального компьютера со специализированным программным обеспечением.

Рассмотрены особенности метрологического обеспечения градуировки канала в необходимом формате контроля мощности реактора.

Ключевые слова: реактор, паспортизованная мощность, контроль паспортизованной мощности, счетчик нейтронов, нейтронная токовая камера, рабочий диапазон контроля мощности.

WIDE-RANGE STRUCTURALLY OPTIMIZED CHANNEL OF CERTIFIED POWER MONITORING FOR SMALL-CORE REACTORS / A. S. KOSHELEV, K. N. KOVSHOV, M. A. OVCHINNIKOV, G. N. PI-KULINA, A. B. SOKOLOV // There are presented the results of testing on reactor BR-K1 (FSUE «RFNC-VNIIEF») a version of technical decision for a small-core reactor channel of certified power monitoring produced with the use of SNM-11 counter and commercial compensation chambers KNK-4 and KNK-3 as neutron detectors. Certified measurement modules IMSN and IMTK are applied under the control of PC with specialized software as measurement equipment. There are considered the peculiarities of the channel calibration metrological provision in the required format of rector power monitoring.

Key words: reactor, certified power, certified power monitoring, neutron counter, neutron current chamber, working range of power monitoring.

Введение

Задача определения и контроля энерговыделения на импульсных ядерных реакторах (ИЯР) с компактной металлической активной зоной (АЗ) имеет особый характер, отличающийся от общепринятого на ядерных энергетических установках. Ориентированные исключительно на функционирование в качестве мощных источников радиационных излучений, по уровням интегрального энерговыхода за кампанию ИЯР могут быть отнесены к установкам «нулевой» мощности, потому что такие важные факторы, как выгорание и накопление продуктов деления, сопутствующие работе энергетических установок, в рассматриваемом случае практически отсутствуют. В основном режиме работы ИЯР – генерирование импульсов делений на мгновенных нейтронах – существует форсированное энергонагружение элементов конструкции из делящегося материала (ДМ), следствием которого является возникновение значительных динамических напряжений как в самих деталях из ДМ, так и в несущих элементах конструкции, не содержащих ДМ, но находящихся в непосредственном контакте с ними. Для ИЯР с компактной металлической АЗ основным фактором, ограничивающим возможности реактора как источника излучений, являются термодинамические напряжения в наиболее энергонагружаемых деталях из ДМ.

Импульсный характер энерговвода обусловливает определяющую роль процессов, непосредственно связанных с делением ядер соответствующих делящихся нуклидов (как правило, это ²³⁵U и, в меньшей степени, ²³⁸U): разлет осколков деления, вылет мгновенных нейтронов и у-квантов. Сопровождающие процесс деления запаздывающие нейтроны, β-частицы и γ-кванты практически не оказывают влияния на размер энерговвода на стадии генерирования импульса делений на мгновенных нейтронах. Однако заметная доля их парциального энерговыхода на деление (согласно [1], на долю запаздывающих излучений деления ²³⁵U приходится 14,6 МэВ из общего энерговыхода 195,1 МэВ, что составляет 7,5 %) в условиях жестких ограничений на превышение предельно допустимых напряжений в деталях из ДМ при стремлении максимального приближения к допустимому пределу может стать причиной значимых расхождений при формулировании ограничительных условий по энергетическим параметрам (в частности, по полному энерговыделению в АЗ реактора).

В практическом плане [2] более определенными (непротиворечивыми) величинами для описания процесса энерговыделения в АЗ ИЯР, вне зависимости от характера его реализации (кроме импульса делений на мгновенных нейтронах на ИЯР предусматривается также генерирование импульсов на запаздывающих нейтронах и осуществление статических пусков с регламентированным энерговыделением), являются удельная плотность делений (число делений в 1 г ДМ) и полное число делений в A3 реактора, соответствующее интегралу функции плотности делений по ДМ АЗ. Наличие детекторов, обеспечивающих возможность прямого измерения числа делений любого из делящихся нуклидов (малогабаритные ионизационные камеры деления, ИКД; покрытие электродов, содержащее соответствующие делящиеся изотопы; делительно-активационные детекторы с определением числа делений в них по у-активности продуктов деления и т.п.), позволяет определять и контролировать необходимые энергетические параметры ИЯР в однозначно трактуемых величинах.

Компактность активной зоны ИЯР предопределяет также, в отличие от исследовательских и энергетических реакторов с объемной АЗ, невозможность размещения детекторов контроля мощности (энерговыделения) внутри АЗ, непосредственно в пространстве протекания процессов деления и формирования поля нейтронов, обусловливающих указанные процессы. Сказанное означает, что изученная (расчетно или экспериментально, на стадии физпуска) связь между плотностью делений в конкретизированном пространстве внутри АЗ ИЯР и пропорциональным ей флюенсом нейтронов в том же конкретизированном пространстве не может быть непосредственно использована для калибровки каналов контроля энергетического функционала АЗ, нейтронночувствительные детекторы которых не только вынесены из АЗ и удалены от нее на значительное расстояние, но и заключены, как правило, в устройства трансформации нейтронов утечки из АЗ с целью обеспечения условий регулирования их чувствительности к контролируемому энергетическому параметру ИЯР.

На практике принята опосредованная форма калибровки каналов контроля мощности ИЯР (как первичной, так и осуществляемой повторно с установленной периодичностью) в два этапа. На первом этапе, возможном только на стадии физпуска, осуществляется максимально детализированное изучение пространственного энергораспределения по АЗ реактора; определяется связь требующих регламентации параметров с полным энерговыделением; выбирается монитор полного энерговыделения (как правило, активационный, с единственным долгоживущим продуктом активации) и его фиксированное место расположения (обычно внутри АЗ, в координатной позиции, максимально защищенной от влияния внешней загрузки объектами целевого использования ИЯР); устанавливается связь между полным энерговыделением в АЗ и выбранным для контроля параметром монитора (как правило, количество образовавшихся при реализации конкретизированного энерговыделения в АЗ ядер соответствующего радионуклида, определяемое по активности монитора с использованием высокоточных у-радиометров). Установленная комиссией по физпуску связь между полным энерговыделением в АЗ и показаниями конкретизированного монитора для всей последующей кампании реактора фактически является паспортизованным параметром, который не может быть изменен без полномасштабного повторения осуществленной при физпуске метрологической процедуры.

Паспортизованная связь полного энерговыделения в АЗ с показаниями монитора обеспечивает возможность осуществления в процессе физпуска и в процессе эксплуатации ИЯР второго этапа калибровки, а именно калибровку каналов оперативного контроля текущей мощности при работе реактора в статическом режиме или в режиме генерирования импульсов делений на запаздывающих нейтронах, а также калибровку активационных детекторов штатной методики определения полного энерговыделения в статическом и в импульсном (в том числе, и на мгновенных нейтронах) энергопусках реактора.

В настоящей статье вниманию заинтересованных профильных специалистов предлагаются описание технического решения макетного варианта широкодиапазонного, структурно оптимизированного канала контроля паспортизованной мощности ШСО ККПМ, ориентированного на использование в системах контроля мощности ИЯР с компактной АЗ, и результаты его апробации на реакторе БР-К1 [3], включая детализированную конкретизацию процедуры калибровки с использованием концепции паспортизованной мощности.

Апробационное техническое решение

С учетом совокупного опыта построения контрольно-измерительных систем критических стендов и импульсных реакторов ВНИИЭФ [3], результатов изучения особенностей функционирования промышленных ионизационных камер в качестве детекторов контрольно-измерительной аппаратуры импульсных ядерных реакторов [4] и запатентованного предложения [5] было разработано техническое решение широкодиапазонного, структурно оптимизированного канала контроля паспортизованной мощности для реактора с компактной активной зоной ШСО ККПМ и скомплектован макетный вариант предлагаемого ККПМ, ориентированный для апробации на реакторе БР-К1 [6].

Структурная схема предлагаемого технического решения ККПМ представлена на рис. 1. Размещение детекторов тепловых нейтронов трех типов в едином детекторном блоке КДНТ иллюстрирует схема, представленная на рис. 2.

Основную функциональную нагрузку по осуществлению контроля мощности реактора в предлагаемой структуре ККПМ призвана выполнять газонаполненная компенсационная камера КНК-4, обладающая широким диапазоном практически реализуемого изменения рабочего тока (от ~ 10^{-10} A до 5· 10^{-4} A [7]), высокой чувствительностью к тепловым нейтронам (1· 10^{-13} A·см²·с/нейтр. [7]) и конструктивно обеспеченным (путем индивидуальной пространственной локализации) независимым функционированием нейтронной и гаммасекций.

Включение в состав КДТН счетчика СНМ-11 позволяет значительно снизить нижнюю границу контроля мощности реактора. Для использованной конфигурации КДТН и его расположения относительно АЗ реактора БР-К1 (~1,5 м от поверхности АЗ) установлено, что току 10^{-10} А камеры КНК-4 соответствует интенсивность отсчетов счетчика СНМ-11 ~4000 отсч./с.

Включение в состав КДТН камеры КНК-3 с чувствительностью к тепловым нейтронам $3,3\cdot10^{-15}$ А·см²·с/нейтр. и рабочим током до $5\cdot10^{-3}$ А [7] позволяет значительно поднять (в ~300 раз) верхнюю границу контроля мощности реактора. Использование камеры с борным покрытием электродов нейтронной секции позволяет исключить влияние наведенной активности в покрытии, характерное для камер с урановым покрытием электродов нейтронной секции, подверженных активации за счет осколков деления, которая искажает токограмму таких камер на участке спада мощности реактора после его работы на высоких уровнях мощности.



Рис. 1. Структурная схема ККПМ: АЗ – активная зона, ПЗН – полиэтиленовый замедлитель нейтронов, КДТН – комбинированный детектор тепловых нейтронов, ИМСН – измерительный модуль счетчика нейтронов, ИМТК – измерительный модуль токовой камеры, ВПН – выпрямитель питающих напряжений, ПК – персональный компьютер, КМ – коммутирующий модуль



Рис. 2. Схема расположения детекторов КДТН на нижней плите полиэтиленовой сборки

Регистрационные особенности счетного тракта

Как известно [8], для всех систем регистрации числа отсчетов (счетных систем) детекторов элементарных частиц характерно наличие так называемого мертвого времени системы τ , с которым связан эффект просчета части событий, произошедших в детекторе в указанный интервал времени. Для простейших счетных систем принято осуществлять коррекцию просчетов с использованием соотношения $n_0 = n /(1 - \tau n)$, где n_0 – произошедшее число событий, n – зарегистрированное число событий, τ – мертвое время счетной системы.

На рис. З в графической форме представлены совмещенные в едином формате текущего времени результаты измерения интенсивности отсчетов (счета) СНМ-11 n_r и тока КНК-4 ^{*n-γ*} $I_{кнк-4}$ на специально организованном участке роста мощности реактора с асимптотическим периодом ~37 с. Упрощенный сопоставительный анализ роста счета СНМ-11 и роста тока КНК-4 позволяет оценить мертвое время счетного регистрационного тракта $\tau \approx 3$ мкс.

Углубленный анализ регистрационных возможностей счетного канала с СНМ-11 был организован с использованием модельного представления функции счета СНМ-11 n_{0m}, сформированного с учетом характера изменения мощности реактора на участке моделирования и критерия минимизации расхождения модельной n_{0m}, реальной n_r и откорректированной n_c счетностей СНМ-11 на уровне не более 10⁴ отсч./с. В качестве результирующего параметра рассматривалось отклонение счетности реальной n_r от модельной n_{0m} , определяемой в виде $\delta n_r = 100(n_r - n_{0m})/n_{0m}$ (%), и отклонение счетности откорректированной n_c от модельной n_{0m} , определяемой в виде $\delta n_c =$ $= 100(n_c - n_{0m})/n_{0m}$ (%). Для определения откорректированной счетности использовалось соотношение $\delta n_c = n_r / (1 - \tau n_r).$

Итоговые результаты углубленного анализа представлены на рис. 4. Выборка данных для δn_c получена с использованием $\tau = 2,65$ мкс. Даже на первый взгляд можно констатировать значительное (практически на порядок, до уровня ~10⁵ отсч./с) расширение диапазона счетной характеристики СНМ-11, более чем удовлетворительное при функциональной нагрузке регистрационного тракта с СНМ-11 в составе ККПМ.



Рис. 3. Зарегистрированные в процессе разгона реактора БР-К1 с асимптотическим периодом ~37 с интенсивность отсчетов СНМ-11 *n_r* и разностный ток КНК-4 ^{*n*-γ}*I*_{кнк-4}



Рис. 4. Отклонения регистрируемой *n_r* и откорректированной *n_c* интенсивностей отсчетов CHM-11 от смоделированной интенсивности отсчетов *n_{0m}*

Формирование единой измерительной метрики (метрической шкалы)

На рис. 5 представлены откорректированная интенсивность отсчетов СНМ-11 и разностные токи КНК-4 и КНК-3 в специализированном энергопуске реактора БР-К1 на участке роста мощности с асимптотическим периодом ~37 с. Представленные на рис. 5 данные были использованы для определения соотношений $^{n-\gamma}I_{\rm kHk-4}/n_c$ и $^{n-\gamma}I_{\rm kHk-4}/^{n-\gamma}I_{\rm kHk-3}$. Результаты этой операции представлены в графической форме на рис. 6.

Анализ данных рис. 6 показывает:

 в интервале текущего времени от 931 до 980 с имеет место выраженно устойчивое отношение разностного тока камеры КНК-4 к откорректированной интенсивности отсчетов счетчика CHM-11, в рамках ординарного определения среднеарифметического и его СКО [9] равное $2,92 \cdot 10^{-14}$ Кл/отсч. с погрешностью $\pm 0,27$ % в интервале доверительной вероятности P = 0,95;

– в интервале текущего времени от 1201 до 1400 с имеет место выраженно устойчивое отношение разностного тока камеры КНК-4 к разностному току камеры КНК-3, в рамках ординарного определения среднеарифметического и его СКО равное 18,9 \pm 0,014 % в интервале доверительной вероятности P = 0,95.

Наличие устойчивой, количественно конкретизированной связи между функционально значимым токовым откликом базового детектора КНК-4 и функционально значимыми откликами дополнительных детекторов (счетного СНМ-11 и токового КНК-3) на репрезентативно протяженных временных интервалах обеспечивает возможность формирования единой метрики для отображения мощности реактора в два этапа:

– на первом этапе осуществляется перерасчет откорректированного счета СНМ-11 в разностный ток КНК-4 с помощью множителя 2,92·10⁻¹⁴ и разностного тока КНК-3 в разностный ток КНК-4 с помощью множителя 18,9 на выбранных интервалах сращивания показаний детекторов;

– на втором этапе определяется чувствительность базового детектора КНК-4 по соотношению $\varepsilon_{\text{кнк-4}} = *Q_{\text{кнк-4}}/Y$ Кл/дел.АЗ, где $*Q_{\text{кнк-4}} = \sum I(t)\Delta t$

для сформированной выборки данных с единой шкалой тока КНК-4, а Y – энерговыделение реактора по показаниям никелевого монитора в позиции, установленной комиссией по физпуску.

После определения Екнк-4 очевидным образом для чувствительности регистрационного тракта CHM-11 имеем $\varepsilon_{cHM-11} = \varepsilon_{KHK-4} / 2,92 \cdot 10^{-14}$ с $= 3.43 \cdot 10^{13} \cdot \epsilon_{\kappa H \kappa - 4}$ отсч./дел.АЗ, а для чувствительности регистрационного тракта с КНК-3 имеем $\varepsilon_{\kappa H \kappa - 3} = \varepsilon_{\kappa H \kappa - 4} / 18,9 = 5,30 \cdot 10^{-2} \cdot \varepsilon_{\kappa H \kappa - 4}$ Кл/дел.АЗ. Осуществляя на программном уровне в режиме текущего времени перерасчет первичных показаний регистрационных трактов ККПМ в показания с размерностью «дел.АЗ/с», можно визуализировать контролируемую мощность реактора в процессе осуществления его рабочего пуска в статическом режиме и/или в режиме генерирования импульса делений на запаздывающих нейтронах в метрически единообразном энергетическом формате.

Результаты

На рис. 7 представлены результаты апробации скомплектованного технического решения ШСО ККПМ при расположении КДПН с детекторами СНМ-11, КНК-4 и КНК-3 на расстоянии ~1,5 м от поверхности А3 реактора БР-К1 в направлении к штатным контрольно-измерительным детекторам реактора в одном из специально реализованных энергопусков в режиме генерирования импульса делений на запаздывающих нейтронах.



Рис. 5. Откорректированная интенсивность отсчетов СНМ-11 *n_c* и разностные токи КНК-4 ^{*n*-*γ*}*I*_{кнк-4} и КНК-3 ^{*n*-*γ*}*I*_{кнк-3} на участке разгона реактора с асимптотическим периодом ~37 с, использованном для сращивания показаний детекторов



Рис. 6. Соотносительность разностного тока КНК-4 $^{n-\gamma}I_{\rm кнк-4}$ с откорректированной интенсивностью отсчетов СНМ-11 n_c и разностным током КНК-3 $^{n-\gamma}I_{\rm кнк-3}$



Рис. 7. Изменение откорректированной интенсивности отсчетов СНМ-11 *n_c* и токов КНК-4 ^{*n*-*γ*}*I*_{кнк-4}, КНК-3 ^{*n*-*γ*}*I*_{кнк-3} в процессе осуществления апробационного энергопуска реактора БР-К1



Рис. 8. Комбинированное представление изменения мощности реактора БР-К1 в апробационном энергопуске в метрике «дел.А3/с»

Регистрационная процедура осуществлялась в расширенном информационном формате, с раздельной регистрацией токов функциональных секций КНК-4 и КНК-3. Значения разностных токов, представленные на рис. 7, получены простым вычитанием тока γ -секции из тока нейтронной секции. В показания счетного регистрационного тракта введена корректирующая поправка с $\tau = 2,65$ мкс.

Переформатирование данных, представленных на рис. 7, в метрику тока КНК-4 осуществлялось следующим образом:

– численные значения n_c в единицах «отсч./с» в интервалах текущего времени от 1 до 970 с и от 1946 до 3200 с умножались на 2,92·10⁻¹⁴ Кл/отсч., обеспечивая переход от счета СНМ-11 к току КНК-4 в А;

– численные значения тока $^{n-\gamma}I_{\kappa H\kappa-3}$ в интервале текущего времени от 1411 до 1525 с умножались на 18,9, обеспечивая переход от тока КНК-3 к току КНК-4;

– в интервалах текущего времени от 970 до 1410 с и от 1526 до 1945 с использовались значения тока $n^{-\gamma}I_{\rm kHK-4}$ без изменения.

Суммарный заряд $*Q_{\kappa h \kappa -4}$ на интервале текущего времени от 1 до 3200 с определен равным 6,35 $\cdot 10^{-2}$ Кл. Полное число делений в энергопуске, определенное по показаниям внутризонного нике-

левого монитора, рекомендованного комиссией по физпуску, получено равным 4,78·10¹⁷ дел.АЗ. Соответственно для чувствительности базового регистрационного тракта с КНК-4 имеем $\varepsilon_{\rm кнк-4} =$ = 1,33·10⁻¹⁹ Кл/дел.АЗ, для регистрационного тракта с СНМ-11 $\varepsilon_{\rm снм-11} =$ 4,55·10⁻⁷ отсч./дел.АЗ, а для регистрационного тракта с КНК-З $\varepsilon_{\rm кнк-3} =$ = 7,04·10⁻²¹ Кл/дел.АЗ.

Результат переформатирования данных, представленных на рис. 7 в первичных единицах регистрации, в текущую мощность реактора во время реализации апробационного энергопуска представлен на рис. 8.

Из рис. 8 наглядно следует добротная широкодиапазонность избранного технического решения ККПМ, даже без использования токового резерва детектора КНК-3 обеспечивающего перекрытие изменения мощности реактора в пределах девяти порядков. При использовании токового резерва КНК-3 верхний предел контролируемой мощности может быть повышен до ~ 10^{18} дел.АЗ/с. Практическая возможность обеспечения контроля мощности реактора с компактной АЗ с использованием трех типов промышленно изготавливаемых детекторов и единого трансформера удобной конструктивной компоновки в интервале от ~ 10^7 до ~ 10^{18} дел.АЗ/с (от ~0,3 мВт до ~30 МВт) без сомнения позволяет рекомендовать апробированное техническое решение ККПМ как перспективное при разработке и создании контрольноизмерительных систем таких реакторов.

Заключение

Исходя из обширного опыта разработки и эксплуатации каналов контроля статической (квазистатической) мощности реакторов с компактной активной зоной, предложена концепция паспортизованной мощности, согласно которой на стадии физпуска реактора устанавливается связь между физической мощностью (энерговыделением в АЗ) реактора и избранным комиссией по физпуску монитором, обеспечивающим на стадии эксплуатации нормированное (паспортизованное) отображение физически реальной энергетики реактора.

Анализ особенностей функционирования компенсационных ионизационных камер промышленного изготовления в полях излучений реакторов с компактной активной зоной позволил сформулировать критерии оптимизации для формирования комплектов детекторов, ориентированных на перекрытие широкого диапазона (от девяти порядков и более) контроля мощности статического (квазистатического) характера.

Наличие детекторов, отвечающих оптимизационному критерию, и доступного для использования аппаратурно-измерительного комплекса требуемого уровня позволило оформить техническое решение и организовать его оперативную апробацию на реакторе БР-К1.

Результаты апробации в полной мере подтвердили и целесообразность внедрения в практику метрологического обеспечения контроля мощности понятия «паспортизованная», и целесообразность оптимизированной комплектации единого детекторного блока одним счетчиком нейтронов типа СНМ-11 и двумя компенсационными камерами типа КНК-4 и КНК-3, не содержащими электродов с покрытием из делящихся материалов.

Список литературы

1. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967.

2. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М. Плотность делений и спектры нейтронов в активной зоне реактора БР-1. Мониторинг полного энерговыделения // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2001, вып. 1/2, с. 127–140.

3. Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Воронцов С. В. и др. Критические стенды и импульсные реакторы РФЯЦ-ВНИИЭФ // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергий. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011, вып. 1, 1335 с.

4. Кошелев А. С., Овчинников М. А., Пикулина Г. Н. Особенности функционирования промышленных ионизационных камер в качестве детекторов контрольно-измерительной аппаратуры импульсных ядерных реакторов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 3, с. 51–59.

5. Пат. № 2522708 РФ, МПК G01Т 3\00 (2006.01). Способ регистрации нейтронного потока ядерной установки в широком диапазоне измерений и устройство для его реализации / М. И. Овчинников, Ю. М. Дроздов, Л. Е. Довбыш, О. А. Голубева // Изобретения. Полезные модели. 2014. № 20.

6. Босамыкин В. С., Малинкин А. А., Колесов В. Ф. и др. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 3–12.

7. Дмитриев А. Б., Малышев Е. К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. – М.: Атомиздат, 1975, 96 с.

8. Калашникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. – М.: Изд-во «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1966, 407 с.

9. Брянский Л. Н., Дойников А. С. Краткий справочник метролога. – М.: Издательство стандартов, 1991, 76 с.

Контактная информация -

Кошелев Александр Сергеевич, ведущий научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, факс: (83130) 4-55-69

Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 49–57.

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ГЕНЕРАЦИИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ИМПУЛЬСНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВИР-2М

Л. Ю. Глухов², С. П. Котков², М. С. Кузнецов¹, С. С. Чурсин¹

¹ФГАОУ ВО НИ ТПУ, г. Томск ²ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Проведено измерение времени генерации мгновенных нейтронов в активной зоне исследовательского ядерного реактора ВИР-2М. Измерения проводились в подкритическом состоянии реактора с помощью метода Бабала. Дано краткое описание устройства реактора ВИР-2М и использованного экспериментального оборудования, представлена методика проведения и обработки результатов экспериментов. Показано, что время генерации мгновенных нейтронов при незагруженных экспериментальных каналах равно 35 ± 1 мкс.

Ключевые слова: время жизни мгновенных нейтронов, импульсный ядерный реактор, метод Бабала, растворный импульсный реактор ВИР-2М.

MEASUREMENT OF PROMPT NEUTRONS PRODUCTION TIME OF VIR-2M PULSED NUCLEAR REACTOR / L. Yu. GLUKHOV, S. P. KOTKOV, M. S. KUZNETSOV, S. S. CHURSIN // The study of the prompt neutrons production time in VIR-2M research reactor core was carried out. Investigations were performed under conditions of a subcritical state of the reactor. Babala method was used. Description of the reactor arrangement and used experimental equipment are presented. Investigation method and way of experimental data treatment are shown in the work. Prompt neutrons production time was found to be equal $35 \pm 1 \mu$ s when experimental channel was empty.

Key words: prompt neutrons production time, pulse reactor, Babala method, fuel solution of pulse reactors VIR-2M.

Введение

Исследовательские ядерные реакторы находят широкое применение в области ядерной энергетики и технологии. Данные установки используются для проведения исследований поведения материалов в полях реакторных излучений, в испытаниях на воздействие импульсного и статического n, γ -излучения на различные узлы и приборы, для испытаний топлива АЭС с различными теплоносителями в нештатных условиях реактивностных аварийных ситуаций, аварий с потерей теплоносителя и т. д.

Отдельным классом исследовательских реакторов являются импульсные ядерные реакторы (ИЯР), предназначенные для генерирования контролируемых и повторяемых импульсов деления атомных ядер на мгновенных нейтронах. Доминирующим типом таких устройств являются апериодические импульсные реакторы, в которых импульс делений генерируется быстрым переводом реактора в надкритическое состояние. Гасится импульс за счет отрицательной реактивностной обратной связи, обусловленной ядерными, термомеханическими, гидродинамическими и другими явлениями [1].

Важную роль при прогнозировании параметров импульса (длительность, максимальная мощность и др.) ИЯР является постоянная спада при критичности на запаздывающих нейтронах [1], определяемая как

$$\alpha_{\rm c} = \frac{\beta_{\rm S}\phi}{\Lambda},\tag{1}$$

где $\beta_{3\phi}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов; Λ – время генерации мгновенных нейтронов^{*} [1, 2].

^{*} Для систем критических на запаздывающих нейтронах время жизни мгновенных нейтронов (*l*) и время генерации мгновенных нейтронов (Λ) равны.

Данная работа посвящена определению времени генерации мгновенных нейтронов деления в ИЯР ВИР-2М по экспериментально измеренной величине α_c .

Методика измерений

Константа спада мгновенных нейтронов (или константа альфа-Росси) определяется временем генерации мгновенных нейтронов и коэффициентом размножения нейтронов

$$\alpha = \frac{\beta_{2\phi} - \tilde{\rho}}{\Lambda},\tag{2}$$

где $\tilde{\rho}$ – реактивность;

или
$$\alpha = \frac{\beta_{3\phi}}{\Lambda} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\beta_{3\phi}} \right) = \alpha_c \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\beta_{3\phi}} \right) = \alpha_c \left[1 - \rho \right], \quad (3)$$

где ρ – реактивность, выраженная в единицах $\beta_{3\phi}$, α_c – постоянная спада при критичности на запаздывающих нейтронах.

Имеется достаточно большое количество экспериментальных методов определения постоянной спада мгновенных нейтронов (константы альфа-Росси), основанных на счете нейтронов [2]. На начальном этапе выполнения данной работы были проведены предварительные исследования возможности применения некоторых методов для определения константы альфа-Росси на ИЯР ВИР-2М. Ниже приводятся результаты проведенного анализа.

Метод альфа-Росси [3] нашел наилучшее применение для систем на быстрых нейтронах. Применение этого метода для тепловых систем требует низкой счетности. Для реактора ВИР-2М это соответствует не более 10 отсчетам/с, что в свою очередь приводит к длительному набору статистики и требует измерений при большой подкритичности реактора (не выше $-3\beta_{эф}$).

Метод Фейнмана [4] лучше всего подходит для систем на тепловых нейтронах. Он также требует низкой счетности, и для реактора ВИР-2М лучше всего подходит диапазон от 100 до 1000 отсчетов/с (возможно проводить измерения и при более низкой счетности, но это занимает крайне длительное время), что в свою очередь требует измерений при подкритичности реактора не ниже $-0.5\beta_{эф}$.

Метод Могильнера [5], как и метод Фейнмана, нашел свое преимущественное применение для систем на тепловых нейтронах. Однако данный метод может быть применим лишь при очень низком уровне мощности в совокупности с высочайшей эффективностью детектора.

Метод Бабала [6] применим как для систем на тепловых нейтронах, так и для систем на быстрых нейтронах. Для реактора ВИР-2М применимость данного метода ограничена счетностью не более 300 отсчетов/с (подкритичность – не выше –0,1β_{эф}).

Учитывая все вышеизложенное (имеющееся экспериментальное оборудование, возможность проводить длительные измерения, достижимую подкритичность ИЯР ВИР-2М), измерение постоянной спада на ИЯР ВИР-2М проводилось по методу Бабала в диапазоне подкритичности от $-4\beta_{3\phi}$ до $-0.1\beta_{3\phi}$.

Выражение для распределения счетно-счетных интервалов, используемое по методу Бабала, определяется следующим образом:

$$p_{\rm cc}(t)dt = C_1(t)dt + C_2(t)e^{-\alpha\gamma t}dt, \qquad (4)$$

где

$$C_{1}(t) = 4F \varepsilon p_{0}(t) \left[\frac{(\gamma + 1) + (\gamma - 1)e^{-\alpha\gamma t}}{(\gamma + 1)^{2} - (\gamma - 1)^{2}e^{-\alpha\gamma t}} \right]^{2}, \quad (5)$$

$$C_{2}(t) = \frac{8F\varepsilon p_{0}(t)\gamma^{2}}{\sigma \left[\left(\gamma + 1\right)^{2} - \left(\gamma - 1\right)^{2}e^{-\alpha\gamma t} \right]^{2}t}, \qquad (6)$$

$$\gamma = \left(1 + 2\frac{\varepsilon D_{\nu}}{\rho_{\rm p}^2}\right)^{1/2},\tag{7}$$

$$p_0(\Delta) = e^{-\frac{2\overline{c}\Delta}{\gamma+1} \left[1 + \frac{2}{(\gamma-1)\alpha\Delta} \ln\left(\frac{(\gamma+1)^2 - (\gamma-1)^2 e^{-\alpha\gamma\Delta}}{4\gamma}\right)\right]}, \quad (8)$$

$$\sigma = \frac{S\Lambda}{D_{\nu}},\tag{9}$$

где D_v – параметр Дайвена; S – мощность нейтронного источника в подкритической системе; ρ_p – мгновенная реактивность; σ – коэффициент, эквивалентный мощности источника нейтронов; \overline{c} – среднее число отсчетов за интервал времени Δ ; F – средняя скорость делений в системе; ε – эффективность детектора в отсчетах на деление.

Для получения величины α (постоянной спада на мгновенных нейтронах) экспериментально найденное распределение счетно-счетных интервалов $p_{cc}(t)$ обрабатывается методом наименьших квадратов в соответствии с уравнениями (4)–(9).

Экспериментальное оборудование и аппаратура

1. Основные технические характеристики реактора ВИР-2М

Реакторы семейства ВИР [7] создавались для испытания различных объектов в условиях воздействия мощного ионизирующего *n*, *γ*-излучения. Водный импульсный реактор ВИР-2М относится к классу апериодических импульсных реакторов самогасящегося действия и представляет собой растворный вариант ИЯР, отличающийся малым количеством делящегося материала, используемого в качестве топлива (всего около 7 кг урана).

В качестве топлива в реакторе ВИР-2М используется уран 90 %-ного обогащения по изотопу 235 U в виде раствора соли – уранилсульфата (UO₂SO₄) – в обычной воде. Топливный раствор постоянно находится в герметичном корпусе (рис. 1), придающем топливной композиции компактную геометрическую форму, необходимую для получения интенсивных потоков нейтронов и гамма-квантов.

Цилиндрический корпус реактора ВИР-2М (рис. 1) имеет высоту 2 м и диаметр ~0,7 м (снаружи) при толщине стенок 65 мм. В днище корпуса толщиной 155 мм имеется вогнутый полусферический канал (ПСК) с внутренним диаметром 300 мм. К крышке корпуса, выполненной изнутри в виде полусферы с минимальной толщиной 160 мм, приварено семь глухих цилиндрических каналов: шесть периферийных для стержней управления реактивностью и один центральный канал (ЦК).



Рис. 1. Схематический разрез корпуса активной зоны реактора ВИР-2М: 1 – центральный экспериментальный канал, 2 – каналы для стержней управления реактивностью, 3 – надтопливное пространство, 4 – топливный раствор, 5 – «рубашка» охлаждения, 6 – полусферический экспериментальный канал

2. Экспериментальное оборудование и алгоритм обработки данных

Структурная схема измерительного канала представлена на рис. 2. В качестве детектора использовался коронный счетчик нейтронов CHM-11. Детектор, помещенный в замедлитель, окруженный чехлом из кадмия, размещался в экспериментальной шахте, которая расположена сбоку от корпуса реактора ВИР-2М, или устанавливался



Рис. 2. Структурная схема измерительного канала

№ экспе- римента	Положение детектора	Загрузка экспериментальных каналов	Диапазон изме- няемой реактивно- сти, β _{эф}	Примечания
1	ЦК	поглотитель (борный счет- чик) в ЦК (вес ~ -0,01β _{эф})	-2,020,17	
2	шахта	отсутствует	-1,040,19	ИС-1 расположен между центром АЗ и детекто- ром (ИС-1 играет роль экрана)
3	шахта	отсутствует	-1,880,29	Между центром АЗ и де- тектором экран отсутст- вует
4	шахта	поглотитель в ПСК (вес ~ -2β _{3ф})	-3,660,12	ИС-1 расположен между центром АЗ и детекто-
5	шахта	отражатель в ПСК (вес ~ +1β _{эф})	-1,230,12	ром (ИС-1 играет роль экрана)

Условия проводимых экспериментов

в центральный канал^{*} ИЯР. Измерения проводились в подкритическом состоянии, в диапазоне реактивности от $-4 \beta_{3\phi}$ до $-0,1 \beta_{3\phi}$. Реактивность в данном диапазоне варьировалась путем извлечения одной группы поглощающих стержней (ИС-1). Условия при проведении соответствующих экспериментов приведены в табл. 1.

Импульсы с детектора поступали на многофункциональную плату NI PXI-6052E. В интервале времени между двумя соседними импульсами, поступившими с детектора, счетчик платы подсчитывал импульсы, сформированные генератором импульсов (частотой 20 МГц), входящим в состав измерительной платы. В дальнейшем данные (подсчитанные импульсы за интервал времени) передавались с платы на ПК и в режиме реального времени подвергались математической обработке специальной программой, разработанной в среде National Instruments LabVIEW.

Мертвое время измерительного канала составляло $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ с, а максимальная счетность детектора не превышала 300 имп./с. Используя данные [8], получили, что число просчетов измерительного канала не превысило 0,1 % от счетности. Исходя из этого, мертвое время при обработке данных не учитывали.

Результатом математической обработки данных для одного измерения являлась гистограмма распределения импульсов в зависимости от длительности временного интервала (пример типичной гистограммы приведен на рис. 3). Шагом гистограммы выбрали 50 мкс, основываясь на соотношении оптимальности времени измерения и возможности провести обработку методом Бабала.

Далее гистограмма обрабатывалась по методу наименьших квадратов с использованием формул (4)–(9), и определялось значение константы альфа-Росси. При использовании метода наименьших квадратов в формулах (4)–(9) варьировались следующие величины: γ , α , *с* и A (A – константа нормировки).



Рис. 3. Распределение счетно-счетных интервалов при реактивности реактора –0,17β_{эф}: — – экспериментальные данные; — – аппроксимированная кривая

По результатам измерений, проведенных для нескольких значений реактивности, была построена зависимость константы альфа-Росси (ось 0Y) от реактивности (ось 0X). Полученная зависимость аппроксимировалась прямой с дополнительным требованием $\alpha(\beta) = 0$, т. е. прямая долж-

^{*} Размещенный в центральном канале детектор использовался без замедлителя и кадмиевого чехла.

на пересекать ось 0X в точке $\rho = \beta$. Точка пересечения аппроксимирующей прямой с осью 0Y дает значение константы альфа-Росси для критического состояния реактора. Время генерации мгновенных нейтронов определялось по формуле (1). Погрешность определялась из дисперсии полученных значений константы альфа-Росси в зависимости от реактивности.

Результаты эксперимента

В целях достижения необходимой точности определения константы альфа-Росси при каждом измерении набиралась статистика не менее 100 000 отсчетов нейтронов. Для оценки погрешности измерения эксперименты проводились при пяти разных значениях реактивности ядерного реактора.

Полученная зависимость константы альфа-Росси от реактивности представлена на рис. 4. Там же отмечена прямая, аппроксимирующая результаты эксперимента. Параметры прямой определялись методом наименьших квадратов. Как было сказано выше, аппроксимирующая прямая «привязывалась» к точке (1, 0), поскольку при реактивности реактора, равной + $\beta_{эф}$, константа альфа-Росси равна нулю (см. формулу (1)).

В качестве примера в табл. 2 представлены результаты измерений константы альфа-Росси



Рис. 4. Зависимость константы альфа-Росси от реактивности реактора

в эксперименте № 1 при различной подкритичности ИЯР ВИР-2М.

Из результатов обработки данного эксперимента было получено следующее значение константы альфа-Росси-0 $\alpha_c = 2,4\cdot 10^2 \pm 0,1\cdot 10^2 \text{ c}^{-1}$. Для реактора ВИР-2М $\beta_{9\phi} = 0,008$ [7]. В соответствии с формулой (1) получаем время генерации мгновенных нейтронов $l = 33 \pm 1$ мкс.

Полученные значения α_c во всех проведенных экспериментах приведены в табл. 3.

Таблица 2

Реактив-	Высота извлечения	Константа			
ность, $\beta_{9\phi}$	стержней ИС-1, мм	альфа-Росси, с ⁻¹			
-2,02	0	$7,5 \cdot 10^2$			
-1,54	25	$5,8.10^{2}$			
-1,01	50	$5,1.10^2$			
-0,53	75	$3,8.10^{2}$			
-0,17	95	$2,6.10^2$			
$\alpha_{\rm c} = 2,4 \cdot 10^2 \pm 0,1 \cdot 10^2 \ {\rm c}^{-1}$					

Результаты измерений константы альфа-Росси в эксперименте № 1 при различной подкритичности ИЯР ВИР-2М

№ экспери- мента	Положение детектора	Полученное значение α_c , c^{-1}	Полученное значение Л, мкс	Примечания
1	ЦК	$2,\!4\!\cdot\!10^2\!\pm0,\!1\!\cdot\!10^2$	33 ± 1	поглотитель (борный счетчик) в ЦК
2	шахта	$2,3.10^2 \pm 0,1.10^2$	35 ± 1	ИС-1 расположен между центром АЗ и детектором (ИС-1 играет роль экрана)
3	шахта	$2,3\cdot10^2\pm0,1\cdot10^2$	35 ± 1	между центром АЗ и детектором экран отсутствует
4	шахта	$2,6\cdot10^2\pm0,1\cdot10^2$	31 ± 1	поглотитель в ПСК
5	шахта	$2,4\cdot10^2\pm0,1\cdot10^2$	33 ± 1	отражатель в ПСК

Обобщенные результаты полученных величин α_c

Заключение

В работе проведено измерение времени генерации мгновенных нейтронов в растворном импульсном ядерном реакторе ВИР-2М. Экспериментально определено распределение счетносчетных интервалов при нескольких значениях реактивности реактора (в подкритическом состоянии). Определена зависимость константы альфаРосси от реактивности при различной загрузке, методом аппроксимации получено значение константы альфа-Росси-0 (постоянной спада мгновенных нейтронов при критичности на запаздывающих нейтронах). Константа альфа-Росси-0, в зависимости от загрузки экспериментальных каналов, находится в пределах от $2,3\cdot10^2$ с⁻¹ до $2,6\cdot10^2$ с⁻¹.

В зависимости от загрузки экспериментальных каналов время генерации мгновенных нейтронов Л, определенное по результатам обработки экспериментов, находится в пределах 31–35 мкс.

Отметим, что время генерации мгновенных нейтронов реактора ВИР-2М при пустых экспериментальных каналах, определенное расчетным путем, составляет 40 мкс [7], что достаточно близко к значению, полученному в настоящей работе.

Список литературы

1. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. Т. 1. 2. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974. 400 с.

3. Orndoff J. D. Prompt Neutron Periods of Metal Critical Assemblies // Nucl. Sci. Engng, 1957, vol. 2, p. 450.

4. Feynman R. P., de Hoffman F., Serber R. Dispersion of the Neutron Emission in U-235 Fission // J. Nucl. Energy, 1956, vol. 3, p. 64.

5. Могильнер А. И., Золотухин В. Г. Измерение характеристик реактора статистическим р-методом // Атомная энергия, 1961, т. 10, вып. 4, с. 377.

6. Babala D. Neutron Counting Statistics in Nuclear Reactors // Norwegian Report KR-114, November 1966.

7. Воинов А. М., Колесов В. Ф., Матвеенко А. С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 3–15.

8. Толченов Ю. М., Чайковский В. Г. Коронные счетчики медленных нейтронов // ПТЭ, 1963, № 6.

Контактная информация –

Котков Сергей Павлович, факс: (83130) 4-55-69, e-mail: kotkov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 58–63.

СПОСОБ ДООЧИСТКИ ПРОМЫШЛЕННЫХ ОТХОДОВ ОТ РАДИОНУКЛИДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕОХИМИЧЕСКИХ БАРЬЕРОВ

В. И. Сергеев¹, Н. Ю. Степанова², А. В. Савенко¹, А. Д. Ковтун³, Ф. Г. Шалата³

¹МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва ²ФГБУ «Научный и информационно-методический центр "Базис"» Министерства образования и науки РФ ³ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Предлагаемый способ доочистки жидких радиоактивных отходов на различных предприятиях «Росатома» основан на использовании сорбирующих экранов высокой проницаемости и опирается на единый методический подход к установлению предельно допустимой скорости фильтрации жидких радиоактивных отходов через этот экран и к определению его конструктивных параметров (площади и мощности). Способ позволяет осуществлять очистку требуемого объема отходов до концентрации радионуклидов, не превышающей предельно допустимый уровень, на протяжении заданного времени без какой-либо дополнительной обработки и практически без участия обслуживающего персонала.

Ключевые слова: доочистка промышленных отходов, сорбирующий экран высокой проницаемости, миграционные параметры.

METHOD OF PURIFICATION OF INDUSTRIAL WASTE FROM RADIONUCLIDES USING GEOCHEMICAL BARRIERS / V. I. SERGEEV, N. Yu. STEPANOVA, A. V. SAVENKO, A. D. KOVTUN, F. G. SHALATA // The proposed method of treatment of LRW in various enterprises of Rosatom is based on the use of absorptive screens of high permeability with a foundation of a single methodological approach to setting speed limit filtering LRW through this screen and to definition of its design parameters (area and power). The method allows for purification of the desired volume of waste to the radionuclide concentration not exceeding the remote control for a predetermined period of time without any additional processing, and almost without the participation of the staff.

Key words: industrial waste purification, absorptive screen high permeability, migration parameters.

Введение

При многих производственных процессах и исследованиях, проводимых на спецпроизводствах «Росатома», образуются радиоактивные отходы различного агрегатного состояния и состава. Наибольшей проблемой является обезвреживание жидких радиоактивных отходов (ЖРО), которые характеризуются большими объемами, значительной радио- и химической активностью, а также разнообразием и непостоянством форм нахождения в отходах потенциальных загрязнителей подземных вод. Непостоянство состава и объемов жидких отходов обусловлено разноплановостью и спецификой работ различных подразделений. Объемы ЖРО на различных предприятиях достигают многих десятков кубических метров в сутки. К сожалению, общепринятая и используемая на протяжении многих лет технология не позволяет получить степень очистки, удовлетворяющую современным нормативным требованиям.

Наша задача заключалась в разработке способа, позволяющего с меньшими экономическими затратами осуществлять очистку ЖРО до концентраций ниже предельно допустимого уровня (ПДУ). Поставленная задача решалась на примере с отходами спецпроизводства, содержащими полоний. Но это решение может использоваться и при доочистке ЖРО, содержащих другие радионуклиды. Для оценки эффективности и целесообразности применения предлагаемого подхода рассмотрим существующую в настоящее время технологию очистки ЖРО на предприятиях «Росатома».

1. Принятая в настоящее время технологическая схема очистки ЖРО и факторы, определяющие необходимость ее модернизации

В настоящее время очистка ЖРО осуществляется с помощью реагентной и коагуляционной технологии с последующим выдерживанием и биологической обработкой осветленных вод в бассейнах-водосборниках для долговременного хранения и периодических сбросов очищенной воды с разрешения контрольно-надзорных органов в поверхностные водотоки.

Сточные воды, поступающие на химводоочистку, из усреднителя подаются в 1-ю емкость реагентной обработки, где к ним добавляются 10 %-й раствор NaOH и 3 %-й раствор KMnO₄. Под действием этих реагентов происходит окисление примесей органических веществ, которые могут препятствовать эффективному удалению радионуклидов на следующей стадии коагуляции-осаждения, и образование гидроксидов радиоактивных и тяжелых металлов, а также мелкого осадка гидрата окиси марганца. После этого воды поступают во 2-ю емкость, где производится их обработка коагулянтом – 4 %-м раствором Fe₂(SO₄)₃. Обработка щелочных вод коагулянтом приводит к образованию крупных аморфных хлопьев гидроокиси железа, которые, осаждаясь, увлекают за собой взвешенные частицы, гидрат окиси марганца и гидроксиды радиоактивных и тяжелых металлов (процесс соосаждения), что и обеспечивает очистку сточных вод. Перемешивание полученного раствора в банках-отстойниках способствует интенсивному слипанию и осаждению хлопьев. В отстойниках происходит осветление сбросных вод: осадок с загрязнениями оседает на дно, а очищенная вода проходит радиометрический контроль и либо сбрасывается в бассейн-водосборник, либо поступает на повторную очистку. Коэффициент очистки таким осадительно-коагуляционным методом (отношение содержания компонента в исходной смеси к его содержанию в пермеате) по некоторым элементам может достигать 250. Контроль эффективности очистки осуществляется радиометрическими замерами проб осветленной воды, отобранных через несколько часов отстаивания после коагуляции.

К числу достоинств используемого сейчас осадительно-коагуляционного метода очистки стоков спецпроизводств следует отнести его универсальность по отношению к разным радиоактивным элементам и формам существования в растворе, а также достаточно высокую эффективность. Недостатками являются большой расход реагентов, многоступенчатость обработки вод и высокая минерализация очищенных вод, обусловленная внесением с реагентами значительных количеств сульфат- и хлорид-ионов, а также катионов натрия. Наиболее существенным недостатком существующей схемы очистки в свете последних требований ликвидации отстойников жидких РАО, контактирующих с грунтовыми, а затем и поверхностными водами, является то, что очищенные воды по своей активности все еще относятся к низкоактивным ЖРО (их активность выше ПДУ). Следовательно, разработка мероприятий по модернизации существующей схемы очистки является весьма актуальной задачей.

Предлагаемый подход к решению проблемы основан на включении в систему очистки промышленных установок с геохимическими барьерами высокой проницаемости. Установки, позволяющие осуществлять этот способ доочистки, названы авторами «геофильтрационными модулями». Жидкие отходы должны фильтроваться через такие модули, доочищаться от радионуклидов и далее поступать в систему отводящих трубопроводов. Под высокой проницаемостью понимается проницаемость геохимического барьера, при которой может быть достигнута без использования нагнетательных устройств скорость фильтрации ЖРО, равная предельно допустимой скорости, не нарушающей кинетику сорбционного процесса, что составляет 1-2 м/сут. Применение предлагаемого способа доочистки ставит своей целью, пресброс жле всего, исключить в бассейныводосборники жидкости с концентрацией радионуклидов, превышающей ПДУ.

2. Обоснование оптимальности разработанного способа доочистки ЖРО

Оптимальность разработанного способа доочистки определяется возможностью его использования при наличии в отходах предприятия радионуклидов любого состава, при любых объемах поступающих ЖРО и любом необходимом периоде эксплуатации очистной установки, при котором исключается выход за ее пределы потенциальных загрязнителей с концентрацией выше ПДУ. В этом обосновании авторы поставили перед собой задачу представить известные факторы, которые позволяют использовать ряд запатентованных методик, дающих возможность реализовать на практике разработанный способ доочистки с учетом названных выше условий выполнения работ. При обосновании оптимальности схемы доочистки авторами рассмотрены также способы исключения тех производственных факторов, которые снижают эффективность реализации предлагаемого способа доочистки.

Специалистами многих стран в области охраны водных ресурсов от загрязнения на протяжении многих лет используется поглощающая способность целого ряда природных дисперсных разностей в отношении тяжелых металлов и радионуклидов. Эффективность поглощения потенциальных загрязнителей подземных вод определяется составом дисперсного материала, составом отходов и формой нахождения в них загрязнителей. Наличие поглощающего геохимического барьера на пути распространения загрязненных отходов способствует их очистке. В этой связи возможность доочистки ЖРО при фильтрации их через дисперсный поглощающий материал не вызывает сомнений. Проблема заключается лишь в том, каким должен быть состав поглощающего материала на пути фильтрации ЖРО при конкретном составе и концентрации радионуклидов. Сегодня накопленный за три последних десятилетия опыт подбора состава защитных экранов в районах размещения отходов промышленности позволяет без особых проблем решать задачу об определении оптимального состава материала таких геохимических барьеров.

Выполненный комплекс теоретических, экспериментальных и производственных работ показал, что оценка эффективности работы выбранных в качестве геохимических барьеров природных или искусственных материалов должна осуществляться не по данным об их поглощающей способности, полученным в статических условиях, а по результатам определения характера поглощения потенциального загрязнителя при фильтрации жидких отходов через образец экрана. Авторами предлагаемого способа доочистки ЖРО предложена, запатентована [1] и использована на промышленных объектах в России и за рубежом методика выполнения комплекса лабораторных работ и расчетов на их базе предельно допустимого времени эксплуатации природных и искусственных геохимических барьеров при заданной техногенной нагрузке, а также минимальной мощности геохимического барьера, при которой исключается выход загрязнителя за пределы экрана в период его эксплуатации. Методика, изложенная в патенте и статьях, естественно, может использоваться и при определении параметров геохимического барьера в фильтрационном модуле.

Практика показывает, что наилучшими противофильтрационными и поглощающими материалами являются природные глинистые материалы. В зависимости от их минерального состава они могут служить надежным геохимическим барьером как для тяжелых металлов, так и для радионуклидов. Однако глинистые грунты не могут использоваться при создании геохимического барьера в геофильтрационном модуле, так как в этом случае мы сталкиваемся с фактором, который необходимо учитывать при использовании разработанной схемы доочистки ЖРО непосредственно на территории предприятия. Причина очень простая – проницаемость глинистого геохимического барьера характеризуется коэффициентом фильтрации, близким к 0,001 м/сут. Это означает, что даже при градиенте фильтрации 10 и суточном объеме отходов в 1,0 м³ для доочистки потребуется площадь геохимического барьера, равная 100 м².

Учитывая вышеизложенное, для доочистки ЖРО с помощью геофильтрационного модуля необходимо использовать геохимический барьер, имеющий в тысячи раз большую проницаемость. Таким образом, при разработке способа доочистки определяется <u>первая задача</u> – подбор геохимического барьера высокой проницаемости.

Вторая задача в какой-то степени определяется первой. Из ранее выполненных работ следует, что при использовании дисперсных материалов с коэффициентом фильтрации в несколько метров в сутки необходимо соблюдать условия фильтрации, не нарушающие кинетику сорбционного процесса.

Для пояснения этого фактора обратимся к рис. 1, где представлены «выходные кривые», характеризующие зависимость изменения относительной концентрации ($C_{\text{отн}}$) загрязнителя от объема (Q) профильтровавшейся жидкости в единицу времени.

Из представленных графиков следует, что при превышении определенного значения скорости фильтрации ЖРО через образец геохимического барьера мы нарушаем кинетику сорбционного процесса, и на выходе фильтрата из образца геохимического барьера концентрация загрязнителя составляет некоторое значение, которое уже может быть неприемлемым на производстве. Иссле-



Рис. 1. Влияние скорости фильтрации ЖРО (◆ - 3,0 м/сут; ■ - 1,0 м/сут; ▲ - 0,5 м/сут) на характер «выходных кривых»

дованиями установлено, что это значение возрастает с увеличением скорости фильтрации. Такой факт определяется сложным процессом молекулярно-диффузионного взаимодействия жидкости с поглощающей поверхностью геохимического барьера в проточных и тупиковых порах сорбента.

Таким образом, вторая задача сводится к необходимости определения для подобранного по составу, структуре и проницаемости геохимического барьера предельно допустимой скорости фильтрации ЖРО, при которой не нарушается кинетика сорбционного процесса, т. е. «выходная кривая» будет иметь вид, аналогичный зависимости характера «выходных кривых» при скоростях фильтрации 0,5 м/сут и 1,0 м/сут (рис. 1).

Анализируя характер зависимости «выходных кривых» от скорости фильтрации, следует отметить, что окончательный выбор скорости должен учитывать специфику работы предприятия, требования к степени очистки отходов, наличие свободных площадей или территорий вблизи объекта, где будет выполняться доочистка отходов. Так, например, из представленных на рис. 1 материалов следует, что полная доочистка отходов при скорости их фильтрации в 1,0 м/сут будет осуществляться в отношении объема ЖРО в два раза меньшего, чем при скорости 0,5 м/сут. С другой стороны, обеспечение меньшей скорости фильтрации при заданных объемах доочистки потребует увеличения площади геохимического барьера в геофильтрационном модуле. Вместе с тем предварительная оценка зависимости характера изменения «выходных кривых» от скорости фильтрации, позволяющая иметь представление о влиянии кинетики сорбционного процесса, является исходной базой для принятия обоснованных технических решений по доочистке отходов.

Третья задача при использовании разработанного способа доочистки промышленных отходов от радионуклидов сводится к определению конструктивных параметров (площадь, мощность) геохимического барьера в геофильтрационном модуле с учетом планируемой техногенной нагрузки. Решение этой задачи базируется на результатах специальных работ, выполненных в лабораторных или производственных условиях с использованием образцов предложенного геохимического барьера и ЖРО, прошедших предварительную очистку по технологии, используемой в настоящее время на производстве. Методика таких специальных работ, как уже ранее отмечалось, представлена в материалах патентованного изобретения [1], а технология его реализации на объектах – в ряде статей российских и зарубежных журналов [2-4, 6-8].

Суть этой части разработки способа доочистки ЖРО заключается в получении в лабораторных условиях «выходных кривых», учитывающих требования, предъявляемые к решению второй задачи; получении значений миграционных параметров для каждого из выявленных радионуклидов с концентрацией выше ПДУ в предварительно очищенных ЖРО и расчете, в конечном итоге, необходимой площади и мощности геохимического барьера в геофильтрационном модуле, обеспечивающего доочистку всего объема отходов на заданный период времени.

Четвертая задача заключается в разработке конструктивных особенностей геофильтрационного модуля, позволяющих до минимума снизить необходимость привлечения персонала предприятия к обслуживанию модуля в период его эксплуатации в технологической системе очистки ЖРО. Решение этой задачи заключается в создании конструкции геофильтрационного модуля с минимальным использованием насосов, компрессоров и другого электрического оборудования.

Наконец, <u>иятая задача</u> связана с необходимостью решения вопроса о месте, условиях и технологии размещения геохимического барьера, используемого для доочистки ЖРО после того, как его поглощающая способность в отношении радионуклидов будет полностью использована.

Представленная в этом разделе совокупность решений является необходимой и достаточной при разработке схемы доочистки ЖРО при любом составе радионуклидов и составе и свойствах геохимического барьера в геофильтрационном модуле. Возможность, в конечном итоге, расчета параметров рекомендованного геохимического барьера позволит принять обоснованное решение о целесообразности его использования в системе доочистки на данном предприятии. Этот же расчет параметров позволит принять решение о целесообразности поиска и разработки более эффективного состава геохимического барьера, параметры которого будут приемлемы для размещения геофильтрационного модуля на площадях предприятия или на близлежащей территории. Возможность принятия таких решений при использовании разработанной схемы доочистки ЖРО и определяет ее *оптимальность*.

Представленные выше задачи и способы их решения при доочистке ЖРО будут более наглядными при рассмотрении их реализации на одном из предприятий «Росатома».

3. Реализация способа доочистки ЖРО от полония

В лабораториях МГУ им. М. В. Ломоносова и одного из подразделений «Росатома» было проведено научное и экспериментальное обоснование возможности создания геофильтрационного модуля на базе модифицированных природных материалов, эффективно поглощающих полоний. Также была разработана и создана опытно-промышленная очистная установка на основе такого модуля.

Возможность и эффективность использования геохимических барьеров высокой проницаемости в технологической схеме очистки сточных вод на действующем предприятии определялась следующими критериями:

• достаточно высокой проницаемостью материала барьера для обеспечения прохождения заданного или всего суточного объема сточных вод спецпроизводства;

• такой поглощающей способностью материала геофильтрационного модуля при заданной его мощности и площади, которая обеспечивает на выходе из барьера очистку жидких отходов от полония до значений, меньших ПДУ (10 уровней вмешательства), на запланированный период времени.

В результате проведенных исследований был разработан сорбент высокой проницаемости, обеспечивающий полное использование поглощающей способности материала экрана в отношении полония (песчано-гелевый материал с добавкой FeS). Также была создана опытно-промышленная установка на основе геофильтрационного модуля с сорбирующим высокопроницаемым экраном (геохимическим барьером) с целью отработки возможности включения модуля в технологическую схему доочистки сточных вод спецпроизводства от полония (рис. 2).



Рис. 2. Опытно-промышленная установка

Подбор оптимального состава геохимического барьера для полония в геофильтрационном модуле

Накопленный опыт определения состава сорбирующих экранов, их структуры и дисперсности позволил подобрать оптимальный вариант геохимического барьера для доочистки ЖРО от полония при их фильтрации через разработанный геофильтрационный модуль.

В качестве исходного материала с высокой проницаемостью для создания геохимического барьера в конечном итоге был использован местный мелкозернистый песок с коэффициентом фильтрации 32 м/сут. Принимая во внимание незначительную поглощающую способность этого материала в отношении полония, на поверхность песчаных частиц была нанесена искусственная аутогенная пленка, обладающая высокой сорбционной способностью в отношении полония.

Формирование сорбирующей пленки на поверхности песка достигалось весьма простым технологическим способом. Авторы использовали разработанный в МГУ им. М. В. Ломоносова щавелево-алюмосиликатный (ЩАС) раствор, гель которого обладает высокой поглощающей способностью в отношении целого ряда тяжелых металлов и радионуклидов. Кратковременная загрузка песчаной массы в золь ЩАС раствора с последующим ее изъятием и просушкой на воздухе позволяет иметь на поверхности песка искусственную аутогенную пленку, обладающую высокой поглощающей способностью в отношении полония. После перемешивания песчаная масса практически имела проницаемость, близкую к исходной. В качестве активирующей реакционной добавки был использован сульфид железа, низкая растворимость и восстановительно-осадительные свойства которого определяют эффективность его добавки в сорбент.

Факторы, определяющие высокую проницаемость разработанного сорбента:

• коэффициент фильтрации исходного песчаного материала 32 м/сут;

нанесенная на поверхность песчаного материала сорбирующая пленка, не меняющая исходную проницаемость песка;

• добавление к песчано-гелевому материалу сорбента дисперсной фракции FeS, которая также не снижает проницаемость экрана.

Определение предельно допустимой скорости фильтрации, при которой не нарушается кинетика сорбционного процесса

В результате выполнения комплекса исследований была определена предельно допустимая скорость фильтрации, при которой на определенном этапе мы имели полное поглощение полония, что в конечном итоге определило условия фильтрации ЖРО, при которых не нарушалась кинетика сорбционного процесса. Было установлено, что эта скорость равна 1,2 м/сут. Характер изменения концентрации полония при выходе фильтрата за пределы геохимического барьера представлен на рис. 3. Исходная концентрации полония перед доочисткой при получении «выходной кривой» составляла 4,63 Бк/л.

Определение конструктивных параметров (площадь, мощность) геохимического барьера в геофильтрационном модуле

Решение третьей задачи, как следует из вышеизложенного, базируется на зависимости изменения относительной концентрации полония от



Рис. 3. «Выходная кривая» при фильтрации ЖРО через образец предложенного геохимического барьера со скоростью 1,2 м/сут

объема профильтровавшихся ЖРО (рис. 3). Эта зависимость позволила при использовании графоаналитического способа обработки полученных данных [5] получить значения миграционных параметров *n* и *D*.

В результате расчета для опыта были получены значения миграционных параметров полония:

 $n = 1703,02; D = 2,546 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{cyt.}$

Достоверность расчета миграционных параметров полония

Обоснованность и достоверность используемых прогнозных решений массопереноса полония в пределах сорбирующего экрана определяется следующим:

• оценка миграционных параметров полония в лабораторных условиях выполнялась на образцах сорбента, используемого в фильтрационном модуле;

• при получении миграционных параметров полония в разработанном сорбенте использовались не модельные растворы, а производственные отходы.

Полученные значения миграционных параметров полония в пределах разработанного геохимического барьера, определение предельно допустимой скорости фильтрации отходов, а также требования к объему доочистки ЖРО, позволили перейти к расчету параметров геохимического барьера в геофильтрационном модуле.

Объем ЖРО для ежесуточной опытно-производственной доочистки от полония составлял 680 л при его исходной концентрации 4,6 Бк/л. Предельная радиоактивность очищенных отходов не должна была превышать 1,2 Бк/л при времени работы геофильтрационного модуля не менее 0,5 года. Диаметр фильтрационной установки не должен был превышать 1,0 м. Эти исходные данные и значения миграционных параметров полония послужили исходной базой для расчета необходимой мощности геохимического барьера.

С учетом приемлемого на производстве диаметра установки максимальная площадь геохимического барьера не должна была превышать 0,8 м² При максимально допустимой скорости фильтрации в 1,2 м/сут такая площадь барьера совершенно свободно обеспечивала пропуск 0,68 м³ ЖРО, исходя из хорошо известной зависимости расхода Q(м³/сут), скорости фильтрации V (м/сут), площади фильтрации S (м²) и времени T (сут),

$$Q = V S T.$$

Из этого выражения следует, что разработанный геохимический барьер в отношении полония ежесуточно может обеспечивать фильтрацию ЖРО в объеме 0,94 м³, что в 1,38 раза больше требуемого объема ЖРО, предназначенных для опытнопромышленного варианта доочистки. Таким образом, реализация решения вопроса о пропуске через модуль 680 л в сутки сомнений не вызывала.

Следующим вопросом в определении параметров геохимического барьера в геофильтрационном модуле было определение и обоснование необходимой мощности геохимического барьера, позволяющей на протяжении периода ($T_{\rm np}$) в 0,5 года иметь после доочистки ЖРО концентрацию полония на выходе, не превышающую 1,2 Бк/л.

Экспериментальные исследования с использованием разработанного авторами геохимического барьера и ЖРО с радиоактивностью полония 4,63 Бк/л показали, что при мощности (толщине) поглощающего экрана в 0,1 м поглощающая способность экрана исключает возможность повышения радиоактивности фильтрата при скорости его распространения в 1,2 м/сут на протяжении 633 сут.

Решение этой задачи позволило перейти к разработке оптимальной конструкции геофильтрационного модуля и технологии его эксплуатации.

На рис. 2 показан общий вид геофильтрационного модуля, обеспечивающего доочистку ЖРО от полония на одном из предприятий «Росатома». Круглая емкость с подводящими и отводящими шлангами является той частью модуля, где размещается геохимический барьер мощностью 0,1 м, через который фильтруется предварительно очищенные до уровня 4,6 Бк/л ЖРО. Фильтрация ЖРО через сорбент осуществляется снизу вверх.

На рис. 4 представлена схема конструкции геофильтрационного модуля в рабочем варианте.

Для обеспечения постоянства скорости фильтрации во времени было разработано устройство, позволяющее вводить в подающий (накопительный) бак ЖРО с определенным расходом. Это устройство представляет собой заглушку в подводящем трубопроводе с отверстием определенного диаметра, через которое в емкость постоянно поступает заданный объем ЖРО в сутки (рис. 4).

Преимущество данного варианта заключается в том, что уменьшение коэффициента фильтрации сорбирующего экрана (например, за счет кольматации твердыми примесями, содержащимися в ЖРО) автоматически повышает уровень жидкости в подающей емкости и, соответственно, увеличивает градиент фильтрации до значения, обеспечивающего расход жидкости заданного объема.



Рис. 4. Схема конструкции фильтрующего модуля в рабочем варианте



Рис. 5. Схема фильтрующей части модуля

Сорбент был загружен в геофильтрационный модуль, схема фильтрующей части которого представлена на рис. 5.

Как видно из рисунка, поддон модуля, через который поступают ЖРО, перекрыт металлической решеткой и на него насыпан обломочный материал в виде керамзита слоем мощностью 3,0 см. Высокая проницаемость керамзита (в 150 раз больше проницаемости песчано-гелевого сорбента) обеспечивает равномерный расход по всей площади фильтрующей части модуля.

Слив профильтровавшихся через сорбент очищенных ЖРО происходит по всему периметру верхней фильтрационной части модуля (см. рис. 4).

Доочистка ЖРО в описанном выше геофильтрационном модуле выполнялась на протяжении 28 дней. Всего через эту установку было профильтровано 19 м³ ЖРО с исходной концентрацией 4,63 Бк/л. В последних контрольных пробах фильтрата концентрация полония не превышала 0,03 Бк/л.

Таким образом, выполненный комплекс теоретических, экспериментальных и опытно-производственных работ позволяет сделать выводы о целесообразности использования предлагаемого способа доочистки ЖРО до концентраций радионуклидов, не превышающих значений ПДУ. Этот способ доочистки позволяет снизить в 800 раз общий объем отходов.

Мы рассмотрели вариант использования геофильтрационного модуля, который проходил апробацию непосредственно на территории предприятия «Росатома» и был включен в систему очистки ЖРО.

Снижение объема радиоактивных отходов, естественно, ведет к увеличению радиоактивности единицы объема геохимического барьера в геофильтрационном модуле. В этой связи возникает необходимость решения вопроса о мероприятиях, которые позволяют исключить отрицательное влияние массы загрязненного геохимического барьера на окружающую среду.

Решение этого вопроса достигается путем размещения использованного геохимического барьера в могильнике на территории предприятия или на специально отведенных участках в близлежащем районе.

В качестве тела могильника следует использовать глинистый материал, состав которого должен подбираться с учетом состава и формы нахождения радионуклидов, поглощенных геохимическим барьером. Это требование определяется хорошо известным свойством мицеллы тонкодисперсных глинистых фракций поглощать радионуклиды в количествах, в десятки раз превышающих поглощающие способности геохимических барьеров высокой проницаемости. Малая проницаемость глинистых материалов, их высокая поглощающая способность, пластичность и незначительная стоимость являются фундаментальной базой приоритетности их использования при сооружении могильников.

При сооружении могильников из глинистых сорбирующих материалов прежде всего встают два вопроса: определение оптимального состава природного глинистого материала и определение минимальной мощности стенок сооружения, в центре которого размещается отработанный геохимический барьер. Методика решения этих вопросов детально представлена в ряде работ авторов [1–3].

Таким образом, мы рассмотрели весь комплекс работ, связанных с исключением негативного влияния радиоактивных отходов промышленности на окружающую среду. Разработанный подход включает использование ряда методик, связанных со следующими параметрами:
– подбором геохимического барьера оптимального состава и проницаемости;

 – определением максимально допустимой скорости фильтрации ЖРО через геохимический барьер;

 – определением необходимой площади и мощности геохимического барьера;

– исключением влияния отработанного геохимического барьера на водные ресурсы при его размещении в геологической среде.

Предложенный подход и методы его реализации апробированы в производственных условиях на примере опытно-фильтрационной установки на одном из объектов «Росатома». Представленный способ доочистки и методики, сопровождающие решение этой задачи, естественно, могут и должны быть использованы при доочистке любых объемов ЖРО на любой заданный период времени. 3. Vajda N., LaRosa J., Zeisler R., Danesi P., Kis-Benedek Gy. // J. Environ. Radioactivity. 1997, vol. 37, p. 355–372.

4. Chen Q., Hou X., Dahlgaard H., Nielsen S.P., Aarkrog A. // J. Radioanal. Nuclear Chem. 2001, vol. 249, p. 587–593.

5. Сергеев В. И., Степанова Н. Ю. Методика оценки степени защищенности подземных вод от загрязнения в районах складирования отходов атомной промышленности // ВАНТ, 2004, вып. 1, с. 31–35.

6. Пат. 2337419 РФ, МПК G21F 9/24. Способ защиты от загрязнения подземных вод в районах складирования и захоронения отходов, содержащих токсичные или радиоактивные вещества, и устройство для его реализации / В. И. Сергеев, Н. Ю. Степанова, Е. В. Петрова, М. Л. Кулешова, З. П. Малашенко, Т. В. Шимко // Изобретения. Полезные модели. 2008. № 30.

Контактная информация -

Степанова Нонна Юрьевна, начальник отдела ФГБУ НИМЦ «Базис», тел. (495) 971-7106, e-mail: snonnay@mail.ru

Список литературы

1. Ампелогова Н .И. Радиохимия полония. – М.: Атомиздат, 1976, 275 с.

2. Boisson F., Miquel J.-C., Cotret O., Fowler S. W. // Sci. Total Environ. 2001, vol. 281, p. 111–119. Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 64–72.

РАБОТЫ, РАНЕЕ НЕ ПУБЛИКОВАВШИЕСЯ

Ниже представлены две расчетно-теоретические работы по нейтронным характеристикам простых критических сборок и импульсным реакторам, выполненные во ВНИИЭФ в конце 1950-х – первой половине 1960-х годов, но ранее не публиковавшиеся:

1. Колесов В. Ф., Малинкин А. А. Метод определения локальных спектров и средних скоростей нейтронов в быстрых критических сборках.

2. Колесов В. Ф. Параметры уран-графитового быстрого импульсного реактора (реактор БИГР). Исторические справки по ним приведены в предисловии или послесловии к статьям.

УДК 539.12.164; 519.2

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ И СРЕДНИХ СКОРОСТЕЙ НЕЙТРОНОВ В БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ

В. Ф. Колесов, А. А. Малинкин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Дано описание метода определения локальных спектров и средних скоростей нейтронов в быстрых критических сборках, основанного на представлении искомых спектров в виде суммы модельных спектров и уравновешивания слагаемых в сумме на базе метода наименьших квадратов и измеренных сечений энергочувствительных детекторов.

Ключевые слова: спектр нейтронов, модельные спектры нейтронов, энергочувствительные детекторы, нейтронные сечения, быстрые критические сборки, метод наименьших квадратов.

A METHOD OF DETERMINING LOCAL SPECTRA AND AVERAGE VELOCITIES OF NEUTRONS IN FAST CRITICAL ASSEMBLIES / V. F. KOLESOV, A. A. MALINKIN // There is described a method of determining local spectra and average velocities of neutrons in fast critical assemblies based on presenting the sought spectra in the form of a sum of model spectra and equalizing summands in the sum basing on the method of least squares and the measured cross-sections of energy-sensitive detectors.

Key words: neutron spectrum, model spectra of neutrons, energy-sensitive detectors, neutron cross-sections, fast critical assemblies, method of least squares.

Предисловие

Работа В. Ф. Колесова, А. А. Малинкина «Метод определения локальных спектров и средних скоростей нейтронов в быстрых критических сборках», датированная 1960-м годом, посвящена задаче определения нейтронного спектра путем представления его в виде суммы модельных спектров и уравновешивания слагаемых суммы с помощью метода наименьших квадратов. Этот спонтанно возникший во ВНИИЭФ метод определения нейтронных спектров относится ко времени, когда о нем или подобных ему методах, позднее широко распространенных, никаких публикаций еще не было. В настоящее время указанная работа имеет преимущественно исторический интерес. Но для своего времени она не лишена была элементов изобретательности и, вне сомнения, находилась первой в ряду других алгоритмов восстановления нейтронных спектров по сечениям энергочувствительных детекторов. Она не должна оставаться неизвестной нынешнему поколению молодых исследователей, в особенности если учесть, что задачи уточнения нейтронных констант и спектров, даже таких, казалось бы, всесторонне изученных, как делительные нейтронные спектры урана и плутония, и в настоящее время остаются актуальными [1].

Введение

Прямое измерение нейтронных спектров во внутренних точках критических сборок обычно является трудно реализуемой задачей. Довольно эффективно эта задача решается с помощью приближенного метода энергочувствительных детекторов, основанного на измерении эффективных нейтронных сечений для набора ядерных реакций с отличающимися формами зависимости сечений от энергии нейтронов. При наличии 8–10 детекторов этот метод позволяет с практически приемлемой точностью находить спектр нейтронов в любой точке исследуемой критической сборки.

Ранее с помощью энергочувствительных детекторов спектры нейтронов в зависимости от радиуса определялись во многих быстрых критических сборках, в том числе и в следующих задействованных в дальнейшем изложении сборках:

КС-I, сфера из ²³⁵U (89,6%) диаметром 20–183 мм;

КС-II, сфера из ²³⁹Ри диаметром 28-135 мм;

КС-V, сфера из ²³⁹Ри диаметром 0–93,4 мм + + ²³⁸U диаметром 93,4–648 мм.

В качестве спектральных индикаторов ис- 238 U(*n*, *f*), пороговые реакции пользовались 232 Th(*n*, *f*), $^{237}Np(n, f),$ 240 Pu(*n*, *f*), $^{32}S(n, p),$ ²³²Th(*n*, 2*n*), резонансная 238 U(*n*, 2*n*), реакция ⁶Li(*n*, α), реакции ¹⁹⁷Au(*n*, γ), ²³⁸U(*n*, γ), ¹⁰B(*n*, α), наиболее чувствительные к низкоэнергетической части спектра. В набор индикаторов включались также реакции ²³⁹Pu(n, f), ²³⁵U(n, f), ²³³U(n, f). Две последние реакции в виду слабой зависимости их сечений от энергии не представляют для рассматриваемой здесь задачи значительной ценности. Но реакция 239 Pu(n, f), хотя ее сечение тоже слабо зависит от энергии, важна в качестве индикатора полного потока нейтронов.

В наших прежних работах методика нахождения нейтронных спектров по сечениям энергочувствительных детекторов сводилась к следующим операциям.

В качестве первого приближения по сечениям пороговых детекторов строилась спектральная гистограмма, а по гистограмме строился непрерывный монотонный спектр. Затем этот спектр корректировался. Спектр считался подобранным в том случае, когда сечения реакций, рассчитанные путем интегрирования элементарных сечений по корректируемому спектру, наилучшим образом (практически с точностью 5–10 %) согласовались с измеренными интегральными сечениями. Вопрос об однозначности и точности построенных этим методом нейтронных спектров ранее не исследовался.

В данной статье описан и применен для построения ряда спектров иной, более регулярный метод. Этот метод не требует применения процедуры последовательных приближений, позволяет проводить оценку точности построенных спектров и определять интегральные спектральные характеристики сборок.

1. Аналитическое представление спектров

В рассмотренном здесь методе применительно к быстрым системам используется аналитическое представление нейтронных спектров. Как было показано, в системах на быстрых нейтронах спектр приближенно может быть записан в виде суммы элементарного спектра делительных нейтронов и нескольких других распределений нейтронов, а «вес» каждого из этих опорных распределений может быть найден с помощью уравновешивания по методу наименьших квадратов.

Наиболее существенными процессами взаимодействий нейтронов с ядрами, определяющими спектр нейтронов в быстрых системах, являются процессы деления ядер и неупругого рассеяния нейтронов.

Спектры нейтронов деления хорошо описываются формулой

$$N_f(E) \simeq a_1 \operatorname{sh}\left(\frac{\sqrt{2E}}{T_f}\right) e^{-\frac{E}{T_f}},$$
 (1)

где T_f – параметр, характеризующий температуру осколка деления. Величина T_f слабо зависит от энергии первичных нейтронов и, согласно экспериментальным данным [2], для ²³⁵U равна ~1 МэВ, для ²³⁹Pu, ²³⁸U, ²³³U – ~1,1 МэВ.

В соответствии со статистической теорией спектр неупруго рассеянных первичных нейтронов с энергией ~1 МэВ имеет вид распределения

$$N_i(E) \simeq a_2 E e^{\frac{E}{T_i}},\tag{2}$$

где T_i – параметр, характеризующий температуру остаточного ядра после испарения нейтрона.

При энергии первичных нейтронов >> T_i величина T_i слабо зависит от энергии возбуждения ядра. Это следует из статистической теории [2] и подтверждается опубликованными экспериментальными данными [3], согласно которым для первичных нейтронов с энергией 1,5–14 МэВ величины T_i для ²³⁹Pu и ²³³U равны 0,5–0,55 МэВ, для ²³⁵U и ²³⁸U – 0,4–0,45 МэВ. Таким образом, формула (2) справедлива и для спектра нейтронов в области >1 МэВ.

Для энергий первичных нейтронов <1 МэВ (малая энергия возбуждения) экспериментальные данные по спектрам неупруго рассеянных нейтронов практически отсутствуют. По-видимому, в таких спектрах должен заметно проявляться индивидуальный характер низкорасположенных ядерных уровней.

Анализ спектров, непосредственно измеренных или построенных по сечениям энергочувствительных детекторов применительно к быстрым системам, приводит к заключению, что спектр неупруго рассеянных первичных нейтронов с энергией <1 МэВ с приемлемой точностью можно представить суммой распределений с температурами $T_2 = 0,150$ МэВ и $T_3 = 0,050$ МэВ (об этом см. ниже).

В этом случае суммарный спектр в какой-либо точке системы, обязанный распределенным по всему объему системы источникам делительных и неупруго рассеянных нейтронов, можно записать в виде суммы четырех групп (слагаемых),

$$N(E) \simeq c_{1} E e^{\frac{E}{0,050}} + c_{2} E e^{\frac{E}{0,150}} + c_{3} E e^{\frac{E}{T_{1}}} + c_{4} \operatorname{sh}\left(\frac{\sqrt{2E}}{T_{f}}\right) e^{-\frac{E}{T_{f}}}, \qquad (3)$$

где для ²³⁹Pu $T_1 = 0,5$ МэВ, $T_f = 1,1$ МэВ;

для ²³⁵U $T_1 = 0,4$ МэВ, $T_f = 1,0$ МэВ; для ²³⁸U $T_1 = 0,4$ МэВ, $T_f = 1,1$ МэВ; для ²³³U $T_1 = 0,5$ МэВ, $T_f = 1,1$ МэВ.

Коэффициенты c_1, c_2, c_3, c_4 определяют доли соответствующих слагаемых в спектре.

В случае, когда в системе существенную роль в формировании спектра играет упругое рассеяние нейтронов, выражение (3) должно быть дополнено слагаемым, представляющим спектр упругого замедления. В настоящей статье, однако, процессы упругого рассеяния нейтронов не рассматриваются.

Следует отметить, что запись спектра нейтронов в форме (3) не является единственной. Вообще говоря, можно было бы представить спектры в виде рядов по некоторым функциям, например, в виде ряда Фурье по синусам и косинусам. Важно лишь – это требование, как будет видно из дальнейшего, является одним из условий применения метода наименьших квадратов, - чтобы число членов в сумме не превышало числа энергочувствительных детекторов. Однако, с точки зрения эффективности метода, очень важно в качестве групп в формуле (3) выбирать такие функции, которые достаточно полно содержат в себе заранее известные сведения о форме искомого спектра. Этого рода соображения и явились основанием для представления спектра нейтронов в быстрых критических сборках в форме (3).

Точность представления нейтронных спектров быстрых критических сборок в форме (3) оценивалась следующим образом. Из литературных источников брали измеренные спектры и путем подбора коэффициентов c_i (i = 1, 2, 3, 4) добивались оптимального их представления в виде суммы (3). Ошибка представления измеренного спектра в виде суммы (3) определялась как

$$\left|\frac{N(E)-N^*(E)}{N(E)}\right| \cdot 100 \%,$$

где N(E) – измеренный спектр, $N^*(E)$ – оптимальное представление измеренного спектра в виде суммы (3).

Этого рода испытание точности представления спектров в виде суммы (3) проведено на нейтронных спектрах, измеренных [4]:

1) в центре активной зоны реактора EBR-I (США);

2) на границе активной зоны EBR-I;

3) в отражателе английского реактора Zephyr (расстояние от центра 28 см).

Результат испытания приведен в табл. 1. График зависимости от энергии наибольших по трем измеренным спектрам ошибок представления этих спектров суммой (3) показан на рис. 1. Как видно из табл. 1 и рис. 1, ошибка представления измеренных спектров суммой (3) сравнительно невелика. Для энергий нейтронов >50 кэВ она даже в худших случаях не превышает 10 %.

По аналогии с описанием указанных экспериментальных спектров, столь же хорошо суммой (3) представляются спектры, ранее построенные по сечениям энергочувствительных детекторов. ЗабеОптимальное представление измеренных спектров суммой модельных спектров (3)

Cry				Э	нергия ней	гронов, Мэ	В		
Cite	ктр	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,16	0,20	0,3
1	N(E)	9,0	30,0	40,7	45,3	46,3	46,7	45,2	38,3
	$N^{*}(E)$	19,4	31,8	39,0	43,2	45,7	47,0	45,4	39,3
	N^*								
	/N	2,16	1,06	0,96	0,96	0,99	1,01	1,00	1,02
2	N(E)	9,4	30,0	45,3	53,7	58,7	59,9	57,2	46,4
	$N^{*}(E)$	23,3	38,0	47,5	53,5	57,2	59,8	57,6	48,4
	N^*								
	/N	2,48	1,27	1,04	1,00	0,98	1,00	1,01	1,04
3	N(E)	117	130	146	152	154	136	125	98
	$N^{*}(E)$	83,1	125,4	146,3	153,9	154,3	139,6	126,5	95,5
	N^*								
	/N	0,71	0,97	1,00	1,01	1,00	1,03	1,01	0,98
Споитр				Э	нергия ней	тронов, Мэ	В		
CIN	жтр	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,5	4,5
1	N(E)	32,0	22,9	18,4	15,0	9,64	6,86	2,35	1,40
	$N^{}(E)$	32,7	23,3	18,1	15,1	9,02	6,82	2,39	1,33
	N^*								
	/N	1,02	1,02	0,99	1,01	0,94	1,00	1,02	0,95
2	N(E)	37,0	25,9	19,4	15,1	9,05	6,00	2,35	1,46
	$N^{*}(E)$	38,4	24,6	17,9	14,2	9,42	6,50	2,37	1,33
	N^*								
	/N	1,03	0,95	0,92	0,94	1,04	1,08	1,01	0,91
3	N(E)	69,2	35,1	19,7	12,6	4,65	2,19	0,654	0,316
	$N^{}(E)$	68,0	36,0	20,0	12,5	5,09	2,41	0,611	0,314
	$N^*/$								
	/N	0,99	1,02	1,01	0,99	1,09	1,10	0,93	1,00



Рис. 1. Ошибка представления измеренных спектров суммой модельных спектров (3)

гая вперед, отметим, что ошибка представления спектров суммой (3) практически при всех энергиях значительно меньше ошибки уравновешивания групп на основе измеренных интегральных сечений детекторов. Таким образом, в области быстрых критических сборок приемлемость представления искомых нейтронных спектров суммой заранее данных модельных спектров можно считать обоснованной. Использование представления в форме (3) дает возможность привлечения к задаче построения искомых нейтронных спектров метода наименьших квадратов.

ИЛИ

$\sum_{i=1}^{4} b_i \psi_{ij} - \sigma_j^3 = \Delta_j^* , \qquad (9)$

2. Уравновешивание групп в представлении (3) с помощью метода наименьших квадратов

Вместо использованной ранее процедуры построения спектра путем последовательной их корректировки на базе спектральной гистограммы здесь будет применено уравновешивание групп в сумме (3) с помощью метода наименьших квадратов. Перепишем выражение (3) в виде

$$N(E) = \sum_{i=1}^{4} c_i \varphi_i(E), \qquad (4)$$

где $\varphi_i = E e^{-\frac{E}{T_i}}, i = 1, 2, 3, \ \varphi_4 = \operatorname{sh}\left(\frac{\sqrt{2E}}{T_f}\right) e^{-\frac{E}{T_f}}.$

В дальнейшем будет удобнее иметь дело с нормированными к единице группами, т. е. представлять спектр как

$$N(E) = \sum_{i=1}^{4} b_i f_i(E), \qquad (5)$$

где

$$f_i(E) = \frac{\varphi_i(E)}{\int_0^\infty \varphi_i(E) dE},$$
(6)

b_i – неизвестные коэффициенты.

Задача построения искомого спектра сводится здесь к нахождению коэффициентов b_i . Коэффициенты b_i определяем путем уравновешивания групп с помощью метода наименьших квадратов [5, 6]. С этой целью для каждой ядерной реакции составляем условное уравнение

$$\int_{0}^{\infty} \sigma_{j}(E) N(E) dE - \sigma_{j}^{\mathfrak{I}} = \Delta_{j}^{*}, \qquad (7)$$

где $\sigma_j(E)$ – сечение реакции *j* в зависимости от энергии (литературные данные), σ_j^3 – измеренное интегральное эффективное сечение реакции *j*, Δ_j^* – некоторая неувязка сечений расчетного и измеренного.

Перепишем уравнение (7) как

$$b_{1} \int_{0}^{\infty} \sigma_{j}(E) f_{1}(E) dE + b_{2} \int_{0}^{\infty} \sigma_{j}(E) f_{2}(E) dE +$$
$$+ \dots + b_{4} \int_{0}^{\infty} \sigma_{j}(E) f_{4}(E) dE - \sigma_{j}^{3} = \Delta_{j}^{*}$$
(8)

где

$$\psi_{ij} = \int_{0}^{\infty} \sigma_j(E) f_i(E) dE, \qquad (10)$$

ψ_{*ij*} рассчитываются численным интегрированием.

В уравнении (9) ошибкам подвержены величины ψ_{ij} и σ_j^3 (ψ_{ij} содержит ошибки элементарных сечений, σ_j^3 – ошибки измеренных эффективных сечений). Ошибки ψ_{ij} для всех *I* групп спектра зависимы между собой.

Перепишем уравнение (9) в виде

$$b_1 |\psi_{1j}| y_{1j} + b_2 |\psi_{2j}| y_{2j} + \dots - |\sigma_j^{\flat}| y_{\jmath j} = \Delta_j^*.$$
(11)

В уравнении (11) $|\psi_{2j}|, |\sigma_j^3|$ – свободные от ошибок значения ψ_{ij}, σ_j^3 , а y_{ij}, y_{3j} – множители, содержащие в себе ошибки ψ_{ij}, σ_j^3 , т. е.

$$y_{ij} = 1 \pm \alpha_{\psi_{ij}}, \quad y_{\mathfrak{H}} = 1 \pm \alpha_{\sigma_i^{\mathfrak{H}}}$$
(12)

(значком α_u мы здесь и далее обозначаем относительную среднеквадратичную ошибку величины u).

Преобразуем уравнение (11) и введем сокращенную запись

$$\sum_{i=1}^{4} b_i \left| \Psi_{ij} \right| \frac{y_{ij}}{y_{1j}} - \left| \sigma_j^{\mathfrak{I}} \right| \frac{y_{\mathfrak{I}j}}{y_{ij}} = \Delta_j^{**}.$$

В силу зависимости величин ψ_{ij} для данного *j*,

$$\frac{y_{ij}}{y_{1j}} = 1$$
и

$$\sum_{i=1}^{4} b_i \left| \Psi_{ij} \right| - \left| \sigma_j^{\mathfrak{I}} \right| \frac{y_{\mathfrak{I}j}}{y_{\mathfrak{I}j}} = \Delta_j^{**},$$
$$\sum_{i=1}^{4} b_i \frac{\left| \Psi_{ij} \right|}{\left| \sigma_j^{\mathfrak{I}} \right|} - \frac{y_{\mathfrak{I}j}}{y_{\mathfrak{I}j}} = \Delta_j^{***}.$$

Введем обозначение $x_j = \frac{y_{3j}}{y_{ii}}$, тогда

$$\sum_{i=1}^{4} b_i \frac{\left| \Psi_{ij} \right|}{\left| \sigma_j^{\mathfrak{I}} \right|} - x_j = \Delta_j^{***}.$$
(13)

В уравнениях (13) все ошибки сосредоточены в величинах x_j , коэффициенты при b_i от ошибок свободны (в дальнейшем снимем знак модуля с коэффициентов при b_i); $x_j = 1 \pm \delta x_j$ (значком δu обозначаем абсолютную среднеквадратичную ошибку величины u);

$$\alpha_{x_j} = \sqrt{\alpha_{\psi_j}^2 + \alpha_{\sigma_j}^2} = \sqrt{\alpha_{\sigma_j(E)}^2 + \alpha_{\sigma_j}^2}.$$
 (14)

Припишем каждому уравнению (13) статистический вес w_j и умножим на него каждое уравнение,

$$w_j = \frac{c}{\alpha_{x_j}^2} = \frac{c}{\alpha_{\sigma_j(E)}^2 + \alpha_{\sigma_j^3}^2}$$
(15)

(здесь с – произвольная постоянная),

$$\sum_{i=1}^{4} b_i w_j \frac{\Psi_{ij}}{\sigma_j^2} - w_j x_j = \Delta_j.$$
 (16)

Из уравнений (16) составляем систему условных уравнений. Число строк n в этой системе равно числу энергочувствительных индикаторов:

$$\sum_{i=1}^{4} b_{i} w_{1} \frac{\Psi_{i1}}{\sigma_{1}^{3}} - w_{1} x_{1} = \Delta_{1};$$

$$\sum_{i=1}^{4} b_{i} w_{2} \frac{\Psi_{i2}}{\sigma_{2}^{3}} - w_{2} x_{2} = \Delta_{2};$$
(17)
....
$$\sum_{i=1}^{4} b_{i} w_{n} \frac{\Psi_{in}}{\sigma_{n}^{3}} - w_{n} x_{n} = \Delta_{n}.$$

Условием уравновешивания коэффициентов *b*_i по методу наименьших квадратов будет

$$\sum_{j} (\Delta_{j})^{2} = \min$$
или $\frac{\partial}{\partial b_{i}} \sum_{j} (\Delta_{j})^{2} = 0, i = 1, 2, 3, 4.$
(18)

Применяя условие (18) к системе уравнений (17), получаем систему четырех нормальных уравнений с четырьмя неизвестными b_i :

$$\alpha_{1}b_{1} + \dots + \alpha_{4}b_{4} = \alpha(x_{1}, x_{2}, \dots, x_{n}), \beta_{1}b_{1} + \dots + \beta_{4}b_{4} = \beta(x_{1}, x_{2}, \dots, x_{n}), \gamma_{1}b_{1} + \dots + \gamma_{4}b_{4} = \gamma(x_{1}, x_{2}, \dots, x_{n}), \nu_{1}b_{1} + \dots + \nu_{4}b_{4} = \nu(x_{1}, x_{2}, \dots, x_{n}),$$

$$(19)$$

где $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \nu_i$ – численные коэффициенты, α , β , γ, ν – линейные многочлены величин $x_1, x_2, ..., x_n$ (также с численными коэффициентами). Решая систему (19), находим

$$b_i = c_{1i}x_1 + c_{2i}x_2 + \dots + c_{ni}x_n, \ i = 1, 2, 3, 4,$$
(20)

 $(c_{ij}$ – численные коэффициенты) и абсолютную ошибку b_i ,

$$\delta b_{i} = \sqrt{c_{1i}^{2} \left(\delta x_{1}\right)^{2} + c_{2i}^{2} \left(\delta x_{2}\right)^{2} + \dots + c_{ni}^{2} \left(\delta x_{n}\right)^{2}} \quad (21)$$

Тогда нормированный к единице спектр запишется так:

$$N(E) = = \frac{b_1 f_1(E) + b_2 f_2(E) + b_3 f_3(E) + b_4 f_4(E)}{\int_0^{\infty} \left[b_1 f_1(E) + b_2 f_2(E) + b_3 f_3(E) + b_4 f_4(E) \right] dE},$$

или согласно (6)

$$N(E) = \frac{b_1 f_1(E) + b_2 f_2(E) + b_3 f_3(E) + b_4 f_4(E)}{b_1 + b_2 + b_3 + b_4}.$$
(22)

Если в выражение (22) подставить b_i из (20), то получим следующую формулу для N(E):

$$N(E) = \frac{\alpha_1(E)x_1 + \alpha_2(E)x_2 + \dots + \alpha_n(E)x_n}{\beta_1 x_1 + \beta_2 x_2 + \dots + \beta_n x_n} = \frac{\sum_j \alpha_j(E)x_j}{\sum_j \beta_j x_j} \cdot$$
(23)

Здесь β_j – постоянные численные коэффициенты, α_j – численные коэффициенты, зависящие от энергии.

Из (23) легко выводится формула для среднеквадратичных ошибок N(E). Мы ее здесь не приводим из-за ее громоздкости. Отметим, что неправильно было бы определять ошибки непосредственно из выражения (22), так как величины b_i зависят друг от друга.

Представляет также интерес определение температуры T_f и ее среднеквадратичного отклонения путем уравновешивания. С этой целью в выражении (5) $f_4(E)$ представляем в следующем виде:

$$f_4(E) = f_4(E, T_f) = a_4(T_f) \operatorname{sh}\left(\frac{\sqrt{2E}}{T_f}\right) e^{-\frac{E}{T_f}},$$

где $a_4(T_f)$ – коэффициент нормировки, так как должно быть

$$\int_{0}^{\infty} f_4(E, T_f) dE = 1.$$

Аналогично выражениям (8), (9)

$$\int_{0}^{\infty} \sigma_{j}(E) N(E) dE =$$

$$= \overline{\sigma}_{j} = b_{1} \psi_{1j} + b_{2} \psi_{2j} + b_{3} \psi_{3j} + b_{4} \psi_{4j}(T_{f}),$$

$$\psi_{4j}(T_{f}) = \int_{0}^{\infty} \sigma_{j}(E) a_{4}(T_{f}) \operatorname{sh}\left(\frac{\sqrt{2E}}{T_{f}}\right) e^{-\frac{E}{T_{f}}} dE.$$

Нелинейность зависимости сечения $\overline{\sigma}_j$ от T_f несколько усложняет задачу нахождения уравновешенного значения T_f . Здесь к линейному уравнению приводит разложение величины $\overline{\sigma}_j$ в ряд Тейлора по неизвестным b_i, T_f (если ограничиться первыми двумя членами разложения):

$$\begin{aligned} \overline{\sigma}_{j} &= b_{1}\psi_{1j} + b_{2}\psi_{2j} + b_{3}\psi_{3j} + b_{4}\psi_{4j}\left(T_{f}\right) = \\ &= b_{1}^{0}\psi_{1j} + b_{2}^{0}\psi_{2j} + b_{3}^{0}\psi_{3j} + b_{4}^{0}\psi_{4j}\left(T_{f}^{0}\right) + \\ &+ \psi_{1j}\Delta b_{1} + \psi_{2j}\Delta b_{2} + \psi_{3j}\Delta b_{3} + \\ &\psi_{4j}\left(T_{f}\right)\Delta b_{4} + \frac{\partial\psi_{4j}\left(T_{f}^{0}\right)}{\partial T_{f}}b_{4}^{0}\Delta T_{f} = \overline{\sigma}_{0j} + \Delta\overline{\sigma}_{j}. \end{aligned}$$
(24)

Условные уравнения $\overline{\sigma}_j - \sigma_j^{\mathfrak{I}} = \Delta_j$ переходят здесь в следующие:

+

$$\Delta \overline{\sigma}_{j} - \left(\sigma_{j}^{3} - \overline{\sigma}_{0j}\right) = \Delta_{j}, \text{ t. e.}$$

$$\psi_{1j} \Delta b_{1} + \psi_{2j} \Delta b_{2} + \psi_{3j} \Delta b_{3} + \psi_{4j} \left(T_{f}^{0}\right) \Delta b_{4} + \frac{\partial \psi_{4j} \left(T_{f}^{0}\right)}{\partial T_{f}} b_{4}^{0} \Delta T_{f} - \left(\sigma_{j}^{3} - \overline{\sigma}_{0j}\right) = \Delta_{j}, \quad (25)$$

где производная $\frac{\partial \psi_{4j}(T_f^0)}{\partial T_f}$ находится из сопоставления $\psi_{4j}(T_f^0)$, рассчитанного для набора нескольких температур T_f . Уравнения (25) линейны относительно Δb_i , ΔT_f . Процедура нахождения неизвестных и их ошибок в этих случаях аналогична выше описанной. Чтобы разложение в ряд Тейлора давало хороший результат, желательно значения b_i^0 , T_f^0 выбирать достаточно близкими к окончательным значениям b_i , T_f .

После того, как методом уравновешивания будут найдены значения Δb_i , ΔT_f и их ошибки $\delta(\Delta b_i)$, $\delta(\Delta T_f)$, окончательные значения неизвестных будут таковы:

$$b_i = b_i^0 + \Delta b_i; \ \delta b_i = \delta(\Delta b_i);$$

$$T_f = T_f^0 + \Delta T_f; \ \delta T_f = \delta(T_f).$$
(26)

И в этом случае нормированный к единице спектр запишется в виде, аналогичном (22),

$$N(E) = \frac{b_1 f_1(E) + b_2 f_2(E) + b_3 f_3(E) + b_4 f_4(E, T_f)}{b_1 + b_2 + b_3 + b_4}.$$
(27)

С помощью описанного метода уравновешивания рассчитывались спектры в центрах КС-I, КС-II и спектр нейтронов утечки системы КС-V. Полученные в результате расчетов значения b_i , α_{b_i} приведены в табл. 2. Температура T_f здесь не уравновешивалась, а предполагалась известной. Значения температур T_1 и T_f приведены в левом столбце табл. 2.

В табл. З приведены результаты расчетов b_i , T_f , α_{b_i} , α_{T_f} методом уравновешивания для первых двух спектров. Здесь уравновешиванию подвергалась и температура T_f . Значения температуры T_1 такие же, как в табл. 2.

На рис. 2, 3 представлены найденные с помощью уравновешивания групп спектры для центров КС-I, КС-II и спектр нейтронов утечки в КС-V (использованы данные табл. 2). На рис. 4, 5 представлены в зависимости от энергии E ошибки для спектра в центре КС-I и для спектра нейтронов утечки в КС-V соответственно. Даны ошибки, найденные в результате уравновешивания (с учетом неопределенности в температуре T_f), а также полные ошибки (с учетом неточности представления с отмыс с умыс).

Система	Веса групп				Относительная среднеквадратич- ная ошибка в весах групп			
	b_1	b_2	b_3	b_4	α_{b_1}	α_{b2}	α_{b3}	α_{b4}
KC-I, $T_1 = 0,4$ M ₃ B,	-	0,184	0,193	0,624	-	0,43	0,65	0,08
$T_f = 1$ МэВ								
КС-II, $T_1 = 0,5$ Мэв,	-	0,078	0,338	0,590	-	0,00	0,26	0,08
$T_f = 1,1$ МэВ								
KC-V, $T_1 = 0,4$ M \ni B,	0,62	0,29	0,086	0,0113	0,11	0,27	0,17	0,15
<i>T_f</i> =1,1 МэВ								

Параметры восстановленных спектров

Таблица З

Параметры спектров в случае, когда в процедуру уравновешивания включалась и температура T_f

Снотана	Веса групп и значение T_f						
Система	b_1	b_2	b_3	b_4	T_f		
КС-І	—	0,228	0,153	0,608	1,07		
KC-II	—	0,046	0,300	0,676	1,14		
Система	Отно	сительные среднек	вадратичные ошиб	бки в весах групп и	в T_f		
	α_{b_1}	α_{b_2}	α_{b_3}	α_{b_4}	α_{T_f}		
КС-І	—	0,27	0,57	0,10	0,05		
KC-II	—	1,20	0,50	0,15	0,08		



Рис. 2. Спектры нейтронов в центрах КС-I (1) и КС-II (2)

Возвращаясь несколько назад, отметим, что добавление к выражению еще двух-трех групп посуществу полностью избавило бы нас от необходимости учитывать эту ошибку. Однако при добавлении новых групп процедура уравновешивания групп по методу наименьших квадратов неизбежно усложняется. По этой причине применительно к нейтронным спектрам в быстрых системах добавление новых слагаемых в выражение (3) было сочтено нецелесообразным.



Рис. 3. Спектр нейтронов утечки критической сборки КС-V

В качестве интегральных характеристик спектров в различных точках критических сборок желательно находить среднюю энергию \overline{E} и среднюю скорость нейтронов \overline{v} , определяемые как

$$\overline{E} = \frac{\int_{0}^{\infty} EN(E)dE}{\int_{0}^{\infty} N(E)dE};$$
(28)
$$\overline{v} = \frac{\int_{0}^{\infty} vn(E)dE}{\int_{0}^{\infty} n(E)dE} = \frac{\int_{0}^{\infty} vn(E)dE}{\int_{0}^{\infty} \frac{1}{v}vn(E)dE} =$$

$$= \frac{\int_{0}^{\infty} N(E)dE}{\int_{0}^{\infty} \frac{1}{v}N(E)dE},$$
(29)

где n(E) – плотность нейтронов в заданной точке критической сборки.



Рис. 4. Ошибки спектра нейтронов в центре КС- I: 1 – ошибки уравновешивания; 2 – полные ошибки



Рис. 5. Ошибки спектра нейтронов утечки критической сборки КС-V: 1 – ошибки уравновешивания; 2 – полные ошибки

Найдем значения \overline{E} и $\overline{\nu}$ для трех построенных выше спектров. Подставляя в выражения (28), (29) значения N(E) из (27), получаем

$$\overline{E} = \frac{b_1 \overline{E}_1 + b_2 \overline{E}_2 + b_3 \overline{E}_3 + b_4 \overline{E}_4 (T_f)}{b_1 + b_2 + b_3 + b_4},$$
(30)

$$=\frac{b_1+b_2+b_3+b_4}{b_1\overline{\rho}_1+b_2\overline{\rho}_2+b_3\overline{\rho}_3+b_4\overline{\rho}_4},$$
(31)

где

 \overline{v}

$$\overline{E}_{i} = \int_{0}^{\infty} Ef_{i}(E) dE, \ i = 1, 2, 3, \quad \overline{E}_{4} = \int_{0}^{\infty} Ef_{4}(E, T_{f}) dE,$$
$$\overline{\rho}_{i} = \int_{0}^{\infty} \frac{1}{v} f_{i}(E) dE, \ i = 1, 2, 3,$$
$$\overline{\rho}_{4} = \int_{0}^{\infty} \frac{1}{v} f_{4}(E, T_{f}) dE.$$

Величины \overline{E}_i , $\overline{\rho}_i$, i = 1, 2, 3, 4 рассчитывались с помощью численного интегрирования.

Если в формулы (28), (29) подставить значения N(E) из (23), то в результате такой подстановки получим выраженные через x_i и постоянные численные коэффициенты формулы для \overline{E} и \overline{v} , из которых, в свою очередь, найдем среднеквадратичные ошибки для \overline{E} и \overline{v} . Ошибка изза неточности представления спектра модельными спектрами может быть учтена путем соответствующего увеличения каждой из δx_i .

В табл. 4 приведены значения \overline{E} и \overline{v} и среднеквадратичные ошибки этих величин, рассчитанные описанным выше способом для трех спектров.

Таблица 4

Локальные средние энергии и скорости нейтронов в критических сборках КС-I, КС-II, КС-V и ошибки этих величин

Система	<i>Ē</i> , МэВ	<i>v</i> , 10 ⁹ см∕с	$\alpha_{\overline{E}}$	$\alpha_{\overline{v}}$
КС-І (центр) КС-ІІ (центр) КС-V (нейт-	1,37 1,45 0,254	1,11 1,23 0.440	$0,08 \\ 0,06 \\ 0.10$	0,07 0,06 9,95
роны утечки)	- 7 -	- , -	- , -	

Рассмотренный здесь метод определения неизвестных нейтронных спектров позволяет, можно сказать, автоматически устанавливать близкие к реальности соотношения различных участков спектра и оценивать точность его построения.

3. Определение локальной средней скорости нейтронов с помощью детекторов с близким к 1/v ходом сечения (n, y)

Пусть ядерное сечение некоторого детектора зависит от энергии нейтрона как 1/v, т. е. $\sigma(E) = k/v$, где k – постоянная. В этом случае получаем следующее выражение для средней скорости:

$$\overline{v} = \int_{0}^{\infty} N(E) dE \left/ \int_{0}^{\infty} \frac{1}{v} N(E) dE = \\ = k \int_{0}^{\infty} N(E) dE \left/ \int_{0}^{\infty} \frac{k}{v} N(E) dE = \\ = k \int_{0}^{\infty} N(E) dE \left/ \int_{0}^{\infty} \sigma(E) N(E) dE = \frac{k}{\overline{\sigma}}. \quad (32)$$

Если $\overline{\sigma}$ заменить экспериментальным эффективным сечением σ_3 , то $\overline{v} = \frac{k}{\sigma_3}$. В этом случае средняя скорость, связанная со средним сечением жесткой, функциональной зависимостью, определяется просто, никакие предварительные сведения о форме спектра не требуются.

Относительная среднеквадратичная ошибка средней скорости будет равняться

$$\alpha_{\nu} = \sqrt{\alpha_k^2 + \alpha_{\sigma_3}^2} = \sqrt{\alpha_{\sigma(E)}^2 + \alpha_{\sigma_3}^2}.$$
 (33)

Пусть теперь сечение некоторого детектора зависит от скорости нейтронов как некоторая функция, $\sigma(v) = \phi(v)$ В этом случае мы уже не вправе ожидать однозначную зависимость между средней скоростью и средним сечением. В этом случае можно рассчитывать лишь на приближенную функциональную связь между этими величинами. Для определения средней скорости с помощью такого детектора нужно предварительно установить пределы изменений того множества спектров, к которому относится неизвестный спектр.

Пусть, например, нас интересуют все спектры, возможные в уран-плутониевых системах на быстрых нейтронах. Если будем брать произвольные спектры такого рода, рассчитывать для них среднюю скорость и среднее сечение некоторого детектора с ходом сечения $\sigma = \sigma(v)$, то можем получить, например, картину, представленную на рис. 6.

В таких случаях говорят, что между $\overline{\nu}$ и $\overline{\sigma}$ существует стохастическая зависимость, или корреляция. Степень корреляции спектров в уранплутониевых системах будет разной в зависимо-



Рис. 6. Пример корреляционной зависимости \overline{v} от $\overline{\sigma}$

сти от вида функции $\varphi(v)$. В общем случае, если не ограничиваться спектрами в уран-плутониевых системах, она будет зависеть и от широты пределов изменения спектров.

Проводя по точкам рис. 6 среднюю линию, получим приближенную функциональную зависимость $\overline{v} = f(\overline{\sigma})$. Если измерено эффективное сечение σ_3 данного детектора для неизвестного спектра, то по графику $\overline{v} = f(\overline{\sigma})$ можно найти \overline{v} этого спектра.

В качестве детекторов для определения средней скорости нейтронов нами использованы следующие реакции: ¹⁹⁷Au(n, γ), ²³⁸U(n, γ), ¹⁰B(n, α), ⁶Li(n, α). В области энергий 0,1–1 МэВ ход сечений этих реакций в зависимости от скорости нейтронов приближенно можно описать следующими степенными функциями:

$$\sigma(v)^{197} \operatorname{Au}(n,\gamma) = a_1 v^{-1,33};$$

$$\sigma(v)^{238} U(n,\gamma) = a_2 v^{-1,00}; \ \sigma(v)^{10} \operatorname{B}(n,\gamma) = a_3 v^{-1,79}.$$

Для других областей энергии изменение сечений этих реакций в зависимости от скорости нейтронов становится иным, или более медленным, или более быстрым. Выборкой спектров для построения графиков приближенной зависимости $\overline{v} = f(\overline{\sigma})$ для спектров в уран-плутониевых средах служил набор из 15 спектров, построенных нами для разных критических сборок.

Итак, для каждого детектора строился график $\overline{v} = f(\overline{\sigma})$ (см. рис. 7–10). По этим графикам, зная эффективное сечение σ_3 для неизвестных спектров, находили средние скорости этих спектров.

Для полной среднеквадратичной ошибки, определенной таким способом, скорости \overline{v} можем записать

$$\left(\delta\overline{\nu}\right)_{t}^{2} = \left(\delta\overline{\nu}\right)_{\sigma}^{2} + \left(\delta\overline{\nu}\right)_{f}^{2}, \qquad (34)$$

где $(\delta \overline{v})_{\sigma}^2$ – частная ошибка в \overline{v} , проистекающая из-за отклонения σ_9 от $\overline{\sigma}$ в предположении точной функциональной зависимости $\overline{v} = f(\overline{\sigma});$ $(\delta \overline{v})_f^2$ – частная ошибка в \overline{v} , проистекающая изза неточности зависимости $\overline{v} = f(\overline{\sigma});$ $(\delta \overline{v})_t^2$ – полная среднеквадратичная ошибка \overline{v} .

$$(\delta \overline{v})_{\sigma} - \frac{df(\overline{\sigma})}{d\overline{\sigma}} \delta^* \sigma_9 = f'_{\overline{\sigma}}(\overline{\sigma}) \sqrt{(\delta \overline{\sigma})^2 + (\delta \sigma_9)^2} = = f'_{\overline{\sigma}}(\overline{\sigma}) \sigma_9 \sqrt{\alpha_{\overline{\sigma}}^2 + \alpha_{\sigma_9}^2} = f'_{\overline{\sigma}}(\overline{\sigma}) \sigma_9 \alpha_{\sigma};$$
(35)
$$(\alpha_{\overline{v}})_{\sigma} = \frac{(\delta \overline{v})_{\sigma}}{\overline{v}} = \frac{f'_{\overline{\sigma}}(\overline{\sigma}) \sigma_9 \alpha_{\sigma}}{f(\overline{\sigma})} = \rho \alpha_{\sigma},$$

где $\delta^* \sigma_3$ – абсолютное среднеквадратичное отклонение σ_3 от $\overline{\sigma}$, т. е. ошибка, состоящая из суммы ошибок хода элементарных сечений и интегрального экспериментального сечения, $\alpha_{\sigma} = \frac{\delta^* \sigma_3}{\sigma_3}$ – относительное среднеквадратичное отклонение σ_3 от $\overline{\sigma}$, $\rho = \frac{f'_{\overline{\sigma}}(\overline{\sigma})\sigma_3}{f(\overline{\sigma})}$ – коэффициент, характеризующий степень чувствительности скорости ней-

тронов к изменениям эффективного сечения. Коэффициент ρ в зависимости от $\overline{\sigma}$ представлен на рис. 7–10 вместе с зависимостью \overline{v} от $\overline{\sigma}$.



Рис. 7. Зависимости $\overline{\nu}(\overline{\sigma})$ (1) и $\rho(\overline{\sigma})$ (2) для реакции 197 Au (n, γ)



Рис. 8. Зависимости $\overline{v}(\overline{\sigma})$ (1) и $\rho(\overline{\sigma})$ (2) для реакции 238 U (n, γ)



Рис. 9. Зависимости $\overline{v}(\overline{\sigma})$ (1) и $\rho(\overline{\sigma})$ (2) для реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$



Рис. 10. Зависимости $\overline{v}(\overline{\sigma})(1)$ и $\rho(\overline{\sigma})(2)$ для реакции ⁶Li(*n*, α)

Таблица 5

	197 Au(<i>n</i>	ι, γ)	238 U(n, γ)		10 B(n, α)		$^{6}\text{Li}(n,$	α)
<i>г</i> , см	\overline{v} , 10^9 см/с	$\alpha_{\overline{v}}$						
0	1,03	0,07	1,20	0,13	1,04	0,11	0,93	0,14
4	0,69	0,07	-	-	0,89	0,12	0,86	0,16
10	0,61	0,08	—	-	0,60	0,14	0,71	0,16
16	0,52	0,09	-	-	0,53	0,15	_	-
20	0,48	0,09	—	-	0,49	0,16	—	-
26	0,455	0,09	-	—	0,46	0,17	—	_
32,4	0,445	0,09	_	-	0,43	0,19	_	-

Значения локальных средних скоростей в системе КС-V

Верхняя граница частной ошибки в \overline{v} , проистекающая из-за приближенной зависимости $\overline{v} = f(\overline{\sigma})$, может быть оценена по формуле

$$\left(\alpha_{\overline{v}}\right)_{f} = \frac{\left(\delta\overline{v}\right)_{f}}{\overline{v}} = \max\frac{\left|f\left(\overline{\sigma}_{i}\right) - \overline{v}_{i}\right|}{f\left(\overline{\sigma}_{i}\right)},$$
(36)

где $\overline{v_i}$ – средняя скорость *i*-го спектра исходной выборки.

Очевидно, что эта ошибка будет тем больше, чем сильнее ход сечения отличается от 1/v. Для детектора с ходом сечения 1/v она равна нулю. Для детектора с ходом сечения, близким к 1/v, она мала, и калибровочные спектры могут быть выбраны весьма произвольно.

Ошибка $(\delta \overline{v})_f$ для ¹⁹⁷Au (n, γ) , ²³⁸U (n, γ) , ¹⁰B (n, α) оказалась малой по сравнению с $(\delta \overline{v})_{\sigma}$. Поэтому для таких детекторов $(\alpha_{\overline{v}})_t = (\alpha_{\overline{v}})_{\sigma} =$ $= \rho \alpha_{\sigma}$. В случае ⁶Li (n, α) , когда ход сечения сильно отличается от 1/v, ошибка $(\delta \overline{v})_f$ значительна и пренебрегать ею нельзя.

В качестве образца в табл. 5 приводятся локальные средние скорости и их относительные среднеквадратичные ошибки, определенные с помощью описанной методики для различных точек критической сборки КС-V.

Список литературы

1. Маслов В. М., Тетерева Н. А., Проняев В. Г. и др. Спектр мгновенных нейтронов деления 235 U(*n*, *f*) // Атомная энергия, 2010, т. 108, вып. 6, с. 352–362.

2. Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика / Пер. с англ. – М.: Иностр. лит-ра., 1955. т. 2.

3. Замятнин Ю. С., Сафина И. Н., Гутникова Е. К., Иванова Н. И. Спектры нейтронов, образующиеся при прохождении нейтронов с энергией 14 МэВ через слои делящихся веществ // Атомная энергия, 1958, т. 4, вып. 4, с. 337–342.

4. Кодд Д., Шеферд Л., Тайт Д. Физика реакторов на быстрых нейтронах / Пер. с англ. // Успехи в области ядерной энергии. – М.: Иностр. литра, 1958, с. 289–361.

5. Уорсинг А. Геффнер Д. Методы обработки экспериментальных данных / Пер. с англ. – М.: Иностр. лит-ра, 1949.

6. Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений. – М.: Физматгиз, 1958.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, факс: (83130) 4-55-69; e-mail: <u>kolesov@expd.vniief.ru</u>

Статья поступила в редакцию 23.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 73-84.

УДК 621.039.512; 621.039.526

ПАРАМЕТРЫ УРАН-ГРАФИТОВОГО БЫСТРОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА (РЕАКТОР БИГР)

В. Ф. Колесов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров Нижегородской обл.

Расчетно обоснована возможность сооружения действующего по принципу теплового расширения цилиндрического уран-графитового быстрого импульсного реактора с рекордно высокими флюенсом и плотностью потока нейтронов. Показано, что наиболее эффективным материалом активной зоны такого реактора является твердая смесь карбида урана с графитом при отношении чисел ядер углерода и урана-235 в пределах от 2 до 40. Разработана принципиальная конструкция реактора, получившего название БИГР (быстрый импульсный графитовый реактор).

Ключевые слова: импульсный реактор, реактор БИГР, уран-графитовый материал, карбид урана, графит, флюенс нейтронов, плотность потока нейтронов, конструкция реактора.

PARAMETERS OF URANIUM-GRAPHITE FAST PULSED REACTOR (REACTOR BIGR) / V. F. KO-LESOV // The possibility of constructing cylindrical uranium-graphite fast pulsed reactor with very high fluence and neutron flux density functioning on the base of heat expansion principle is justified by calculation. It is demonstrated that <u>dense</u> <u>graded mix</u> of uranium carbide with graphite the ratio of the number of carbon and uranium-235 nuclei being within the limits from 2 to 40 is the most efficient material of such reactor core. The basic design of the reactor called BIGR (fast pulsed graphite reactor) is developed.

Key words: pulsed reactor, reactor BIGR, uranium-graphite material, uranium carbide, graphite, neutron fluence, neutron flux density, reactor design.

Введение

Целью настоящей работы является расчетное и физическое обоснование возможности сооружения цилиндрического быстрого импульсного реактора с рекордно высокими флюенсом нейтронов за импульс и плотностью потока нейтронов в пике импульса.

Существующие или строящиеся в настоящее время импульсные реакторы отличаются или высокой плотностью потока нейтронов в пике импульса при низком флюенсе нейтронов за импульс (быстрые импульсные реакторы HPRR [1], Барс, БИР), или, напротив того, высоким флюенсом нейтронов за импульс при сравнительно низкой плотности потока нейтронов в пике импульса (тепловые графитовые реакторы ИГР [2], TREAT [3]. В то же время при исследовании радиационной стойкости материалов и ряда физических явлений требуются импульсы с высокими и флюенсом, и плотностью потока нейтронов. Вышеперечисленные реакторы одновременно всем этим требованиям не удовлетворяют.

Верхняя граница достижимого в импульсном реакторе локального флюенса нейтронов прямо пропорциональна максимально допустимому энерговыделению на 1 см³ среды активной зоны (АЗ) и обратно пропорциональна макроскопическому сечению деления, усредненному по спектру нейтронов в этом месте реактора. Плотность потока нейтронов прямо пропорциональна флюенсу нейтронов за импульс и обратно пропорциональна ширине импульса на половине высоты. В свою очередь, ширина импульса делений в реакторе тем меньше, чем короче время жизни мгновенных нейтронов и чем больше коэффициент температурного гашения реактивности. В реакторах, действующих по принципу теплового расширения АЗ, ширина импульса, кроме указанных факторов, зависит также от геометрических размеров реактора и стойкости материала АЗ по отношению к тепловому удару.

Сказанное выше означает, что реактор с высоким флюенсом и высокой плотностью потока нейтронов следует строить из высокотемпературного, существенно разбавленного неделящимися элементами и обладающего высокой сопротивляемостью тепловым ударам материала. Реактор должен работать на быстрых нейтронах. В связи с этим степень разбавления топлива в нем не должна превышать предела, за которым становится существенным смягчение энергетического спектра нейтронов.

В случае быстрых импульсных реакторов возможны лишь два принципа саморегулирования: саморегулирование на основе доплеровского эффекта уширения захватных резонансных уровней в уране-238 или тории-232 с ростом температуры АЗ и саморегулирование на основе теплового расширения АЗ.

Эффект Доплера в быстрых реакторах является в настоящее время объектом интенсивных исследований, проводимых в США и ряде других стран. Твердо установлено, что быстрые реакторы обладают заметным отрицательным доплеровским эффектом реактивности, если их АЗ содержат значительное количество урана-238 или тория-232, в несколько раз превышающее количество урана-235, и большое количество ингредиентов, смягчающих спектр нейтронов (кислород, железо и т. п.). Если же содержание урана-238 или тория-232 в реакторе относительно невелико и спектр нейтронов жесткий, то реактор будет иметь или слишком малый отрицательный, или даже положительный доплеровский коэффициент реактивности [4].

Из общего анализа опубликованных к настоящему времени данных следует, что быстрые реакторы, имеющие надежный связанный с эффектом Доплера отрицательный коэффициент реактивности, должны содержать значительную долю нейтронов с энергией ниже 20 кэВ. Следовательно, время жизни мгновенных нейтронов в них должно быть на уровне (3–5)·10⁻⁷ с.

Значительное время жизни мгновенных нейтронов и малый доплеровский коэффициент реактивности налагают существенные ограничения на ширину достижимых в таких реакторах импульсов. В случае реакторов, действующих на основе доплеровского коэффициента реактивности, по всей видимости, нереально рассчитывать на генерирование импульсов с шириной на половине высоты меньше миллисекунды. Кроме того, наличие в АЗ таких реакторов большого количества урана-238 явится существенным препятствием на пути создания в АЗ благоприятных условий для реализации высокого уровня флюенса нейтронов. Другой возможный способ саморегулирования быстрого импульсного реактора основан на использовании эффекта теплового расширения АЗ. Этот принцип действия положен в основу работы всех известных до сих пор быстрых импульсных реакторов. В реакторах, действующих по принципу теплового расширения, спектральные эффекты не играют сколько-нибудь заметной роли. К составу АЗ в этом случае также не предъявляется жестких требований.

Существующие быстрые импульсные реакторы построены из легированного молибденом металлического урана. Время жизни мгновенных нейтронов в них равно ~10⁻⁸ с, характерный диаметр АЗ равен ~20 см. Ширина номинального импульса в этих реакторах составляет ~50 мкс.

В существующих быстрых импульсных реакторах максимальный допустимый разогрев A3 в процессе импульса определяется максимальными допустимыми механическими напряжениями и составляет примерно 300 °С. Сравнительно слабый разогрев A3 в процессе импульса и высокая концентрация делящегося изотопа не позволяют получать импульсы с высоким уровнем флюенса нейтронов в A3. Флюенс нейтронов за импульс в центрах действующих быстрых импульсных реакторов составляет ~5·10¹⁴ нейтр./см².

Как было отмечено выше, реактор с высоким флюенсом нейтронов за импульс и высокой плотностью потока нейтронов следует строить из высокотемпературного, существенно разбавленного неделящимися элементами и обладающего высокой сопротивляемостью тепловым ударам материала. Ниже рассмотрены с этой точки зрения свойства некоторых из представляющих интерес простых металлов, сплавов и соединений.

Сопротивляемость материала тепловым ударам можно характеризовать величиной $\sigma_{\rm B}/KE$, где $\sigma_{\rm B}$ – предел прочности материала на разрыв, K – линейный коэффициент термического расширения, E – модуль Юнга. Это отношение показывает, на сколько градусов можно охладить (нагреть) стержень из заданного материала, чтобы в нем, при условии сохранения длины, возникли напряжения, равные пределу прочности.

В табл. 1 сравниваются величины K, E, $\sigma_{\rm B}$, $\sigma_{\rm B}/KE$ и температуры плавления для ряда высокотемпературных, а также обычных конструкционных материалов. При комнатной температуре наиболее стойким к тепловому удару материалом является графит. При повышенных температурах

Материал	<i>E</i> , 10 ¹¹ Па	$K, 10^{-6} \cdot 1/^{\circ} C$	σ _в , 10 ⁵ Па	Температура плавления, °С	$\sigma_{\rm B}/KE}$, °C	Примечания
U	1,6	18	6330	1130	220	[5-8]
Th	0,7	11,1	2660	1690	342	
Уран-						
молибденовые	_	_	_	_	500-800	[5, 6]
сплавы						
Zr	1	8,2	4600	1850	562	[9]
Be	2,9	12,4	2900	1315	81	
Мо	3,15	5,3	12000	2620	693	
Al	0,7	23,9	1500	660	20	
Mg	0,45	26	2500	650	213	
Нержавеющая						
сталь	2,1	16	6300	1450	187	
W	3,52	4,44	17600	3400	1124	[8]
Ti	1,09	8,5	6320	1690	682	
BeO	2,74	5,5	1053	2550	70	
Be ₂ C	2,28	5,6	1400	Диссоциирует	110	
				при 2200 °С		
UC	2,2	10	3780	2370	172	[10]
UO_2	1,76	10	892	2750	51	
Графит	0,063	6	500	Сублимирует	1324	[10, 11]
				при 3659 °C		

Физические и механические свойства некоторых материалов

положительные механические свойства графита проявляются еще более отчетливо, так как прочность графита, вплоть до 2700 °С, растет с повышением температуры. Высокой стойкостью по отношению к тепловому удару отличается и твердая смесь карбида урана с графитом, прочность которой также повышается с ростом температуры [5].

При невысоких температурах отличными свойствами по отношению к тепловому удару обладают также некоторые металлы (вольфрам, титан, молибден, цирконий) и высокопрочные сплавы урана с молибденом [5, 6]. Можно ожидать, что такими же свойствами будут обладать сплавы указанных металлов с небольшими количествами урана. Однако металлические материалы имеют один общий недостаток, для нас весьма существенный, - они теряют прочность с ростом температуры. Кроме того, в металлах при сравнительно невысоких температурах имеют место фазовые переходы (например, в легированном молибденом уране при 600 °C). Таким образом, максимальная допустимая температура в высоконапряженном металлическом быстром импульсном реакторе не может превысить, скажем, 700 °С.

Из табл. 1 также следует, что керамические материалы характеризуются низкой сопротивляемостью по отношению к тепловому удару.

Таким образом, наиболее перспективным материалом АЗ действующего по принципу теплового расширения мощного быстрого импульсного реактора является твердая смесь графита и карбида урана, позволяющая, как будет показано ниже, генерировать весьма короткие импульсы с разогревом АЗ до очень высоких температур.

В качестве матрицы дисперсного топлива в быстром реакторе графит отличается и другими положительными качествами. Имеется в виду относительно небольшая замедляющая способность графита и малое сечение захвата нейтронов. Сочетание этих качеств дает возможность достигать больших разбавлений делящихся ядер, сравнимых, например, с предельным разбавлением урана-235 ураном-238, без значительного смягчения спектра нейтронов. Если бы в качестве матрицы был использован, например, бериллий, то столь высокие разбавления были бы недопустимы: при 20-кратном разбавлении спектр нейтронов в реакторе был бы характерным для реакторов на промежуточных нейтронах.

Отметим, что из твердой смеси графита и карбида урана построены самые мощные из действующих импульсных реакторов: испытательный реактор TREAT (США) и реактор ИГР (СССР). Реакторы TREAT и ИГР являются типичными реакторами на тепловых нейтронах с отношением числа атомов углерода к числу атомов урана-235 порядка 10000. Саморегулирование этих реакторов осуществляется с помощью отрицательного температурного коэффициента реактивности, связанного с ядерным эффектом уменьшения сечения деления при росте температуры нейтронного газа. Ширина импульса в реакторах TREAT и ИГР составляет (0,1-0,2) с.

В настоящей статье исследуются физические параметры действующего по принципу теплового расширения цилиндрического быстрого импульсного реактора, материал АЗ которого представляет собой гомогенную твердую смесь графита и карбида урана с отношением числа атомов углерода к числу атомов урана-235 от 2 до 40. Будет показано, что реакторы с показателем разбавления у от 2 до 40 являются типичными быстрыми реакторами. В их нейтронных спектрах тепловой компонент полностью отсутствует. В то же время достигаемое в таких реакторах разбавление достаточно, чтобы в значительной степени использовать заключенные в факторе разбавления возможности повышения флюенса и плотности пока нейтронов.

Здесь рассматриваются лишь реакторы без отражателя. Это ограничение продиктовано тремя факторами. Во-первых, именно реакторы без отражателя являются наиболее доступными источниками ядерных излучений, так как в них поток нейтронов и у-лучей высок не только внутри АЗ, но и на внешней ее поверхности. Во-вторых, в реакторе без отражателя можно генерировать более короткие импульсы, так как время жизни мгновенных нейтронов в этом случае минимально. В-третьих, процедура расчетов наиболее проста в случае реактора без отражателя.

Материал статьи распределен следующим образом. В разделе 1 дано описание принципиальной конструкции АЗ цилиндрического уран-графитового реактора, приведены основные параметры реактора и импульсов делений в нем, оценены требования к органам регулирования реактивности. В разделе 2 представлены методы расчета приведенных в разделе 1 критических размеров, спектра и времени жизни нейтронов, коэффициентов гашения реактивности, параметров импульса делений и напряжений в материале АЗ.

1. Физические параметры цилиндрического уран-графитового реактора

1.1. Принципиальная конструкция реактора

Наибольшей простотой конструктивного выполнения и управления, а также наибольшими возможностями для использования потока нейтронов и у-лучей отличается цилиндрический реактор с осевой внутренней полостью. По этой причине в качестве объекта исследований в настоящей статье выбран реактор именно такой конфигурации. Схематический вид реактора в осевом сечении показан на рис. 1.



Рис. 1. Схема принципиальной конструкции АЗ реактора БИГР: 1 - неподвижный блок АЗ; 2 - импульсный блок; 3 – опорная диафрагма для неподвижного блока; 4 – блок грубого регулирования реактивности; 5 – герметизирующий чехол; 6 – опора из нержавеющей стали для внешних колец АЗ; 7 – кольцо АЗ; 8 – полость АЗ;

9 - блок точного регулирования реактивности

АЗ реактора состоит из четырех блоков: неподвижного блока АЗ, блока грубого регулирования реактивности, блока точного регулирования реактивности и импульсного блока. В сомкнутом состоянии АЗ имеет вид полого цилиндра с вертикальной ориентацией оси. Каждый из трех первых указанных блоков АЗ набран из секций в виде дисков. С целью избежания больших термических напряжений диски разбиты на коаксиальные кольца толщиной 3-5 см. Между кольцами по радиусу и высоте имеются зазоры, достаточные для их свободного теплового расширения. В дисках каждое уран-графитовое кольцо служит опорой для соседнего внутреннего кольца. Внешние кольца дисков размещаются на кольцевых опорах из нержавеющей стали. Плоскость опоры каждого кольца выполнена на середине его высоты, этим исключается поступательное перемещение колец в осевом направлении при нагревании топлива (и подскок колец на опорах, если бы разогрев АЗ сопровождался динамическими эффектами).

В применении к реактору из уран-графитового материала указанная конструкция АЗ представляется наиболее естественной и даже безальтернативной. В реакторе с АЗ из хрупкого дисперсного материала было бы трудно реализовать силовое крепление АЗ. Кроме того, встретились бы большие трудности при изготовлении массивных топливных деталей с требуемыми свойствами.

Каждая из четырех частей АЗ – верхняя неподвижная половина АЗ, оба регулирующих и импульсный блоки – заключены в отдельные чехлы из нержавеющей стали.

Импульс в реакторе генерируется с помощью быстрого ввода импульсного блока. Перед вводом импульсного блока реактор находится в состоянии запаздывающей критичности, после ввода – в состоянии с $\Delta k = (0,1-0,2)\cdot 10^{-2}$ выше мгновенной критичности.

Введенная избыточная реактивность гасится в импульсе вследствие радиального теплового расширения колец АЗ. При этом под влиянием динамических эффектов в кольцах возбуждаются колебания. Как будет показано, связанные с этими колебаниями растягивающие напряжения в кольцах являются главным фактором, определяющим максимальное допустимое энерговыделение в импульсе.

В следующих разделах приведены результаты расчета физических параметров реактора для пяти значений показателя разбавления топлива γ (2, 5, 10, 20, 40). Отношение диаметра АЗ реактора к ее высоте принято равным 1,08 (оптимальное отношение для цилиндрического реактора без полости). В целях создания большего подобия между исследуемыми вариантами реактора, размеры диаметра внутренней полости при разных γ приняты пропорциональными внешнему диаметру АЗ. Нормировка размеров полости осуществляется на основании условия, что диаметр внутренней полости в реакторе с $\gamma = 20$ равен 12 см.

Используемые в расчетах значения модуля Юнга E, коэффициента Пуассона v, линейного коэффициента термического расширения K и зависимость этих величин от температуры приняты такими же, как у чистого графита. На основании [8, 11] получено

ν = 0,25;
$$E = 6,3$$
 ΓΠα; $K(θ) = (1 + 0,673 \cdot 10^{-3}θ)$,
 $K_0 = 3,6 \cdot 10^{-6}$ 1/°C. (1)

Указанной температурной зависимости линейного коэффициента термического расширения соответствуют его значения $3,6\cdot10^{-6}$ 1/°C при 20 °C, $6\cdot10^{-6}$ 1/°C при 1000 °C и $7,2\cdot10^{-6}$ 1/ °C при 1500 °C.

Остановимся коротко на других свойствах графита, используемого в качестве матрицы дис-

персного топлива. Эти свойства имеют прямое отношение к выбору конструкции АЗ.

К недостаткам графита как высокотемпературного материала относится его слабая сопротивляемость окислению и абразивному износу в струях горячих газов и жидкостей, а также заметное давление паров при высоких температурах. Эти особенности графита препятствуют его использованию в открытом виде, т. е. без предварительной зачехловки или без нанесения защитных покрытий. Важно также иметь в виду, что описанные в литературе защитные покрытия графита [12] в нашем случае резкого его разогрева вряд ли будут достаточно прочными.

В связи с этим показанные на рис. 1 чехлы из нержавеющей стали следует считать необходимым элементом конструкции реактора. Оценки показали, что при наличии чехлов из нержавеющей стали и интенсивного воздушного охлаждения в реакторе станут допустимыми импульсы с повышением температуры АЗ до 1500 °С. Действительно, при наличии воздушного охлаждения нетрудно гарантировать значительный перепад температуры между наиболее нагретыми участками АЗ и прилегающими к ним чехлами (например, с помощью создания зазоров в этом месте) и, таким образом, предотвратить нагревание чехлов до температуры выше ~1000 °С. С другой стороны, имеющаяся информация о характере реакций между графитом и нержавеющей сталью [8], а также между карбидом урана и нержавеющей сталью [13] позволяют предполагать, что кратковременная выдержка графита и нержавеющей стали в контакте при температуре 1000 °С не приведет к заметной реакции между ними.

Применение других, более искусных, способов антикоррозионной защиты позволило бы еще выше поднять максимальную допустимую температуру АЗ. Принципиальных трудностей в этом вопросе, казалось бы, нет. В связи с этим в наших оценках возможностей уран-графитового быстрого импульсного реактора мы не будем принимать во внимание связанные с температурой как таковой ограничения на допустимое энерговыделение в импульсе.

1.2. Пространственное распределение нейтронов. Энергетический спектр и время жизни мгновенных нейтронов

Расчеты нейтронных характеристик реактора выполнены в диффузионно-возрастном приближении (см. раздел 2). В расчетах предполагалось, что смесь графита и карбида урана строго гомогенна. Смягчение спектра нейтронов за счет неупругого рассеяния в уране (этот эффект было невозможно учесть в диффузионно-возрастном приближении) точно не учитывалось. Предполагалось только, что сечение упругого рассеяния урана равно полному сечению рассеяния. Парциальные плотности графита и урана рассчитывали из условия, что АЗ представляет собой механическую смесь графита плотностью 1,65 г/см³ и урана 90 %-ного обогащения плотностью 18,6 г/см³. Уменьшение средней плотности из-за зазоров между кольцами не учитывалось.

Использованные в расчетах микроскопические сечения в зависимости от летаргии, спектр мгновенных нейтронов деления и спектры запаздывающих нейтронов брались из справочника [14]. Значения выхода нейтронов в акте деления v_f во всех расчетах приняты равными 2,5.

Результаты расчетов представлены в табл. 2. Приведены в зависимости от γ плотность материала АЗ ρ , парциальные плотности урана-235 и графита, материальный параметр реактора χ , геометрические размеры, объем и критическая масса по урану-235 $M(^{235}$ U), средняя величина макроскопического транспортного сечения $\overline{\Sigma}_{tr}$, время жизни мгновенных нейтронов τ и относительная ценность запаздывающих нейтронов γ_0 . Представлены также экстраполированные значения внешнего радиуса и полувысоты АЗ r_0 , l_0 и следующие величины:

1. Доля нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ (быстрые нейтроны), равная

$$\delta_1 = \int_{-\infty}^{0,1} \int_{-\infty}^{M \ni B} \phi_1(u) du / \int_{-\infty}^{u_T} \phi_1(u) du .$$

2.
$$\lambda_f = \int_{-\infty}^{u_T} \varphi_1(u) du / \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f(u) \varphi_1(u) du$$
.

При заданном выходе энергии на 1 см³ среды АЗ эта величина пропорциональна полной локальной плотности потока нейтронов.

3. Величина $\delta_l \lambda_f$, которая при заданном удельном выходе энергии пропорциональна плотности потока быстрых нейтронов.

Для сравнения в табл. 2 приведены также некоторые параметры сферического реактора с $\gamma = 0$ (сферический реактор из металлического урана 90 %-ного обогащения, без отражателя). В последнем случае принято, что $v_f = 2,6$. Получено, что пространственное распределение плотности потока нейтронов в АЗ описывается выражениями:

$$\begin{split} \gamma &= 2, \ Y(r,z) = \\ &= \Big[J_0(0,1521r) + 0,1557Y_0(0,1521r) \Big] \cos 0,09985z; \\ &\gamma &= 5, \ Y(r,z) = \\ &= \Big[J_0(0,10941r) + 0,18583Y_0(0,10941r) \Big] \cos 0,07123z; \\ &\gamma &= 10, \ Y(r,z) = \\ &= \Big[J_0(0,08590r) + 0,2175Y_0(0,08590r) \Big] \cos 0,05536z; \\ &\gamma &= 20, \ Y(r,z) = \\ &= \Big[J_0(0,068195r) + 0,25600Y_0(0,068195r) \Big] \cos 0,043431z; \\ &\gamma &= 40, \ Y(r,z) = \\ &= \Big[J_0(0,05581r) + 0,2949Y_0(0,05581r) \Big] \cos 0,03510z. \end{split}$$

Согласно (2), неоднородность пространственного распределения плотности потока нейтронов заметно увеличивается с ростом показателя разбавления топлива γ. На границе с внутренней полостью в распределении плотности потока нейтронов имеется небольшой провал, связанный с утечкой нейтронов из полости. С ростом γ провал увеличивается. Указанные зависимости в распределении плотности потока нейтронов отчетливо проявляются при рассмотрении данных табл. 3. В табл. 3 представлены отношение средней по АЗ плотности потока нейтронов к ее максимальному значению, отношение максимальной плотности потока нейтронов к ее значениям на границе с полостью и на внешней границе АЗ.

На рис. 2 показаны спектры плотности потока нейтронов $\varphi_1(u)$ в реакторах с различными γ . В целях сравнения на том же рисунке показан спектр нейтронов в сферическом металлическом реакторе ($\gamma = 0$). (Отметим, что в рамках используемого здесь диффузионно-возрастного приближения материальный параметр реактора, время жизни мгновенных нейтронов и спектральные характеристики плотности потока нейтронов не зависят от геометрической формы A3.)

Данные табл. 2 и рис. 2 свидетельствуют, что в уран-графитовых реакторах с показателем разбавления $\gamma \leq 40$ спектры нейтронов и время жизни мгновенных нейтронов типичны для быстрых реакторов. Реактор с наибольшим показателем разбавления ($\gamma = 40$) имеет в сравнении с металлическим реактором ($\gamma = 0$) примерно в 20 раз меньшую плотность урана-235, примерно в 6 раз более высокую критическую массу и в 85 раз более дли-

γ Параметр	0	2	5	10	20	40
ρ, г/см ³	18,6	9,975	6,371	4,392	3,142	2,430
ρ(²³⁵ U), г/см ³	16,74	8,222	4,663	2,709	1,473	0,771
ρ(C), г/см ³	0	0,840	1,190	1,383	1,505	1,574
χ, cm ⁻¹	_	0,1844	0,1327	0,1044	0,08396	0,06906
<i>r</i> ₁ , см		2,40	3,50	4,60	6,00	7,50
<i>r</i> ₂ , CM	-	14,62	21,28	28,11	36,60	45,90
$l=\frac{H}{2}$, CM	_	13,54	19,70	26,03	33,63	42,50
<i>r</i> ₀ , CM	-	16,81	23,63	30,45	38,88	48,15
<i>l</i> ₀ , см	I	15,73	22,05	28,37	36,17	44,75
$V, 10^3 \mathrm{cm}^3$	3,21	17,7	54,5	125,8	278	548
<i>М</i> (²³⁵ U), кг	53,7	145,4	254	341	410	423
М, кг	59,7	176,4	347	552	874	1334
$\overline{\Sigma}_{tr}$, cm ⁻¹	-	0,2891	0,2835	0,2921	0,3044	0,3107
$\tau, 10^{-7} c$	0,060	0,139	0,312	0,760	2,13	5,17
γο		1,16	1,24	1,26	1,27	1,22
δ1	0,975	0,977	0,919	0,826	0,710	0,595
λ_f , см	17,70	35,33	59,15	90,64	133,8	187,3
$\delta_1 \lambda_f$, см	17,26	34,53	54,36	74,87	95,00	111,4

Параметры цилиндрического уран-графитового реактора

Таблица З

Характеристики неоднородностей в распределении плотности потока нейтронов в АЗ реактора БИГР

γ	$\overline{Y}/Y_{\text{max}}$	$Y_{\text{max}}/Y(r_1,0)$	$\frac{Y_{\text{max}}}{Y(r_2,0)}$
2	0,4303	1,006	4,88
5	0,4123	1,012	6,27
10	0,3944	1,020	8,02
20	0,3812	1,032	10,25
40	0,3753	1,048	12,63

тельное время жизни мгновенных нейтронов. С другой стороны, в этом реакторе заданному энерговыделению на 1 см³ среды АЗ соответствуют полный флюенс нейтронов и флюенс нейтронов с энергией > 0,1 МэВ, превышающие эти величины в металлическом импульсном реакторе соответственно в 10,6 и 6,4 раза. Как видим, фактор разбавления делящегося изотопа, действительно, предоставляет возможность значительного повышения предельно достижимого флюенса нейтронов за импульс.



Рис. 2. Спектры нейтронов в уран-графитовых реакторах с различными ү: 5(1); 10(2); 20(3); 40(4); 0(5)

1.3. Функция возмущений реактивности. Коэффициент теплового гашения реактивности

Для оценки требований, предъявляемых к органам регулирования реактивности, а также для определения коэффициентов теплового гашения реактивности необходимо знать функцию возмущений реактивности *W*(*r*, *z*), определяемую как нормированное на 1 г изменение коэффициента размножения нейтронов $k_{эф}$ при внесении внутрь АЗ в точку (*r*, *z*) небольшого образца из материала АЗ. Формулы, по которым рассчитывались функции W(r, z), приведены в разделе 2.2.

В нашем случае коэффициент гашения реактивности определяется радиальными термическими смещениями топливных колец и радиальной производной функции возмущений. Одна из особенностей материала с графитовой основой заключается в нелинейности связи температуры с удельным энерговыделением и смещений с температурой в уравнениях термоупругости. Однако уравнения принимают обычный вид, если смещения связывать непосредственно с удельной энтальпией графита, так как термические смещения в графите примерно пропорциональны удельному энерговыделению. Отличие этих уравнений от обычных уравнений термоупругости заключается в том, что в этом случае $\theta(r, t)$ заменяется на i(r, t)и обычный линейный коэффициент термического расширения – на 0,673 K_0 , где K_0 – значение коэффициента термического расширения при комнатной температуре (см. раздел 2.2).

Температурные изменения реактивности наиболее удобно представлять с помощью квазистатического коэффициента гашения A_i , связывающего изменения реактивности с удельным энерговыделением в месте наибольшей плотности потока нейтронов. Было показано, что этот коэффициент практически не зависит от γ .

Для цилиндрического реактора из материала с $\gamma = 20$ коэффициент A_i получен равным -1,184·10⁻⁶ см³/Дж. Таким образом, выражение для температурного изменения реактивности в этом реакторе имеет вид

$$\Delta k(t) = -1,184 \cdot 10^{-6} i_0(t), \tag{3}$$

где $i_0(t)$ – энерговыделение ко времени t (Дж/см³) в наиболее разогретом участке АЗ.

Предположим, что полное изменение температуры в наиболее разогретом участке АЗ к моменту окончания импульса делений составляет 1500 °С. Для оценки полного изменения реактивности в этом импульсе делений необходимо обратиться к данным рис. 3, на котором представлена зависимость удельного энерговыделения I в топливном материале от его температуры. Согласно рис. 3 температура 1500 °С соответствует $i_0 = 4185 \text{ Дж/см}^3$. Таким образом, полное изменение реактивности в указанном импульсе делений со-

ставляет $-0,50 \cdot 10^{-2}$. Зависимость (3) будем в дальнейшем использовать для реакторов с любым γ .

1.4. Параметры импульса делений. Термические и динамические напряжения в кольцах АЗ

Приведенные в предыдущих разделах сведения о материале активных зон, а также полученные данные о статических свойствах реакторов предоставляют возможность проведения полномасштабного расчета динамики уран-графитового импульсного реактора.

Эти расчеты проведены на основе теории упругости без учета примесей пластических деформаций в смещениях материала АЗ. По всей видимости, это приближение достаточно корректно при рассмотрении быстропеременных динамических эффектов. Можно надеяться, что оно не вносит значительной ошибки и при рассмотрении статических составляющих напряжений, т. е. термических напряжений, связанных с неоднородностями пространственного распределения температуры.

В качестве главного условия, определяющего частоту разбиения АЗ на кольца, принято требование: термические напряжения в АЗ не должны превышать 6 МПа, т. е. должны быть существенно меньше предполагаемого предела прочности материала АЗ на разрыв. В расчетах термических напряжений учитывались только те неоднородности в распределении температуры, которые обусловлены неоднородностями в пространственном распределении плотности делений в АЗ.

Использованный в настоящей статье метод расчета динамики уран-графитовых реакторов представлен в разделе 2.3. Здесь приведем лишь характеристики некоторых импульсов, полученных в определенных конкретных условиях. Зависимость термических напряжений от типа разбиения АЗ на кольца будет проиллюстрирована на примере реактора с $\gamma = 20$ и импульса делений с разогревом АЗ до 1500 °C.

Источниками термических напряжений являются радиальная и осевая неоднородности распределения температуры. Расчеты показали, что наиболее существенны те напряжения, которые вызываются радиальной неоднородностью распределения температуры. Эти напряжения примерно пропорциональны перепаду температуры в пределах кольца. Их можно снизить до допустимого уровня путем уменьшения радиальной толщины колец. В АЗ реактора с $\gamma = 20$ максимальные растягивающие напряжения, связанные с перепадом температуры по радиусу, становятся равными 6 МПа,

если АЗ разбить на 7 колец с толщинами 8,4; 5,6; 4,6; 3; 3; 3; см (кольца отсчитываются в направлении от внутренней полости).

Напряжения σ_z , связанные с осевой неоднородностью пространственного распределения температуры, уменьшаются при разбиении АЗ на диски. Наибольшего значения достигают напряжения σ_z в кольце, граничащем с внутренней полостью. Если бы АЗ не разбивалась на диски, то напряжения во внутреннем кольце достигали бы уровня 4,6 МПа. Было сочтено целесообразным разбивать каждый блок АЗ на шесть равных по высоте дисков. В этом случае напряжения σ_z становятся пренебрежимо малыми. Вся активная зона при этом будет состоять из 42 колец, и термические напряжения в кольцах не будут превышать 6 МПа (напомним, что речь идет о реакторе с $\gamma = 20$ и импульсе с максимальным разогревом АЗ до 1500 °C).

В случае коротких импульсов уровень динамических напряжений в кольцах АЗ значительно превышает уровень термических напряжений. Динамические напряжения сильно зависят от длительности импульса делений, т. е. от ширины импульса на половине высоты. Полные напряжения в деталях АЗ определялись простым суммированием динамических и термических напряжений.

Из расчетов следует, что для уран-графитовых реакторов с $\gamma \leq 40$ максимально допустимое энерговыделение в импульсах определяется пределом прочности материала АЗ. В табл. 4 приведены характеристики импульсов делений, в процессе которых максимальные полные напряжения в АЗ достигают уровня 30 МПа. Представлены удельная энтальпия, температура, флюенс и плотность потока нейтронов в месте наибольшего разогрева АЗ, а также начальная реактивность по мгновенным нейтронам, начальный период разгона мощности, ширина импульса на половине высоты и полное энерговыделение за импульс.

Как видим, ширина импульса, максимальная плотность потока нейтронов в импульсе и в еще большей степени флюенс нейтронов за импульс увеличиваются с ростом показателя разбавления топлива γ. В указанных импульсах механические напряжения достигают уровня 30 МПа лишь в средних, наиболее разогретых дисках АЗ.

Более того, даже в этих дисках высокие напряжения будут наблюдаться лишь в нескольких кольцах. Этот вывод следует из рассмотрения зависимости от радиуса амплитуды динамических напряжений в кольцах наиболее разогретого диска. Из этой зависимости следует, что амплитуда динамических напряжений достигает максимума в точках $r = (0,5-0,7)r_2$. Во внутренних и внешних кольцах этого диска амплитуда динамических напряжений значительно ниже максимальной.

Таблица 4

Харак- ү теристика	2	5	10	20	40
Энтальпия $i_0(\infty)$, Дж/см ³	2260	2560	3040	4200	5900
Температу- ра θ, °С	920	1020	1160	1505	2000
Энерговыделе- ние в АЗ <i>q</i> (∞), МДж	17,5	57	151	446	1215
Флюенс ней- тронов, 10 ¹⁶ нейтр./см ²	0,26	0,50	0,91	1,85	3,64
Плотность по- тока нейтронов, 10 ²⁰ нейтр./см ² .с	0,228	0,283	0,357	0,474	0,592
Начальная ре- активность, 10 ³ Δ <i>k</i> (0)	0,326	0,496	0,855	1,63	2,70
Время жизни мгновенных нейтронов т, мкс	42,6	63,0	88,0	131	191
Ширина им- пульса <i>Т</i> имп, мкс	111	167	238	361	533

Характеристики импульсов делений с уровнем максимальных напряжений в АЗ 30 МПа

Имея в виду отмеченные зависимости и тот факт, что в выбранной конструкции АЗ исключена возможность концентрации напряжений, можно утверждать, что представленные в табл. 4 импульсы допустимы для реактора с АЗ из материала с пределом прочности на разрыв 30 МПа. По имеющимся данным примерно такой прочностью обладают уран-графитовые смеси с показателем разбавления γ в пределах от 12 до ∞ . Будем считать, что такую же прочность имеют и материалы с $2 < \gamma < 12$.

Таким образом, уран-графитовые быстрые импульсные реакторы с показателем разбавления γ от 2 до 40 позволяют получать импульсы с флюенсом нейтронов от $2 \cdot 10^{15}$ до $4 \cdot 10^{16}$ нейтр./см², с плотностью потока нейтронов в пике импульса от $0,25 \cdot 10^{20}$ до $0,6 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² с и шириной импульса на половине высоты соответственно от 100 до 600 мкс. Среди реакторов с γ от 2 до 40 оптимальным, на наш взгляд, является реактор с $\gamma = 20$. Это связано с тем, что в указанном реакторе в зна-

чительной степени реализована связанная с фактором разбавления топлива возможность увеличения флюенса нейтронов, в то же время в этом реакторе спектр нейтронов все еще остается достаточно жестким, а размеры АЗ все еще не слишком велики, чтобы создать неодолимые технологические проблемы при изготовлении колец АЗ.

Импульс делений в реакторе с $\gamma = 20$ характеризуется флюенсом нейтронов ~1,8·10¹⁶ нейтр./см², плотностью потока нейтронов в пике импульса $\sim 0.5 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² с, шириной импульса на половине высоты 360 мкс, полным энерговыделением в АЗ 450 МДж (~1,5·10¹⁹ делений) и изменением температуры за импульс в середине АЗ 1500 °С. Этот реактор будет иметь рекордный для быстрых импульсных реакторов флюенс нейтронов, в 30 раз превышающий флюенс нейтронов в существующих быстрых импульсных реакторах, а также рекордную для всех импульсных реакторов плотность потока нейтронов в пике импульса, примерно в 5 раз превышающую этот показатель в существующих быстрых импульсных реакторах и на два порядка – в графитовом тепловом реакторе ИГР.

Расчеты характеристик импульсов, в процессе которых уровень полных напряжений в АЗ достигает 15 МПа или 60 МПа показали, что изменение уровня максимальных напряжений сильнее всего сказывается на плотности потока нейтронов и на флюенсе нейтронов за импульс и в меньшей степени – на ширине импульса.

1.5. Органы управления реактором. Генерирование импульса делений

В принятой конструкции реактора нижняя половина АЗ разбита на два подвижных коаксиальных цилиндра, каждый из которых служит и в качестве блока безопасности, и в качестве блока регулирования реактивности. В роли органов управления реактором внешний цилиндр осуществляет грубую регулировку реактивности, а внутренний – точную. Присутствие двух блоков безопасности диктуется необходимостью дублирования защиты.

Полная реактивность, вносимая блоком точного регулирования, не должна быть слишком большой, поскольку точность регулирования реактивности падает с ростом полной реактивности блока. С другой стороны, указанная реактивность должна быть достаточной для использования блока в качестве органа защиты. Оба эти требования в какой-то степени удовлетворяются, если размеры блока точного регулирования выбрать так, что вносимая им полная реактивность равняется ~0,100. Импульс в реакторе выбранной конструкции генерируется с помощью быстрого ввода в АЗ импульсного блока. Последний представляет собой полый цилиндр, перемещаемый во внутренней осевой полости. Высота импульсного блока равна 2/3 высоты АЗ.

Выше было получено, что для генерирования в уран-графитовом реакторе номинального импульса необходимо создавать начальную реактивность по мгновенным нейтронам ~ $0,15 \cdot 10^{-2}$. Было замечено также, что относительная эффективность запаздывающих нейтронов в исследуемых уранграфитовых реакторах равна ~1,25. С другой стороны, известно, что физическая доля запаздывающих нейтронов в этих реакторах составляет ~ $0,7 \cdot 10^{-2}$. Отсюда получено, что эффективная доля запаздывающих нейтронов в исследуемых реакторах равна ~ $0,9 \cdot 10^{-2}$.

В соответствии с установившейся практикой генерирования импульса в быстрых реакторах будем предполагать, что перед запуском импульсного блока состояние реактора близко к критическому с учетом запаздывающих нейтронов.Таким образом, полная реактивность $(\Delta k)^0_{\mu\delta}$, вносимая импульсным блоком, должна составлять ~1,1·10⁻².

Полная реактивность, вносимая каждым из указанных блоков, и изменение реактивности при их перемещении определялись на основе рассчитанных таблиц возмущений реактивности для реактора с $\gamma = 20$. Поле возмущений вне границ АЗ находилось путем экстраполяции.

Расчеты для импульсного блока выполнены в предположениях: длина блока 2/3H = 45,2 см; внутренний диаметр блока 14 см; полная реактивность блока $(\Delta k)^0_{\mu 0} = 1,100 \cdot 10^{-2}$ (полная реактивность импульсного блока равна реактивности, вносимой им в момент достижения симметричного относительно АЗ положения). В этих предположениях получено, что внешний диаметр импульсного блока равен 15,40 см, объем – 1,440 л, вес – 4,53 кг.

Высоты регулирующего блока и блока безопасности равны H/2 = 33,9 см, внешние и внутренние диаметры – соответственно, (16–29,2) и (30,4–73,2) см, объемы – 15,9 и 118 л, массы – 50 и 371 кг. Полные реактивности, вносимые этими блоками, равны 0,100 и 0,375 (в единицах k_{30}).

Были рассчитаны таблицы для зависимости реактивности, вносимой блоками, от их смещения от симметричного в АЗ положения. С помощью этих таблиц на примере реактора с $\gamma = 20$ выяснены требования, предъявляемые к скоростям перемещения блоков. Конкретные расчеты проведены для случая номинального импульса, в процессе которого среда АЗ разогревается до 1500 °С. При оценке требований к скорости импульсного блока предполагалось, что эта скорость становится постоянной в момент пересечения уровня мгновенной критичности.

Для генерирования импульса делений в уранграфитовом реакторе можно использовать один из двух известных способов ввода избыточной реактивности. Первый способ заключается в быстром пролете импульсного блока через АЗ, настолько быстром, что блок даже без использования явления стохастической задержки в развитии импульса успевает дойти до середины A3, прежде чем импульс достигнет своего пика. При этом способе запуск импульсного блока осуществляется с заметного уровня мощности (~1 Вт), при котором явление флуктуаций в интенсивности нейтронов не играет заметной роли. С помощью уравнений статьи [15] получено, что при первом способе генерирования импульса импульсный блок должен пролетать через АЗ со скоростью 28 м/с.

Второй способ основан на использовании явления стохастических флуктуаций в интенсивности нейтронов при малой средней мощности реактора и на использовании внешнего импульсного источника нейтронов (инициирующего устройства). Мощность реактора перед запуском импульсного блока при этом способе определяется нейтронами от спонтанных делений урана в АЗ $(~10^3$ нейтр./с) и равна ~10⁻⁶ Вт. При столь слабом источнике нейтронов устойчивая цепь делений практически не устанавливается до тех пор, пока внешнее инициирующее устройство не произведет импульс нейтронов. После этого мощность реактора возрастает в соответствии с детерминированными уравнениями реакторной кинетики. Момент задействования инициирующего устройства следует так синхронизировать с движением импульсного блока, чтобы результирующий импульс делений достигал своего пика в момент достижения блоком середины АЗ. Скорость пролета блока через АЗ при этом способе должна удовлетворять условию малой вероятности случайного инициирования импульса за время между запуском блока и моментом задействования внешнего инициирующего устройства.

Расчет вероятности случайного инициирования импульса выполнен с помощью данных статьи [16]. Действующий в реакторе источник нейтронов оценен по интенсивности спонтанных делений в уране, приведенных в справочнике [17]. Этот источник распределен по объему АЗ равномерно и равен $1,1\cdot10^3$ нейтр./с. Эквивалентный источник, распределенный по собственной функции реактора, получен равным 740 нейтр./с. Множитель эквивалентности был рассчитан по формуле



в свою очередь, полученной с помощью формул теории возмущений [18].

Рассчитанная вероятность случайного инициирования устойчивой цепи делений в зависимости от скорости импульсного блока приведена в табл. 5. Там же даны смещения импульсного блока Δs_1 относительно середины АЗ в момент задействования инициирующего устройства.

Данные табл. 5 позволяют оценить необходимую при втором способе генерирования импульса скорость импульсного блока. На наш взгляд, в качестве исходного условия вполне допустимо ставить следующее требование: вероятность преждевременного случайного инициирования импульса должна быть ≤ 3 %. При этом условии получено, что скорость импульсного блока должна быть ≥ 5 м/с.

При втором способе генерирования импульса запуск импульсного блока осуществляется лишь после того, как распадутся все источники запаздывающих нейтронов. Для этого перед запуском импульсного блока реактор в течение 15–20 минут выдерживается в подкритическом состоянии [19]. Согласно оценкам, высвечивание источников запаздывающих нейтронов можно проводить с отрицательной реактивностью в несколько процентов.

Переход в состояние запаздывающей критичности после окончания процедуры высвечивания источников запаздывающих нейтронов должен

Таблица 5

Вероятность преждевременного инициирования импульса делений и смещения Δs₁ импульсного блока в зависимости от его скорости

Скорость, м/с	Вероятность прежде- временного иниции- рования импульса, %	Δs_1 , см
3	4,5	1,1
4	3,2	1,5
5	2,4	1,9
6	1,9	2,3
7	1,6	2,7

производиться за время ≤10 с. Указанный перевод реактора в подкритическое состояние перед процедурой высвечивания источников запаздывающих нейтронов и затем в нижнее критическое состояние целесообразно выполнять с помощью регулирующего блока. Для этого нужно сначала опустить его примерно на 10 см, а затем поднять со скоростью ≥1 см/с.

Как видим, при втором способе генерирования импульса необходимы специальное инициирующее устройство и специальные меры по высвечиванию источников запаздывающих нейтронов. Однако скорость импульсного блока, необходимая при втором способе генерирования импульса, примерно в 5 раз меньше, чем при первом способе. Этот фактор является большим преимуществом второго способа, по-видимому, далеко перекрывающим усложнения, связанные с указанными дополнительными операциями.

2. Методы расчета цилиндрического уран-графитового реактора

2.1. Пространственное распределение плотности потока нейтронов. Спектр и время жизни мгновенных нейтронов

Расчеты нейтронных характеристик реактора выполнены, как уже отмечалось, в диффузионновозрастном приближении. Предполагалось, что смесь карбида урана и графита строго гомогенна. Смягчение спектра нейтронов из-за неупругого рассеяния в уране (этот эффект невозможно учесть в диффузионно-возрастном приближении) точно не учитывался. Принято только, что уран обладает сечением упругого рассеяния, равным полному сечению рассеяния. Парциальные плотности графита и урана рассчитаны из условия, что материал АЗ представляет собой механическую смесь графита плотностью 1,65 г/см³ и урана 90 %-ного обогащения плотностью 18,6 г/см³. При этом получено

$$\rho = \rho(U) + \rho(C), \ \rho(^{235}U) = 0,9\rho(U),$$

$$\rho(^{238}U) = 0,1\rho(U), \ \rho(C) = 0,04596\gamma\rho(U), \ (4)$$

$$\rho(U) = \frac{1}{0,02785\gamma + 0,05376}.$$

В исследуемых здесь реакторах тепловой компонент в спектре нейтронов отсутствует. Для этого случая с помощью монографии [20] получена следующая система уравнений для плотности потока нейтронов в точно критическом цилиндрическом реакторе с осевой полостью:

$$\varphi(u,r,z) = \varphi_1(u)Y(r,z),$$

$$\left(\chi^2 D + \Sigma_a\right)\varphi_1 = -\frac{\partial\overline{\xi}\Sigma_s\varphi_1}{\partial u} + \chi(u)v_f \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f\varphi_1 du, \quad (5)$$

$$\overline{\xi}\Sigma_s\varphi_1(-\infty) = 0.$$

$$\nabla^2 Y + \chi^2 Y = 0. \quad (6)$$

Здесь *и* – летаргия нейтронов, *u*_{*T*} – летаргия тепловых нейтронов, *Y*(*r*, *z*) – пространственное распределение потока нейтронов, выражаемое через *J*_{*i*}, *Y*_{*i*} – функции Бесселя от действительного аргумента 1-го и 20-го рода порядка *i*, $\varphi(u, r, z, t) = \varphi_1(u)Y(r, z)$ – плотность потока нейтронов, $\chi(u)$ – спектр нейтронов деления в шкале летаргии, χ^2 – материальный параметр реактора.

Краевые условия для уравнения (6) на внешних границах записаны из условия равенства нулю плотности потока нейтронов на экстраполированной поверхности

$$Y(r,z)\Big|_{r=r_0} = 0, \ Y(r,z)\Big|_{z=l_0} = 0.$$
 (7)

Для вывода краевых условий на внутренней поверхности предполагалось, что полость заполнена фиктивным рассеивателем с коэффициентом диффузии $2r_1/3$. Краевые условия определялись из равенств

$$\varphi(r_{1}, z, u) = \varphi_{pac}(r_{1}, z, u),$$

$$D \frac{\partial \varphi}{\partial r}\Big|_{r=r_{1}} = \frac{2r_{1}}{3} \frac{\partial \varphi_{pac}}{\partial r}\Big|_{r=r_{1}}$$
(8)

в предположении, что спектр нейтронов в АЗ и в фиктивном рассеивателе одинаков. Здесь $\varphi_{\text{pac}}(r, z, u)$ – плотность потока нейтронов в фиктивном рассеивателе.

Условие на торцах фиктивного рассеивателя взято в виде

$$\varphi_{\text{pac}}\Big|_{z=l_0} = 0. \tag{9}$$

Входящий в (5), (6) материальный параметр χ^2 определяется из уравнения

$$v_{f} \int_{-\infty}^{u_{f}} \frac{\Sigma_{f}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} \exp\left\{ \int_{-\infty}^{u} \frac{\chi^{2}D + \Sigma_{a}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} du'' \right\} du' \times \\ \times \int_{-\infty}^{u} \chi(u') \exp\left\{ \int_{-\infty}^{u'} \frac{\chi^{2}D + \Sigma_{a}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} du'' \right\} du' = 1.$$
 (10)

Другие величины определялись с помощью соотношений:

$$D = \frac{1}{3\Sigma_{tr}}, \ \Sigma_{tr} = \Sigma_s \left(1 - \overline{\mu}\right) + \Sigma_a, \ \Sigma_s = \sum_k \rho_k \sigma_{sk},$$

$$\Sigma_a = \sum_k \rho_k \sigma_{ak}, \ \Sigma_f = \sum_k \rho_k \sigma_{fk},$$

$$\overline{\mu} = \frac{1}{\Sigma_s} \sum_k \mu_k \rho_k \sigma_{sk}, \ \overline{\xi} = \frac{1}{\Sigma_s} \sum_k \xi_k \rho_k \sigma_{sk},$$

(11)

где *k* – символ *k*-го компонента АЗ. Решение уравнений (5)–(9) имеет вид

$$\varphi_{1}(u) = \frac{\Sigma_{f}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} \exp\left\{-\int_{-\infty}^{u} \frac{\chi^{2}D + \Sigma_{a}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} du''\right\} \times \\ \times \int_{-\infty}^{u} \chi(u') \exp\left\{\int_{-\infty}^{u'} \frac{\chi^{2}D + \Sigma_{a}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} du''\right\} du',$$

$$Y(r, z) = \left\{J_{0}(hr) + A_{1}Y_{0}(hr)\right\} \cos\frac{\pi}{2l_{0}} z,$$
(12)

$$r_{2} = r_{0} - \frac{2}{3\overline{\Sigma}_{tr}}, r_{2} = 1,08l, \ l = l_{0} - \frac{2}{3\overline{\Sigma}_{tr}}, \varphi(r,z,u) = \varphi_{1}(u)Y(r,z).$$
(13)

Величины A_1 , h, l_0 определяются из уравнений:

$$h = \sqrt{\chi^2 - \left(\frac{\pi}{2l_0}\right)^2}, \quad A_1 = -\frac{J_0(hr_0)}{Y_0(hr_0)},$$
$$\frac{\pi r_1}{3l_0} \frac{\left[J_0(hr_1) + A_1Y_0(hr_1)\right]I_1\left(\frac{\pi}{2l_0}r_1\right)}{I_0\left(\frac{\pi}{2l_0}r_1\right)} = -Dh\left\{J_1(hr_1) + A_1Y_1(hr_1)\right\}.$$

Для ценности нейтронов в цилиндрическом реакторе с полостью получены следующие уравнения [20]:

$$\varphi^{*}(r, z, u) = \varphi_{1}^{*}(u)Y(r, z),$$

$$\left(\chi^{2}D + \Sigma_{a}\right)\varphi_{1}^{*} =$$

$$= \overline{\xi}\Sigma_{s}\frac{d\varphi_{1}^{*}}{du} + \Sigma_{f}\nu_{f}\int_{-\infty}^{u_{t}}\chi(u)\varphi_{1}^{*}(u)du.$$
(14)

Решение уравнений (14) имеет вид

$$\varphi_1^*(u) = \exp\left\{-\int_{u}^{u_T} \frac{\chi^2 D + \Sigma_a}{\overline{\xi}\Sigma_s} du''\right\} \times$$

$$\times \int_{u}^{u_{T}} \frac{\Sigma_{f}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} \exp\left\{\int_{u'}^{u_{T}} \frac{\chi^{2}D + \Sigma_{a}}{\overline{\xi}\Sigma_{s}} du''\right\} du'.$$
(15)

Для расчета времени жизни мгновенных нейтронов мы воспользовались формулой из статьи [21] (аналогичную формулу можно получить также из доклада [22])

$$\tau = \frac{\int\limits_{V u} \frac{\varphi^*(\vec{r}, u) \varphi(\vec{r}, u)}{v(u)} dv du}{\int\limits_{V u u'} \int\int\limits_{V u u'} \chi(u) v_f(u') \Sigma_f(\vec{r}, u') \varphi^*(\vec{r}, u) \varphi(\vec{r}, u') dV du du'},$$
(16)

где v(u) – скорость нейтрона, соответствующая летаргии *и*. В нашем случае временная и пространственная зависимости разделяются и выражение (16) принимает вид

$$\tau = \frac{\int_{u}^{u} e^{\frac{u}{2}} \varphi_{1}^{*}(u) \varphi_{1}(u) du}{v_{f} v^{*} \int_{u} \chi(u) \varphi_{1}^{*}(u) du \int_{u} \Sigma_{f}(u) \varphi_{1}(u) du}.$$
 (17)

Здесь v^* – скорость, соответствующая энергии E^* . Энергия E^* определяет летаргию нейтрона с энергией $E: u = \ln(E/E^*)$. В наших расчетах принято $E^* = 2$ МэВ, $v^* = 1,9555 \cdot 10^9$ см/с. Входящая в выражение (13) величина $\overline{\Sigma}_{tr}$ определена как

$$\overline{\Sigma}_{tr} = \frac{\int \Sigma_{tr}(u) \, \varphi_1^*(u) \varphi_1(u) \, du}{\int \limits_{u} \varphi_1^*(u) \varphi_1(u) \, du}.$$
(18)

При исследовании кинетики реактора необходимо знать относительные ценности γ_i нейтронов группы *i*, через которые определяются эффективные доли запаздывающих нейтронов группы *i* $\overline{\beta}_i = \gamma_i \beta_i$. В наших расчетах было принято, что все $\gamma_i = \gamma_0$, где γ_0 – относительная ценность запаздывающих нейтронов группы с периодом полураспада 22 с ($\overline{E} = 0,46$ МэВ). Величина γ_0 рассчитывалась по формуле

$$\gamma_0 = \frac{\int \chi_0(u) \, \varphi_1^*(u) \, du}{\int \limits_u \chi(u) \, \varphi_1^*(u) \, du}.$$
(19)

2.2. Функция возмущений реактивности. Коэффициенты теплового гашения реактивности

Для функции возмущений реактивности из теории возмущений [20] получены следующие выражения:

$$W(r,z) = \left\{ A^* + B^* \left(\frac{\operatorname{grad} Y}{Y} \right)^2 \right\} Y^2(r,z), \quad (20)$$
$$A^* = \frac{\int\limits_{-\infty}^{u_T} \left\{ \overline{\xi} \Sigma_s \varphi_1 \frac{d\varphi_1^*}{du} + \nu_f \varphi_1^* \chi(u) \int\limits_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f \varphi_1 du - \Sigma_a \varphi_1^* \varphi_1 \right\} du,}{\rho \nu_f \int\limits_{V} Y^2(r,z) dV \int\limits_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f \varphi_1 du \int\limits_{-\infty}^{u_T} \chi(u) \varphi_1^* du}, \quad (21)$$

$$B^{*} = \frac{\int_{-\infty}^{u_{T}} D\varphi_{1}^{*}\varphi_{1}du}{\rho v_{f} \int_{V} Y^{2}(r,z) dV \int_{-\infty}^{u_{T}} \Sigma_{f} \varphi_{1}du \int_{-\infty}^{u_{T}} \chi(u)\varphi_{1}^{*}du},$$

$$\left(\frac{\text{grad}Y}{Y}\right)^{2} = \left(\frac{\pi}{2l_{0}}\right)^{2} \text{tg}^{2}\left(\frac{\pi}{2l_{0}}z\right) + h^{2}\left\{\frac{J_{1}(hr) + A_{1}Y_{1}(hr)}{J_{0}(hr) + A_{1}Y_{0}(hr)}\right\},$$
(22)

$$\int_{V} Y^{2}(r,z) dV =$$

$$= 2 \left(\pi l + l_{0} \sin \frac{\pi l}{l_{0}} \right) \int_{r_{1}}^{r_{2}} r \left\{ J_{0}(hr) + A_{1}Y_{0}(hr) \right\}^{2} dr.$$

Производные функции *W*(*r*, *z*) вычислялись с помощью численного дифференцирования.

Формулы (20)–(22) можно использовать также для определения функции возмущений реактивности любого другого материала. При этом в числителе выражений для A^* и B^* все величины: ρ , $\overline{\xi}$, Σ_s , Σ_a , Σ_f , v_f , $\chi(u)$ – должны относиться к материалу, функция которого определяется.

В рассматриваемых реакторах изменения температуры сказываются на реактивности вследствие теплового расширения материала активной зоны. В этом случае, согласно [23], для обусловленных наличием обратной связи изменений в коэффициенте размножения нейтронов можно записать

$$\Delta k(t) = \rho \int_{V} u(\vec{r}, t) \operatorname{grad} W(\vec{r}) dV.$$
 (23)

Смещение $u(\vec{r},t)$ обычно определяют через средний температурный коэффициент линейного расширения. В случае графитовой АЗ, как уже говорилось, целесообразнее выражать смещение не через температуру, а через удельную энтальпию среды АЗ. Дело в том, что, как видно из (1), коэффициент линейного расширения графита существенно зависит от температуры. Удельная теплоемкость графита также существенно зависит от температуры. Но, как отмечалось выше, в случае графита уравнения термоупругости сохраняют обычную форму, если в них величину $\theta(\vec{r},t)$ заменить на $i(\vec{r},t)$ (в Дж/см³) и обычный коэффициент линейного расширения – на 0,673К₀. Связь удельной энтальпии графита с температурой показана на рис. З. При определении этой связи использовались данные справочников [7, 17]. Предполагалось, что при высоких температурах теплоемкость графита равна утроенному значению газовой постоянной (24,95 Дж/(моль·°С) [24].

В рассматриваемой конструкции реактора активная зона разбита на большое число свободно расширяющихся колец. В этом случае коэффициент температурного гашения реактивности всецело определяется радиальным расширением деталей АЗ, и он с достаточной точностью может быть рассчитан в предположении разбиения АЗ на очень тонкие свободно расширяющиеся кольца. В этом приближении

$$u(r,z,t) = 0,673K_0ri(r,z,t),$$

$$\Delta k(t) = 0,673\rho K_0 \int_V ri(r,z,t) \frac{\partial W(r,z)}{\partial r} dV.$$
(24)



Рис. 3. Связь удельной энтальпии графита *i* с температурой графита θ (энтальпия отсчитывается от ее значения при 20 °С, плотность графита 1,65 г/см³)

Будем рассматривать достаточно короткие импульсы, при которых влияние эффектов теплопроводности пренебрежимо мало. В этом случае для цилиндрического реактора справедливы следующие формулы:

$$i(r, z, t) = \frac{i_0(t)}{Y(r^*, 0)} Y(r, z) = \frac{Y(r, z)q(t)}{\int_V Y(r, z)dV},$$

$$q(t) = \frac{i_0(t)}{Y(r^*, 0)} \int_V Y(r, z)dV, \ \overline{i}(t) = \frac{i_0(t)}{Y(r^*, 0)} \overline{Y}.$$
(25)

С помощью (25) получено:

$$\Delta k(t) = -A_{i}i_{0}(t),$$

$$\Delta k(t) = -A_{q}q(t),$$

$$A_{i} = -\frac{0.673\rho K_{0}}{Y(r^{*},0)}\int_{V} rY(r,z)\frac{\partial W}{\partial r}dV,$$

$$A_{q} = -\frac{0.673\rho K_{0}}{\int_{V} Y(r,z)dV}\int_{V} rY(r,z)\frac{\partial W}{\partial r}dV.$$
(26)

Здесь A_i , A_q – квазистатические коэффициенты гашения реактивности, связывающие коэффициент размножения нейтронов соответственно с удельной энтальпией в наиболее разогретом участке АЗ и с полным энерговыделением в реакторе. Было показано, что коэффициент A_i для реакторов с различными γ практически один и тот же. На этом основании в следующем разделе уравнения динамики реактора будут записаны с использованием только коэффициента A_i .

Выше приведены формулы для квазистатических коэффициентов гашения реактивности, относящиеся к тому случаю, когда распределение температуры в АЗ соответствует нейтронной собственной функции реактора. Представляют интерес также статические коэффициенты гашения, относящиеся к случаю равномерного распределения температуры. Для статических коэффициентов A_i , A_a вместо (26) имеем

$$A_{i}^{*} = -0,673\rho K_{0} \int_{V} r \frac{\partial W}{\partial r} dV,$$

$$A_{q}^{*} = -\frac{0,673\rho K_{0}}{V} \int_{V} r \frac{\partial W}{\partial r} dV.$$
(27)

Статический коэффициент гашения реактивности A_i^* в критическом реакторе с $\gamma = 20$ равен 3,1·10⁻⁶ см³/Дж. Это означает, что если АЗ этого

реактора нагреть равномерно до 1500 °C, то полное изменение реактивности составит $\Delta k = -1,3\cdot10^{-2}$ (сравните с изменением реактивности при квазистатическом разогреве до 1500 °C в центре реактора, равным $\Delta k = -0,5\cdot10^{-2}$).

Запишем еще несколько формул для локальных флюенса и плотности потока нейтронов. Вопервых, для плотности потока нейтронов в точке (r, z), отнесенной к единичным интервалам летаргии и времени, справедливо соотношение

$$\varphi(u,r,z,t) \sim Y(r,z)\varphi_1(u)n(t).$$
(28)

Из (28) и очевидного соотношения

$$\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{u_T} \int_V \Sigma_f(u) \varphi(u, r, z, t) dV du = n(t)$$
(29)

получено

$$\varphi(u,r,z,t) = \frac{Y(r,z)\varphi_{1}(u)n(t)}{\sum_{u_{T}} \sum_{f} (u)\varphi_{1}(u)du\int_{V} Y(r,z)dV}, \quad (30)$$

$$\Phi(r,z,t) = \frac{Y(r,z)n(t)\int_{-\infty}^{u_{T}} \varphi_{1}(u)du}{\sum_{v} \sum_{f} (u)\varphi_{1}(u)du\int_{V} Y(r,z)dV} = \frac{Y(r,z)n(t)}{\sum_{v} \sum_{f} \int_{V} Y(r,z)dV}, \quad (31)$$

$$\int_{0}^{t} \Phi(r,z,t) dt = \frac{Y(r,z)q(t)}{\varepsilon_0 \overline{\Sigma}_f \int\limits_V Y(r,z) dV}$$
(32)

2.3. Уравнения динамики реактора. Термические и динамические напряжения в АЗ

Как показывает опыт, влияние запаздывающих нейтронов существенно лишь на хвосте импульса. По этой причине при рассмотрении процессов в пике импульса запаздывающие нейтроны можно не учитывать. В этом приближении уравнения динамики исследуемого реактора записываются в виде

$$\frac{d^{2}i_{0}}{dt^{2}} = \frac{1}{\tau} \left\{ \left[k_{0} - \sum_{i=1}^{I} a_{i}u_{i} \right] (1 - \gamma_{0}\beta) - 1 \right\} \frac{di_{0}}{dt}, \\ \frac{d^{2}u_{i}}{dt^{2}} + \omega_{i}^{2}u_{i} = D_{i}\omega_{i}^{2}i_{0}(t), \ i = 1, 2, ..., I \right\}$$
(33)

при начальных условиях

$$i_{0}(0) = 0, \quad \frac{di_{0}}{dt}\Big|_{t=0} = i'_{0}(0) = 0,$$

$$u_{i}(0) = \frac{du_{i}}{dt}\Big|_{t=0} = 0.$$
(34)

Здесь $D_i = 0,673K_0r_i\left(\frac{\overline{i_i}}{i_0}\right), I$ – число колец в слое,

 u_i – смещение *i*-го кольца в среднем слое активной зоны, a_i – коэффициент гашения реактивности, обусловленный смещением колец всех слоев активной зоны. В формулу связи коэффициента размножения нейтронов со смещениями *i*-х колец

$$\Delta k_i = -a_i u_i$$

явно входит лишь смещение *i*-го кольца среднего слоя. Здесь мы используем то обстоятельство, что разбиение на кольца во всех слоях одинаково и, следовательно, вибрации *i*-х колец в разных слоях отличаются только амплитудой. Коэффициенты *a_i* рассчитываются по формулам, аналогичным (26).

В безразмерном виде уравнения (33), (34) имеют вид (предполагаем, что в начальный момент реактивность изменяется скачкообразно)

$$\frac{d^2 p}{d\xi^2} = \left(1 - \sum_{i=1}^{I} v_i\right) \frac{dp}{d\xi},$$

$$\frac{d^2 v_i}{d\xi^2} = \alpha_i^2 \left(\delta_i p - v_i\right), \ i = 1, 2, ..., I$$
(35)

при начальных условиях

$$p(0) = 0, \ \frac{dp}{d\xi}\Big|_{\xi=0} = \frac{a_1 D_1 (1 - \gamma_0 \beta) \tau_0^2}{\tau} i'_0(0),$$
(36)

 $v_i(0) = \frac{dv_i}{d\xi}\Big|_{\xi=0} = 0,$

где

$$\xi = \frac{t}{\tau_0}, \ \tau_0 = \frac{\tau}{k_0(1 - \gamma_0\beta) - 1}, \ \alpha_i = \omega_i \tau_0, \ \delta_i = \frac{a_i D_i}{a_1 D_1},$$
$$p(\xi) = \frac{a_1 D_1(1 - \gamma_0\beta)\tau_0}{\tau} i_0(\xi), \qquad (37)$$
$$v_i(\xi) = \frac{a_1(1 - \gamma_0\beta)\tau_0}{\tau} u_i(\xi).$$

Начальные условия (36) в случае импульсного режима не являются определяющими параметрами. Таким образом, динамика реактора в быстропеременной части импульса всецело определяется значениями 2*I* безразмерных параметров α_i , δ_i . Нетрудно заметить, что в данном случае каждый набор α_i можно характеризовать с помощью одного параметра $a, \alpha_i = a\alpha_i^0$, где α_i^0 – набор α_i при каком-то определенном значении τ_0 .

Параметрические уравнения (35), (36) решались численно при нескольких значениях параметра *a* и оцененных неизменяемых значениях δ_i . Эти решения предоставили возможность определения параметров быстропеременных импульсов с любым показателем разбавления топлива γ .

В быстром реакторе степень разгрузки напряжений в деталях оболочечной структуры за время импульса практически полностью определяется отношением ширины импульса на половине высоты к периоду колебаний оболочки. Эта закономерность, проверенная на примерах различных сферических и цилиндрических оболочек и различных импульсов, позволяет легко определять динамические напряжения в деталях активной зоны на стадии их свободных колебаний.

При определении динамических напряжений предполагалось, что активная зона состоит из тонких колец – коротких цилиндрических оболочек с однородным распределением температуры в пределах каждой из них. В качестве меры динамичности процесса расширения оболочки использовалась величина $\chi(t)$, которая является отношением действительных динамических напряжений в оболочке $\sigma(t)$ к напряжениям $\sigma_0(t)$, которые имели бы место при полном отсутствии расширения,

$$\chi(t) = \sigma(t) / \sigma_0(t).$$

Уравнение вынужденных колебаний короткой цилиндрической оболочки получено с помощью данных статьи [25]. Оно имеет вид

$$\frac{d^{2}u}{dt^{2}} + \omega^{2}u = 0,673K_{0}\omega^{2}ri(t),$$

$$u(0) = u'(0) = 0, \ \omega = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{E}{\rho}},$$
(38)

r – средний радиус оболочки, *u* – радиальное смещение оболочки.

Решение (38) и выражения для напряжений имеют вид:

$$u(t) = 0,673K_0\omega r \int_0^t i(x)\sin\omega(t-x)dx,$$

$$\sigma(t) = E\left\{\frac{u(t)}{r} - 0,673K_0i(t)\right\} =$$

$$= 0,673K_0E\left\{\omega \int_0^t i(x)\sin\omega(t-x)dx - i(t)\right\},$$

100

$$\sigma_0(t) = -0,673K_0Ei(t).$$

Переходя к безразмерному времени η, получаем

$$\chi(\eta) = 1 - \alpha \left(1 + e^{-\eta}\right) \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\sin \alpha (\eta - x)}{1 + e^{-x}} dx,$$

$$\alpha = \omega \tau_0, \ \alpha = 1,7822 \left(\frac{T_{\text{имп}}}{T_{\omega}}\right).$$
(39)

Как видим, величина $\chi(\eta)$ во всех случаях зависит только от безразмерного параметра α , пропорционального отношению ширины импульса к периоду колебаний оболочки T_{ω} .

Интеграл в (39) нельзя определить аналитически для любых значений η . Но это можно сделать при $\eta \rightarrow \infty$, т. е. для этапа свободных колебаний оболочки. В этом случае

$$\chi(\eta) = \frac{\alpha \pi}{sh\alpha \pi} \cos \alpha \eta = \chi_0 \cos \alpha \eta.$$
 (40)

Величина χ_0 , являющаяся амплитудой $\chi(\eta)$ на стадии свободных колебаний, также может служить мерой динамичности теплового расширения.

Выпишем далее выражения для термических напряжений. Напомним, что в случае импульсного реактора термические напряжения не являются столь же ограничивающим энерговыделение за импульс фактором, как динамические напряжения. Термические напряжения можно понижать путем разбиения АЗ на более тонкие кольца.

Окружные термические напряжения, вызываемые неравномерностью распределения температуры по радиусу, определялись по следующей формуле, полученной на основании данных сборника статей [9],

$$\sigma(r) = \frac{0,673K_0E}{1-\nu} \left[\left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \frac{1}{b^2 - a^2} \int_a^b i(r) r dr + \frac{1}{r^2} \int_a^r i(r) r dr - i(r) \right],$$

где *a*, *b* – внутренний и внешний радиусы кольца.

Термические напряжения, возникающие вследствие неравномерного распределения температуры по высоте кольца, оценивались с помощью данных статьи [26]. В указанной работе задачи термоупругости решены численно для единичной температурной функции $\eta(z)$,

$$\theta = \eta(z) = \begin{cases} 1, \ 0 < z \le \frac{1}{2}H \\ 0, \ -\frac{1}{2}H \le z < 0 \end{cases}$$

(Н – высота оболочки).

Для произвольного распределения температуры напряжения $\sigma_i(r, z)(i = r, \theta, z)$ и $\tau_{rz}(z)$ определяются с помощью выражений

$$\sigma_{i}(r,z) = 0,673K_{0}E \int_{z-\frac{H}{2}}^{z+\frac{H}{2}} i'(z-\xi)\sigma_{i}^{\eta}(r,\xi)d\xi,$$

$$i'(z) = \frac{di}{dz},$$

$$\tau_{rz}(r,z) = 0,673K_{0}E \int_{z-\frac{H}{2}}^{z+\frac{H}{2}} i'(z-\xi)\tau_{rz}^{\eta}(r,\xi)d\xi$$
(41)

(τ_{rz} – сдвиговые напряжения в оболочке).

Формулы (41) справедливы для точек, достаточно удаленных от торцов оболочки.

Заключение

Обоснована возможность сооружения действующего по принципу теплового расширения цилиндрического быстрого импульсного реактора с рекордно высокими флюенсом и плотностью потока нейтронов. В результате расчетно-теоретического анализа показано, что наиболее перспективным материалом для мощного быстрого импульсного реактора, действующего по принципу теплового расширения, является твердая смесь графита и карбида урана. В реакторах с АЗ из этого материала с показателем разбавления топлива у от 2 до 40 максимальное энерговыделение за импульс ограничивается уровнем максимально допустимых напряжений в АЗ. Если максимально допустимые напряжения в наиболее нагруженных деталях АЗ принять равными пределу прочности уран-графитового материала, который при повышенных температурах предположительно равен ~30 МПа, то с помощью указанных реакторов можно получать импульсы с очень высокими флюенсом и плотностью потока нейтронов. Среди реакторов с ү от 2 до 40 оптимальным является реактор с $\gamma = 20$. В нем в значительной степени реализована связанная с фактором разбавления топлива возможность увеличения флюенса нейтронов за импульс и в то же время спектр нейтронов все еще остается достаточно жестким, а размеры A3 все еще не слишком велики, чтобы создать неодолимые проблемы при изготовлении колец A3.

Импульс делений в реакторе с $\gamma = 20$ характеризуется флюенсом нейтронов ~ 1,8·10¹⁶ нейтр./см², плотностью потока нейтронов в пике импульса $\sim 0.5 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² · с, шириной на половине высоты 360 мкс, полным энерговыделением в АЗ 450 МДж (~1,5·10¹⁹ делений) и изменением температуры за импульс в середине АЗ 1500 °C. Этот реактор будет иметь рекордный для быстрых импульсных реакторов флюенс нейтронов, в 30 раз превышающий флюенс нейтронов в существующих быстрых импульсных реакторах, а также рекордную для всех импульсных реакторов плотность потока нейтронов в пике импульса, примерно в 5 раз превышающую этот показатель в существующих быстрых импульсных реакторах и на два порядка – в графитовом тепловом реакторе ИГР.

Наибольшие трудности при сооружении указанного уран-графитового реактора доставит, повидимому, отработка технологии изготовления монолитных колец АЗ диаметром до 70 см.

Список литературы

1. Mihalczo J. T. Superprompt-critical behaviour of an unmoderated unreflected uranium-molybdenum alloy reactor // Nucl. Sci. Engng., 1963, vol. 16, N 3, p. 291–298.

2. Курчатов И. В., Фейнберг С. М., Долежаль Н. А. и др. Импульсный графитовый реактор ИГР // Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 6, с. 463–474.

3. Freund G. A., Iskenderian H. P, Okrent D. TREAT, a pulsed graphite-moderated reactor for kinetic experiments // Proc. of the Second International Conference of the Peaceful Uses of Atomic Energy held in Geneva, 1958, vol. 10, 1958, p. 461–475.

4. Greebler P., Hutchins B. A. The Doppler effect in a large fast oxide reactor, its calculation and significance for reactor safety // Physics of fast and intermediate reactors, 1961, vol. 3, p. 121–138.

5. Копельман Б. Материалы для ядерных реакторов. – М.: Госатомиздат, 1962.

6. Сергеев Г. Я., Титова В. В., Борисов К. А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. – М.: Госатомиздат, 1960.

7. Reactor Handbook, vol. 1. Materials / Ed. by Tipton C. R. – New York, London, 1960.

8. Материалы комиссии по атомной энергии США. Ядерные реакторы. Т. 3: Материалы для ядерных реакторов. – М.: Изд-во иностр. лит., 1956.

9. Прочность и деформация в неравномерных температурных полях / Под ред. Я. Б. Фридмана. – М.: Госатомиздат, 1962.

10. Mustacchi C. Thermal shock repture of some uranium ceramics // Journal of Nuclear Materials, 1964, vol. 12, N 3, p. 330–331.

11. О'Дрисколл В. Г., Белл Д. С. Графит, его свойства и поведение // Графит как высокотемпературный материал. – М.: Мир, 1964, с. 201–254.

12. Самсонов Г. В., Эпик А. П. Покрытия из ту-гоплавких соединений. – М.: Металлургия, 1964.

13. Поведение горючего при высоких выгораниях (Реферат по материалам из журнала Nuclear Engineering, 1964, vol. 9, р. 55, 96, 135) // Атомная техника за рубежом, 1964, № 9, с. 8–22.

14. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов. – М.: Атомиздат, 1960.

15. Колесов В. Ф. Некоторые вопросы динамики импульсных реакторов // Атомная энергия, 1964, т. 16, вып. 4, с. 309–314.

16. Hansen G. E. Assembly of fissionable material in the presence of a weak neutron source // Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, N 6, p. 709–719.

17. Краткий справочник инженера-физика. Составитель Н. Д. Федоров. – М.: Госатомиздат, 1961.

18. Романов Ю. А. Точные решения односкоростного кинетического уравнения и их использование для расчета диффузионных задач // Исследования критических параметров реакторных систем. – М.: Атомиздат, 1960, с. 3–26.

19. Wimett T. F., White R. H., Stratton W. R., Wood D. P. «Godiva-II» – an unmoderated pulseirradiation reactor // Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, N 6, p. 691–708.

20. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1961.

21. Henry A.F. The application of reactor kinetics to the analysis of experiments // Nucl. Sci. Engng., 1958, vol. 3, N 1, p. 52–70.

22. Усачев Л. Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений // Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. – М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 5, с. 598–606. 23. Колесов В. Ф. К динамике сферически симметричного быстрого импульсного реактора // Атомная энергия, 1963, т. 14, вып. 3, с. 273–280.

24. Carpenter L. G. Materials at high temperatures // British Journal of Appl. Phys., 1964, vol. 15, p. 871–882.

25. Burgreen D. Thermoelastic dynamics of rods, thin shells and solid spheres // Nucl. Sci. Engng., 1962, vol. 12, N 2, p. 203–217.

26. Никишин В. С. Термонапряженное состояние сплошного и полого цилиндров. – М.: ВЦАН СССР, 1962.

Послесловие

В работе В. Ф. Колесова, датированной 1965-м годом, представлен обоснованный расчетами концептуальный проект уран-графитового быстрого импульсного реактора БИГР, отличающегося рекордно высокими уровнями плотности потока нейтронов в пике импульса и флюенса нейтронов за импульс. Проект был одобрен научным руководителем ВНИИЭФ академиком Ю.Б. Харитоном и направлен им в Главное управление «Росатома». В конце того же года проект по докладу автора был обсужден на заседании научно-технического совета «Росатома» и получил положительную оценку. Ряду институтов было поручено рассмотрение вопроса о реализуемости проекта, в частности, о возможности изготовления композитной уран-графитовой активной зоны с требуемыми свойствами. По результатам этого рассмотрения руководители Института атомной энергии. НИКИЭТ и Института неорганических материалов академики А. П. Александров, Н. А. Доллежаль и А. А. Бочвар высказались о том, что принципиальных препятствий для реализации проекта они не усматривают.

Таким образом, предложение нашло неформальный отклик и поддержку со стороны руководства ВНИИЭФ, «Росатома» и головных по проблеме институтов страны. За указанными обсуждениями проекта последовали организационные мероприятия по разработке установки. Bo ВНИИЭФ и смежных институтах «Росатома» группой сотрудников во главе с М. И. Кувшиновым и, фактически, научным руководителем работ В. Ф. Колесовым была развернута широкомасштабная деятельность по техническому проектированию реактора, отработке технологии изготовления и изготовлению уран-графитовых деталей активной зоны и последующему общему строительству реактора, сохранившего первоначальное название «БИГР». Реактор был введен в эксплуатацию в 1977 г. и до сих пор, т. е. в течение уже 38 лет, успешно используется как очень мощный источник импульсного *n*-, *γ*-излучения.

Реактор БИГР в представленном здесь стартовом концептуальном проекте по виду почти не отличается от реактора БИГР, реализованного на практике. Принципиальная конструкция активной зоны практически не претерпела изменений. То же самое можно сказать и относительно физических свойств и принципа действия реактора, его систем управления и защиты. Однако параметры номинального импульса делений и соответственно *n*-, *γ*-излучения в реализованном на практике реакторе оказались заметно пониженными.

Произошло это вследствие, казалось бы, незначительного изменения состава АЗ. По замыслу активная зона БИГР должна была изготавливаться из твердой смеси графита и карбида урана, а в действующем реакторе она изготовлена из твердой смеси графита и двуокиси урана.

При отработке технологии изготовления элементов АЗ ректора БИГР с самого начала предполагалось, что получение работоспособной твердой смеси графита и двуокиси урана явится промежуточным этапом технологии. Дальнейшие высокотемпературные процедуры должны были завершиться карбидизацией элементов АЗ, т. е. полным переводом двуокиси урана в карбид урана. Для полного завершения изначального задания по изготовлению АЗ разработчикам технологии требовалось дополнительное время.

Поскольку твердая смесь графита и двуокиси урана, хотя и с известными потерями, могла служить в качестве топлива БИГР, в целях экономии времени было решено остановиться на этом промежуточном этапе, т. е. изготавливать АЗ БИГР из твердой смеси графита и двуокиси урана.

Это решение означало согласие разработчиков реактора на заметное снижение импульсных характеристик установки. Дело в том, что топливо «графит + карбид урана» стабильно до очень высоких температур, а «графит + диоксид урана» лишь при температурах до (1000-1200) °С. По этой причине максимально допустимое повышение температуры АЗ в импульсах реализованного реактора БИГР принято равным 900 °C, хотя в первоначальном проекте предполагались 1500 °С. Результатом явились заметное снижение энерговыделения и флюенса нейтронов за импульс, а также значительное увеличение ширины импульса.

Следует отметить, что рассмотренная вынужденная замена топливного материала АЗ, наряду с указанными отрицательными последствиями имела, как водится, и положительные стороны. Эта замена означала переход к существенно менее напряженному импульсному режиму работы и, следовательно, повышение безопасности реактора. В проектном варианте реактора максимальный импульс ограничивался уровнем допустимых динамических напряжений в топливном материале, в реализованном варианте реактора – уровнем температуры топлива как таковой. Динамические напряжения, плохо предсказуемые по последствиям, в особенности, если речь идет о хрупком дисперсном материале, в реализованном варианте реактора снижены до полностью безопасного уровня. В результате реактор БИГР бесперебойно работает уже 38(!) лет со времени его ввода в эксплуатацию без каких-либо признаков изменения характеристик.

Контактная информация -

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, факс: (83130)4-55-69; e-mail: <u>kolesov@expd.vniief.ru</u>

Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 85–104.

Маршалкин В. Е., Повышев В. М.

0	равновесном	изотопном	составе	торий-	
yp	ан-плутониево	го топливно	го цикла		3

Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Хоружий В. Х.

Экспериментальные и расчетные параметры тестовых (benchmark) сферических критических сборок с активной зоной из металлического плутония (²³⁹Pu(98 %)) в δ-фазе и составным отражателем, содержащим слои из полиэтилена и стали

12

25

39

Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Хоружий В. Х.

Экспериментальные и расчетные параметры тестовых (benchmark) сферических критических сборок с активной зоной из «энергетического» металлического плутония (²³⁹Pu (88%)) в α-фазе и отражателем из бериллия....

Кошелев А. С., Арапов А. В., Овчинников М. А.

0	возможности	создания	специализирован-
но	го ОРУК-реак	тиметра с	токовым детекто-
po	м нейтронов		

Кошелев А. С., Ковшов К. Н., Овчинни-

ков мі. А., пикулина і . п., соколов А. Б.	
Широкодиапазонный, структурно оптимизи-	
рованный канал контроля паспортизованной	
мощности для реакторов с компактной ак-	
тивной зоной	49

Глухов Л. Ю., Котков С. П.,

Кузнецов М. С., Чурсин С. С.

измерение	времени	генерации	и мгновен	ных
нейтронов	импульсно	эго ядерн	юго реак	гора
ВИР-2М				58

Сергеев В. И., Степанова Н. Ю.,

Савенко А. В., Ковтун А. Д., Шалата Ф. Г.	
Способ доочистки промышленных отходов	
от радионуклидов с использованием геохи-	
мических барьеров	64

Колесов В. Ф., Малинкин А. А.

Метод определения локальных спектров	
и средних скоростей нейтронов в быстрых	
критических сборках	73

Колесов В. Ф.

Параметры уран-графитового быстрого им-	
пульсного реактора (реактор БИГР)	85

CONTENTS

Marshalkin V. Ye., Povyshev V. M On equilibrium isotop composition of thorium- uranium-plutonium fuel cycle	3
Kuvshinov M. I., Vorontsov S. V., Khoryzhy V. Kh. Experimental and calculation parameters of benchmark spherical assemblies with a core of metallic plutonium (²³⁹ Pu(98 %)) in δ-phase and compound reflector containing layers of poly- ethylene and steel	12
Kuvshinov M. I., Vorontsov S. V., Khoryzhy V. Kh. Experimental and calculation parameters of benchmark spherical assemblies with core made of metallic plutonium (²³⁹ Pu (88 %)) in α -phase and reflected by beryllium	25
Koshelev A. S., Arapov A. V., Ovchinnikov M. A. About possibility of the creation of a specialized ORUK-reactimeter with a current detector of neu- trons	39
Koshelev A. S., Kovshov K. N., Ovchin- nikov M. A., Pikulina G. N., Sokolov A. B. Wide-range structurally optimized channel of certified power monitoring for small-core reactors	49
Glukhov L. Yu., Kotkov S. P., Kuznetsov M. S., Chursin S. S. Measurement of prompt neutrons production time of VIR-2M pulsed nuclear reactor	58
Sergeev V. I., Stepanova N. Yu., Savenko A. V., Kovtun A. D., Shalata F. G. Method of purification of industrial waste from radionuclides using geochemical barriers	64
Kolesov V. F., Malinkin A. A. A method of determining local spectra and average velocities of neutrons in fast critical assemblies	73
Kolesov V. F. Parameters of uranium-graphite fast pulsed reac- tor (reactor BIGR)	85

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Физика ядерных реакторов

Выпуск 4

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

Редактор Е. А. Мясоедова Компьютерная подготовка оригинала-макета Н. А. Лештаева

Подписано в печать 27.08.2015.		Формат 60 × 84/8
Офсетн. печ.	Усл. печ. л. ~12,8	Учизд. л. ~13,1
Тираж 200 экз.	Зак. тип. 1229-2015.	9 статей

Отпечатано в ИПК ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» 607188, г. Саров Нижегородской области

Правила оформления статей (уточненные в соответствии с требованиями ВАК 2008 г. – выделены п/ж шрифтом)

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом «Оригиналы авторские и текстовые издательские» (ОСТ 29.115–88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 шрифтом № 12 через 2 интервала. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – все вышеперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно в виде электронной версии обычным шрифтом № 11 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры ("…").

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных подписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α , β , γ , ϕ и т. д.) набираются прямо, а латинские (x, y, z, w и т. д.) – курсивом. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например, b/d, $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде предоставляется отдельным файлом.

5. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть размечены и сразу расшифрованы. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. **Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем из**ложении. Формулы выполняются в редакторе Equation 3.0 или MathType при невозможности набора на

клавиатуре $\left(x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$ и т. д. $\right)$. Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры

 $(x_3, \ \mbox{км}^2 \ \mbox{и т. д.})$, греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* \rightarrow *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно предоставляется на отдельном листе формата не более A4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 10. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 11. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами a), б), в) и т. д. и расшифровывается.

В электронном виде рисунки предоставляются отдельными файлами, выполненными в графических редакторах *Paint, PhotoShop, CorelDraw* в черно-белом цвете (фотографии – в растровом формате *tif, dpi*-300). Рисунки в Word не вставлять, кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.
7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку, арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом «Библиографическая ссылка» (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста перед списком литературы указывается контактная информация обо всех авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

Информация для авторов

Материалы для опубликования в выпуске «Импульсные реакторы и простые критические сборки» серии следует направлять в РФЯЦ-ВНИИЭФ на имя заместителя главного редактора В. Ф. Колесова.

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники.. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, 1–106.

УДК 621.039.52

О РАВНОВЕСНОМ ИЗОТОПНОМ СОСТАВЕ ТОРИЙ-УРАН-ПЛУТОНИЕВОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА / В. Е. Маршалкин, В. М. Повышев. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 3–11.

Выполнены оценки равновесных значений изотопного состава и времен выхода в равновесие при рециклировании торий-уранплутониевого оксидного топлива в реакторах типа ВВЭР с использованием тяжелой воды и ее разбавления легкой водой. Показано, что и в равновесном режиме реактор может работать с самовоспроизводством активных изотопов (рис. 8, табл. 2, список лит. – 5 назв.)

УДК 621.039

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕС-ТОВЫХ (BENCHMARK) СФЕРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК С АКТИВНОЙ ЗОНОЙ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПЛУТОНИЯ (²³⁹Ри (98 %)) В δ-ФАЗЕ И СОСТАВНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ, СОДЕРЖА-ЩИМ СЛОИ ИЗ ПОЛИЭТИЛЕНА И СТАЛИ / М. И. Кувшинов, С. В. Воронцов, В. Х. Хоружий. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 12–24.

Объектами исследований являлись три сферические критические сборки с активной зоной из металлического плутония ²³⁹Pu (98 %) в δ-фазе и отражателями, содержащими чередующиеся слои из (CH₂)*n* + Fe.

Цель работы – определение экспериментальных значений критических параметров сферических сборок для решения следующих задач:

– пополнения базы данных интегральных тестовых (benchmark) критмассовых экспериментов;

 – оценки качества различных библиотек нейтронных данных (путем сравнения результатов расчетов и экспериментов).

Представлены результаты анализа критических экспериментов, проведенных М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным и В. П. Егоровым в 1963 году на установке ФКБН в РФЯЦ-ВНИИЭФ.

Экспериментальная погрешность определения $k_{3\phi}$ для всех критических сборок ($k_{3\phi} = 1$) составляет $\delta k_{3\phi} = \pm 0,0016$. Это примерно эквивалентно относительной погрешности определения критической массы плутония в исследуемых сборках, $\pm 0,1$ %.

Особо отмечается, что для размножающих сборок с составным отражателем, содержащим внутренний слой из полиэтилена и внешний – из стали, $k_{3\phi}$ имеют большие значения, чем для сборок с той же активной зоной и толщиной отражателя, содержащего только полиэтилен или только сталь.

Представленные критические сборки могут быть рекомендованы в качестве тестовых (Benchmark) для включения их в международный Справочник по ядерной безопасности (рис. 5, табл. 14, список лит. – 4 назв.).

УДК 621.039

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕС-ТОВЫХ (BENCHMARK) СФЕРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК С АКТИВНОЙ ЗОНОЙ ИЗ «ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО» МЕТАЛЛИЧЕС-КОГО ПЛУТОНИЯ (²³⁹Pu(88%)) В α-ФАЗЕ И ОТРАЖАТЕЛЕМ ИЗ БЕРИЛЛИЯ / М. И. Кувшинов, С. В. Воронцов, В. Х. Хоружий. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 25–38.

Представлены результаты анализа критических экспериментов с металлическими сборками, имеющими активную зону (A3) из ²³⁹Pu (\approx 88 %) в α -фазе и отражатель из Ве. Эти эксперименты были проведены М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным и В. П. Егоровым в РФЯЦ-ВНИИЭФ на установке ФКБН в 1965 году.

Определены критические ($k_{3\phi} = 1 \pm 0,0016$) параметры для A3 и отражателя. Экспериментальные значения $k_{3\phi}$ сравнивались с расчетными, полученными с использованием различных библиотек ядерных данных (БАС, ENDF/B-7, JEF3, JENDL3.3, CENDL). Критические сборки могут быть рекомендованы в качестве тестовых (Benchmark) для включения их в международный Справочник по ядерной безопасности (рис. 5, табл. 20, список лит. – 5 назв.).

УДК 539.1.074.8:621.039.571

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ОРУК-РЕАКТИМЕТРА С ТОКОВЫМ ДЕТЕКТОРОМ НЕЙТРОНОВ / А. С. Кошелев, А. В. Арапов, М. А. Овчинников. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 39–48.

Регистрационные файлы каналов контроля мощности реакторов БР-1М, БР-К1 и ВИР-2М с токовой формой отображения контролируемого параметра были использованы для изучения возможности реализации токовой версии реактиметра с использованием обращенного решения уравнений кинетики (ОРУК). Для моделирования ОРУК-процедуры, ориентированной на использование регистрационных файлов, был разработан соответствующий *Excel*-шаблон, позволяющий учитывать индивидуальные параметры запаздывающих нейтронов каждого из рассмотренных реакторов. Конкретизируются значимые детали процедуры регистрации мощности реактора в токовом формате. Приводятся результаты файл-апробации токового ОРУК-реактиметра на участках выхода на мощность и работы на стационаре всех упомянутых реакторов (рис. 8, табл. 3, спи сок лит. – 5 назв.).

УДК 621.039.571

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ, СТРУКТУРНО ОПТИМИЗИРОВАН-НЫЙ КАНАЛ КОНТРОЛЯ ПАСПОРТИЗОВАННОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ РЕАКТОРОВ С КОМПАКТНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ / А. С. Кошелев, К. Н. Ковшов, М. А. Овчинников, Г. Н. Пикулина, А. Б. Соколов. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 49–57.

Постулируется понятие «паспортизованное энерговыделение» в активной зоне реактора с компактной активной зоной, означающее мониторно нормализованное физическое энерговыделение, комиссионно установленное на стадии физпуска реакторной установки. Рассматривается техническое решение, оптимизированное по количеству и типу детекторов нейтронов и обеспечивающее непрерывный контроль мощности реактора в диапазоне ее изменения в пределах не менее десяти порядков. Дается описание аппаратурно-измерительного комплекса, оснащенного пакетом управляющих, обрабатывающих, архивирующих и визуализирующих программ. Рассматриваются метрологические аспекты форматирования единой энергетической шкалы в метрике «дел.АЗ/с» (рис. 8, список лит. –9 назв.).

УДК 621.039.51

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ГЕНЕРАЦИИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРО-НОВ ИМПУЛЬСНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВИР-2М / Л. Ю. Глухов, С. П. Котков, М. С. Кузнецов, С. С. Чурсин. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 58–63.

Проведено измерение времени генерации мгновенных нейтронов в активной зоне исследовательского ядерного реактора ВИР-2М. Измерения проводились в подкритическом состоянии реактора с помощью метода Бабала. Дано краткое описание устройства реактора ВИР-2М и использованного экспериментального оборудования, представлена методика проведения и обработки результатов экспериментов. Показано, что время генерации мгновенных нейтронов при незагруженных экспериментальных каналах равно 35 ± 1 мкс (рис. 4, табл. 3, список лит. – 8 назв.).

УДК 550.06, 519.688

СПОСОБ ДООЧИСТКИ ПРОМЫШЛЕННЫХ ОТХОДОВ ОТ РАДИОНУКЛИДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕОХИМИЧЕСКИХ БАРЬЕРОВ / В. И. Сергеев, Н. Ю. Степанова, А. В. Савенко, А. Д. Ковтун, Ф. Г. Шалата. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 64–72.

Предлагаемый способ доочистки жидких радиоактивных отходов на различных предприятиях «Росатома» основан на использовании сорбирующих экранов высокой проницаемости и опирается на единый методический подход к установлению предельно допустимой скорости фильтрации жидких радиоактивных отходов через этот экран и к определению его конструктивных параметров (площади и мощности). Способ позволяет осуществлять очистку требуемого объема отходов до концентрации радионуклидов, не превышающей предельно допустимый уровень, на протяжении заданного времени без какой-либо дополнительной обработки и практически без участия обслуживающего персонала (рис. 5, список лит. – 6 назв.).

УДК 539.12.164; 519.2

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ И СРЕДНИХ СКОРОСТЕЙ НЕЙТРОНОВ В БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ / В. Ф. Колесов, А. А. Малинкин. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 73–84.

Дано описание метода определения локальных спектров и средних скоростей нейтронов в быстрых критических сборках, основанного на представлении искомых спектров в виде суммы модельных спектров и уравновешивания слагаемых в сумме на базе метода наименьших квадратов и измеренных сечений энергочувствительных детекторов. Показано, что метод позволяет не только определять спектры и средние скорости нейтронов в различных точках сборок, но и оценивать ошибки определяемых величин. Приведены конкретные данные по спектрам и средним скоростям нейтронов, а также по их ошибкам для критических сборок КС-I, КС-II, КС-V.

Этот датированный 1960-м годом, спонтанно возникший во ВНИИЭФ метод относится ко времени, когда о нем или о подобных ему методах, позднее широко распространенных, публикаций еще не было (рис. 10, табл. 5, список лит. – 6 назв.).

УДК 621.039.512; 621.039.526

ПАРАМЕТРЫ УРАН-ГРАФИТОВОГО БЫСТРОГО ИМПУЛЬС-НОГО РЕАКТОРА (РЕАКТОР БИГР) / В. Ф. Колесов. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 85–104.

Расчетно обоснована возможность сооружения действующего по принципу теплового расширения цилиндрического уран-графитового быстрого импульсного реактора с рекордно высокими флюенсом и плотностью потока нейтронов. Показано, что наиболее эффективным материалом активной зоны такого реактора является твердая смесь карбида урана с графитом при отношении чисел ядер углерода и урана-235 (показатель разбавления топлива γ) в пределах от 2 до 40. Показано также, что оптимальным среди указанных устройств является реактор с $\gamma = 20$. В нем в значительной степени реализовано связанное с фактором разбавления увеличение флюенса нейтронов и в то же время сохранен жесткий, типичный для быстрых реакторов спектр нейтронов.

Разработана принципиальная конструкция реактора, получившего название БИГР (быстрый импульсный графитовый реактор) (рис. 3, табл. 5, список лит. – 26 назв.).