

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2022

4

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

СЕРИЯ:
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 4

2022

Журнал «Вопросы атомной науки и техники» был учрежден в 1970 году Министерством среднего машиностроения СССР и включал в себя несколько серий по различным направлениям атомной отрасли. До 1989 года статьи по проблематике физики ядерных реакторов публиковались в выпусках «Физика и методы расчета ядерных реакторов» (с 1981 года, ИАЭ им. И. В. Курчатова) и «Динамика ядерно-энергетических установок» (НИИМеханики ННГУ) в составе серии «Физика и техника ядерных реакторов», а также в серии «Импульсные реакторы и простые критические сборки» (ВНИИЭФ). В настоящее время издание указанных выпусков и серии прекращено, и статьи по соответствующей тематике публикуются в журнале «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» (ВАНТ. ФЯР), учрежденном в 1989 году Национальным исследовательским центром «Курчатowski институт».

Свидетельство о регистрации средства массовой информации ВАНТ. ФЯР – ПИ № ФС77-66041 от 10.06.2016.

Международный классификатор – ISSN 0205-4671.

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

Выходят пять выпусков в год.

Тематика журнала ВАНТ. ФЯР:

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

Тематика журнала соответствует специальностям 01.04.01, 01.04.14, 05.13.18, 05.14.03 и 05.26.05 Номенклатуры специальностей научных работников.

Рукописи, поступающие в редакцию журнала, рецензируются.

Журнал включен в Перечень рецензируемых научных изданий ВАК, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученых степеней кандидата и доктора наук.

Электронные копии журнала находятся в базе данных Научной электронной библиотеки www.elibrary.ru и на сайте НИЦ «Курчатowski институт» http://nrcki.ru/catalog/index.shtml?g_show=37331

Журнал включен в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

С 2011 года статьи из журнала публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках журнала «Physics of Atomic Nuclei» (перевод Российского журнала «Ядерная физика»), издаваемого компанией PLEIADES PUBLISHING Ltd (ISSN: 1063-7788 печатная версия, ISSN: 1562-692X электронная версия). Журнал «Physics of Atomic Nuclei», включая выпуски с переводными статьями из журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов», имеет цифровой идентификатор статей (DOI) и индексируется в SCOPUS, Science Citation Index, INIS Atomindex и др.

Редакционная коллегия:

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

Заместители главного редактора: С. М. Зарицкий (НИЦ «Курчатowski институт»),

В. Ф. Колесов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), В. М. Махин (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

Секретариат: Е. А. Старостина (НИЦ «Курчатowski институт»), Е. В. Куличкова (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), Н. А. Ясколко (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

Члены редколлегии: В. Е. Велихов, А. Ю. Гагаринский, А. А. Ковалишин, М. П. Лизоркин,

В. А. Павшук, (НИЦ «Курчатowski институт»);

С. В. Воронцов, А. С. Кошелев, А. А. Пикунев (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»);

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

А. Н. Шмелев, Н. В. Щукин (НИЯУ МИФИ);

Ю. А. Безруков, А. А. Николаев, В. П. Семишкин, М. А. Увакин, А. Н. Чуркин (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

При перепечатке и цитировании ссылка на журнал обязательна.

Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

СОДЕРЖАНИЕ

Лопухов Н. В., Картанов С. А., Кораблев С. А., Пикулев А. А., Плузян К. Г., Ткаченко Д. Н. Комплексный расчет перспективного растворного импульсного реактора	5
Ткаченко Д. Н., Лопухов Н. В., Плузян К. Г. Расчеты динамического деформирования блока НБ-1п реактора БР-К1М	17
Колесов В. Ф., Ганичев А. Н. О неприменимости метода моментов в кинетике реакторов со слабым источником	35
Ершова Л. С., Лукин А. В. Оценка эффективного коэффициента размножения и постоянной размножения мгновенных нейтронов в быстрых системах	57
Луценко А. В. Рассмотрение эволюции ограниченных цепей делений в вопросе исследования вероятностных нейтронных процессов в размножающей системе	64
Синицын И. А., Юнин Д. А., Кубасов А. А., Дягель А. Р. Разработка автоматизированного комплекса дистанционного контроля и управления полномасштабного макета системы каталитической рекомбинации растворного ядерного реактора	72
Валекжанина Е. И., Демьянов С. А., Картанов С. А., Машагин А. В., Опёнышев П. В., Плузян К. Г., Попикова К. А. Исследования радиационной безопасности и облучательных возможностей гамма-установки	78
Захаров В. В., Мингазов О. А., Черашев В. И., Жиховский И. А., Шугаев С. В., Порубов С. Г., Манakov А. А., Кузинская А. А. Сравнение результатов определения времени жизни мгновенных нейтронов в АЗ ИЯУ ЯГУАР и ИГРИК-2 статистическими методами	85

CONTENTS

Lopukhov S. A., Kartanov S. A., Korablev S. A., Pikulev A. A., Pluzyan K. G., Tkachenko D. N. Complex calculation of a challenging pulsed solution-type reactor	5
Tkachenko D. N., Lopukhov N. V., Pluzyan K. G. Dynamic deformation calculations of block NB-1p of reactor BR-K1M	17
Kolesov V. F., Ganichev A. N. On Non-applicability of the moments method to kinetics of weak-source reactors	35
Ershova L. S., Lukin A. V. Estimation of the effective multiplication factor and the prompt-neutron multiplication constant for fast-neutron systems	57
Lutsenko A. V. Consideration of the evolution of limited chains of nuclear fission in the study of probabilistic neutron processes in a system that multiplies neutrons	64
Sinitsin I. A., Yunin D. A., Kubasov A. A., Dyagel' A. R. Development of the automated complex of remote control and management of the full-scale model of system of the catalytic recombination solution nuclear reactor	72
Valekzhanina Ye. I., Dem'yanov S. A., Kartanov S. A., Mashagin A. V., Openyshev P. V., Pluzyan K. G., Popikova K. A. Investigations of gamma-ray unit of radiation safety and irradiation potentialities	78
Zakharov V. V., Mingazov O. A., Cherashev V. I., Zhikhovsky I. A., Shugaev S. V., Porubov S. G., Manakov A. A., Kuzinskaya A. A. Comparison of the results of determining the lifetime of instantaneous neutrons in the core of the IGRİK-2 and YAGUAR reactors by statistical methods	85

**Луценко А. В., Осеев Ю. В.,
Сукневич В. В., Черашев В. И.,
Эверт М. Ю.**
Импульсный режим на реакторе БАРС-5М
с новым механизмом управления
реактивностью 95

**Lutsenko A. V., Oseev Yu. V.,
Suknevich V. V., Cherashev V. I.,
Evert M. Yu.**
The pulse mode on the BARS-5M reactor
with the new mechanism control
of reactivity 95

**Щербакова К. А., Шарафетдинова К. В.,
Плузян К. Г., Картанов С. А.,
Валекжанина Е. И., Демьянов С. А.**
Численное моделирование радиационного
разогрева конструкционных элементов
гамма-установки 101

**Shcherbakova K. A., Sharafetdinova K. V.,
Pluzyan K. G., Kartanov S. A.**
Numerical simulation of radiation heating
of gamma-plant structural members 101

КОМПЛЕКСНЫЙ РАСЧЕТ ПЕРСПЕКТИВНОГО РАСТВОРНОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

**Н. В. Лопухов, С. А. Картанов, С. А. Кораблев, А. А. Пикулев,
К. Г. Плужян, Д. Н. Ткаченко**

ФГУП «РЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, д. 37

Статья поступила в редакцию 08.07.2022, после доработки – 15.07.2022, принята к публикации – 20.09.2022

В работе представлены результаты комплексного расчетного исследования перспективного импульсного ядерного реактора (ИЯР), который является продолжением развития растворных реакторов серии ВИР (ФГУП «РЯЦ-ВНИИЭФ»). Для расчетного определения параметров импульса и нагрузок на корпус реактора разработана математическая модель динамики топливного раствора, которая позволяет учитывать радиальное смещение раствора, связанное с неоднородным распределением энерговыделения по объему активной зоны и с изменением поперечного сечения корпуса по высоте.

Проведен комплекс расчетов напряженно-деформированного состояния корпуса реактора с целью повышения его прочностных характеристик. Расчеты проводились для двух режимов работы: импульсного (динамические нагрузки) и длительного статического (термомеханические нагрузки). Определены предельно допустимые параметры работы реактора в данных режимах.

Ключевые слова: комплексное расчетное исследование, активная зона, перспективный ядерный реактор, математическая модель, динамика топливного раствора, энерговыделение, корпус реактора, оптимизационные расчеты, прочностные характеристики, импульсный режим, длительный статический режим, топливный раствор, напряженно-деформированное состояние.

Complex calculation of a challenging pulsed solution-type reactor. S. A. Lopukhov, S. A. Kartanov, S. A. Korablev, A. A. Pikulev, K. G. Pluzyan, D. N. Tkachenko (*FSUE «RFNC-VNIIEF», 607188, Sarov, Nizhny Novgorod region, Mira ave., 37*). In the paper there are presented the results of complex calculation research of the challenging pulsed nuclear reactor (PNR) that is a continuation of the VIR-series solution-type reactors development (FSUE «RFNC-VNIIEF»). To determine parameters of pulse and reactor vessel loads by calculation there was developed a mathematical model of fuel solution dynamics that makes it possible to take into account radial displacement of solution related to inhomogeneous distribution of energy release by the core volume and to the variation of vessel cross-section by height.

There was undertaken the complex of calculations of the reactor vessel stress-deformed state in order to increase its strength properties. The calculations were performed for two operation modes: 1) pulsed mode (dynamic loads) and 2) long-time static operation mode (thermomechanical loads). The maximum possible parameters of reactor operation in these modes are determined.

Key words: complex calculation research, core, challenging nuclear reactor, mathematical model, fuel solution dynamics, energy release, reactor vessel, optimization calculations, strength properties, pulsed mode, long-time static operation mode, fuel solution, stress-deformed state.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_05

Введение

Реактор ВИР-2М является одной из наиболее востребованных ядерно-физических установок ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (г. Саров) и очень интенсивно используется для проведения различных облучательных экспериментов и испытаний [1], [2]. ВИР-2М – импульсный реактор с растворной активной зоной (АЗ), в котором в качестве топлива используется раствор высокообогащенного урана в воде. Топливный раствор (ТР) залит в прочный цилиндрический герметичный корпус из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. В днище корпуса выполнен полусферический канал с внутренним диаметром 300 мм. К крышке корпуса приварены центральный канал с внутренним диаметром 142 мм и шесть каналов для размещения стержней управления (поглощающие стержни из гидрида лития), расположенных равномерно по окружности диаметром 360 мм.

Управление реактором осуществляется с помощью 6 стержней управления реак-

тивностью, размещенных в цилиндрических каналах корпуса. Два регулирующих стержня, снабженные электромагнитами аварийного сброса, могут независимо перемещаться только электромеханическими приводами. Две пары импульсных стержней перемещаются (попарно) с помощью универсальных приводов, позволяющих использовать стержни управления реактивностью или как регулирующие, или как импульсные.

При быстром извлечении поглощающих стержней из АЗ в растворе начинается цепная реакция деления ядер урана. На треках осколков деления ядер появляются микропузырьки газа (смесь водорода, кислорода и пара). В результате выделения энергии повышается давление в растворе (за счет теплового расширения ТР и выделения радиолитических пузырьков) и начинается его движение вверх, в сторону крышки корпуса. На рис. 1 представлена конструктивная схема корпуса АЗ реактора ВИР-2М.

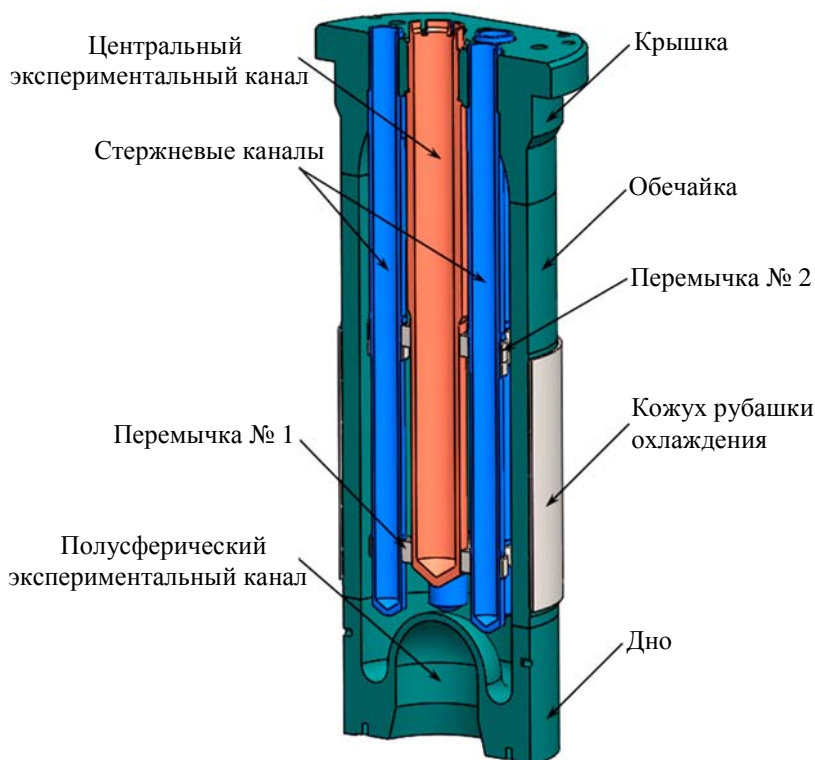


Рис. 1. Конструктивная схема корпуса АЗ реактора ВИР-2М

С целью повышения облучательных параметров и эксплуатационных характеристик действующего реактора ВИР-2М в настоящее время ведутся работы по его модернизации. Модернизированный ИЯР ВИР-2М (далее – ИЯР ВИР-3) по сравнению с ВИР-2М будет иметь больший объем активной зоны, увеличенные размеры корпуса и облучательных каналов и большее количество органов регулирования реактивности – 8 шт. (вместо 6 шт.) [3].

Корпус АЗ ИЯР ВИР-3 представляет собой толстостенный цилиндрический сосуд, главной особенностью которого является сквозной центральный канал (СЦК) с максимальным диаметром 40 см и 8 стержневых каналов (СК), предназначенных для размещения поглощающих стержней.

Для фиксации положения СК (чтобы исключить их искривления и колебания при генерации импульса делений) в кон-

струкциях предусмотрены четыре позиционирующие рассекающие решетки (ПРР), которые жестко связывают все СК. С точки зрения гидродинамики, ПРР оказывают локальные гидродинамические сопротивления, которые приводят к торможению ТР при его разлете и существенно снижают амплитуду ударного давления на крышку корпуса.

На рис. 2 представлена конструктивная схема корпуса АЗ ВИР-3.

Разработка ВИР-3 предполагает проведение работ по расчетному исследованию напряженно-деформированного состояния (НДС) корпуса АЗ реактора. Современные методы численного моделирования поведения механических систем в условиях динамического (импульсного) и статического воздействия позволяют детально исследовать НДС ответственных узлов ядерно-опасных установок на ЭВМ.

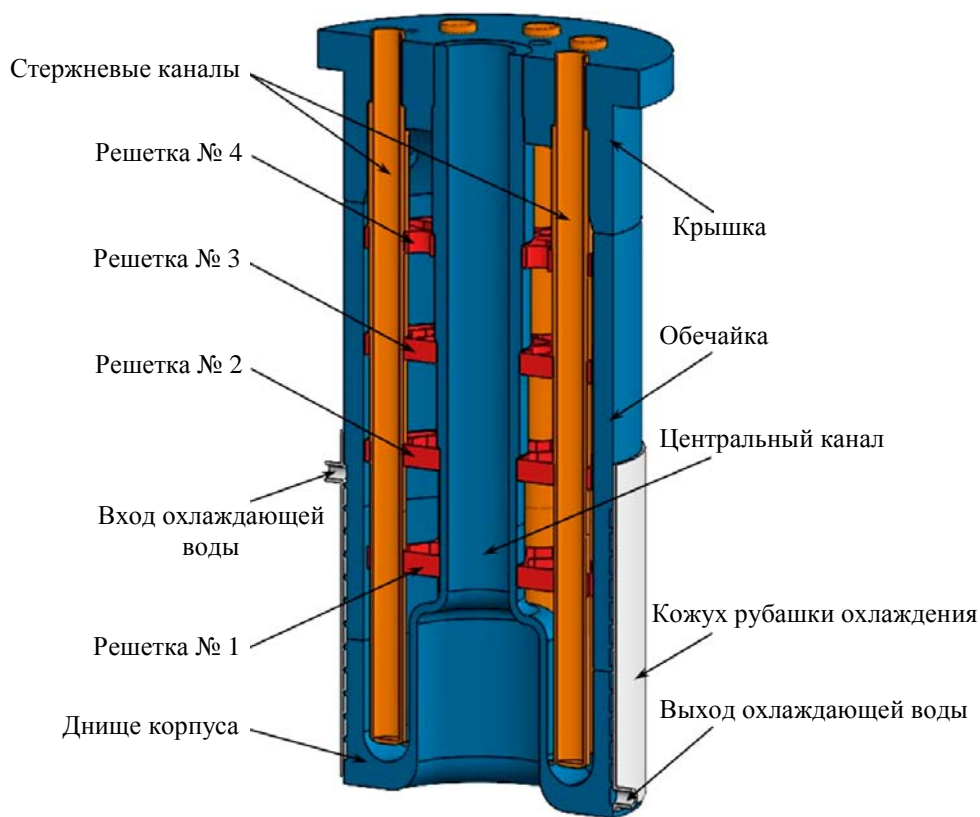


Рис. 2. Конструктивная схема корпуса АЗ перспективного импульсного ядерного реактора

В настоящей работе представлены результаты комплексного расчета реактора ВИР-3, который включает в себя расчет динамики реактора с помощью специально разработанной программы и проведение расчетов НДС корпуса АЗ с применением зависимостей давлений от времени, полученных из расчета динамики реактора.

1. Модель динамики растворных реакторов

До недавнего времени для расчетов параметров импульса растворных ИЯР (энерговыведение, длительность импульса, динамические нагрузки на корпус АЗ) во ВНИИЭФ использовалась одномерная модель растворных реакторов В. Ф. Колесова и А. Н. Сизова, представленная в работе [4].

В 2020 году доработана одномерная модель динамики растворных реакторов [4] и реализована в программе BUPUS [5], которая была использована для расчетов параметров импульса ИЯР ВИР-2 и ВИР-2М. В данной численной модели уточнены аналитические зависимости для давления паров воды на линии насыщения и для коэффициента поверхностного натяжения, дополнительно учтено гидравлическое сопротивление двух решеток, предназначенных для фиксации положения стержневых каналов относительно центрального экспериментального канала. Кроме этого, имеется возможность исследования влияния числа разбиения ТР по высоте на сходимость численной модели.

Необходимо отметить, что в основе одномерной модели динамики растворных реакторов лежит подход, согласно которому реальная геометрия АЗ заменяется эквивалентным цилиндром. В такой постановке процесс разлета ТР рассматривается как одномерное движение жидкости вдоль

оси цилиндра. Применимость одномерной модели к реакторам серии ВИР объясняется близостью конструкции их корпусов к цилиндрической форме, особенно в верхней части, где происходит разлет ТР. Однако одномерная модель имеет и существенные недостатки, один из которых связан с выбором высоты и площади сечения эквивалентного цилиндра. Эти параметры можно считать в некотором роде «подгоночными», так как их выбор строго не определен. Вторым недостатком одномерной модели является невозможность адекватно учесть изменение геометрии корпуса по высоте, особенно, если это изменение достаточно ярко выражено (например, как у реактора ИГРИК-2).

Для устранения данных недостатков в 2021 году во ВНИИЭФ была разработана модель динамики растворных реакторов, позволяющая учесть его радиальное смещение, связанное с неоднородным распределением энерговыведения по объему АЗ и с изменением поперечного сечения корпуса по высоте. Разработанная модель была реализована в программе BUPUS (версия 2) (свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021616349) и верифицирована по результатам эксплуатации реакторов ВИР-2, ВИР-2М и физического пуска ИЯР ИГРИК-2.

2. Нейтронно-физические характеристики и параметры импульса ИЯР ВИР-3

Были рассмотрены 4 варианта состава и рабочего объема ТР ИЯР ВИР-3. Нейтронно-физические характеристики и основные параметры импульса ИЯР ВИР-3 в зависимости от концентрации и объема ТР представлены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Нейтронно-физические характеристики ИЯР ВИР-3

№ варианта	Концентрация урана, г/л	Объем ТР, л	Доля запаздывающих нейтронов $\beta \cdot 10^3$	Время жизни мгновенных нейтронов τ , мкс	Коэффициент размножения в импульсном режиме $K_{эф}$
1	56	160,2	7,28	38,16	1,0413
2	56	161,7	7,28	38,18	1,0447
3	52	169,5	7,28	40,3	1,0383
4	60	151	7,31	36,3	1,0434

Таблица 2

Основные параметры импульса ИЯР ВИР-3

№ варианта	Ширина импульса, мс	Мощность, ГВт	Энерговыделение, МДж	Давление на дно, бар	Реактивность, доли бета
1	3,49	31	121	129	5,45
2	3,15	39	137	195	5,88
3	4,09	27	120	94	5,07
4	3,09	35	120	162	5,69

3. Прочностной расчет

Отраслевые нормы для корпуса ИЯР с растворной АЗ устанавливают коэффициент запаса прочности (по пределу текучести) не менее 2. Для нержавеющей стали 12Х18Н10Т ГОСТ 7350-77, из которой предполагается изготовить корпус АЗ ВИР-3, при температуре 20 °С минимальные значения $\sigma_{0,2}$ и σ_b составляют:

$$- \sigma_{0,2} = 235 \text{ МПа};$$

$$- \sigma_b = 530 \text{ МПа}.$$

Таким образом, для обеспечения данного требования правил необходимо, чтобы максимальные напряжения в корпусе не превосходили 117,5 МПа.

При проведении прочностных расчетов было рассмотрено пять различных вариантов корпуса, отличающихся конструкцией днища и нижней части СЦК, а также три варианта конструкции ПРР. Как показали результаты проведенных расчетов, обеспечить требуемый правилами запас прочности без снижения энерговыделения в импульсе ниже 120 МДж или без чрезмерного утолщения стенок корпуса в области дни-

ща и стенок СК и СЦК в верхней части для концентраций урана в ТР 56 и 60 г/л (варианты 1, 2 и 4 в табл. 1, 2) не представляется возможным.

В результате комплекса оптимизационных расчетов для варианта 3 состава и объема ТР (табл. 1, 2) предложена геометрия корпуса, для которой все необходимые условия прочности удовлетворяются как при работе реактора в импульсном режиме, так и при работе реактора на мощности 20 кВт в длительном статическом режиме. На рис. 3 представлен разрез измененной конструкции корпуса АЗ ВИР-3.

Из рис. 3 видно, что внешний диаметр СЦК выше ПРР № 2 (счет ПРР ведется снизу вверх) увеличен с 250 до 300 мм (внутренний диаметр верхней части СЦК составляет 200 мм); кроме того, усилено место сужения СЦК.

СК сделаны ступенчатыми так, что внешний диаметр СК снизу до ПРР № 2 составляет 106 мм, от ПРР № 2 до ПРР № 3 – 125 мм, от ПРР № 3 до ПРР № 4 – 130 мм, а выше ПРР № 4 – 135 мм. Внутренний диаметр СК составляет 85 мм.

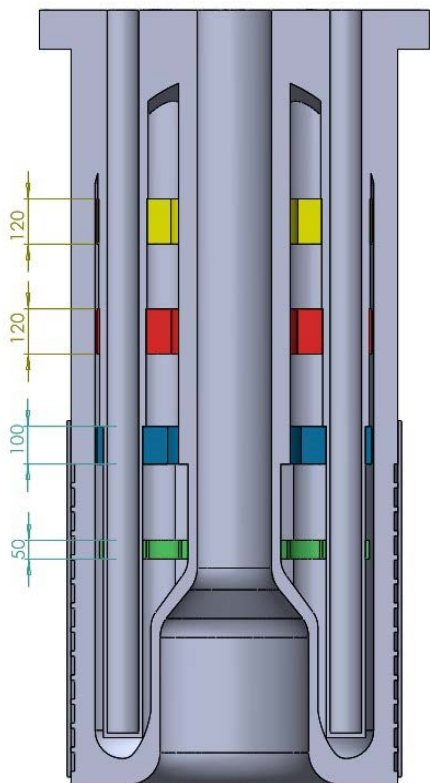


Рис. 3. Конструктивная схема оптимизированного корпуса АЗ ВИР-3

Толщина ПРР № 1 равна 50 мм, ПРР № 2 – 100 мм, а ПРР № 3 и № 4 – 120 мм. Коэффициенты гидродинамического сопротивления решеток составляют: ПРР №1 – 0,43; ПРР № 2 – 0,65; ПРР № 3 – 0,7; ПРР № 4 – 1,2. Конструкция ПРР представлена на рис. 4.

4. Результаты расчетов НДС корпуса АЗ ИЯР ВИР-3 при работе реактора в импульсном режиме

Ниже представлены основные результаты расчетов для импульса ИЯР ВИР-3 с энерговыделением 120 МДж. Концентрация урана в ТР составляет 52 г/л, объем ТР – 169,5 л, длительность импульса на полувысоте – 4,09 мс.

Нагрузки, действующие на элементы корпуса АЗ, получены с помощью разработанной модели динамики растворных реакторов, реализованной в программе BUPUS (версия 2).

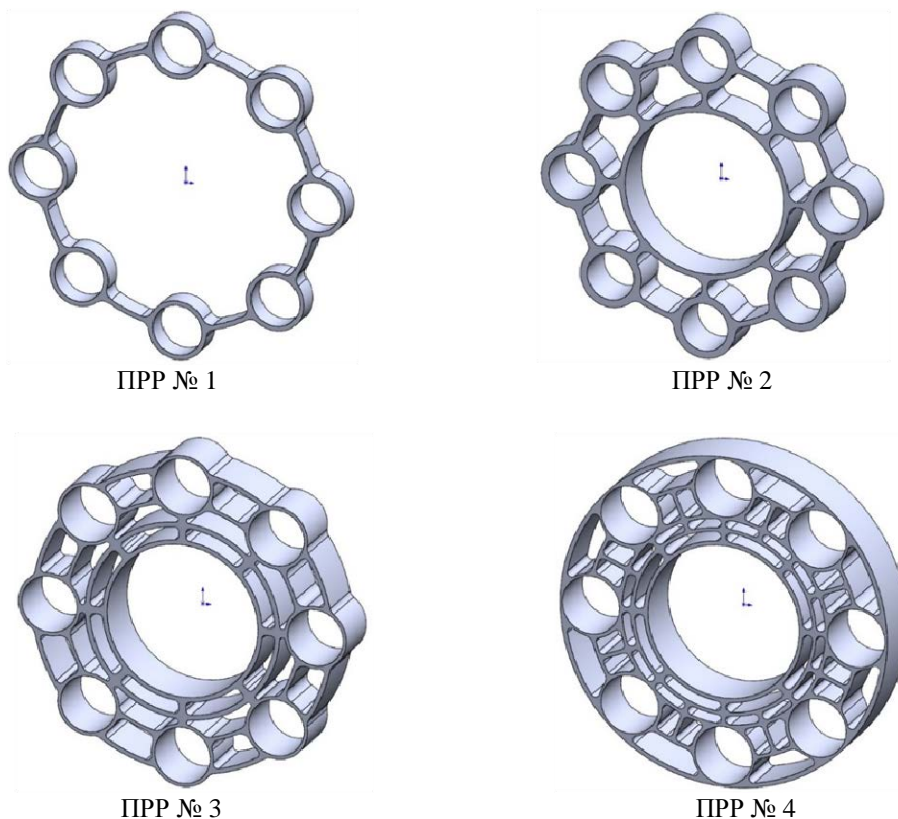


Рис. 4. Конструкция измененных ПРР

5. Исследование инерционного воздействия ТР на нижнюю часть корпуса АЗ

Зависимость давления на дно корпуса АЗ ИЯР ВИР-3 от времени представлена на рис. 5.

На рис. 6 показаны распределения эквивалентных напряжений в корпусе АЗ.

Динамические расчеты показали, что при генерации импульса делений напряжения, возникающие в дне корпуса АЗ, не превышают 50 МПа, т. е. запас прочности нижней части корпуса по пределу текучести составляет не менее 4,7.

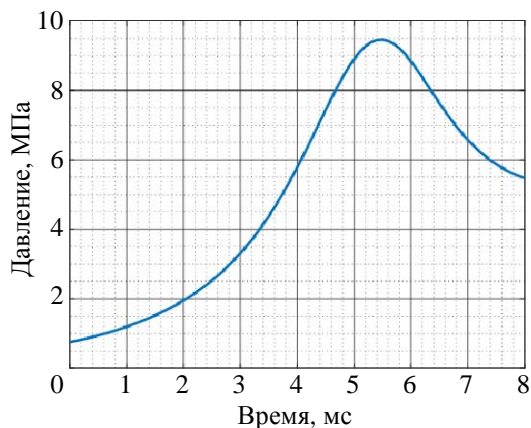


Рис. 5. Зависимость давления на дно корпуса от времени

6. Исследование воздействия ТР на ПРР

Зависимости давлений на ПРР ИЯР ВИР-3 от времени представлены на рис. 7.

Расчетное исследование НДС ПРР показало, что при генерации импульса делений максимальные напряжения реализуются на стержневых каналах в местах крепления ПРР. Данные напряжения возникают вследствие изгиба решетки от центра к периферии при ударе ТР. Изгибаясь, решетки передают усилия на стержневые каналы. Кроме того, в самих ПРР имеются локальные области высоких напряжений.

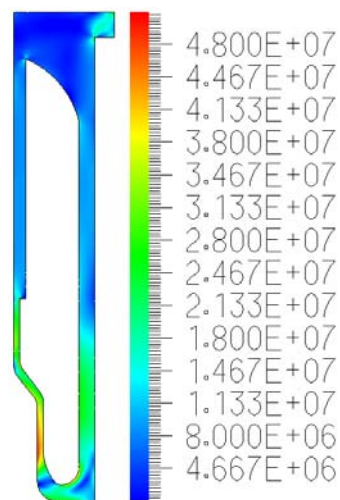


Рис. 6. Распределение эквивалентных напряжений в корпусе АЗ (Па)

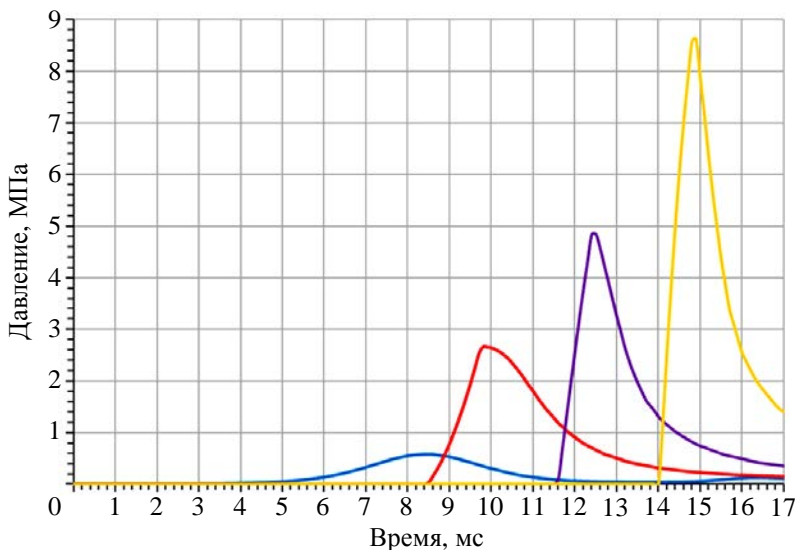


Рис. 7. Зависимости давлений на ПРР: — № 1, — № 2, — № 3, — № 4

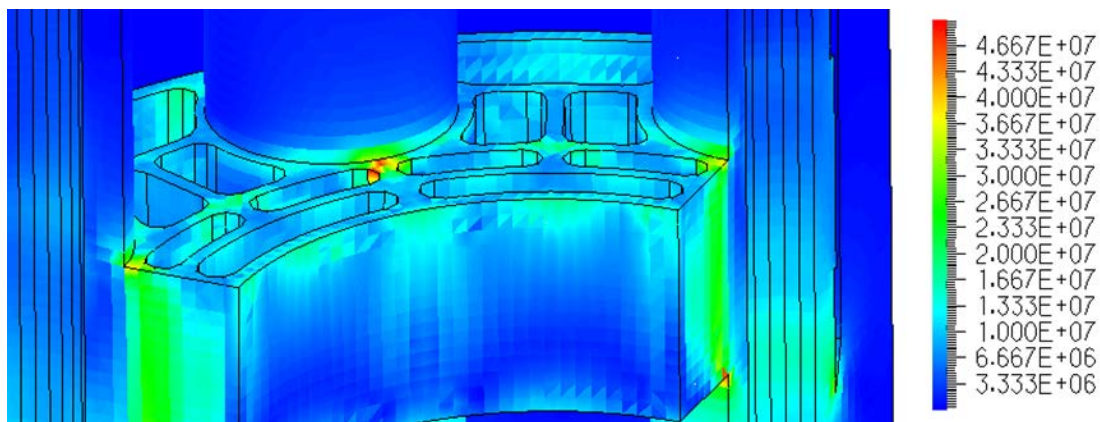


Рис. 8. Распределение эквивалентных напряжений в ПРР № 4 (Па)

Таблица 3

Результаты расчетов НДС ПРР ИЯР ВИР-3

№ решетки	Напряжения в решетках, МПа	Коэффициент запаса по пределу текучести	Напряжения в СК, МПа	Коэффициент запаса по пределу текучести
1	< 1	> 100	< 1	> 100
2	7	33	12	19
3	26	9	28	8
4	34	6	41	5

На рис. 8 показано распределение эквивалентных напряжений в самой нагруженной решетке – ПРР № 4 (верхняя ПРР).

Результаты расчетов НДС ПРР и СК в местах крепления ПРР представлены в табл. 3.

Результаты расчетов показывают, что при генерации импульса делений (с энерговыделением 120 МДж) напряжения, возникающие в ПРР и СК (в местах крепления ПРР), не превышают 41 МПа. Коэффициент запаса прочности по пределу текучести превышает 5, что с большим запасом удовлетворяет требованиям правил (не менее 2).

7. Исследование воздействия ТР на верхнюю часть корпуса АЗ

Зависимость давления на крышку корпуса АЗ ИЯР ВИР-3 от времени, представлена на рис. 9.

Расчетное исследование НДС корпуса АЗ ИЯР ВИР-3 при ударе ТР о крышку

корпуса (обжатие СЦК и СК) показало, что напряжения находятся в упругой области. Распределение эквивалентных напряжений в СЦК и СК (в момент удара ТР о крышку корпуса) показано на рис. 10.

Зависимости максимальных напряжений от времени показаны на рис. 11.

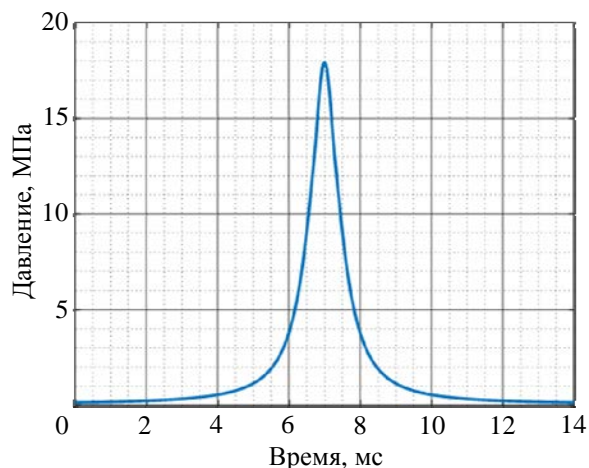


Рис. 9. Зависимость давления на крышку корпуса от времени

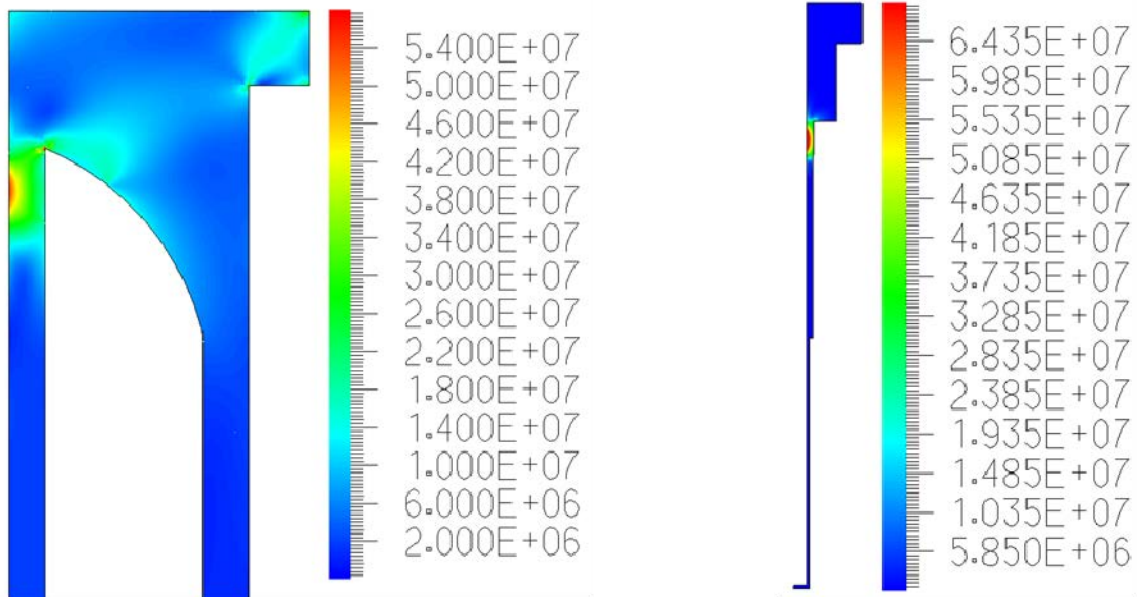


Рис. 10. Распределение эквивалентных напряжений в СЦК (слева) и СК (справа) (Па)

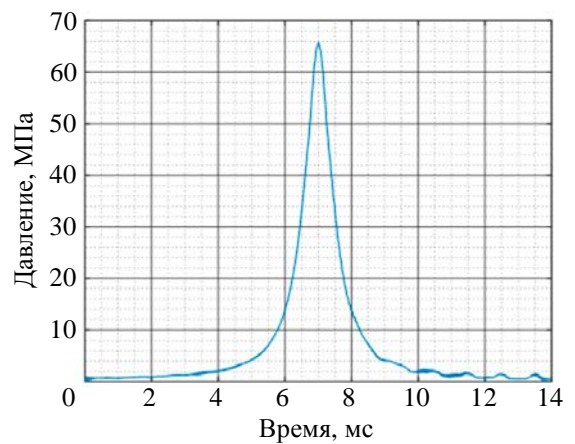
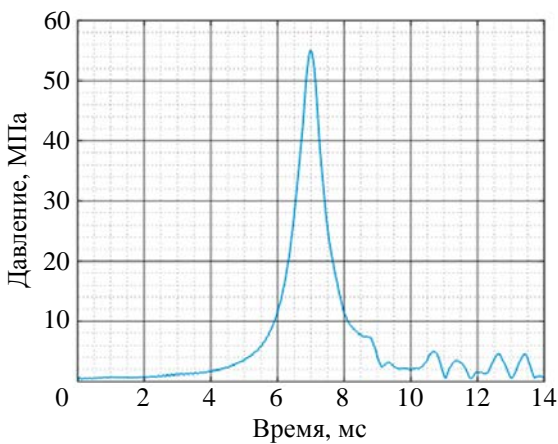


Рис. 11. Зависимость напряжений от времени в СЦК (слева) и СК (справа)

Результаты расчетов НДС СЦК и СК представлены в табл. 4.

Таблица 4

Результаты расчетов НДС СЦК и СК

Канал	Максимальные напряжения, МПа	Коэффициент запаса прочности по пределу текучести
СЦК	55	4,2
СК	66	3,5

Из табл. 4 видно, что при генерации импульса делений напряжения, возникающие в СЦК и СК, не превышают 66 МПа,

т. е. запас прочности нижней части корпуса по пределу текучести составляет не менее 3,5.

8. Исследование НДС корпуса АЗ при работе реактора в длительном статическом режиме

Для обеспечения мощности работы ИЯР ВИР-3 в длительном (более 10 часов) статическом режиме на уровне 20 кВт предусмотрена система охлаждения корпуса. Теплоноситель (вода) 1-го контура си-

стемы охлаждения прокачивается через рубашку охлаждения, в результате чего температура внешней поверхности корпуса АЗ составляет не более 15 °С. При работе в статическом режиме СЦК, СК и внутренняя поверхность корпуса значительно нагреваются (до 100 °С), что приводит к возникновению термомеханических напряжений. Поскольку СЦК «зажат» между крышкой и дном корпуса, наиболее «опасными» местами, где термомеханические напряжения максимальны, являются места перегиба СЦК и место присоединения СЦК к дну корпуса.

Для определения НДС корпуса АЗ при работе ИЯР ВИР-3 в длительном статическом режиме проведены термомеханические расчеты. Фиксированные температуры приложены к внутренним поверхностям корпуса АЗ реактора, в области топливного раствора – 100 °С, в области буферного газа – от 20 до 80 °С с шагом 20 °С. Температура внешней поверхности корпуса в области рубашки охлаждения принята равной 20 °С. На внешних поверхностях СЦК задано условие конвективного теплообмена с окружающей средой, зависимость коэффициента конвективной теплоотдачи от температуры принята согласно табл. 5 [6].

Таблица 5

Коэффициент конвективной теплоотдачи

Температура, °С	Коэффициент теплоотдачи, Вт/(м ² ·°С)
0	1,24
10	2,67
100	5,76
200	7,25

На рис. 12 представлены результаты расчетов НДС корпуса, температура внутренних поверхностей корпуса АЗ в области буферного газа составляет 20 °С.

Высокие напряжения ($\approx 220\text{--}230$ МПа) на внутренней поверхности обечайки корпуса связаны с тем, что обечайка с внешней стороны охлаждается холодным теп-

лоносителем первого контура системы охлаждения, а с внутренней стороны нагревается горячим ТР. Поскольку обечайка имеет большую толщину (65 мм), она практически не деформируется под действием термомеханических напряжений. В связи с этим высокие значения напряжений в обечайке корпуса АЗ не являются опасными, поскольку они не приводят к возникновению пластических деформаций.

Правила ПНАЭ Г-7-002-86 [7] устанавливают следующие коэффициенты запаса для установок с исследовательскими и опытными реакторами с температурой теплоносителя не выше 600 °С при проверочном расчете на длительную статическую прочность:

- коэффициент запаса прочности по временному сопротивлению – не менее 2,6;
- коэффициент запаса прочности по пределу текучести – не менее 1,5.

Исходя из коэффициентов запаса прочности, требуемых ПНАЭ Г-7-002-86, напряжения в корпусе АЗ не должны превышать следующих значений:

- 203 МПа – для обеспечения запаса прочности 2,6 по временному сопротивлению;
- 156 МПа – для обеспечения запаса прочности 1,5 по пределу текучести.

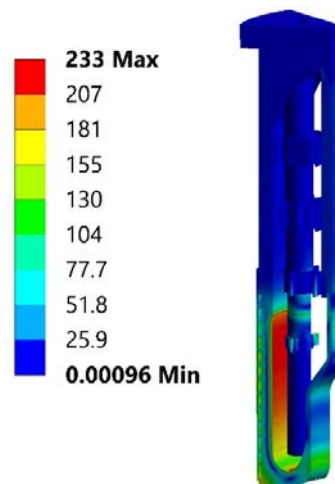


Рис. 12. Распределение эквивалентных напряжений (МПа)

Отсюда следует, что для стали 12X18H10T основным требованием является обеспечение запаса прочности по пределу текучести; коэффициент запаса прочности 1,5 обеспечивается, если максимальные напряжения не превосходят 156 МПа.

Результаты термомеханических расчетов корпуса АЗ ВИР-3 представлены в табл. 6.

Таблица 6

Результаты термомеханических расчетов корпуса АЗ

Температура поверхности в области буферного газа, °С	Максимальные эквивалентные напряжения, МПа	Запас прочности по пределу текучести
20	123	1,9
40	127	1,9
60	131	1,8
80	136	1,7

Из табл. 6 видно, что минимальный запас прочности (в самом консервативном случае) составляет 1,7, что удовлетворяет требованиям правил ПНАЭ Г-7-002-86.

Заключение

В работе представлены результаты комплексного расчетного исследования параметров перспективного растворного ИЯР ВИР-3, который является продолжением развития растворных реакторов серии ВИР (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»).

Для расчетов параметров импульса и нагрузок, действующих на корпус реактора, разработана математическая модель динамики реактора, которая позволяет учитывать радиальное смещение раствора, связанное с неоднородным распределением энерговыделения по объему активной зоны и с изменением поперечного сечения корпуса по высоте.

Проведены расчеты НДС корпуса АЗ ИЯР ВИР-3 при работе реактора в импуль-

сном и длительном статическом режимах, которые показали следующее:

1) при генерации импульса делений максимальные напряжения возникают в местах перегиба СЦК, в месте крепления СЦК к днищу корпуса, в верхней части СК и СЦК и в местах крепления ПРР к СК;

2) запас прочности корпуса АЗ при работе реактора в импульсном режиме по пределу текучести составляет не менее 3,5;

3) при работе в длительном статическом режиме максимальные напряжения возникают в местах перегиба СЦК и в месте крепления СЦК к днищу корпуса;

4) запас прочности корпуса при работе реактора в длительном статическом режиме по пределу текучести составляет не менее 1,7, что удовлетворяет требованиям правил ПНАЭ Г-7-002-86.

Предложенный вариант конструкции корпуса АЗ ИЯР ВИР-3 удовлетворяет всем необходимым условиям прочности как при работе реактора в импульсном режиме, так и при работе реактора на мощности 20 кВт в длительном статическом режиме.

Список литературы

1. Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Смирнов И. Г., Воинов М. А., Девяткин А. А., Кошелев А. С., Нарожный А. Т., Никитин И. А., Хоружий В. Х. Критические стенды и импульсные реакторы РФЯЦ-ВНИИЭФ // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии: В 2-х выпусках. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011. Вып. 1. С. 136–164.

2. Воинов А. М., Колесов В. Ф., Матвеевко А. С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. 1990. № 3, с. 3–15.

3. Авдеев А. Д., Богомолова Л. С., Волгутов В. Ю., Глухов Л. Ю., Гречушкин В. Б., Девяткин А. А., Дягель А. Р., Жогова К. Б., Кубасов А. А., Москвин Н. И.,

Пикулев А. А., Плужян К. Г., Сизов А. Н., Табаков С. О., Турутин С. Л., Хоружий В. Х., Шлячков Н. А., Шуркаев А. В., Юнин Д. А. Перспективный растворный импульсный реактор: нейтронно-физические характеристики и облучательные параметры // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. 2021, № 4, с. 56–64.

4. Сизов А. Н., Колесов В. Ф. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов // ВАНТ. Серия: Импульсные реакторы. 1973. Вып. 2. С. 55–59.

5. Демьянов С. А., Картанов С. А., Колесов В. Ф., Кораблев С. А., Лопухов Н. В., Пикулев А. А., Плужян К. Г., Сизов А. Н. Комплексный расчет растворного импульсного ядерного реактора ВИР-2М // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. 2020, № 4, с. 44–67.

6. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – Москва: Энергоатомиздат, 1990. 360 с.

7. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок (ПНАЭ Г-7-002-86) / Госатомэнергонадзор СССР (Правила и нормы атомной энергетики). – Москва: Энергоатомиздат, 1989. 525 с.

Контактная информация –

Лопухов Николай Владимирович,
младший научный сотрудник,
РФЯЦ-ВНИИЭФ,
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 5–16.

РАСЧЕТЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ БЛОКА НБ-1п РЕАКТОРА БР-К1М

Д. Н. Ткаченко, Н. В. Лопухов, К. Г. Плужян

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, д. 37

Статья поступила в редакцию 08.07.2022, после доработки – 15.07.2022, принята к публикации – 20.09.2022

В работе представлены результаты численного исследования нестационарного термомеханического состояния активной зоны быстрого импульсного реактора при действии импульса делений длительностью 600 мкс с учетом физической и геометрической нелинейности процесса деформирования материалов, контактного взаимодействия и зависимости прочностных характеристик топливных колец от температуры.

В работе впервые на основе трехмерного численного моделирования динамики составных частей реактора БР-К1М и последующего анализа напряженно-деформированного состояния блока в условиях нестационарного (импульсного) гомогенного разогрева топливных элементов исследована динамика структурных узлов блока НБ-1п в процессе развития импульса делений. Анализ результатов показал отсутствие ударного контактного взаимодействия между функциональными узлами блока НБ-1п в импульсном режиме работы.

Ключевые слова: быстрый импульсный реактор, бустер-реактор, топливные кольца, численное исследование, активная зона, математическая модель, энерговыделение, корпус реактора, прочностные характеристики, импульсный режим, длительный статический режим, напряженно-деформированное состояние.

Dynamic deformation calculations of block NB-1p of reactor BR-K1M. D. N. Tkachenko, N. V. Lopukhov, K. G. Pluzyan (*FSUE «RFNC-VNIIEF», 607188, Sarov, Nizhny Novgorod region, Mira ave., 37*). In the paper there are presented the results of numerical investigation of nonstationary thermomechanical state of fast pulsed reactor core under the effect of a 600 μ s-long fission pulse in terms of physical and geometric nonlinearity of material deformation process, contact interaction and dependence of fuel ring strength properties on temperature.

In the paper there was for the first time developed – on the base of three-dimensional simulation of BR-K1M reactor components dynamics and further analysis of stress-deformed state of the block under nonstationary (pulsed) homogeneous heating of fuel elements – the dynamics of the NB-1p block units in the course of fission pulse development. The analysis of results demonstrated the lack of shock contact interaction between submachines of block NB-1p in the pulsed operation mode.

Key words: Fast pulsed reactor, booster-reactor, fuel rings, numerical investigation, core, mathematical model, energy release, reactor vessel, strength properties, pulsed mode, long-time static mode, stress-deformed state.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_17

Введение

Быстрый импульсный реактор БР-К1 (предшественник реактора БР-К1М) был

введен в эксплуатацию в июне 1995 г. Реактор БР-К1 представлял собой многоцелевую ядерно-физическую установку, предназначавшуюся как для апробации

элементов концептуального проекта каскадного бустер-реактора БР-К, так и для проведения различных облучательных экспериментов в режиме аperiodического импульсного реактора (АИР) (рис. 1) [1, 2].

Герметичные чехлы из нержавеющей стали, использованные в БР-К1, являются наиболее распространенным средством защиты топливных элементов активных зон от коррозии и применяются во многих реакторах. То, что их нагрев в процессе генерации статического пуска может приводить к деформации и короблению, до начала физического пуска БР-К1 в 1989 г. не наблюдалось на практике. Деформация чехлов приводит к значительному уменьшению зазоров между свободно падающими и неподвижными блоками активной зоны, что, в свою очередь, ведет к заклини-

ванию падающих блоков, невозможности срабатывания аварийной защиты и перевода реактора в заглушенное состояние. Расчеты [3] деформаций и напряжений показали, что выпучивание торцевых пластин (крышек) и коробление чехлов в целом связано с потерей чехлами термоупругой устойчивости. До потери устойчивости наблюдаются только небольшие выпучивания торцевых пластин, а после чехол сильно перекашивается, более всего около внутренней цилиндрической обечайки. Смещения при этом достигают 0,5–1,0 см при плоском начальном зазоре между чехлами 0,4 см. В соответствии с вышеуказанными расчетными данными предусмотренные проектом технические характеристики реактора были серьезно ограничены (уменьшены более чем в 3 раза).

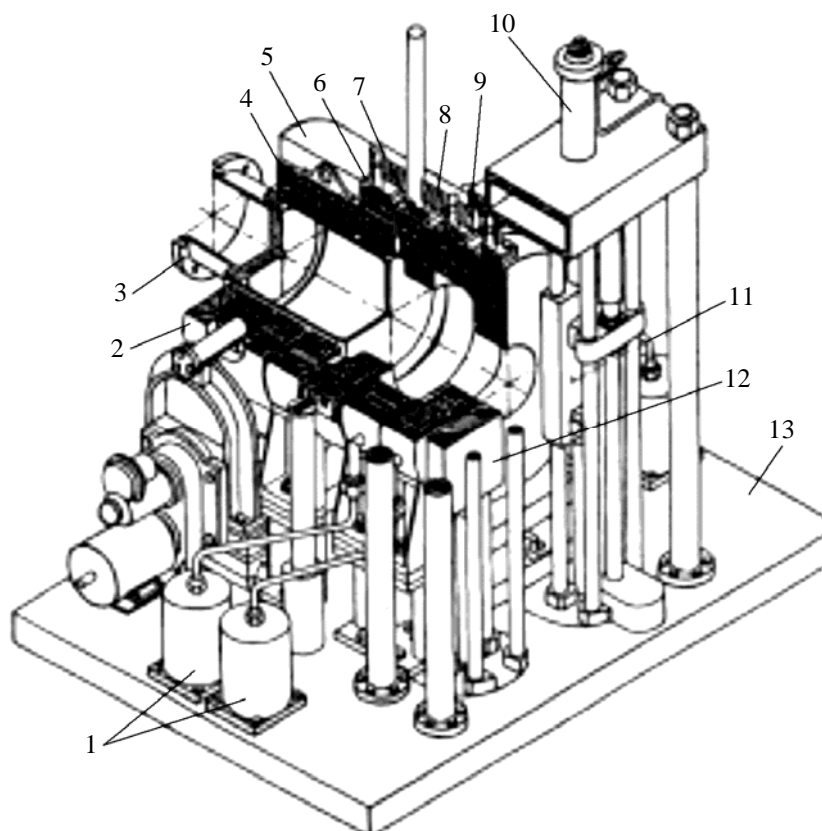


Рис. 1. Общий вид АЗ БР-К1 и других элементов реактора: 1 – ресивер; 2, 5 – регулирующие блоки; 3 – контейнер горизонтальной загрузки; 4 – подвижный блок; 6, 8, 9 – неподвижные блоки; 7 – блок безопасности; 10 – демпфер импульсного блока; 11 – импульсный блок; 12 – стоп-блок; 13 – опорная плита

Деформации топливных колец (ТК) АЗ, используемые в уравнениях динамики реактора, рассчитывались с помощью аналитических выражений в предположении, что вибрации каждого кольца осуществляются устойчиво и полностью независимо от других колец [4]. Механические напряжения в ТК АЗ БР-К1 определяли с помощью программы численного расчета произвольных оболочек вращения в рамках модели упругости с учетом неравномерности распределения температуры по длине и по ободу оболочки [5].

До генерации мощных импульсов в реакторе БР-К1 дело не дошло: этому помешало коробление герметизирующих чехлов – реактор эксплуатировался в статическом и квазиимпульсном режимах [6].

Проблема коробления была решена оптимизацией конструкции чехлов и применением современных материалов с улучшенными термомеханическими свойствами – жаростойких титановых сплавов. Направления оптимизации, предложенные в обосновании модернизации реактора для вывода его на проектные параметры [7], были следующими:

- исключение асимметричной конструкции чехлов, состоящих из двух деталей, одна из которых объединяет внешнюю и внутреннюю обечайки и одну из торцевых крышек, а вторая – вторую торцевую крышку;

- исключение разнотолщинности стенок чехлов (уменьшение толщины массивных внешних цилиндрических обечаек, которые в прежней конструкции исполняли роль силового крепежного элемента блока, и введение в этом качестве отдельного специального силового корпуса);

- исключение использования при изготовлении чехлов кованных заготовок, имеющих в результате поковки внутренние ориентированные напряжения, высвобождающиеся с нагревом;

- применение при изготовлении чехлов титанового сплава, имеющего меньший коэффициент линейного расширения и зна-

чительно более высокие пределы текучести и прочности (по сравнению с ранее применявшейся нержавеющей сталью).

В современной конструкции топливные кольца блоков АЗ реактора БР-К1М находятся в чехлах из жаропрочного титанового сплава ВТ20. Чехлы закрепляются в силовом корпусе из нержавеющей стали с помощью шпонок, предотвращающих их вращение и перемещение в осевом направлении. Стальной силовой корпус каждого блока закреплен на стальной опорной плите, неподвижные блоки механически связаны друг с другом.

В процессе развития импульса делений ТК испытывают термический удар. Быстрое расширение ТК в АЗ реактора может, в принципе, привести к возникновению ударного контактного взаимодействия между кольцами и узлами конструкции реактора (через чехлы из сплава ВТ20 на стальной силовой корпус и шпонки).

Ударные контактные взаимодействия между функциональными узлами реактора могут стать причиной возникновения пластических деформаций, коробления, потери устойчивости составных частей блоков, разрушения креплений и фиксирующих элементов конструкции, в том числе шпонок. Это может привести к потере возможности нормального функционирования систем аварийной защиты. Кроме того нормативные документы, регламентирующие разработку и эксплуатацию импульсных реакторов, требуют не менее чем двукратного запаса прочности корпусных элементов активной зоны.

В данной работе на основе трехмерного численного моделирования динамики составных частей реактора БР-К1М с использованием комплекса ЛОГОС [8–10] и последующего анализа НДС блоков в условиях нестационарного (импульсного) гомогенного разогрева ТК представлены результаты решения следующих задач:

- установления факта наличия/отсутствия ударного контактного взаимодействия между функциональными узлами

конструкции при импульсном режиме работы реактора;

– исследования динамики структурных узлов реактора в процессе развития импульса делений;

– проверки сохранения устойчивости составных частей блоков реактора.

Многофункциональный программный комплекс ЛОГОС впервые применен для решения задач, связанных с расчетным обоснованием возможности безопасной реализации регламентированных эксплуатационных пределов АИР.

1. Особенности формирования импульса делений

Реактор БР-К1 разработан в ИЯРФ ВНИИЭФ и введен в эксплуатацию в июне 1995 г. Реактор представляет собой многоцелевую ядерно-физическую установку, предназначенную как для апробации элементов концептуального проекта двухсекционного бустера-реактора «Каскад» (БР-К) с односторонней нейтронной связью секций, так и для проведения различных облучательных экспериментов в режимах аperiодического импульсного реактора и бустера. В последнем случае предполагалась работа БР-К1 совместно с ускорителем электронов ЛИУ-30 [11]. В настоящее время ускоритель ЛИУ-30 генерирует $\sim 10^{14}$ нейтронов за импульс, что недостаточно для работы в полноценном бустерном режиме.

Планируемые параметры импульса на мгновенных нейтронах модернизированного реактора БР-К1М следующие:

– предельно-допустимое энерговыделение в АЗ – $3,5 \cdot 10^{18}$ делений (106 МДж);

– минимальная ширина импульса на половине максимальной мощности – 600 мкс.

Эти параметры определяются во многом максимальной температурой ТК, которая не должна превышать ~ 650 °С. Кроме того, осевые и нормальные перемещения торцевых поверхностей титановых чехлов

не должны препятствовать срабатыванию аварийной защиты – свободному падению под собственным весом аварийного, импульсного и стоп-блоков.

Превышение эксплуатационных пределов БР-К1М приведет к существенному ограничению ресурса установки. Ограничение максимальной температуры ТК связано со свойствами U-Мо сплава [12].

Модуль упругости уменьшается почти пропорционально температуре. При температуре ≈ 640 °С модуль упругости резко убывает (данный эффект связан с переходом урана из вязко-пластичного состояния в хрупкое). Физические особенности топливного материала реактора БР-К1М определяют максимально допустимую температурную нагрузку, связанную с разогревом в процессе импульса делений, и, тем самым, ограничивают полуширину импульса делений на мгновенных нейтронах – обуславливают предельную мощность в пике импульса.

Зависимость мощности реактора, работающего в импульсном режиме на мгновенных и запаздывающих нейтронах [13], от времени при безынерционном гашении реактивности может быть представлена в виде

$$Q(t) \approx \frac{P_0 \alpha \exp[-\alpha \cdot |t - t_0|]}{[1 + \exp(-\alpha \cdot |t - t_0|)]^2}, \quad (1)$$

где Q – мощность, Вт; P_0 – энерговыделение, Дж; α – обратный период разгона, с^{-1} ; t_0 – момент времени, в который мощность максимальна, с; t – время, с.

Отсчет времени будем вести от того момента, при котором энерговыделение еще не началось или, по крайней мере, очень мало. Для этого, как следует из формулы (1), достаточно положить t_0 равным трем полуширинам импульса делений: $t_0 \approx 3\Theta_{1/2}$, где $\Theta_{1/2}$ – полуширина импульса делений, равная 600 мкс. При безынерционном гашении длительность импульса на половине высоты (полуширина импульса) определяется как

$$\Theta_{1/2} = \frac{3,5255}{\alpha} \quad (2)$$

Для описания относительного распределения числа делений по кольцам и структурным блокам воспользуемся экспериментальными данными о поле температур в АЗ реактора БР-К1. В 1989 г. для экспериментального определения распределения плотности делений по объему АЗ при физическом пуске реактора были использованы методики активационных детекторов деления, сбора осколков деления, твердотельных трековых детекторов. Поле температур по делящемуся материалу (ДМ) было определено для полного числа делений в АЗ $3,42 \cdot 10^{18}$ (≈ 104 МДж) в предположении, что начальная температура

топливных элементов составляла 20°C . Данные о поле температур в АЗ приведены на рис. 2.

Значения температур, представленные на рис. 2,а, соответствуют средним по кольцевым фрагментам топливных элементов, высоты которых равны ширине детекторов методики сбора осколков деления. На рис. 2,б приведены средние по топливному кольцу значения температуры. Из рис. 2,а видно, что максимальное значение средней температуры кольцевого фрагмента составляет 641°C и достигнуто в топливном блоке НБ-1п. Для целей численного моделирования будем использовать усредненные температуры ТК блока НБ-1п.

					307	324	342	340	355	356	361	346	306	265	219										
					377	408	422	420	436	442	461	431	384	334	272										
					443	482	496	487	508	517	526	507	464	407	328										
					281 350 396			494 543 554 542	567 573 583 562	522 464 377															
164	194	215	228	245	266	336	407	456	547	589	596	609 621 603			572	510	419								
190	223	250	271	289	309	370	450	504	565	612	610	626 638 625			610	555	454								
213	242	267	296	320	335	392	470	518										634	589	478					
232	252	282	302	328	334	390	460	498	575	609	609										641	598	484		
ПБ					НБ-2					АБ					НБ-1л					629	586	478			
																				567	596	596	621	576	470
																				543	563	571	617	571	462
ПБ					НБ-2					АБ					НБ-1л					594	554	447			
																				550	510	418	550	510	418
ПБ					НБ-2					АБ					НБ-1л					НБ-1п					

а

					328		355			263												
					407		443			330												
					477		515			400												
					342		533			571		454										
191	246	403	577	611	500							630	540									
221	290	441	596	630	540							567	574									
241	317	460			574							564	556									
255	321	449	598		550							532	493									
ПБ					НБ-2					АБ					НБ-1л					НБ-1п		
																				586		
																				559		

б

Рис. 2. Поле температур для числа делений в АЗ $3,42 \cdot 10^{18}$: а – экспериментальные данные; б – усредненные по кольцу экспериментальные данные

Данные о поле температур АЗ БР-К1 можно использовать для БР-К1М, поскольку характер пространственного распределения энерговыделения существенно не изменен: сохранена структура АЗ, а именно она преимущественно определяет распределение энерговыделения.

С учетом того, что пространственное распределение энерговыделения постоянно и не зависит от мощности и режима работы, можно утверждать, что относительное распределение числа делений по блокам

сохранено. В табл. 1 и 2 приведено распределение числа делений по кольцам и структурным блокам АЗ реактора БР-К1М.

На основе данных о распределении числа деления по кольцам рассчитаны зависимости удельной мощности внутреннего источника теплоты в ТК НБ-1п от времени (рис. 3) при работе реактора в импульсном режиме с полным числом делений $3,42 \cdot 10^{18}$ и полушириной импульса 600 мкс (величина энерговыделения на 1 акт деления принята равной 180 МэВ).

Таблица 1

Число делений в ТК блоков АЗ БР-К1М

№ кольца**	Число делений в топливном кольце, отн. ед. 10^{-2}					
	ПБ*		НБ-2	АБ	НБ-1л	НБ-1п
	ПБ-л	ПБ-п				
1	0,862	1,08	1,52	1,79	3,84	1,49
2	1,47	1,93	2,80	1,92	3,77	1,61
3	1,35	1,77	2,68	2,02	4,31	1,69
4	1,18	1,52	2,49	***	3,86	1,78
5	–	–	2,14	3,63	3,37	1,85
6	–	–	–	3,56	2,68	1,94
7	–	–	–	4,02	–	3,46
8	–	–	–	3,57	–	3,29
9	–	–	–	3,10	–	3,09
10	–	–	–	2,47	–	2,84
11	–	–	–	–	–	2,50
12	–	–	–	–	–	2,09

* ПБ условно разбит на два диска: левый и правый.

** Нумерация колец приведена от оси АЗ к периферии блока.

*** Кольцо из нержавеющей стали.

Таблица 2

Относительное распределение числа делений в блоках АЗ

Блок	Полное число делений, отн. ед.	Число делений при усреднении температуры колец, отн. ед.
ПБ	0,103	0,112
НБ-2	0,116	0,116
АБ	0,265	0,261
НБ-1л	0,219	0,218
НБ-1п	0,297	0,293
АЗ	1,000	1,000

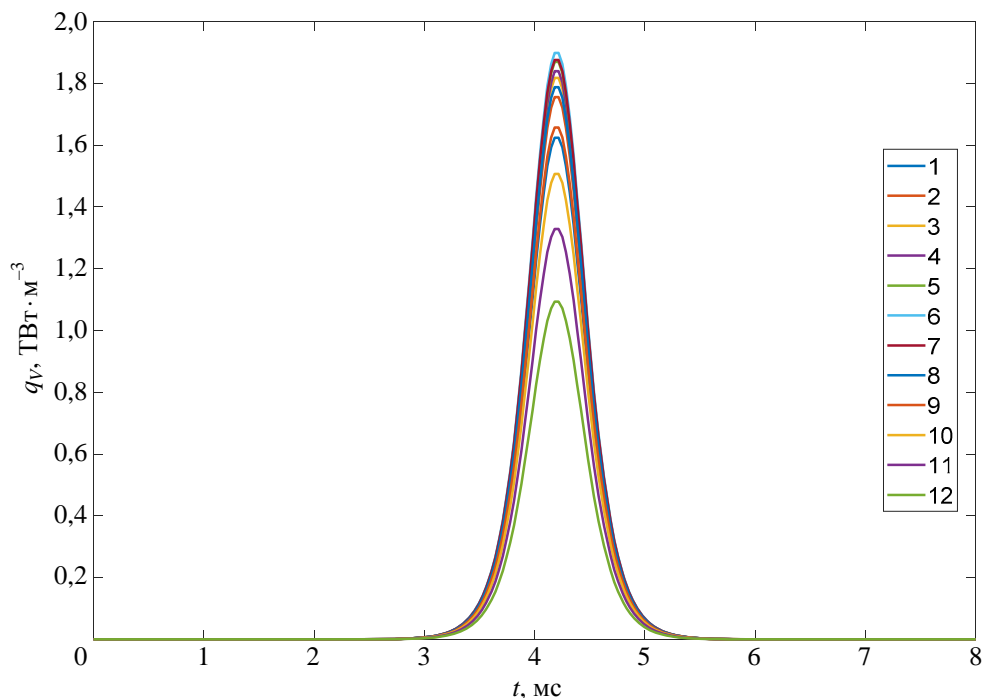


Рис. 3. Зависимость удельной мощности внутреннего источника теплоты в кольцах блока НБ-1п от времени (1–12 – номера колец)

Зависимости, представленные на рис. 3, являются исходными данными для расчета температур ТК блока НБ-1п – основного фактора, вызывающего их термомеханическое деформирование в процессе развития импульса делений.

2. Расчетная модель

На основе твердотельной CAD-модели и эскизной конструкторской документации разработана детальная трехмерная расчетная конечно-элементная модель, которая включает все элементы конструкции с учетом их силового замыкания. Дискретизация расчетной области по пространству выполнена на основе 8-узловых конечных элементов. Количество элементов в модели составляет 1 510 411. Характерный размер конечного элемента в модели варьируется от 2 до 5 мм (рис. 4).

Динамическое деформирование конструкционных материалов описывается

в упругопластической и геометрически нелинейной постановках с учетом нестационарного контактного взаимодействия с переменными границами и возможности взаимного проскальзывания элементов конструкции между собой. Коэффициент трения между контактными поверхностями в процессе взаимодействия принимается равным $f_{тр} = 0,2$. Перемещение и деформирование элементов конструкции моделируется с учетом силы тяжести.

Для описания деформирования конструкции используются изотропная упругопластическая модель материала и соотношения дифференциальной теории пластичности с кинематическим упрочнением. Упругопластические диаграммы деформирования материалов аппроксимируются билинейными функциями. Для ТК и материалов корпусных элементов используются модели материалов, учитывающие изменение механических свойств в зависимости от температуры.

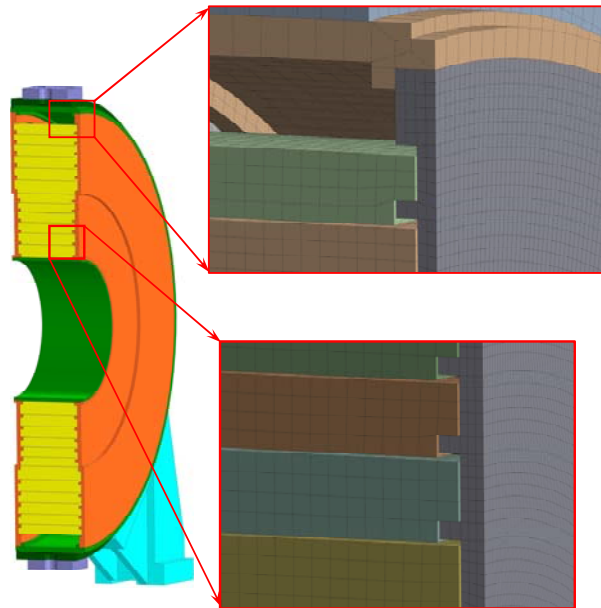


Рис. 4. Фрагменты конечно-элементной сетки блока НБ-1п

3. Температуры ТК блока НБ-1п

На рис. 5 представлены зависимости максимальной температуры ТК и удельного энерговыделения в ТК блока НБ-1п от времени при работе реактора в импульс-

ном режиме с полным числом делений $3,42 \cdot 10^{18}$ и полушириной импульса 600 мкс.

Зависимости температуры от времени в кольцах рассчитывались с помощью комплекса трехмерного математического моделирования ЛОГОС-Тепло.

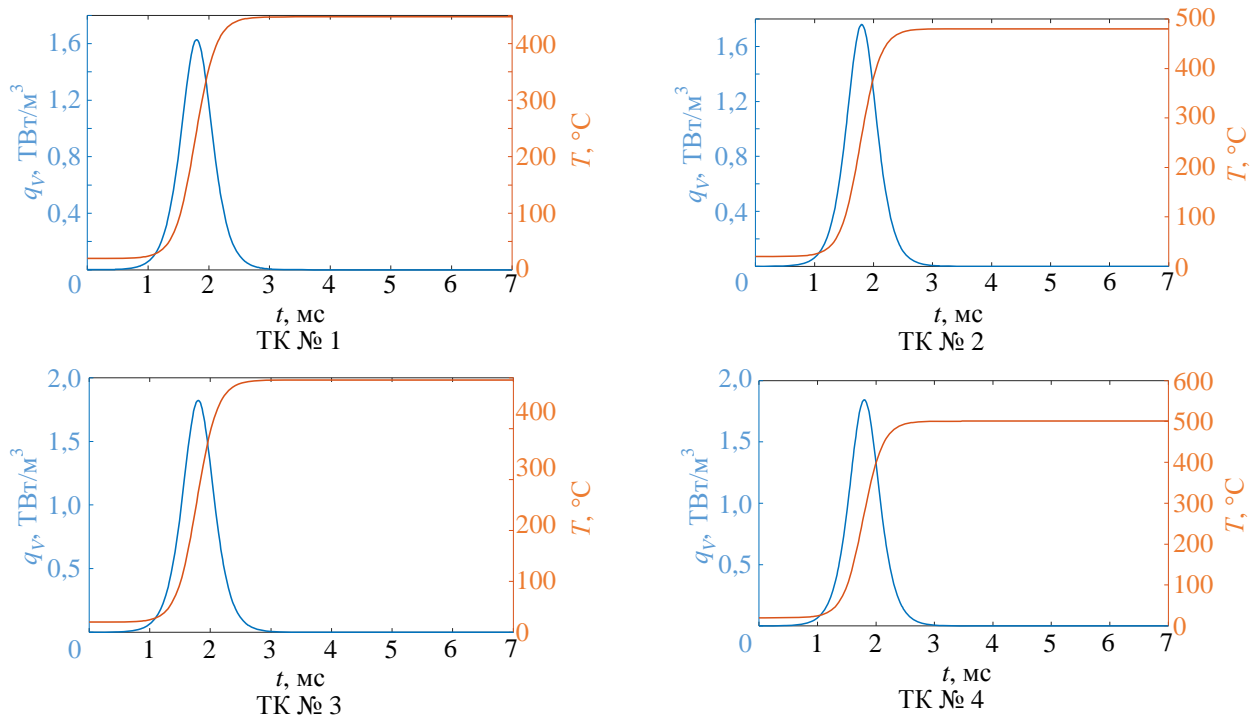


Рис. 5. Зависимости максимальной температуры ТК 1–12 и удельного энерговыделения в ТК блока НБ-1п от времени (см. также с. 25)

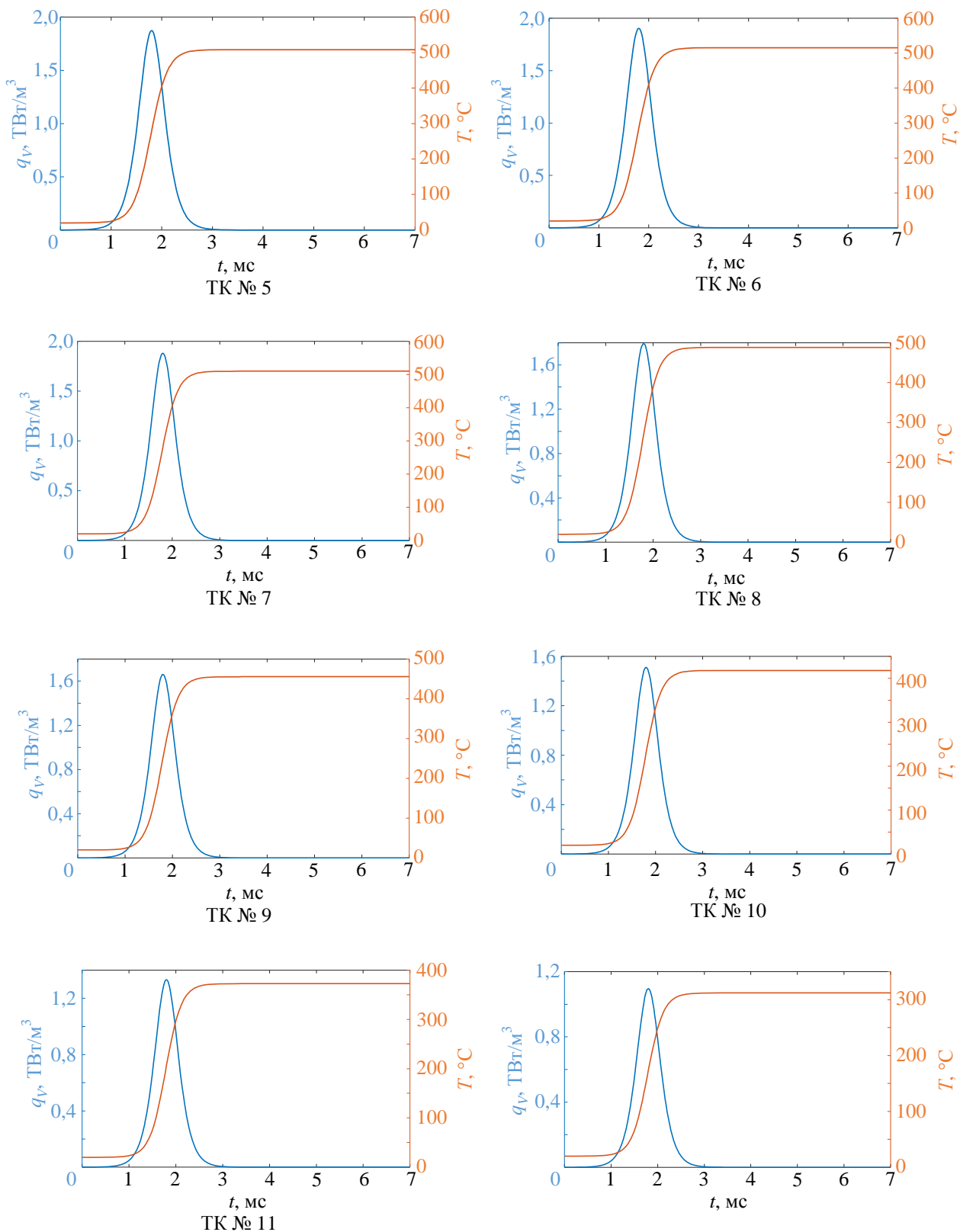


Рис. 5. Окончание

4. Результаты расчетов НДС

Общий вид и вид конструкции в разрезе твердотельной геометрической модели представлен на рис. 6, 7.

В процессе импульса деления температура в ТК монотонно повышается во времени синхронно от 20 °С до максимального значения. Для расчетов принимается однородное распределение температуры по каж-

дому ТК. Температура каждого кольца имеет свое максимальное значение (см. рис. 5).

Нормированная зависимость температуры любого ТК от времени для импульса деления полушириной 600 мкс представлена на рис. 8. Характерный вид зависимости мощности от времени для импульса деления полушириной 600 мкс показан на рис. 3.

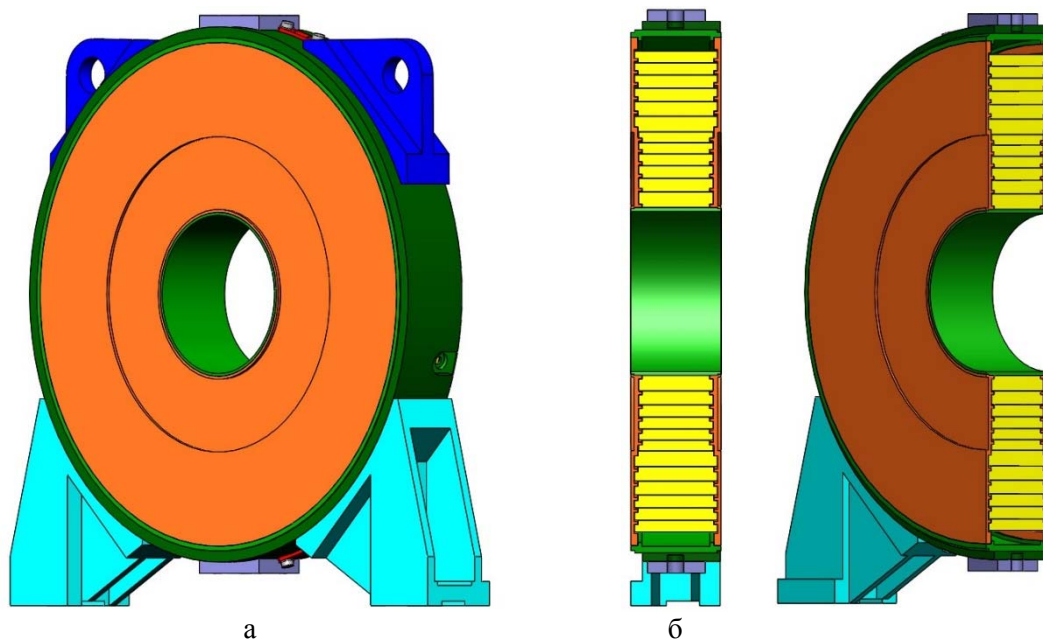


Рис. 6. Конструкция блока НБ-1п: а – общий вид; б – в разрезе

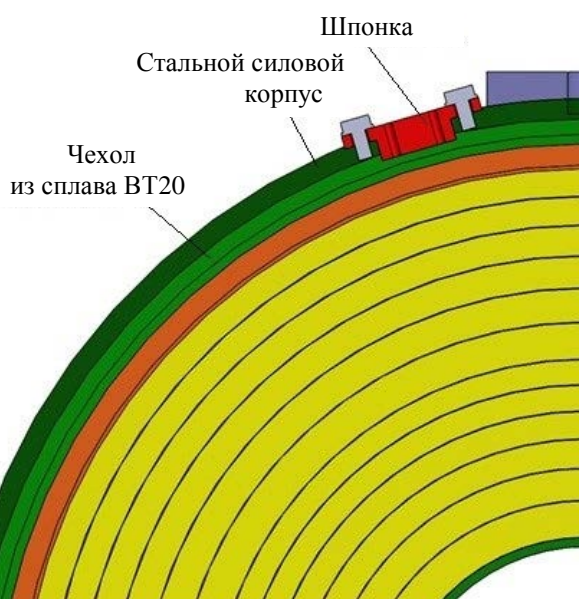


Рис. 7. Поперечное сечение блока НБ-1п

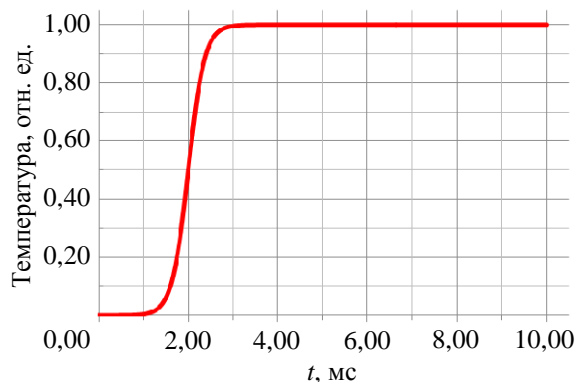


Рис. 8. Нормированная зависимость температуры любого ТК от времени для импульса деления полушириной 600 мкс

Анализ результатов расчета показывает, что при воздействии импульса деления ТК испытывают тепловое расширение и совершают колебания относительно положения равновесия. При этом зазоры между ТК и чехлом уменьшаются, но не выбираются полностью. Контактное взаимодействие между ТК и титановым чехлом не происходит.

На рис. 9 и 10 показано распределение максимальных значений интенсивности напряжений и перемещений в элементах конструкции блока НБ-1п в конечный момент времени расчета.

На рис. 11 приведено распределение максимальных значений интенсивности напряжений в титановом чехле. На рис. 12 и 13 – распределение максимальных значений интенсивности напряжений и температурных полей в наиболее нагруженном кольцевом выступе под ТК № 6.

Анализ результатов расчетов показывает:

– наиболее нагруженным элементом титанового чехла являются торцы кольцевых выступов под ТК. Эти напряжения не являются опасными, так как возникают в концентраторах напряжений вследствие температурного нагрева и инерциального воздействия ТК. Из рис. 12 видно, что об-

ласть развития напряжений находится в поверхностном слое кольцевых выступов и не доходит до корневой зоны, следовательно, риск их среза или деформации отсутствует. Максимальные значения эквивалентных напряжений составляют $\sigma_i = 148$ МПа, что соответствует запасу прочности $\eta_T \approx 4$ ($\sigma_T = 585$ МПа при 350°C [14]);

– коробление титанового чехла не происходит, так как максимальные значения эквивалентных напряжений в области торцевой крышки титанового чехла (область точки № 1) составляют $\sigma_i = 18$ МПа, что значительно ниже предела текучести материала титановых чехлов ($\sigma_T = 585$ МПа при 350°C). При таком значении уровня напряжений утери чехлом термоупругой устойчивости не происходит. Максимальные перемещения крышки титанового чехла составляют 0,044 мм, что не приводит к соприкосновению крышек титановых чехлов соседних блоков;

– максимальные значения эквивалентных напряжений в сварных швах реализуются на стыке крышки титанового чехла и внутренней обечайки, и составляют 12 МПа, что многократно ниже предела текучести титанового сплава ВТ20 ($\sigma_T = 585$ МПа при 350°C);

– максимальное значение эквивалентных напряжений в шпонках составляет $\sigma_i = 6,61$ МПа, что многократно ниже предела текучести материала шпонок (сталь 30Х13, $\sigma_T = 700$ МПа при 20°C [15]).

Поэтому можно утверждать, что в процессе импульса делений и разогрева топливных колец, обечаяк крышки титановых чехлов, стальные корпуса и их элементы, шпонки и болты крепления шпонок сохраняют прочность с большим запасом по пределам текучести и прочности материалов.

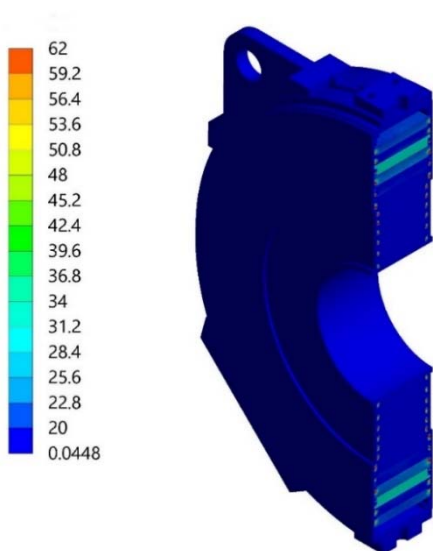


Рис. 9. Интенсивность максимальных напряжений в блоке НБ-1п (МПа)

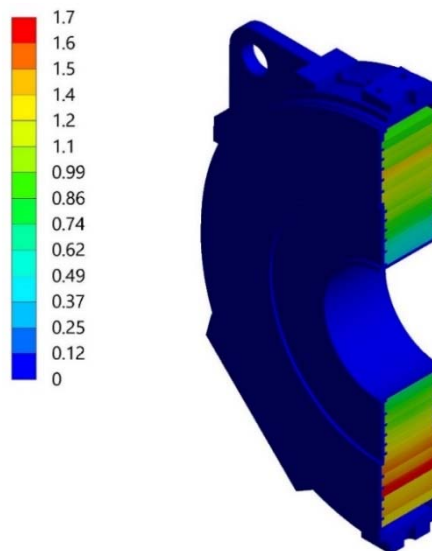


Рис. 10. Распределение перемещений в блоке НБ-1п (мм)

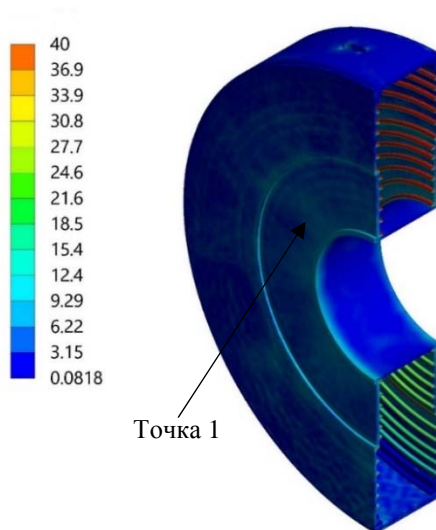


Рис. 11. Интенсивность максимальных напряжений в титановом чехле (МПа)

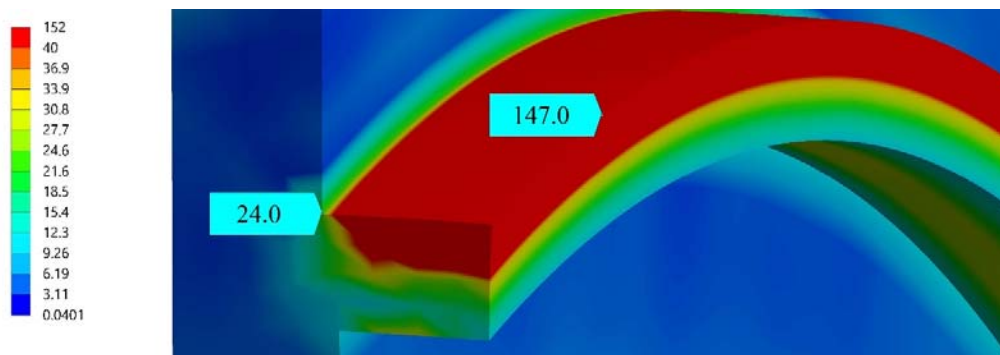


Рис. 12. Интенсивность максимальных напряжений в кольцевом выступе под ТК № 6 (МПа)

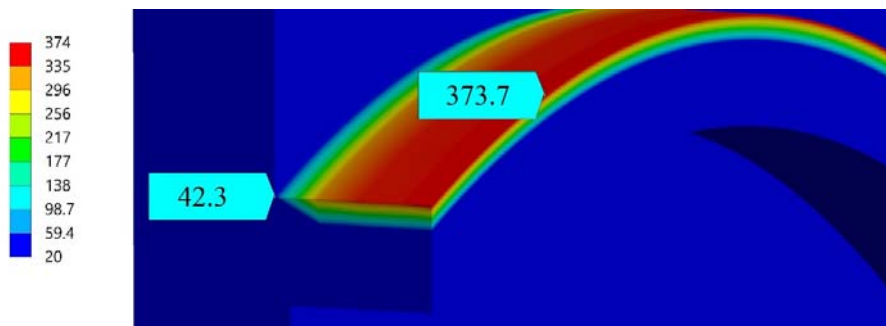


Рис. 13. Распределение температурных полей в кольцевом выступе под ТК № 6 (°C)

На рис. 14 показаны максимальные перемещения крышки титанового чехла блока НБ-1п (масштаб перемещений увеличен в 800 раз), на рис. 15 – распределение мак-

симальных значений интенсивности напряжений в сварном шве между крышкой титанового чехла и внутренней обечайкой.

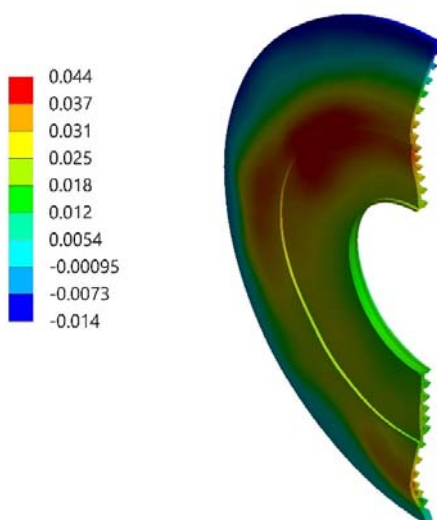


Рис. 14. Максимальные перемещения крышки титанового чехла блока НБ-1п (мм)

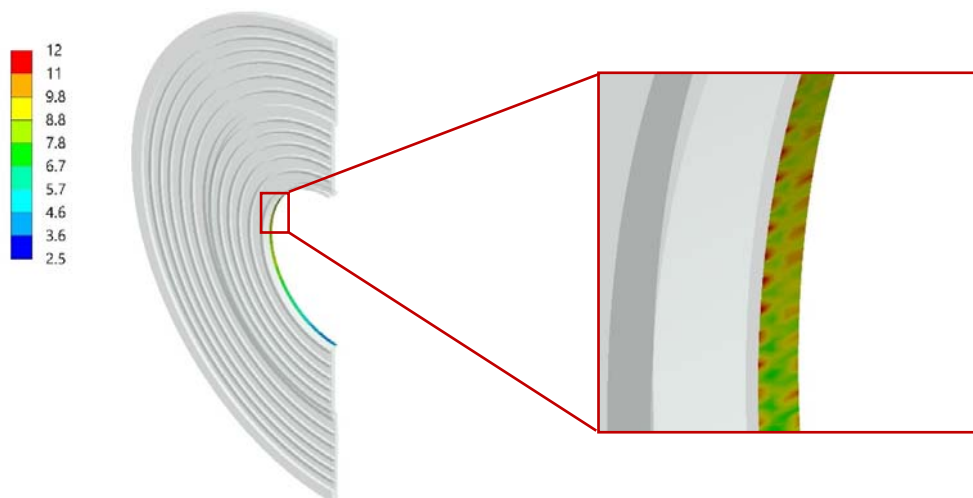


Рис. 15. Интенсивность максимальных напряжений в сварном шве (МПа)

На рис. 16 и 17 приведены временные зависимости максимальных значений интенсивности напряжений в титановом чехле и шпонках.

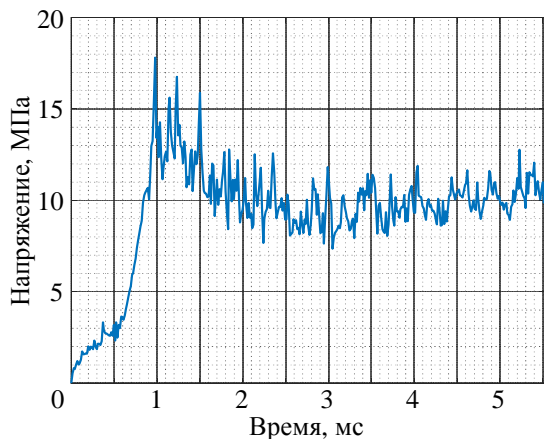


Рис. 16. Зависимость от времени эквивалентных напряжений в стенках титанового чехла блока НБ-1п

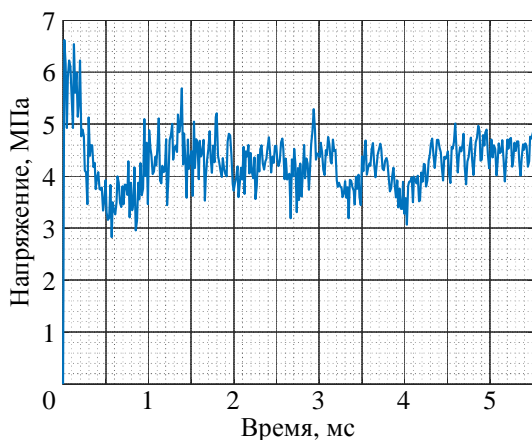


Рис. 17. Зависимость от времени эквивалентных напряжений в шпонках

На основе результатов расчетов выполнен анализ изменения зазоров между торцами ТК и титановым чехлом блока. На рис. 18 показана принятая нумерация ТК. Начальное значение зазора между торцами колец и крышкой титанового чехла составляет 0,5 мм.

На рис. 19 представлена временная зависимость замеряемых расстояний. Анализ результатов показывает, что смыкания указанных зазоров не происходит, что подтверждает отсутствие какого-либо воздей-

ствия топливных колец на титановый чехол в процессе развития импульса делений. На рис. 20 представлены зависимости максимальных эквивалентных напряжений от времени в наиболее нагруженных ТК блока НБ-1п.

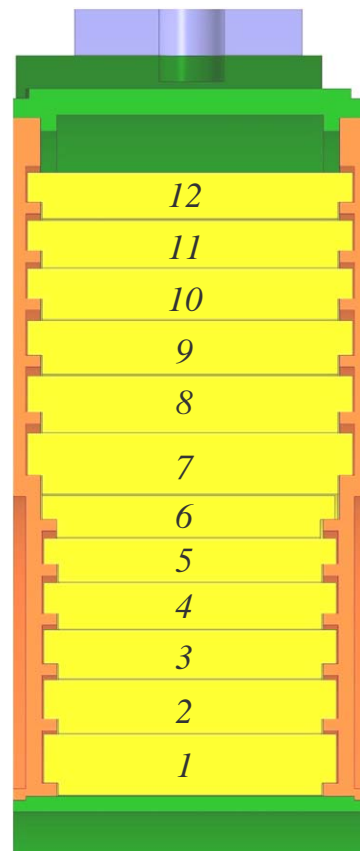


Рис. 18. Принятая нумерация топливных колец в блоке НБ-1п

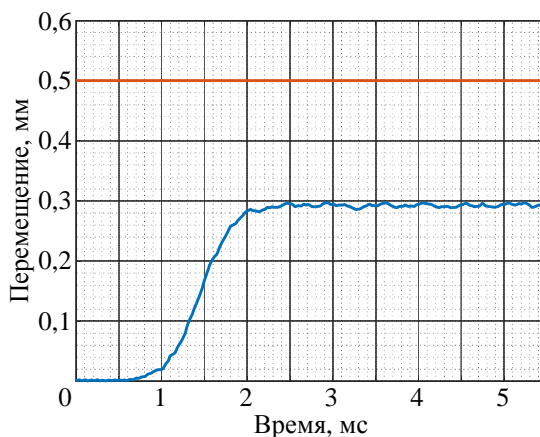
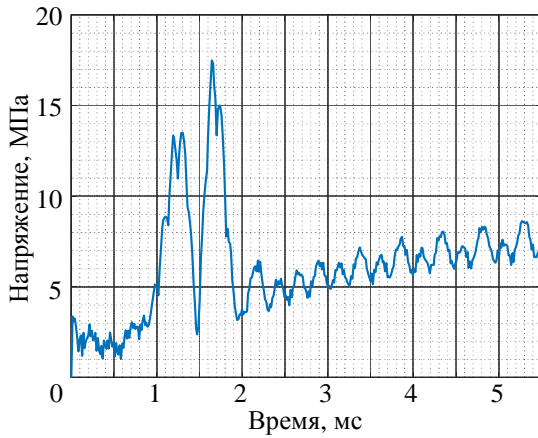


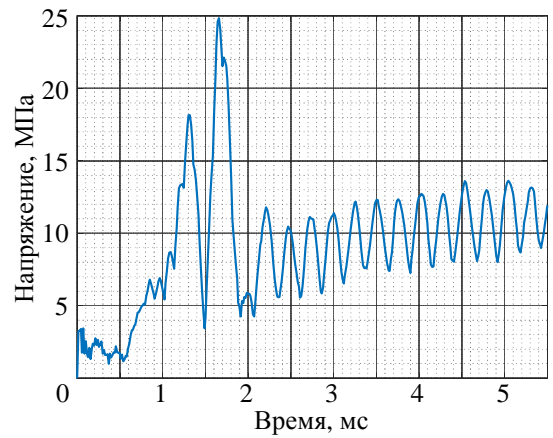
Рис. 19. Зависимость от времени расширения наиболее разогретого ТК

Из графиков рис. 20 видно, что изменение максимальных эквивалентных напряжений в ТК во времени носит колебательный характер с небольшими биениями. Максимальное значение эквива-

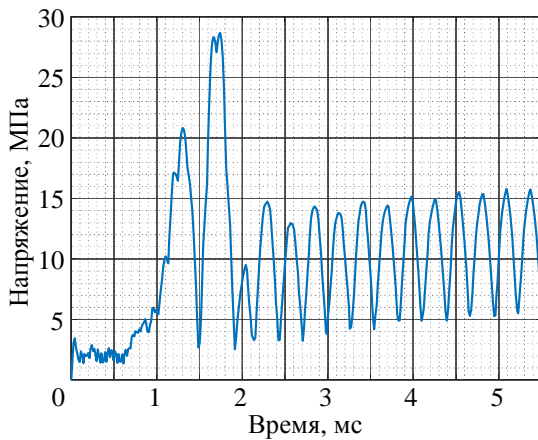
лентных напряжений составляет $\sigma_i = 47,4$ МПа, что ниже предела текучести материала ТК при соответствующей температуре в 8,5 раз.



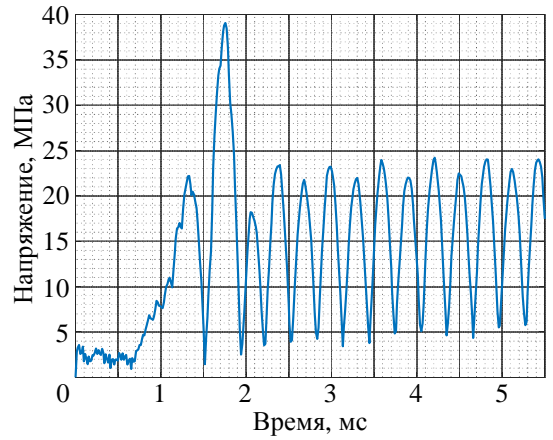
Кольцо № 5



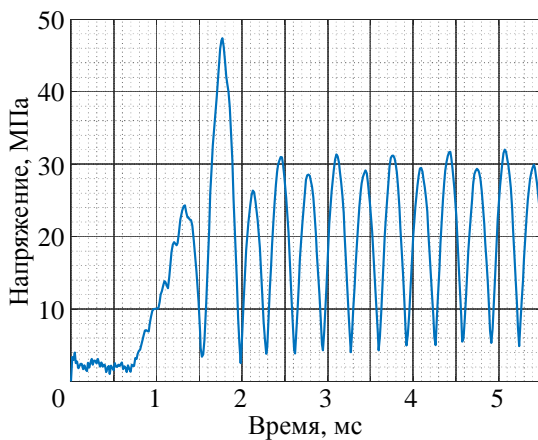
Кольцо № 6



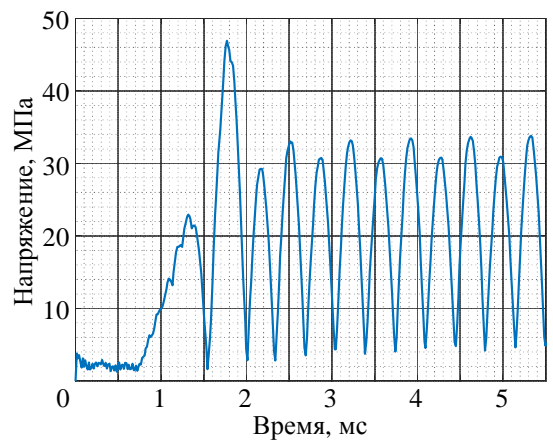
Кольцо № 7



Кольцо № 8



Кольцо № 9



Кольцо № 10

Рис. 20. Зависимость максимальных эквивалентных напряжений от времени в ТК блока НБ-1п (см. также с. 32)

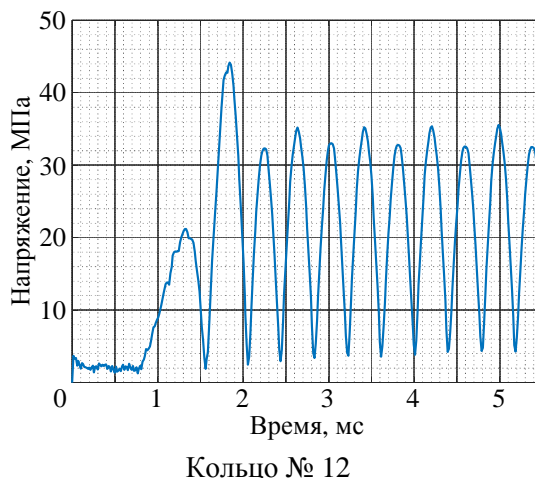
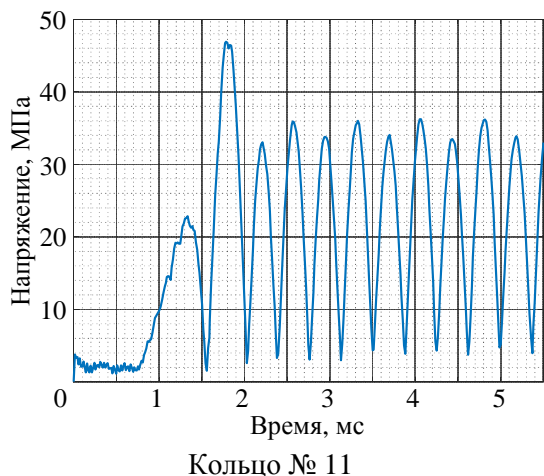


Рис. 20. Окончание

Заключение

На основе детальной трехмерной конечно-элементной модели наиболее нагруженного блока НБ-1п исследовательского реактора БР-К1М с помощью многофункционального программного комплекса ЛОГОС выполнены расчеты нестационарного термомеханического состояния конструкции при воздействии импульса делений длительностью 600 мкс с учетом физической и геометрической нелинейностей процесса деформирования материалов, контактного взаимодействия и зависимости прочностных характеристик материалов ТК от температуры.

Расчеты НДС и численное моделирование динамики наиболее нагруженного блока реактора БР-К1М показали, что в процессе импульса делений (с полушириной 600 мкс и числом делений $3,42 \cdot 10^{18}$) ТК не испытывают ударного контактного взаимодействия с внутренней боковой поверхностью титановых чехлов, а шпонки и крепежные элементы сохраняют прочность.

Анализ НДС конструкции блока НБ-1п, рассчитанного в условиях нестационарного гомогенного разогрева ТК и зависимости прочностных характеристик корпусных материалов от температуры, позволяет сделать следующие выводы:

- в процессе импульса деления и разогрева топливные кольца не испытывают ударного контактного взаимодействия с внутренней боковой поверхностью титановых корпусов;

- корпуса блоков не испытывают контактного взаимодействия между собой;

- шпонки и крепежные элементы сохраняют прочность;

- максимальное значение интенсивности напряжений в шпонках составляет $\sigma_i = 6,61$ МПа;

- запас прочности шпонок по пределу текучести составляет $\eta_T > 5$;

- чехол блока НБ-1п сохраняет прочность и устойчивость;

- максимальное значение интенсивности напряжений в крышках титанового чехла составляет $\sigma_i = 18$ МПа;

- титановый чехол блока реактора не подвержен короблению, запас прочности по пределу текучести составляет $\eta_T > 5$;

- максимальные уровни интенсивности напряжений в топливных кольцах относительно невысоки;

- максимальный уровень интенсивности напряжений достигается в топливном кольце № 9 и составляет $\sigma_i = 47,4$ МПа;

- запас прочности ТК по пределу текучести составляет $\eta_T > 5$;

– максимальные уровни интенсивности напряжений в кольцевых выступлениях под ТК не вызывают опасений;

– максимальный уровень интенсивности напряжений достигается в кольцевом выступе под ТК № 6 и составляет $\sigma_i = 148$ МПа;

– запас прочности кольцевых выступов по пределу текучести составляет $\eta_T \approx 4$.

Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007, т. 1, 2.

2. Будников Д. В., Воронцов С. В., Глушков С. Л., Гордеев В. С., Гречушкин В. Б., Девяткин А. А., Завьялов Н. В., Кайгородов А. А., Картанов С. А., Колесов В. Ф., Назаренко С. Т., Панин А. В., Пикулев А. А., Плужян К. Г., Сметанин М. Л., Страбыкин К. В., Тельнов А. В. Ядерные и электрофизические установки РФЯЦ-ВНИИЭФ: настоящее и будущее // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2021, вып. 4, с. 5–25.

3. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Расчет температур и деформаций в герметизирующих чехлах импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 31–38.

4. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. Решения динамической задачи термоупругости для круговой цилиндрической оболочки // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 29–33.

5. Колесов В. Ф. Импульсные реакторы самогасящегося действия и методы их расчета. Ч. 2 // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 41–78.

6. 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 энергии. – Саров:

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011. вып. 1, с. 136–164.

7. Девяткин А. А., Воронцов С. В., Колесов В. Ф. и др. Пути модернизации БР-К1 для работы в импульсном режиме // Импульсные реакторы: история создания и перспективы использования. Труды межотраслевой конференции. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015, т. 2, с. 54–70.

8. Дерюгин Ю. Н., Козелков А. С., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В., Шагалиев Р. М. Многофункциональный высокопараллельный пакет программ ЛОГОС для решения задач тепломассопереноса и прочности // Сб. тез. докл. С.-Петербургского науч. форума «Наука и общество». – С.-Пб.: Изд-во Политех. ун-та, 2012. С. 102.

9. Дьянов Д. Ю., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В., Наумова Е. И., Борляев В. В., Стародубов С. В., Шувалова Е. В., Медведкина М. В., Артемова Е. О., Челаков А. А., Казанцев А. В., Рябов А. А., Романов В. И., Куканов С. С. Пакет программ ЛОГОС. Модуль решения динамических задач прочности // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2018. Вып. 1. С. 3–14.

10. Дьянов Д. Ю., Казанцев А. В., Стародубов С. В., Циберев К. В., Челаков А. А. Пакет программ ЛОГОС. Учет контактного взаимодействия при решении нелинейных быстропротекающих задач механики деформируемого твердого тела // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2020. Вып. 2. С. 45–59.

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

12. Годин Ю. Г., Тенишев А. В., Новиков В. В. Физическое материаловедение: Учебник для вузов / Под общей ред. Б. А. Калина. Т6. Ч. 2. Ядерные топливные материалы – Москва: МИФИ, 2008. 604 с.

13. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – Москва: Атомиздат, 1976. 248 с.

14. Колачев Б. А., Ливанов В. А., Буханова А. А. Механические свойства титана и его сплавов. – Москва: Металлургия, 1974. 554 с.

15. Сорокин В.Г., Волоснякова А.В., Вяткин С.А. и др. Марочник сталей и сплавов. – Москва: Машиностроение, 1989. 640 с.

Контактная информация –

Ткаченко Дмитрий Николаевич,
инженер-исследователь III категории,
РФЯЦ-ВНИИЭФ,
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 17–34.

О НЕПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА МОМЕНТОВ В КИНЕТИКЕ РЕАКТОРОВ СО СЛАБЫМ ИСТОЧНИКОМ

В. Ф. Колесов, А. Н. Ганичев

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, д. 37

Статья поступила в редакцию 04.07.2022, после доработки – 15.07.2022, принята к публикации – 20.09.2022

В статье предпринята попытка решения стохастических задач из области кинетики реакторов с помощью метода моментов. Моменты распределений вероятности для представительных величин реакторной кинетики легко выводятся из первичных дифференциальных уравнений, и это обстоятельство явилось серьезным стимулом проведения намеченной работы. Казалось, что полуаналитический новый алгоритм не потребует разработки сложной вычислительной программы и проведения каких-либо калибровок результата.

Указанные оптимистичные ожидания, однако, не оправдались. Как показано, метод моментов в применении к рассматриваемой задаче или не гарантирует единственности решения, или вообще не позволяет получить физически приемлемого результата. Неприменимость метода моментов к рассматриваемой в статье задаче подтверждена строгим доказательством, выполненным на основе теоремы Карлемана.

Ключевые слова: реактор со слабым источником, распределение вероятностей, импульсный реактор Godiva-II, метод моментов, теорема Карлемана, существование и единственность решения задачи.

On Non-applicability of the moments method to kinetics of weak-source reactors. V. F. Kolesov, A. N. Ganichev (*FSUE «RFNC-VNIIEF», 607188, Sarov, Nizhny Novgorod Region, Mira ave., 37*). In the article there is made an attempt to solve stochastic problems from the sphere of reactor kinetics with the aid of moments method. The moments of probability distribution for representative values of reactor kinetics can be easily deduced from primary differential equations and this circumstance turned out to be an important stimulus of the contemplated works performance. It seemed that a semi-analytical new algorithm would not require development of a complex computer program and fulfillment of results calibration.

However, the above specified optimistic expectations failed. It is shown, that as applied to the considered problem the moments method either does not ensure uniqueness of the solution or does not even make it possible to get a physically acceptable result. Non-applicability of the moments method to the considered in the article problem is validated by a rigorous proof obtained basing on Karleman theorem.

Key words: weak-source reactor, probability distribution, pulsed reactor Godiva-II, moments method, Karleman theorem, existence and uniqueness of problem solution.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_35

Введение

В реакторе со слабым источником нейтронов существенно роль стохастических флуктуаций. В надкритическом реак-

торе они могут приводить к значительным отклонениям роста мощности от зависимости, следующей из решений обычных, т. е. детерминированных, уравнений кинетики.

С особой четкостью влияние флуктуаций плотности нейтронов проявляется в быстрых реакторах с активной зоной (АЗ) из высокообогащенного металлического урана. В отсутствие иного источника, кроме спонтанных делений урана и предшественников запаздывающих нейтронов (ЗН), импульс в этих реакторах развивается через секунды, а не через миллисекунды, как это следует из уравнений детерминированной кинетики.

Сказанное убедительно подтверждают результаты хорошо известных опытов по измерению задержки развития импульса в реакторе Godiva-II. [1]. Была проведена серия из 94 измерений, в которых определялось время, прошедшее от ступенчатого ввода начальной реактивности по мгновенным нейтронам $\Delta\tilde{k} \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$ до момента достижения высокой интенсивности делений в реакторе (т. е. до момента фиксации импульса делений). Измерения проводились в условиях наличия лишь слабого, связанного со спонтанными делениями ядер урана (~ 90 нейтр./с) и с распадом предшественников запаздывающих нейтронов (~ 200 нейтр./с) источника.

Результат эксперимента представлен на рис. 1 в виде гистограммы. Как видно из

рисунка, при слабом источнике нейтронов импульс в Godiva-II развивался с запаздыванием от десятых долей секунды до одиннадцати секунд. Это запаздывание очень значительно, если сопоставлять его с равным $\sim 0,7$ мс временем развития импульса в рамках детерминированной кинетики.

Указанный эксперимент относится к импульсам на мгновенных нейтронах. На реакторе Godiva-II получены также опытные данные по флуктуациям времени развития импульса на запаздывающих нейтронах (ЗН) [2, 3].

О важной роли флуктуаций в реакторах свидетельствуют и результаты более поздних аналогичных измерений, выполненных на быстрых импульсных реакторах APRFR [4], БИР-2М [5], CALIBAN [6], SPR-II [7].

В случае реактора APRFR реактивность по мгновенным нейтронам, соответствующая номинальному импульсу делений и равная $7,5 \cdot 10^{-4}$, вводилась не ступенчато, а за 0,325 секунды. Инициированию импульса предшествовал 20 минутный интервал выдержки реактора в глубоко подкритическом состоянии.

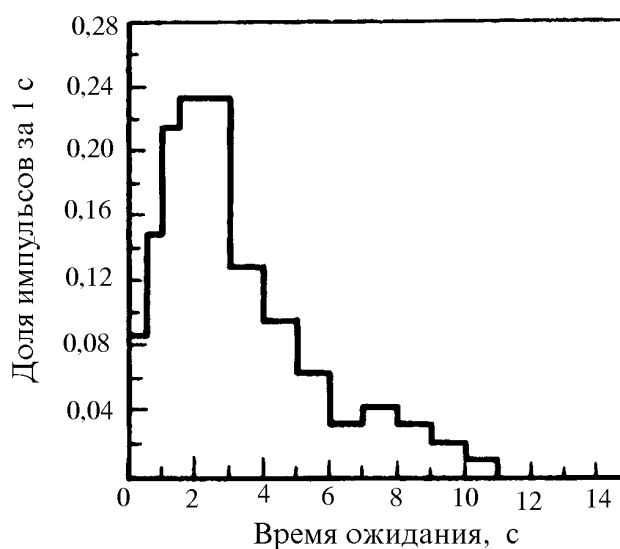


Рис. 1. Распределение вероятности для времени ожидания импульса в реакторе Godiva-II [1]

Было получено, что и в реакторе APRFR имеет место значительная, хотя и не столь большая, как в Godiva-II, флуктуационная задержка в развитии импульса. Уменьшение, в сравнении с Godiva-II, задержки связано, во-первых, с более высокой в APRFR реактивностью и, во-вторых, по-видимому, с более высокой интенсивностью источника нейтронов. В этом эксперименте два импульса из общего числа 65 были инициированы преждевременно, т. е. до окончания ввода реактивности.

Эксперименты на реакторе БИР-2М [5] проводились в 1990-х гг. при отработке макета быстродействующей аварийной защиты (БАЗ). Макет БАЗ предназначался для изучения возможности быстрого заглушения реактора при скорости нарастания мощности делений в АЗ выше установленного предела или по достижении заданного уровня мощности. Принцип действия БАЗ заключается в быстром (~200 мкс) удалении из центрального канала АЗ полиэтиленовой пули, что уменьшает реактивность реактора и переводит его в подкритическое состояние по мгновенным нейтронам. Наличие БАЗ позволило многократно и сравнительно часто производить пуск реактора без разогрева

АЗ (и, следовательно, без нагружения ее деталей).

Измерения возмущений реактивности реактора элементами БАЗ проводились в специальных опытах. Установлено, что опускание устройства отстрела с полиэтиленовой пулей в АЗ увеличивает реактивность на $(0,959 \pm 0,006) \beta_{эф}$, а удаление пули из устройства отстрела уменьшает реактивность на $(0,315 \pm 0,002) \beta_{эф}$.

Фон нейтронов от заглушенного реактора составлял $1,4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. При поднятом блоке безопасности в конце 30-минутного высвечивания фон составлял $1,8 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, а после подъема быстрого стержня в верхнее положение нейтронный фон равнялся $6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, что примерно в сорок раз превышает значение фона заглушенного реактора.

Опыты проводились при трех значениях избыточной реактивности по мгновенным нейтронам: $\rho_p = 0,03 \beta_{эф}$; $0,05 \beta_{эф}$; $0,07 \beta_{эф}$. Всего проведено около 200 пусков реактора. Среднее время ожидания импульса при указанных значениях избыточной реактивности составило 0,9 с, 1 с и 1 с, соответственно. Интегральное распределение вероятности для времени ожидания импульса на реакторе БИР-2М показано на рис. 2.

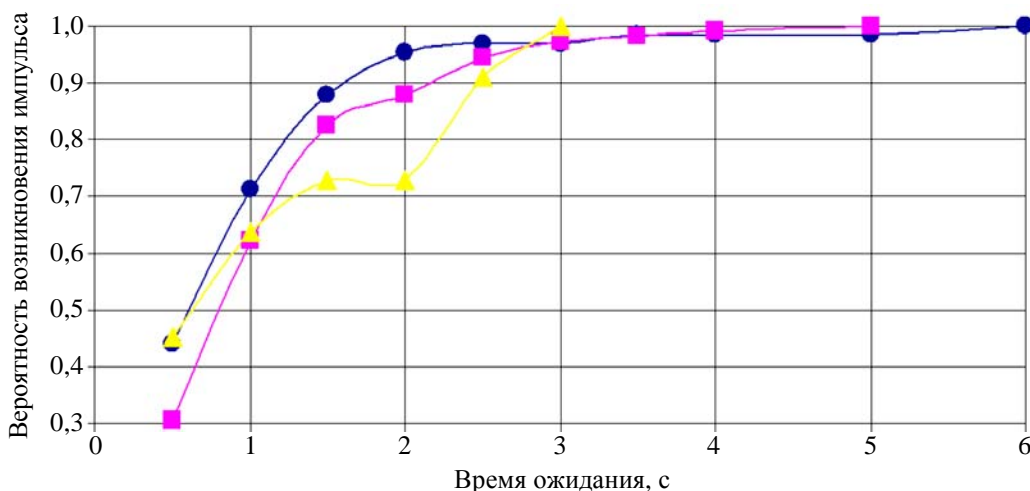


Рис. 2. Интегральное распределение вероятности для времени ожидания импульса на реакторе БИР-2М [5]. Реактивность реактора: ● – $0,03 \beta_{эф}$; ■ – $0,05 \beta_{эф}$; ▲ – $0,07 \beta_{эф}$

Эксперименты на реакторе CALIBAN [6] проводили при избыточной реактивности по мгновенным нейтронам $0,083 \beta_{эф}$ и нейтронном фоне 200 с^{-1} (нейтронный фон измеряли в подкритическом состоянии реактора при $K_{эф} = 0,9$). Всего на реакторе CALIBAN проведено 114 импульсных пусков. Среднее время задержки импульса получено равным $0,742 \text{ с}$.

Аналогичные эксперименты проводили также на ранней стадии эксплуатации импульсного реактора SPR-II [7], а также на растворных критических сборках CRAC [8]. В реакторе SPR-II, как и в реакторе APRFR, была получена меньшая, чем ожидалось, задержка в развитии импульса. Позднее это было объяснено влиянием более высокой в SPR-II, в сравнении с реактором Godiva-II, остаточной γ -активности.

Приведенные выше данные по стохастической задержке развития импульса в разных реакторах плохо согласуются друг с другом. Особенно четко это продемонстрировано на рис. 3 и в табл. 1 из ста-

ти [5], содержащих сводку экспериментальных данных по времени ожидания импульса в быстрых импульсных реакторах Godiva-II, APRFR [4], БИР-2М [5], CALIBAN [6], а также данных по характеристикам указанных реакторов и реактора SPR-II.

При рассмотрении приведенных на рис. 3 и в табл. 1 данных бросается в глаза чрезмерная близость распределений вероятности для времени ожидания импульса и среднего времени ожидания импульса у реакторов APRFR, БИР-2М, CALIBAN и большое отличие их от данных для реактора Godiva-II. Отличие данных для реактора Godiva-II от данных для других реакторов можно объяснить разницей в избыточной реактивности по мгновенным нейтронам $\Delta \tilde{k}$ и в интенсивности нейтронного фона. Но близость данных для реакторов APRFR, БИР-2М, CALIBAN, у которых $\Delta \tilde{k}$ и фон тоже неодинаковые, объяснить трудно.

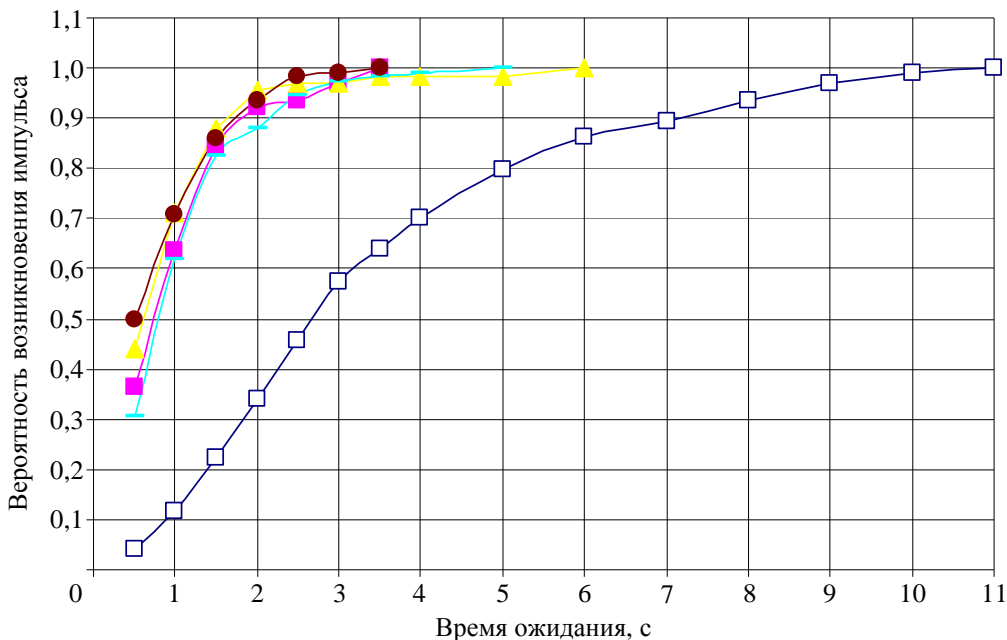


Рис. 3. Интегральное распределение вероятности для времени ожидания импульса деления в реакторах GODIVA-II (□); APRFR (■); БИР-2М (▲ — $\rho_p = 0,03 \beta_{эф}$; — $\rho_p = 0,05 \beta_{эф}$), CALIBAN (●) [5]

Характеристики реакторов в экспериментах по исследованию распределений вероятности для времени ожидания импульса деления [5]

Характеристика реактора	GODIVA-II	CALIBAN	APRFR	БИР-2М	SPR-II
Материал АЗ	^{235}U (93,5%)	$^{235}\text{U}(93\%)+$ $+Mo(10\%)$	$^{235}\text{U}(93,2\%)+$ $+Mo(10\%)$	$^{235}\text{U}(85\%)+$ $+Mo(6\%)$	$^{235}\text{U}(93,2\%)+$ $+Mo(10\%)$
Масса АЗ, кг	57,7	110	106	121	105
Максимальное число делений в импульсе	$3 \cdot 10^{16}$	$5,8 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{17}$	$1,2 \cdot 10^{17}$
Интенсивность нейтронного фона, с^{-1}	300 ($\sim 10^3$ *)	200	–	1400 (60000*)	–
Реактивность по мгновенным нейтронам в эксперименте, $\beta_{\text{эф}}$	0,05	0,083	0,11	0,03; 0,05; 0,07	–
Среднее время ожидания импульса, с	3,6	0,8	1,1	0,9; 1,0; 1,0	–

*Для реактора в стартовой позиции

Разрешение несогласованности имеющихся экспериментальных данных по стохастической задержке развития импульса автор статьи [5] видит в постановке новых уточняющих экспериментов с определением зависимости времени задержки импульса от интенсивности нейтронного фона и избыточной реактивности по мгновенным нейтронам.

Авторы настоящей статьи, в свою очередь, полагают, что решению указанного вопроса может помочь разработка новых, независимых, пусть и приближенных, расчетных методов. Задачей настоящей статьи, по замыслу ее авторов, как раз и являлась разработка независимого алгоритма расчета, а именно – алгоритма, основанного на математическом методе моментов. Моменты распределений вероятности для представительных величин реакторной кинетики определяются аналитически из первичных дифференциальных уравнений задачи, и это обстоятельство только укрепляло авторов в их намерении. Казалось, что полуаналитический новый алгоритм не потребует разработки сложной вычисли-

тельной программы и проведения каких-либо калибровок результата.

К сожалению, как будет видно из дальнейшего текста, указанные оптимистичные ожидания не оправдались. Как оказалось, метод моментов в применении к рассматриваемой задаче или не гарантирует единственности решения, или вообще не позволяет получить физически приемлемого решения.

В дальнейшем изложении основным разделам статьи предпослано краткое описание существующих методов расчета стохастических явлений в реакторах со слабым источником.

1. Существующие методы расчета стохастических явлений в реакторах со слабым источником

Отмеченные особенности поведения мощности реактора при слабом источнике нейтронов требуют, вообще говоря, знания распределения вероятностей для плотности нейтронов и предшественников ЗН в зави-

симости от времени, реактивности и других характеристик реактора.

Задаче описания стохастических явлений в реакторах, расчета распределений вероятности для нейтронов и предшественников ЗН посвящены теоретические работы [2, 3, 9–13] и другие. Весьма последовательно и полно указанная задача решена в статье [9] в рамках модели, не зависящей от пространственных координат и энергии нейтронов. Предполагалось, что реактивность и источник нейтронов могут зависеть от времени, значение времени жизни мгновенных нейтронов может быть любым. Решение полученных уравнений в общем случае находится численно. Для некоторых более простых вариантов задачи получены также аналитические решения.

Конкретно рассмотрение стохастических процессов в статье [9] проведено на основе дифференциального уравнения для функции $P(n, m_1, \dots, m_I, t)$, получаемого из условий баланса вероятностей. Функция $P(n, m_1, \dots, m_I, t)$ является распределением вероятности, означаящим, что в момент t в реакторе имеется точно n нейтронов и m_i источников запаздывающих нейтронов группы i ($i = 1, 2, \dots, I$).

Указанное стохастическое уравнение решается с помощью подобного $(I + 1)$ -кратному преобразованию Лапласа перехода к так называемой производящей (или генерирующей) функции G . В общем случае дифференциальное уравнение в частных производных для функции G решается численно с помощью метода характеристик. Искомое распределение вероятностей $P(n, \bar{m}, t)$ определяется по найденной функции G с помощью обратного $(I + 1)$ -кратного преобразования Лапласа. В общем случае это преобразование выполняется также численно.

В применении к задаче описания флуктуаций плотности нейтронов в статье [3] введены в рассмотрение два альтернативных понятия: ограниченные и бесконечные (устойчивые) цепи делений. Использо-

вание этих понятий особенно эффективно при исследовании флуктуаций в реакторах на быстрых нейтронах, в которых устойчивая цепь, если она возникла, растет чрезвычайно быстро.

Любой нейтрон, появившийся в реакторе, независимо от состояния последнего может вызвать цепочку делений. Эта цепочка может быть короткой. Она может быть разветвленной, содержащей большое число делений, но тем не менее также обрывающейся. Во всех подобных случаях имеют дело с ограниченными цепями делений. Однако цепь делений может никогда не оборваться, т. е. быть неограниченной (устойчивой). При постоянной реактивности в подкритическом реакторе все цепочки, порождаемые отдельными нейтронами, могут быть только ограниченными. Это заключение справедливо также в отношении точно критического реактора (предполагается, что запаздывающие нейтроны отсутствуют). И в надкритическом реакторе лишь редкие нейтроны порождают устойчивые цепи делений (как показано в статье [3], вероятность нейтрону источника инициировать устойчивую цепь делений равна примерно $\Delta \tilde{k}$, где \tilde{k} – коэффициент размножения мгновенных нейтронов).

В реакторах на быстрых нейтронах флуктуационные задержки в росте мощности на начальном участке почти полностью обусловлены временем установления первой устойчивой цепи. Эта особенность быстрых реакторов позволила автору статьи [3] получить эффективным способом компактные и удобные для оперативных применений аналитические формулы для вероятности возникновения первой устойчивой цепи. Рассмотрение проведено на основе модели реактора, не зависящей от пространственных координат и энергии и не имеющей ЗН. Все нейтроны в этой модели ведут себя одинаковым образом, имеют вероятность p_f произвести деление, и в делении с вероятностью $P_{\bar{v}}$ эмитиру-

ются $\tilde{\nu}$ мгновенных нейтронов. Вводятся величины: w_0 – вероятности нейтрону источника вызвать устойчивую цепь делений, и w_f – вероятности делению вызвать устойчивую цепь ($w_0 = p_f w_f$). Эти основополагающие для работы [3] величины определяются из уравнения

$$1 - w_f = \sum_{\tilde{\nu}=0}^{\infty} P_{\tilde{\nu}} (1 - p_f w_f)^{\tilde{\nu}}, \quad (1)$$

являющегося констатацией факта, что вероятность $(1 - w_f)$ делению не вызвать устойчивую цепь делений равна вероятности, что ни один из возникших при делении нейтронов не вызовет такой цепи.

Были рассмотрены два наиболее интересных для практики случая.

1. Ситуация, когда $\Delta\tilde{k}$ не зависит от времени (ступенчатый ввод избыточной реактивности). Для этого случая получено:

– вероятность возбуждения нейтроном устойчивой цепи делений равна

$$w_0 = \begin{cases} 2\Delta\tilde{k}/(\tilde{\nu}\Gamma_2) & \text{при } 0 < \Delta\tilde{k} \ll 1, \\ 0 & \text{при } \Delta\tilde{k} \leq 0. \end{cases} \quad (2)$$

В частности, для урановых систем

$$w_0 \approx \Delta\tilde{k}$$

(здесь введено обозначение $\Gamma_2 = \tilde{\nu}(\tilde{\nu}-1)/(\tilde{\nu})^2$; у различных делящихся нуклидов константа Γ_2 близка к 0,8);

– распределение плотности вероятности для времени возникновения первой устойчивой цепи делений в условиях присутствия в реакторе источника нейтронов с постоянной интенсивностью S_0 н·с⁻¹ записывается как

$$W(t) = w_0 S_0 \exp(-w_0 S_0 t); \quad (3)$$

– среднее время возникновения первой устойчивой цепи делений равно

$$\bar{t} = 1/(S_0 w_0). \quad (4)$$

2. Случай ввода реактивности по закону $\Delta\tilde{k} = at$. В этой ситуации

$$w_0(t) = \frac{\sqrt{8a\tau/(\tilde{\nu}^2\pi\Gamma_2^2)} \exp(-at^2/(2\tau))}{1 - \Phi\left(\sqrt{\frac{a}{2\tau}}t\right)} \approx \frac{2}{\tilde{\nu}\Gamma_2} at.$$

Для быстрых реакторов из высокообогащенного урана

$$w_0(t) \approx at. \quad (5)$$

Распределение вероятности для времени возникновения первой устойчивой цепи делений

$$W(t) = \sqrt{\frac{2a\tau S_0^2}{\pi\tilde{\nu}^2\Gamma_2^2}} \left[\frac{1 - \Phi\left(\sqrt{\frac{a}{2\tau}}t\right)}{2} \right]^{\frac{2S_0\tau}{\tilde{\nu}\Gamma_2} - 1} \exp\left(-\frac{at^2}{2\tau}\right)$$

или

$$W(t) \approx \begin{cases} \frac{2aS_0t}{\tilde{\nu}\Gamma_2} \exp\left(-\frac{aS_0t^2}{\tilde{\nu}\Gamma_2}\right) & \text{при } t \geq 0, \\ 0 & \text{при } t < 0; \end{cases}$$

и среднее время возникновения первой устойчивой цепи делений

$$\bar{t} \approx \sqrt{\frac{\pi\tilde{\nu}\Gamma_2}{4aS_0}}$$

(здесь τ – время жизни мгновенных нейтронов в реакторе, $\Phi(x)$ – интеграл вероятности).

Для быстрых реакторов из высокообогащенного урана

$$W(t) \approx \begin{cases} aS_0t \exp\left(-\frac{aS_0t^2}{2}\right) & \text{при } t \geq 0, \\ 0 & \text{при } t < 0; \end{cases} \quad (6)$$

$$\bar{t} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2aS_0}}. \quad (7)$$

В оценках уровня возможных в реакторах аварийных энерговыделений важную роль играет реактивность $(\Delta\tilde{k})_{\text{макс}}$, которая может быть введена до начала действия механизмов (внутренних или внешних), гасящих цепную реакцию. Значение $(\Delta\tilde{k})_{\text{макс}}$ непосредственно связано со средним временем запаздывания импульса. Эта связь выражается соотношением

$$(\Delta\tilde{k})_{\text{макс}} \approx a\bar{t} = \sqrt{\frac{\pi\bar{\nu}a\Gamma_2}{4S_0}}.$$

Для быстрых реакторов из высокообогащенного урана

$$(\Delta\tilde{k})_{\text{макс}} \approx 1,28\sqrt{\frac{a}{S_0}}. \quad (8)$$

В статье [3] получены также важные для дальнейшего изложения распределение вероятностей $w_f(N)$ для числа делений N (за исключением деления, вызванного нейтроном источника) в ограниченных цепях и моменты $\overline{N^n}$ этого распределения. В случае близких к единице значений \tilde{k} и пуассоновского распределения вероятности эмиссии в одном акте деления $\tilde{\nu}$ мгновенных нейтронов они имеют вид

$$w_f(N) = e^{-\tilde{k}} (\tilde{k}e^{-\tilde{k}})^N (N+1)^N / (N+1)!; \quad (9)$$

$$\overline{N^n} \approx \left(\frac{1}{2}\right)^{n-1} \frac{(2n-2)!}{(n-1)!} \left|\frac{1}{\Delta\tilde{k}}\right|^{2n-1}.$$

Как можно видеть из начального текста настоящего раздела статьи, сравнительно точное теоретическое описание стохастических явлений в реакторе представляет собой сложную и трудоемкую задачу. В то же время, как отмечалось выше, существует потребность в формулировании более простых, пусть и приближенных, алгоритмов решения указанной задачи. Попыткой ответа на эту потребность явилась статья [13], посвященная поиску простого в исполне-

нии и полностью аналитического алгоритма решения стохастической задачи в реакторах со слабым источником. В основу сформулированного в статье [13] алгоритма положена обсужденная выше идея ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений. Естественно было стремление распространить эту результативную идею на более реалистичные реакторные модели с учетом ЗН. Это также было сделано в статье [13]. В указанном представлении нейтронные процессы в реакторе заключаются в размножении предшественников ЗН в сильно флуктуирующих по числу делений ограниченных цепях, вкладе нейтронов от распада предшественников в эффективный источник, действующий в реакторе, и в генерировании нейтронами источника новых цепей делений. При малой надкритичности стохастический разброс возможных значений m может быть очень большим.

Рассмотрение стохастических явлений в статье [13] проводится в условиях не зависящего от времени внешнего источника нейтронов S_0 , в рамках часто используемого приближения нулевого времени жизни мгновенных нейтронов и одной группы запаздывающих нейтронов. Кроме того, в целях замены операций суммирования интегрированием и тем самым упрощения расчетов, принято, что количество предшественников запаздывающих нейтронов m и число делений в ограниченных цепях N могут иметь любые, не обязательно целые значения.

Искомymi величинами при этом являются функция $P(m, t)$ – распределение вероятности присутствия в момент t в реакторе m предшественников запаздывающих нейтронов, функция $W(t)$ – распределение вероятности для времени возникновения первой устойчивой цепи делений – и среднее время возникновения первой устойчивой цепи делений \bar{t} .

Поставленная задача решается в два этапа. На первом этапе рассмотрен вариант

задачи с не зависящим от времени \tilde{k} , хорошо применимый к быстрым импульсным реакторам. На этом этапе, в частности, получены решения $W(t)$ и \bar{t} , аналогичные решениям (3), (4) для реакторных моделей без учета ЗН. Рассмотрение более сложного варианта с линейно зависящим от времени \tilde{k} , наилучшим образом применимого к оценкам масштаба возможных аварий, как в импульсных, так и в стационарных реакторах, выполнено на втором этапе.

При использовании перечисленных подходов и допущений в статье [13]:

- сформулированы интегро-дифференциальные уравнения для $P(m, t)$ – распределения вероятности присутствия в момент времени t в реакторе m предшественников ЗН – и уравнения для генерирующей функции;

- с помощью приближенного представления

$$P(m, t) = q(t)e^{-q(t)m}$$

уравнения для генерирующей функции преобразованы в обыкновенные дифференциальные уравнения. В результате получены условные решения (в пространстве образов Лапласа) $P(p, m, t)$, а также $W(p, t)$, $\bar{t}(p)$ – распределения вероятности и среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений соответственно;

- на основе сопоставления расчетного и экспериментального значений \bar{t} для реактора Godiva-II выполнен переход от условных решений к реальным решениям $P(m, t)$, $W(t)$ и \bar{t} .

Результаты выполненных расчетов свидетельствуют о важной роли ЗН в процессе установления устойчивой цепи делений. В случае постоянной надкритичности $\Delta\tilde{k}$ учет ЗН может приводить к двух–семикратному укорочению длительности \bar{t} .

Расчеты по выведенным в статье формулам не составляют труда. Полученные аналитические решения предоставляют возможность быстрого определения веро-

ятностных характеристик разгона реактора при наличии лишь слабого источника нейтронов.

2. Задача настоящей статьи. Метод моментов

Задачей настоящей статьи по замыслу ее авторов являлась разработка и практическое применение предполагаемого нового алгоритма расчета стохастических явлений в реакторах, основанного на математическом методе моментов. Предполагалось, что этот полуаналитический алгоритм, в отличие от метода статьи [13], был бы полностью свободен от потребности проведения калибровок и не потребует написания сложной вычислительной программы. Моменты распределения вероятности для представительных величин исследуемого процесса определяются аналитически из общих стохастических уравнений, и именно это обстоятельство питало оптимистичные ожидания авторов. В отличие от работы [13], в настоящей статье рассматривается лишь случай постоянного, то есть не зависящего от времени, коэффициента размножения нейтронов \tilde{k} . В остальном используются те же, что и в статье [13] подходы и приближения: идея ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений, не зависящий от времени внешний источник нейтронов S_0 и т. д.

Главной задачей настоящей статьи, как и других работ, связанных с расчетом исследуемых здесь стохастических процессов, является нахождение распределения вероятности $P(m, t)$, осуществляемое, как правило, через решения уравнения для генерирующей функции G . В сравнительно точных решениях (например, в статьях [9, 11]) функция G определяется численно с помощью метода характеристик, в статье [13] – аналитически, с помощью редукции задачи, сведенной к обыкновенному дифференциальному уравнению.

Восстановление искомого распределения $P(m, t)$ в алгоритме осуществляется по известным моментам этого распределения. Далее на основе восстановленного $P(m, t)$ находятся распределение $W(t)$ и среднее время инициирования первой устойчивой цепи делений \bar{t} .

В более развернутой формулировке указанная задача заключается в восстановлении $P(m, t)$ по моментам этого распределения, определяемым из уравнения для генерирующей функции $G(p, t)$, являющейся образом Лапласа $P(m, t)$, и в определении по восстановленному распределению $P^*(m, t)$ распределения $W(t)$ и \bar{t} .

Используемый в настоящей статье метод моментов представляет собой один из общих подходов выполнения по результатам наблюдений статистических оценок для неизвестных параметров распределений вероятности. Впервые в этих целях метод был использован К. Пирсоном (1894 г.) при решении задачи аппроксимации эмпирических распределений [14].

Условия существования и единственности решения указанной задачи рассматриваются, главным образом, в работах так называемой классической проблемы моментов [14].

Классическая проблема моментов связана со многими разделами математического анализа и теории функций, в частности с задачами численного обращения преобразования Лапласа (этот раздел общей проблемы моментов известен как классическая проблема моментов Хаусдорфа [15]).

В области проблемы моментов работал ряд выдающихся математиков. Термин *проблема моментов* впервые встречается у Т. Стилтеса. Важные задачи, относящиеся к этой теме, решались или ставились П. Л. Чебышевым и А. А. Марковым [16].

Главное, что необходимо для нас в указанной области, – это теорема Карлемана об определенности проблемы моментов. Теорема звучит так: если последователь-

ность чисел S_n , $n = 0, 1, 2, \dots$ удовлетворяет условию

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{2^n \sqrt{S_{2n}}} = +\infty, \quad (10)$$

то проблема моментов

$$S_k = \int_{-\infty}^{+\infty} t^k d\sigma(t), \quad k = 0, 1, 2, \dots, * \quad (11)$$

является определенной. Это означает, что существует неубывающая функция $\sigma(t)$, $-\infty < t < +\infty$, для которой выполняются равенства (10), единственная с точностью до прибавления любой функции, постоянной в окрестности каждой точки ее непрерывности [17].

Интеграл Стилтеса функции $f(x)$ относительно функции $U(x)$ обычно обозначается символом I ,

$$I = \int_a^b f(x) dU(x). \quad (12)$$

Если $U(x)$ имеет ограниченную и интегрируемую в смысле Римана производную $U'(x)$, то интеграл Стилтеса сводится к интегралу Римана по формуле

$$\int_a^b f(x) dU(x) = \int_a^b f(x) U'(x) dx. \quad (13)$$

3. Уравнения для распределений вероятности $P(m, t) \dots W(t)$ и для генерирующей функции $G(p, t)$

Исходное интегро-дифференциальное уравнение для распределения вероятности $P(m, t)$ в случае не зависящего от времени коэффициента размножения мгновенных нейтронов \tilde{k} и выводимое из него уравнение для генерирующей функции $G(p, t)$

*В выражении (11) присутствует интеграл Стилтеса $\int_{-\infty}^{+\infty} t^k d\sigma(t)$.

записаны здесь в том же виде, что и в статье [13]:

$$\frac{dP(m,t)}{dt} = \lambda_{\text{эф}} \int_0^{\infty} P(m-\gamma N+1, t)(m-\gamma N+1)w_n^*(N)dN + S_0 \int_0^{\infty} P(m-\gamma N, t)w_n^*(N)dN - P(m,t)(S_0 + \lambda_{\text{эф}}m), \quad (14)$$

$$P(m,t) = 0 \text{ при } m < 0;$$

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \varphi_1(p) \frac{\partial G}{\partial p} + \varphi_2(p)G(p,t). \quad (15)$$

Уравнение (14) сформулировано на основе баланса вероятностей, полученного в результате перечисления вероятностей всех событий, которые могут происходить в течение временного интервала dt .

При этом учтено, что в ограниченной цепи из N делений образуется $\tilde{\nu}N$ мгновенных нейтронов и предшественников запаздывающих нейтронов. В них введены обозначения: $\tilde{\nu}$ – число мгновенных нейтронов на акт деления, β – физическая доля запаздывающих нейтронов, $\gamma = \beta_{\text{эф}}\tilde{\nu}/(1-\beta)$; S_0 – интенсивность внешнего источника нейтронов. Интенсивность полного источника нейтронов S , действующего в реакторе, равна $S_0 + \lambda_{\text{эф}}m$; $w_n^*(N)$ – перенормированное $w_n(N)$ -распределение плотности вероятности N делений в ограниченной цепи, вызванной одним нейтроном источника,

$$w_n^*(N) = \left(1 - \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}}\right) \delta(N) + \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}} \frac{e^{-\alpha(N+1)}}{2\tilde{k}(N+1)^2}. \quad (16)$$

Распределение (16) приближенно удовлетворяет требованию

$$\int_0^{\infty} w_n^*(N) = 1.$$

Уравнение (14) решалось с помощью интегрального преобразования Лапласа.

После ряда преобразований уравнения (14) был получен его аналог в пространстве образов Лапласа – уравнение (15), в котором введены следующие обозначения:

$$G(p,t) = \int_0^{\infty} P(m,t)e^{-mp} dm - \text{генерирующая функция}, \quad (17)$$

$$\varphi_1(p) = \lambda_{\text{эф}}(1 - e^p I_0); \quad \varphi_2(p) = S_0(I_0 - 1);$$

$$I_0(\xi) = 1 - \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}} \left\{ 1 - e^{\gamma p} \left[e^{-\xi} - \sqrt{\pi\xi} \left(1 - \Phi(\sqrt{\xi}) \right) \right] \right\};$$

$$\xi = \left(\frac{(\Delta\tilde{k})^2}{2} + \gamma p \right) [13].$$

Как уже отмечалось, уравнения типа (15) обычно решают численно с помощью метода характеристик. В статье [13] уравнение (15) решалось аналитически в результате приближенного представления $P(m,t)$ в виде функции

$$P(m,t) = q(t)e^{-q(t)m}.$$

В настоящей статье оно решается с помощью представления $P(m,t)$ в виде полинома степени n , неизвестные коэффициенты которого определяются по известным моментам $P(m,t)$.

Конечной целью решаемой в настоящей статье задачи является определение не только $P(m,t)$, но и не менее важной функции $W(t)$ – распределения вероятности возникновения первой устойчивой цепи делений. Если обозначить параметром ρ вероятность одной из возможных реализаций хода зависимости m от времени, то, очевидно, можно записать:

$$S(\rho,t) = S_0 + \lambda_{\text{эф}}m(\rho,t),$$

$$W(\rho,t) = w_0 S(\rho,t) \exp \left[-w_0 \int_0^t S(\rho,t) dt \right], \quad (18)$$

где S_0 , S – интенсивность внешнего и полного источника нейтронов соответственно,

w_0 – вероятность нейтрону источника инициировать устойчивую цепь делений, $W(\rho, t)$ – плотность вероятности возникновения первой устойчивой цепи делений в момент t в случае, когда $m(t)$ имеет вид $m(\rho, t)$. Средняя плотность вероятности $W(t)$ будет определяться интегралом

$$W(t) = \int_0^1 W(\rho, t) d\rho. \quad (19)$$

Как видим, для определения $W(\rho, t)$, а затем и $W(t)$ необходимо знать без пропусков и наложений все возможные реализации $m(\rho, t)$ и вероятности реализаций. Эти сведения можно получить с помощью найденного распределения вероятности $P(m, t)$.

Согласно статье [13] $m(\rho, t)$ удовлетворяет соотношению

$$\int_0^{m(\rho, t)} P(m, t) dm = \rho, \quad 0 \leq \rho \leq 1, \quad (20)$$

являющемуся уравнением относительно $m(\rho, t)$ – верхнего предела интегрирования.

Распределение $W(t)$ легко сравнивать с результатами имеющихся экспериментов и расчетов, выполненных с использованием иных алгоритмов. Но более удобно проводить такое сравнение с помощью скалярной величины \bar{t} – среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений. Эта величина равна

$$\bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} tW(t) dt}{\int_0^{\infty} W(t) dt} = \int_0^{\infty} tW(t) dt. \quad (21)$$

4. Уравнения для моментов распределения вероятности $P(m, t)$

Уравнение (15) для генерирующей функции $G(p, t)$, казалось бы, можно решить не только прямым, но и обходным способом, если действовать через моменты

распределения $P(m, t)$. Моменты распределения $P(m, t)$ можно получить из самого уравнения (15). Так, продифференцировав уравнение (15) по параметру « p » пять раз, будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial G}{\partial p} &= \varphi_1 \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} + \left(\varphi_2 + \frac{d\varphi_1}{dp} \right) \frac{\partial G}{\partial p} + \frac{d\varphi_2}{dp} G; \\ \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} &= \varphi_1 \frac{\partial^3 G}{\partial p^3} + \left(\varphi_2 + 2 \frac{d\varphi_1}{dp} \right) \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} + \\ &+ \left(\frac{d^2 \varphi_1}{dp^2} + 2 \frac{d\varphi_2}{dp} \right) \frac{\partial G}{\partial p} + \frac{d^2 \varphi_2}{dp^2} G; \\ \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^3 G}{\partial p^3} &= \varphi_1 \frac{\partial^4 G}{\partial p^4} + \left(\varphi_2 + 3 \frac{d\varphi_1}{dp} \right) \frac{\partial^3 G}{\partial p^3} + \\ &+ 3 \left(\frac{d^2 \varphi_1}{dp^2} + \frac{d\varphi_2}{dp} \right) \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} + \\ &+ \left(\frac{d^3 \varphi_1}{dp^3} + 3 \frac{d^2 \varphi_2}{dp^2} \right) \frac{\partial G}{\partial p} + \frac{d^3 \varphi_2}{dp^3} G; \\ \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^4 G}{\partial p^4} &= \varphi_1 \frac{\partial^5 G}{\partial p^5} + \left(\varphi_2 + 4 \frac{d\varphi_1}{dp} \right) \frac{\partial^4 G}{\partial p^4} + \\ &+ \left(6 \frac{d^2 \varphi_1}{dp^2} + 4 \frac{d\varphi_2}{dp} \right) \frac{\partial^3 G}{\partial p^3} + \left(4 \frac{d^3 \varphi_1}{dp^3} + 6 \frac{d^2 \varphi_2}{dp^2} \right) \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} + \\ &+ \left(\frac{d^4 \varphi_1}{dp^4} + 4 \frac{d^3 \varphi_2}{dp^3} \right) \frac{\partial G}{\partial p} + \frac{d^4 \varphi_2}{dp^4} G; \quad (22) \\ \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^5 G}{\partial p^5} &= \varphi_1 \frac{\partial^6 G}{\partial p^6} + \left(\varphi_2 + 5 \frac{d\varphi_1}{dp} \right) \frac{\partial^5 G}{\partial p^5} + \\ &+ 5 \left(2 \frac{d^2 \varphi_1}{dp^2} + \frac{d\varphi_2}{dp} \right) \frac{\partial^4 G}{\partial p^4} + 10 \left(\frac{d^3 \varphi_1}{dp^3} + \frac{d^2 \varphi_2}{dp^2} \right) \frac{\partial^3 G}{\partial p^3} + \\ &+ 5 \left(\frac{d^4 \varphi_1}{dp^4} + 2 \frac{d^3 \varphi_2}{dp^3} \right) \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} + \\ &+ \left(\frac{d^5 \varphi_1}{dp^5} + 5 \frac{d^4 \varphi_2}{dp^4} \right) \frac{\partial G}{\partial p} + \frac{d^5 \varphi_2}{dp^5} G. \end{aligned}$$

Если далее в уравнениях (22) положить p равным нулю, то получим следующие дифференциальные уравнения для пяти первых моментов распределения $P(m, t)$ и решения этих уравнений:

$$\frac{d\bar{m}}{dt} = \mu_1 \bar{m} - \delta_1, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{m^2}}{dt} &= 2\mu_1\overline{m^2} - (\mu_2 + 2\delta_1)\overline{m} + \delta_2, \\ \frac{d\overline{m^3}}{dt} &= 3\mu_1\overline{m^3} - 3(\mu_2 + \delta_1)\overline{m^2} + (\mu_3 + 3\delta_2)\overline{m} - \delta_3, \\ \frac{d\overline{m^4}}{dt} &= 4\mu_1\overline{m^4} - (6\mu_2 + 4\delta_1)\overline{m^3} + \\ &+ (4\mu_3 + 6\delta_2)\overline{m^2} - (\mu_4 + 4\delta_3)\overline{m} + \delta_4, \\ \frac{d\overline{m^5}}{dt} &= 5\mu_1\overline{m^5} - 5(2\mu_2 + \delta_1)\overline{m^4} + 10(\mu_3 + \delta_2)\overline{m^3} - \\ &- 5(\mu_4 + 2\delta_3)\overline{m^2} + (\mu_5 + 5\delta_4)\overline{m} - \delta_5; \\ \overline{m}(t) &= a(f - 1) = A(t), \\ \overline{m^2}(t) &= b_0 + b_1f + b_2f^2 = B(t), \\ \overline{m^3}(t) &= c_0 + c_1f + c_2f^2 + c_3f^3 = C(t), \\ \overline{m^4}(t) &= l_0 + l_1f + l_2f^2 + l_3f^3 + l_4f^4 = L(t), \\ \overline{m^5}(t) &= r_0 + r_1f + r_2f^2 + r_3f^3 + \\ &+ r_4f^4 + r_5f^5 = R(t). \end{aligned} \quad (23)$$

При записи уравнений (23), (24) использованы следующие обозначения и соотношения:

$$\begin{aligned} G(p, t)|_{p=0} &= \int_0^\infty P(m, t)e^{-mp} dm|_{p=0} = 1, \\ \frac{\partial^n G}{\partial p^n}|_{p=0} &= (-1)^n \overline{m^n}, \\ I_0(\gamma p)|_{p=0} &= \int_0^\infty w_n^*(N)e^{-\gamma N p} dN|_{p=0} = 1, \\ \frac{d^n I_0}{dp^n}|_{p=0} &= (-1)^n \gamma^n \overline{N^n}, \\ \varphi_1(p)|_{p=0} &= \lambda_{\text{эф}}(1 - e^p I_0)|_{p=0} = 0, \\ \frac{d^n \varphi_1}{dp^n}|_{p=0} &= (-1)^{n-1} \lambda_{\text{эф}} \gamma^n \overline{N^n} = \mu_n, \\ \varphi_2(p)|_{p=0} &= S_0(I_0 - 1)|_{p=0} = 0, \\ \frac{d^n \varphi_2}{dp^n}|_{p=0} &= (-1)^n S_0 \gamma^n \overline{N^n} = \delta_n. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь $\overline{N^n}$ – n -й момент распределения вероятности для числа делений в ограничен-

ной цепи, $n = 1, 2, \dots$ (см. формулу (9)). При этом

$$\overline{N^1} = \int_0^\infty N w_n^*(N) dN \approx \frac{\tilde{k}}{\tilde{v}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{(\Delta \tilde{k})}, \quad (26)$$

а начиная с $n = 2$

$$\overline{N^n} = (2n - 3)!! \frac{\tilde{k}}{\tilde{v}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{(\Delta \tilde{k})^{2n-1}}, \quad (27)$$

факториал $(2n - 3)!! = 1 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot \dots \cdot (2n - 3)$ [18], $f(t) = e^{\mu_1 t}$ – функция, полиномы по которой представляют зависимость решения от времени, $a, b_0, b_1, \dots, r_4, r_5$ – постоянные коэффициенты. Ниже приводятся выражения конкретной связи коэффициентов $a, b_0, b_1, \dots, l_3, l_4$ с первичными параметрами реактора (эти формулы потребуются в дальнейших операциях):

$$\begin{aligned} a &= -\frac{\delta_1}{\mu_1}, \quad b_0 = \frac{\delta_1(\mu_2 + 2\delta_1) - \mu_1\delta_2}{2\mu_1^2}, \\ b_1 &= -\frac{\delta_1(\mu_2 + 2\delta_1)}{\mu_1^2}, \quad b_2 = \frac{\delta_1(\mu_2 + 2\delta_1) + \mu_1\delta_2}{2\mu_1^2}, \\ c_0 &= \frac{D_0}{3\mu_1}, \quad c_1 = \frac{D_1}{2\mu_1}, \quad c_2 = \frac{D_2}{\mu_1}, \\ c_3 &= -\left(\frac{D_0}{3\mu_1} + \frac{D_1}{2\mu_1} + \frac{D_2}{\mu_1} \right), \\ D_0 &= \frac{3(\mu_2 + \delta_1)[\delta_1(\mu_2 + 2\delta_1) - \mu_1\delta_2]}{2\mu_1^2} - \\ &- \frac{\delta_1(\mu_3 + 3\delta_2)}{\mu_1} + \delta_3, \\ D_1 &= \frac{\delta_1(\mu_3 + 3\delta_2)}{\mu_1} - \frac{3(\mu_2 + \delta_1)\delta_1(\mu_2 + 2\delta_1)}{\mu_1^2}, \\ D_2 &= \frac{3(\mu_2 + \delta_1)[\delta_1(\mu_2 + 2\delta_1) + \mu_1\delta_2]}{2\mu_1^2}, \\ l_0 &= \frac{1}{4\mu_1} [c_0(6\mu_2 + 4\delta_1) - \\ &- (4\mu_3 + 6\delta_2)b_0 - (\mu_4 + 4\delta_3)a - \delta_4], \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned}
 l_1 &= \frac{1}{3\mu_1} [c_1(6\mu_2 + 4\delta_1) - \\
 &\quad - (4\mu_3 + 6\delta_2)b_1 + (\mu_4 + 4\delta_3)a], \\
 l_2 &= \frac{1}{2\mu_1} [c_2(6\mu_2 + 4\delta_1) - (4\mu_3 + 6\delta_2)b_2], \\
 l_3 &= \frac{c_3(6\mu_2 + 4\delta_1)}{\mu_1}, \\
 l_4 &= \frac{1}{\mu_1} \left[- (6\mu_2 + 4\delta_1) \left(\frac{c_0}{4} + \frac{c_1}{3} + \frac{c_2}{2} + c_3 \right) + \right. \\
 &\quad \left. + (4\mu_3 + 6\delta_2) \left(\frac{b_0}{4} + \frac{b_1}{3} + \frac{b_2}{2} \right) - (\mu_4 + 4\delta_3) \frac{a}{12} + \frac{\delta_4}{4} \right].
 \end{aligned} \tag{28}$$

Уравнения (22) и их решения (24) относятся только к пяти первым моментам распределения $P(m, t)$. При необходимости можно записать уравнения и их решения для более высоких моментов и даже записать их обобщенно для произвольного n -го момента.

5. Планировавшийся алгоритм расчета распределения вероятности $P(m, t)$ по его моментам

Согласно требованиям «Проблемы моментов» процедуре расчета распределения вероятности $P(m, t)$ по его моментам должен предшествовать изложенный в разделе 2 строгий анализ задачи на предмет существования и единственности ее решения.

Мы, однако, помня о редком применении теорем о существовании и единственности решения физических задач и к тому же зная, что применительно к рассматриваемой в статье задаче речь шла бы о довольно громоздком доказательстве теоремы Карлемана, тоже воздержались от указанного доказательства.

Искомое распределение вероятности, будем обозначать его как $P^*(m, t)$, записывается в настоящей статье в виде квазиполинома с пятью членами, способного

представить пять моментов распределения (нулевой момент тоже включен в рассмотрение):

$$\begin{aligned}
 P^*(m, t) &= x_0(t)e^{-\frac{m}{y}} + \\
 &\quad + x_1(t)me^{-\frac{m}{y}} + \dots + x_4(t)m^4e^{-\frac{m}{y}}, \tag{29}
 \end{aligned}$$

где $x_0(t), x_1(t), \dots$ – пока неизвестные коэффициенты ряда, зависящие от времени, $e^{-\frac{m}{y}}$ – множитель, обеспечивающий сходимость интеграла $\int_0^\infty P^*(m, t)dt$, y – параметр полинома, введенный в целях смягчения резкой зависимости множителя $e^{-\frac{m}{y}}$ от m и создания возможности записи новых вариантов квазиполинома, представляющих распределение $P^*(m, t)$.

Моменты распределения $P^*(m, t)$ записываются в виде:

$$\begin{aligned}
 \overline{m^0}(t) &= \int_0^\infty m^0 P^*(m, t)dm = \int_0^\infty P^*(m, t)dm = \\
 &= x_0y + x_1y^2 + 2x_2y^3 + 6x_3y^4 + 24x_4y^5 = 1, \\
 \overline{m}(t) &= \int_0^\infty m P^*(m, t)dm = x_0y^2 + 2x_1y^3 + \\
 &\quad + 6x_2y^4 + 24x_3y^5 + 120x_4y^6 = A, \\
 \overline{m^2}(t) &= \int_0^\infty m^2 P^*(m, t)dm = 2x_0y^3 + 6x_1y^4 + \\
 &\quad + 24x_2y^5 + 120x_3y^6 + 720x_4y^7 = B, \tag{30} \\
 \overline{m^3}(t) &= \int_0^\infty m^3 P^*(m, t)dm = 6x_0y^4 + 24x_1y^5 + \\
 &\quad + 120x_2y^6 + 720x_3y^7 + 5040x_4y^8 = C, \\
 \overline{m^4}(t) &= \int_0^\infty m^4 P^*(m, t)dm = 24x_0y^5 + 120x_1y^6 + \\
 &\quad + 720x_2y^7 + 5040x_3y^8 + 40320x_4y^9 = L.
 \end{aligned}$$

В уравнениях (30) учтено, что по определению момент $\overline{m^0}(t)$ распределения $P^*(m, t)$ должен равняться единице, а моменты $\overline{m}(t), \overline{m^2}(t), \overline{m^3}(t)$ и $\overline{m^4}(t)$ должны равняться величинам A, B, C, L , являю-

щимся моментами распределения $P(m, t)$ соответственно. Уравнивание моментов распределений $P(m, t)$ и $P^*(m, t)$ является основным положением математического метода моментов.

Решение линейной системы уравнений (30) имеет вид:

$$\begin{aligned} x_0(t) &= \frac{1}{y} - x_1(t)y - 2x_2(t)y^2 - \\ &\quad - 6x_3(t)y^3 - 24x_4(t)y^4, \\ x_1(t) &= -\frac{L}{6y^6} + \frac{19C}{6y^5} - \frac{35B}{2y^4} + \frac{30A}{y^3} - \frac{10}{y^2}, \\ x_2(t) &= \frac{L}{8y^7} - \frac{9C}{4y^6} + \frac{23B}{2y^5} - \frac{35A}{2y^4} + \frac{5}{y^3}, \\ x_3(t) &= -\frac{L}{36y^8} + \frac{17C}{36y^7} - \frac{9B}{4y^6} + \frac{19A}{6y^5} - \frac{5}{6y^4}, \\ x_4(t) &= \frac{L}{576y^9} - \frac{C}{36y^8} + \frac{B}{8y^7} - \frac{A}{6y^6} + \frac{1}{24y^5}. \end{aligned} \quad (31)$$

Решение (31) полностью определило искомое распределение вероятности $P^*(m, t)$ (формула (29)). Это решение позволило нам перейти непосредственно к вычислению распределения вероятности $W(t)$ и \bar{t} .

Как сказано выше, число имеющихся в реакторе предшественников ЗН в зависимости от их вероятности ρ и времени t подчиняется уравнению (20). Подстановка в уравнение (20) найденного распределения $P^*(m, t)$ приводит к следующему трансцендентному уравнению для $m(\rho, t)$:

$$\begin{aligned} m(\rho, t) &= y \ln \frac{1+mZ}{1-\rho}, \\ Z &= x_1y + x_2(my + 2y^2) + \\ &\quad + x_3(m^2y + 3my^2 + 6y^3) + \\ &\quad + x_4(m^3y + 4m^2y^2 + 12my^3 + 24y^4). \end{aligned} \quad (32)$$

Решение уравнения (32) относительно $m(\rho, t)$ находилось численно. По найденным значениям $m(\rho, t)$ составлялась квадратная таблица с сотней ячеек по каждой оси. Фрагмент такой таблицы символически показан на рис. 4.

С помощью решения $m(\rho, t)$ и соотношений (18), (19) насчитывались последовательно аналогичные таблицы со значениями $w_0[S_0 + \lambda_{\text{эф}}m(\rho, t)]$, интегралом

$$\int_0^t w_0[S_0 + \lambda_{\text{эф}}m(\rho, t)] dt, \quad \text{экспонентой}$$

Номер строки	$\rho \backslash t$	1	2	3	4	5	6
		5×10^3	0,015	0,025	0,035	0,045	0,055
1	5×10^3	$m(1,1)$	$m(2,1)$	$m(3,1)$	$m(4,1)$	$m(5,1)$	$m(6,1)$
2	0,015	$m(1,2)$	$m(2,2)$	$m(3,2)$	$m(4,2)$	$m(5,2)$	$m(6,2)$
3	0,025	$m(1,3)$	$m(2,3)$	$m(3,3)$	$m(4,3)$	$m(5,3)$	$m(6,3)$
4	0,035	$m(1,4)$	$m(2,4)$	$m(3,4)$	$m(4,4)$	$m(5,4)$	$m(6,4)$
5	0,045	$m(1,5)$	$m(2,5)$	$m(3,5)$	$m(4,5)$	$m(5,5)$	$m(6,5)$
6	0,055	$m(1,6)$	$m(2,6)$	$m(3,6)$	$m(4,6)$	$m(5,6)$	$m(6,6)$
7	0,065	$m(1,7)$	$m(2,7)$	$m(3,7)$	$m(4,7)$	$m(5,7)$	$m(6,7)$
8	0,075	$m(1,8)$	$m(2,8)$	$m(3,8)$	$m(4,8)$	$m(5,8)$	$m(6,8)$
9	0,085	$m(1,9)$	$m(2,9)$	$m(3,9)$	$m(4,9)$	$m(5,9)$	$m(6,9)$
10	0,095	$m(1,10)$	$m(2,10)$	$m(3,10)$	$m(4,10)$	$m(5,10)$	$m(6,10)$
11	0,105	$m(1,11)$	$m(2,11)$	$m(3,11)$	$m(4,11)$	$m(5,11)$	$m(6,11)$
12	0,115	$m(1,12)$	$m(2,12)$	$m(3,12)$	$m(4,12)$	$m(5,12)$	$m(6,12)$

Рис. 4. Фрагмент таблицы для значений $m(\rho, t)$ в зависимости от вероятности ρ и времени t

$$e^{-\int_0^t w_0 [S_0 + \lambda_{эф} m(\rho, t)] dt}, \quad \text{произведением}$$

$$\gamma = 1,43816 \cdot 10^{-2}, \quad S_0 = 290 \text{ нс}^{-1},$$

$$\beta = 7 \cdot 10^{-3}. \quad (33)$$

$w_0 [S_0 + \lambda_{эф} m(\rho, t)] e^{-\int_0^t w_0 [S_0 + \lambda_{эф} m(\rho, t)] dt}$ и, наконец, одностолбцовая таблица зависимости $W(t)$ от времени, являющаяся результатом сложения столбцов предыдущей таблицы и умножения результата на $\Delta\rho$.

Все конкретные демонстрационные расчеты, выполненные в настоящей статье, относятся к цитированному выше эксперименту на реакторе Godiva-II [1] с параметрами:

$$\tilde{k} = 1,00035, \quad \tilde{\nu} = 2,63, \quad w_0 = 3,5 \cdot 10^{-4},$$

$$\lambda_{эф} = 0,313 \text{ с}^{-1}, \quad \beta_{эф} = 5,43 \cdot 10^{-3},$$

Приведенные в настоящем разделе уравнения и формулы относятся к варианту алгоритма с пятью включенными в расчет моментами. В статье рассмотрены также не представленные на ее страницах алгоритмы с четырьмя и тремя моментами.

На рис. 5 показаны графики $W(t)$, рассчитанные для реактора Godiva-II с помощью метода моментов с пятью включенными в алгоритм моментами. Значения параметра y приняты равными 10, 20 и 100. Аналогичные данные, полученные в алгоритмах с четырьмя и тремя включенными в расчет моментами, приведены на рис. 6 и 7.

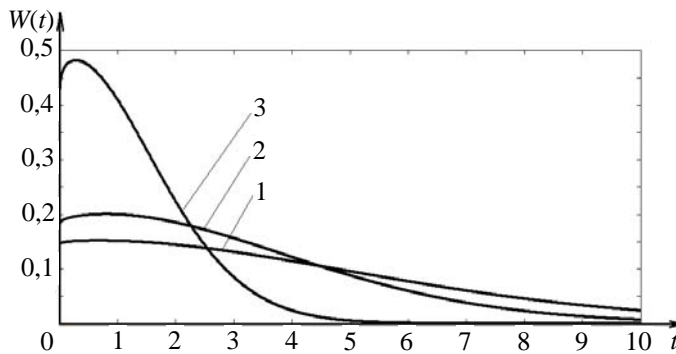


Рис. 5. Графики $W(t)$ для времени ожидания импульса в реакторе Godiva-II [1], рассчитанные с помощью метода моментов с пятью включенными в алгоритм моментами: 1 – $y = 10$, 2 – $y = 20$, 3 – $y = 100$

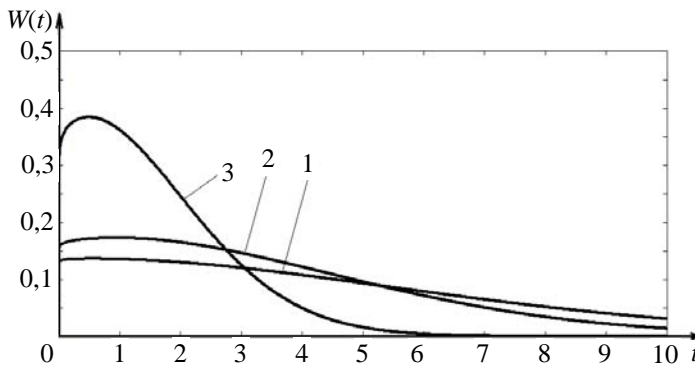


Рис. 6. Графики $W(t)$ для времени ожидания импульса в реакторе Godiva-II [1], рассчитанные с помощью метода моментов с четырьмя включенными в алгоритм моментами: 1 – $y = 10$, 2 – $y = 20$, 3 – $y = 100$

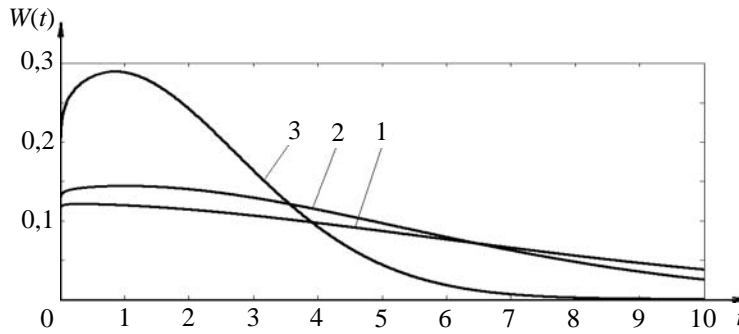


Рис. 7. Графики $W(t)$ для времени ожидания импульса в реакторе Godiva-II [1], рассчитанные с помощью метода моментов с тремя включенными в алгоритм моментами: 1 – $y = 10$, 2 – $y = 20$, 3 – $y = 100$

В табл. 3 приведены экспериментальное значение \bar{t} – среднего времени иницирования первой устойчивой цепи делений в реакторе Godiva-II, а также значения \bar{t} в том же реакторе, рассчитанные с помощью метода моментов с тремя, четырьмя и пятью включенными в алгоритм моментами.

Таблица 3

Среднее время ожидания первой устойчивой цепи делений \bar{t} (с) в зависимости от числа включенных в алгоритм моментов и значений параметра y

у	Расчет			Эксперимент
	Число моментов			
	3	4	5	
10	3,46	3,50	3,43	3,4
20	3,49	3,23	2,92	
100	2,04	1,56	1,27	

Если подводить итог представленным на рис. 5–7 и в табл. 3 результатам выполненного расчета, то следует прежде всего отметить слабую зависимость распределения $W(t)$ и \bar{t} от числа включенных в алгоритм моментов и слишком сильную их зависимость от значений параметра y . Первая из указанных особенностей решения свидетельствует о допустимости включения в алгоритм расчета лишь малого числа моментов.

Что касается второй из отмеченных особенностей полученных распределений

$W(t)$ и чисел \bar{t} , то, по логике, эти данные должны были бы проявлять больший консерватизм в отношении параметра y . По всей видимости, указанная особенность расчетных данных свидетельствует о неоднозначности полученного решения и, следовательно, о неприменимости метода моментов к рассматриваемой в статье задаче.

К такому же заключению приводит и попытка решения задачи с использованием другой формы искомого распределения $P^*(m, t)$, а именно с заданием $P^*(m, t)$ в виде

$$P^*(m, t) = x_0 \left(x_1 e^{-x_1 m} + x_2 e^{-x_2 m} \right).$$

При положительных коэффициентах x_0, x_1, x_2 эта форма записи $P^*(m, t)$ вполне удовлетворяла бы требованиям «Проблемы моментов» к виду положительной неубывающей функции $\sigma(t)$ в интеграле Стильеса (11), записанной, например, как

$$\sigma(t) = x_0 \left[x_1^2 \left(1 - e^{-x_1 m} \right) + x_2^2 \left(1 - e^{-x_2 m} \right) \right].$$

В этом случае уравнивание первых трех моментов для распределений $P(m, t)$ и $P^*(m, t)$ приводит к значению $x_0 = \frac{1}{2}$ и к системе уравнений для x_1, x_2 ,

$$\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} = 2A, \quad \frac{1}{x_1^2} + \frac{1}{x_2^2} = B,$$

имеющей применительно к эксперименту на реакторе Godiva-II иррациональные корни:

$$x_1 = \frac{1}{A + \sqrt{\frac{B}{2} - A^2}}, \quad x_2 = \frac{1}{A - \sqrt{\frac{B}{2} - A^2}}.$$

Таким образом, если вариант решения с использованием первой формы записи $P^*(m, t)$ свидетельствует о неединственности результата, то второй вариант четко заявляет об отсутствии физически значимого решения вообще.

В виду указанных неудач становится по-настоящему актуальным испытание возможностей метода моментов с помощью теоремы Карлемана (10), (11), согласно которой условие существования и единственности решения рассматриваемой в статье задачи записывается как

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{2^n \sqrt{m^{2n}}(t)} = +\infty, \quad (34)$$

где $\overline{m^{2n}}(t)$ – момент порядка $2n$ для распределения вероятности $P(m, t)$.

6. Доказательство неприменимости метода моментов к рассматриваемой в статье задаче

Намеченное доказательство будет построено на использовании дифференциальных уравнений (23) для моментов распределения $P(m, t)$. Приступая к доказательству, обратим внимание, что все без исключения слагаемые в правых частях уравнений (23) положительны. Удаление каких-то из этих слагаемых или их понижение будет приводить к уменьшению $\overline{m^n}(t)$ и росту суммы

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{2^n \sqrt{m^{2n}}(t)}$$

в условии Карлемана (34). Сказанное означает, что если измененные $\overline{m^n}(t)$ (обозначим их как $\overline{M^n}(t)$) не удовлетворяют условию (34), то реальные $\overline{m^n}(t)$ не удовлетворяют ему тем более. Все последующие трансформации $\overline{M^n}(t)$ будем проводить лишь с дальнейшим их понижением.

На основе системы уравнений (23) запишем уравнение для n -го момента $P(m, t)$ как

$$\frac{d\overline{M^n}}{dt} = n\mu_1 \overline{M^n} + |\mu_2| \overline{M^{n-1}} + \mu_3 \overline{M^{n-2}} + \dots + |\mu_n| \overline{M} \quad (35)$$

или

$$\frac{d\overline{M^n}}{dt} = n\mu_1 \overline{M^n} \left[1 + \frac{|\mu_2| \overline{M^{n-1}}}{n\mu_1 \overline{M^n}} + \frac{\mu_3 \overline{M^{n-2}}}{n\mu_1 \overline{M^n}} + \dots + \frac{|\mu_n| \overline{M}}{n\mu_1 \overline{M^n}} \right]. \quad (36)$$

Уравнения в виде (35) могут быть записаны и для других моментов, например, для момента $\overline{M^{n-1}}(t)$:

$$\frac{d\overline{M^{n-1}}}{dt} = (n-1)\mu_1 \overline{M^{n-1}} + |\mu_2| \overline{M^{n-2}} + \mu_3 \overline{M^{n-3}} + \dots + |\mu_{n-1}| \overline{M}.$$

В первом приближении моменты $\overline{M^n}(t)$, $\overline{M^{n-1}}(t)$ и т. д. будем определять с помощью уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{M^n}}{dt} &= n\mu_1 \overline{M^n}, \quad \frac{d\overline{M^{n-1}}}{dt} = \\ &= (n-1)\mu_1 \overline{M^{n-1}}, \quad \frac{d\overline{M^{n-2}}}{dt} = (n-2)\mu_1 \overline{M^{n-2}}, \dots, \\ \frac{d\overline{M}}{dt} &= \mu_1 \overline{M}. \end{aligned}$$

В этом приближении

$$\begin{aligned} \overline{M^n}(t) &= e^{n\mu_1 t}, \quad \overline{M^{n-1}}(t) = e^{(n-1)\mu_1 t}, \dots, \\ \overline{M}(t) &= e^{\mu_1 t}. \end{aligned} \quad (37)$$

На основании решений (37) уравнение (36) можно записать в виде

$$\frac{d\overline{M}^n}{dt} = n\mu_1 \overline{M}^n \left[1 + \frac{|\mu_2| e^{(n-1)\mu_1 t}}{n\mu_1 e^{n\mu_1 t}} + \frac{\mu_3 e^{(n-2)\mu_1 t}}{n\mu_1 e^{n\mu_1 t}} + \dots + \frac{|\mu_n| e^{\mu_1 t}}{n\mu_1 e^{n\mu_1 t}} \right]. \quad (38)$$

Запись уравнения (36) в виде (38), вообще говоря, сопряжена с возможным возрастанием моментов. Мы, однако, пренебрегли этим эффектом, учитывая многократное перекрытие его предшествующими и последующими радикальными понижениями моментов.

Продолжив преобразования, перепишем уравнение (38) в виде

$$\frac{d\overline{M}^n}{dt} = n\mu_1 \overline{M}^n \left[1 + \frac{|\mu_2| e^{-\mu_1 t}}{n\mu_1} + \frac{\mu_3 e^{-2\mu_1 t}}{n\mu_1} + \dots + \frac{|\mu_n| e^{-(n-1)\mu_1 t}}{n\mu_1} \right],$$

или

$$\frac{d\overline{M}^n}{dt} = n\mu_1 \overline{M}^n \left[1 + \frac{\gamma e^{-\mu_1 t}}{n(\Delta k)^2} + \frac{(1 \cdot 3) \gamma^2 e^{-2\mu_1 t}}{n(\Delta k)^4} + \frac{(1 \cdot 3 \cdot 5) \gamma^3 e^{-3\mu_1 t}}{n(\Delta k)^6} + \dots + \frac{(2n-3)!! \gamma^{n-1} e^{-(n-1)\mu_1 t}}{n(\Delta k)^{2(n-1)}} \right],$$

или, после замены факториала $(2n-3)!!$ на факториал $(n-1)!$ и введения обозначения

$$D = \frac{\gamma e^{-\mu_1 t}}{(\Delta k)^2},$$

$$\frac{d\overline{M}^n}{dt} = n\mu_1 \overline{M}^n \left[1 + \frac{1!}{n} D + \frac{2!}{n} D^2 + \frac{3!}{n} D^3 + \dots + \frac{(n-1)!}{n} D^{n-1} \right]. \quad (39)$$

Далее необходимо провести оценку масштаба слагаемых в скобках уравнения (39) в сравнении их с первым слагаемым, равным единице. Легко видеть, что большое число первых (начиная со второго) слагае-

мых в скобках имеет очень малое в сравнении с единицей значение. Постепенно, однако, под воздействием факториала, с ростом порядкового номера слагаемых устанавливается их монотонный рост и при каком-то номере q значение слагаемого сравняется с единицей или превзойдет ее. Номер q этого слагаемого находится из равенства

$$\frac{q!}{n} D^q = 1. \quad (40)$$

Если для факториала $q!$ воспользоваться формулой Стирлинга [19]

$$q! = \sqrt{2\pi q} q^q e^{-q} \rightarrow q^q e^{-q},$$

то уравнение (40) запишется в виде

$$\frac{q!}{n} D^q = e^{[q \ln q + (10,67335 - \mu_1 t)q - \ln n]} = 1$$

или

$$q \ln q + (10,67335 - \mu_1 t)q - \ln n = 0. \quad (41)$$

Примем какое-то физически приемлемое фиксированное значение времени t и фиксированное значение порядкового номера $n = n_0$ момента \overline{M}^n и определим корень q_0 уравнения (41) при этих t и $n = n_0$. Далее, если найденный корень $q_0 < n_0$, все слагаемые в скобках уравнения (39) с $q < q_0$ приравняем нулю, а слагаемые с номерами $q \geq q_0$ приравняем единице. При этом сумма слагаемых в уравнении (39) будет равняться

$$n_0 - q_0 + 1 = n_0 \left(1 - \frac{q_0 - 1}{n_0} \right),$$

а само уравнение (39) запишется как

$$\frac{d\overline{M}^{n_0}}{dt} = \left[n_0^2 \left(1 - \frac{q_0 - 1}{n_0} \right) \right] \mu_1 \overline{M}^{n_0}.$$

Можно доказать, что для случаев $n > n_0$ доля приравняемых нулю слагаемых, равная $\frac{q_0 - 1}{n_0}$ при $n = n_0$, уменьшается

с ростом n . Поэтому для всех случаев $n > n_0$ справедливо уравнение

$$\frac{d\overline{M}^n}{dt} = \left[n^2 \left(1 - \frac{q_0 - 1}{n_0} \right) \right] \mu_1 \overline{M}^n(t). \quad (42)$$

Решение этого уравнения записывается как

$$\overline{M}^n(t) = e^{\left[n^2 \left(1 - \frac{q_0 - 1}{n_0} \right) \right] \mu_1 t}. \quad (43)$$

Свойства корня q_0 уравнения (41) продемонстрируем на примерах представительных значений времени t , равных 3 и 10 с, и значений n_0 , равных 10^4 и 10^{23} . (Время t , равное 10 с, практически является максимальным временем, способным представить интерес в случае рассматриваемого здесь эксперимента на реакторе Godiva-II.) Получено, что при значениях t и n_0 , равных 3 с и 10^4 соответственно ($\mu_1 t = 18,393$), корень q_0 уравнения (41), имеющего в этом случае вид

$$q(\ln q - 7,7197) = 9,210,$$

равен примерно 2262.

Аналогично, при t и n_0 , равных 10 с и 10^{23} ($\mu_1 t = 61,31$), уравнение (41) имеет вид

$$q(\ln q - 50,6367) = 52,9595$$

и его корень q_0 равен примерно 10^{22} .

Найденные корни q_0 значительно меньше соответствующих им значений n_0 . Доля приравняемых нулю слагаемых в скобках уравнения (39) составляет при этом 0,2262 и 0,1, и формулы для моментов $\overline{M}^n(t)$ (см. решение (43)) будут иметь в этом случае вид:

$$\overline{M}^n(t) = e^{0,7738n^2 \mu_1 t} \text{ при } n > 2262,$$

$$\overline{M}^n(t) = e^{0,9n^2 \mu_1 t} \text{ при } n > 10^{22}.$$

Легко видеть, что ни то, ни другое решение не удовлетворяет условию Карле-

мана существования и единственности решения. Действительно, в первом решении

$$\begin{aligned} \overline{M}^{2n}(t) &= e^{4 \times 0,7738n^2 \mu_1 t} = e^{3,0952n^2 \mu_1 t} = e^{56,93n^2}, \\ \sum_{n=2262}^{\infty} \frac{1}{2n \sqrt{\overline{M}^{2n}(t)}} &= \sum_{n=2262}^{\infty} e^{-28,465n} = \\ &= e^{-28,465 \times 2262} \left(1 + e^{-28,465} + e^{-2 \times 28,465} + \right. \\ &\left. + e^{-3 \times 28,465} + \dots \right) = \sum_{R=0}^{\infty} e^{-64388} (e^{-28,465})^R = e^{-64400}. \end{aligned}$$

Получена положительная, конечная, но очень малая, отнюдь не равная бесконечности величина.

Аналогично ведет себя и второе решение, соответствующее значениям $t = 10$ с, $n_0 = 10^{23}$, $q_0 = 10^{22}$, $\mu_1 t = 61,31$:

$$\begin{aligned} \overline{M}^{2n}(t) &= e^{220,72n^2}, \\ \sum_{n=10^{22}}^{\infty} \frac{1}{2n \sqrt{\overline{M}^{2n}(t)}} &= e^{-1,1 \times 10^{24}}. \end{aligned}$$

Таким образом, можно считать доказанным, что метод моментов не применим к кинетике реакторов со слабым источником, по крайней мере, к той форме ее уравнений, которая используется в данной статье. Предпринятые попытки решения таких уравнений с помощью метода моментов оказались тщетными.

Заключение

В надкритическом реакторе со слабым источником нейтронов рост мощности на первом этапе ее разгона подвержен сильному влиянию стохастических флуктуаций. Задаче теоретического описания стохастических явлений в реакторах посвящены работы многих зарубежных и отечественных авторов. Как можно видеть из этих работ, сравнительно точное описание стохастических явлений в реакторах представляет собой довольно сложную задачу. В то же время известно, что существует

потребность в формулировании более простых, пусть и приближенных, алгоритмов решения указанной задачи.

Настоящая статья является ответом на эту потребность. В статье предпринята попытка решения указанных задач с помощью так называемого метода моментов. Моменты распределений вероятности для представительных величин реакторной кинетики легко выводятся из первичных дифференциальных уравнений, и это обстоятельство явилось серьезным стимулом проведения намеченной работы. Казалось, что полуаналитический новый алгоритм не потребует разработки сложной вычислительной программы и проведения каких-либо калибровок результата.

В основу формулирования первичных дифференциальных уравнений была положена идея ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений, развитая в статье [3] применительно к моделям реактора без ЗН. В настоящей статье указанный подход распространен на более реалистичные модели с учетом ЗН. В этом представлении нейтронные процессы в реакторе заключаются в размножении предшественников ЗН в сильно флуктуирующих по числу делений ограниченных цепях, вкладе нейтронов от распада предшественников в эффективный источник, действующий в реакторе, и в генерировании нейтронами источника новых цепей делений.

Рассмотрение этих явлений проводится в рамках часто используемого приближения нулевого времени жизни нейтронов и одной группы ЗН. Кроме того, в целях замены операций суммирования интегрированием и тем самым упрощения расчетов, принято, что число предшественников ЗН m и число делений в ограниченных цепях N могут иметь любые, не обязательно целые значения.

В настоящей статье предполагалось, что по найденным в указанном приближении моментам $\overline{m^0(t)}$, $\overline{m^1(t)}$, $\overline{m^2(t)}$, ... будет определено (восстановлено) само рас-

пределение вероятности, $P(m, t)$, представляемое в виде квазиполинома

$$P^*(m, t) = x_0(t)e^{-\frac{m}{y}} + x_1(t)m e^{-\frac{m}{y}} + \dots + x_4(t)m^4 e^{-\frac{m}{y}}$$

или
$$P^*(m, t) = x_0 \left(x_1 e^{-x_1 m} + x_2 e^{-x_2 m} \right),$$

а также распределение вероятности и среднее время инициирования первой устойчивой цепи делений $W(t)$ и \bar{t} .

Оптимистичные ожидания, связанные с методом моментов, однако, не оправдались. Как показано, метод моментов в применении к рассматриваемой задаче или не гарантирует единственности решения, или вообще не позволяет получить физически приемлемый результат. Неприменимость метода моментов к рассматриваемой в статье задаче подтверждена строгим доказательством, выполненным на основе теоремы Карлемана.

Список литературы

1. Wimett T. F., White R. H., Stratton W. R., Wood D. P. «Godiva-II» – an unmoderated pulse-irradiation reactor // Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, N 6, p. 691–708.
2. Williams M. M. R. Random Processes in Nuclear Reactors. – Pergamon Press. Oxford. New York. Toronto. Sydney. 1974.
3. 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.
4. Kazi H. Preinitiation measurements with a fast pulse reactor // Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, vol. 14, N 2, p. 763–764.
5. Кайгородов А. А. Исследование развития устойчивых цепочек деления в реакторах со слабым источником нейтронов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2021, вып. 4, с. 85–93.

6. Humbert P., Mechtoua B. Simulation of Caliban reactor burst wait time and initiation probability using a point reactor model and PANDA code // PHYSOR 2004. Chicago, Illinois, april 25–29, 2004.
7. O'Brien P. D. Design problems. Fast Burst Reactors // Proc. of the National Topical Meeting on fast burst reactors held at the University of New Mexico, Albuquerque, January 28–30, 1969. USAEC CONF-690102, 1969, p. 625–628.
8. Seal R. L. A review of the CRAC experiments // Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, vol. 14, N 1, p. 34–35.
9. Bell G. I. Probability distribution of neutrons and precursors in a multiplying assembly // Annals of Physics, 1963, vol. 21, N 2, p. 243–283.
10. Hurwitz H. Jr., McMillan D. B., Smith J. H., Storm M. R. Kinetics of low source reactor startups. Parts I and II // Ibid., 1963, vol. 15, N 2, p. 166–186.
11. Волков Ю. В. Стохастическая кинетика реактора со слабым источником и ядерная безопасность // Атомная энергия, 1992, т. 72, вып. 1, с. 13–18.
12. Нестеренко Р. Ю. Стохастическая теория переноса нейтронов в реакторе. Линейные стохастические уравнения распределенной модели // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 1, с. 104–124.
13. Колесов В. Ф., Ганичев А. Н. Оперативный анализ флуктуаций мощности в реакторах со слабым источником // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, с. 17–37.
14. Математическая энциклопедия. – М: Советская энциклопедия, 1982, т. 3, с. 1184.
15. Диткин В. А., Прудников А. П. Операционное исчисление. – Москва: Высшая школа, 1975. С. 408.
16. Ахизер Н. И. Классическая проблема моментов и некоторые вопросы анализа, связанные с нею. – Москва: Гизфизматлит, 1961. С. 311.
17. Математическая энциклопедия. – М: Советская энциклопедия, 1979, т. 2, с. 1104.
18. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – Москва: Физматгиз, 1963. С. 1100.
19. Математическая энциклопедия. – М: Советская энциклопедия, 1985, т. 5, с. 1248.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович,
главный научный сотрудник ИЯРФ,
РФЯЦ-ВНИИЭФ,
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 35–56.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ И ПОСТОЯННОЙ РАЗМНОЖЕНИЯ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В БЫСТРЫХ СИСТЕМАХ

Л. С. Ершова, А. В. Лукин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина», г. Снежинск Челябинской обл.

Статья поступила в редакцию 17.05.2022, после доработки – 23.06.2022, принята к публикации – 20.09.2022

Рассмотрены простые аналитические зависимости от размеров, плотности и зазора между частями размножающей системы интегральных параметров – эффективного коэффициента размножения и постоянной размножения мгновенных нейтронов. Дано сравнение результатов расчетов по формулам и методом Монте-Карло для шаров и цилиндров из ^{235}U .

Ключевые слова: эффективный коэффициент размножения нейтронов, постоянная размножения мгновенных нейтронов, размножающая система.

Estimation of the effective multiplication factor and the prompt-neutron multiplication constant for fast-neutron systems. L. S. Ershova, A. V. Lukin (*FSUE «RFNC-VNIITF», 456770, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Vasilyev street, 13*). The paper considers simple analytical dependences of the integral parameters, i.e., effective multiplication factor and prompt-neutron multiplication constant, on size, density and gap between the parts of multiplying system. Results of formula evaluation are compared with those of Monte-Carlo calculation for spheres and cylinders made of ^{235}U .

Key words: effective multiplication factor, prompt-neutron multiplication constant, multiplying system.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_57

Введение

При планировании критических и нестационарных экспериментов с быстрыми размножающими системами (РС) оказываются полезными простые аналитические соотношения, устанавливающие зависимость от размеров РС, плотности делящегося материала (ДМ) и зазора между частями РС двух основных интегральных параметров – эффективного коэффициента размножения $K_{\text{эф}}$ и постоянной размножения мгновенных нейтронов α . Первая величина характеризует отличие состояния РС от критического состояния, вторая – определяет масштаб времени затухания мгновенного нейтронного импульса в РС.

Рассмотрение проводится для однородных РС произвольной формы. В качестве основы используется уравнение переноса нейтронов в общей постановке.

1. Эффективный коэффициент размножения нейтронов

Эффективный коэффициент размножения – универсальный численный показатель, применимый для систем любых составов и конфигураций, содержащих делящиеся материалы, который показывает, насколько состояние РС отличается от критического состояния. Эта величина зависит от физических измеряемых величин, ха-

рактически характеризующих систему, таких как размеры, плотность, наличие поглотителя и др.

1.1. Зависимость величины $K_{эф}$ от параметров РС

Наиболее просто рассмотреть однородную РС произвольной формы без отражателя, ограниченную выпуклой поверхностью. Интегрирование однородного уравнения переноса нейтронов, записанного в форме условно-критической задачи, по объему РС, энергетической и угловым переменным дает выражение закона сохранения нейтронов в следующем виде

$$K_{эф} = \frac{\nu n_f}{n_f + n_c + n_y}, \quad (1.1)$$

где ν – среднее число нейтронов деления; n_f , n_c и n_y – скорости делений ядер и поглощений (без деления ядер) нейтронов, а также вылетов нейтронов из РС, здесь для простоты реакции (n , $2n$) не учитываем.

Будем интересоваться зависимостью величины $K_{эф}$ от размеров РС, считая, что при изменении размеров геометрическая форма РС не изменяется. В этом случае размеры РС можно характеризовать одной универсальной величиной, например $b = 4V/S$, где V – объем РС, S – площадь ее поверхности. Например, для шара радиусом R величина $b = 4R/3$, для длинного цилиндра радиусом R $b = 2R$, для бесконечной в двух измерениях пластины толщиной a $b = 2a$, для куба со стороной a $b = 2a/3$, для цилиндра радиусом R и высотой H $b = 2RH/(R+H)$.

Соотношение (1.1) можно переписать в виде

$$\frac{1}{K_{эф}} = \varepsilon + \frac{\mu(x)}{x}, \quad (1.2)$$

$$x = \frac{b}{b_k}, \quad \varepsilon = \frac{1}{\nu} + \frac{1}{\nu} \frac{n_c}{n_f}, \quad \frac{n_y}{n_f} = \frac{\nu}{x} \mu(x).$$

Здесь b_k – критический размер РС. Ясно, что в выражении (1.2) величина ε изменяется слабо при изменении размеров системы (изменения обусловлены изменением энергетического спектра нейтронов), и основная зависимость $K_{эф}(x)$ содержится в функции $\mu(x)$, определяющей изменение соотношения скоростей делений и утечки нейтронов.

Рассмотрение предельных случаев дает следующее. Если размеры РС велики и много больше критических размеров, т. е. $x \gg 1$, доля утечки нейтронов мала и $\mu(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0$, в этом случае $K_{эф}(x \rightarrow \infty) \rightarrow \varepsilon^{-1}$. Если размеры РС малы и много меньше критических размеров, то $K_{эф}(x \rightarrow 0) \rightarrow 0$. В этом случае можно показать, что величина $\mu(x=0)$ принимает значение несколько меньше единицы. Если РС находится в состоянии критичности, то $K_{эф}(x=1) = 1$, и из (1.2) следует, что $\mu(x=1) = 1 - \varepsilon$. Ясно, что значения $\mu(x)$ при $x=0$, $x=1$ и $x=\infty$ заметно различаются.

Если принять приближенно

$$\mu(x) = 1 - \varepsilon = \text{Const}, \quad (1.3)$$

то выражение (1.2) можно записать в виде

$$K_{эф}(x) = \frac{x}{1 + \varepsilon(x-1)}. \quad (1.4)$$

Это выражение простое и удовлетворяет предельным случаям, но, в силу приближения (1.3), может содержать некоторые погрешности. Стремясь улучшить это приближение и принимая во внимание, что (1.3) является нулевым членом разложения функции $\mu(x)$ в ряд Тейлора вблизи $x=1$, разумно принять в качестве следующего приближения

$$\mu(x) = (1 - \varepsilon) \exp(-\varepsilon(x-1)). \quad (1.5)$$

Подстановка (1.5) в (1.2) приводит к зависимости

$$K_{\text{эф}}(x) = \frac{x}{\varepsilon x + (1-\varepsilon)\exp(-\varepsilon(x-1))}. \quad (1.6)$$

Это выражение также простое и удовлетворяет предельным случаям. Сравнение производных зависимостей (1.4) и (1.6) при $x=0$ и $x=1$ показывает, что они находятся выше прямой линии $K_{\text{эф}}(x) = x$, не слишком сильно отличаясь от нее, но зависимость (1.6) находится ниже.

Для металлических высокообогащенных делящихся материалов отношение сечений поглощения и деления $\sigma_c/\sigma_f \leq 0,1$ [1], поэтому минимальное значение параметра ε для ^{235}U равно $\varepsilon_{\min} \approx 0,44$, и предельное значение $K_{\text{эф}}(x = \infty) = \varepsilon^{-1} \approx 2,27$. Максимальное отличие зависимости (1.4) от линейной зависимости $K_{\text{эф}}(x) = x$ для ^{235}U достигается

$$\text{при } x_m = \frac{\sqrt{1-\varepsilon}}{\varepsilon} (1 - \sqrt{1-\varepsilon}) = 0,43 \text{ и равно}$$

$$K_{\text{эф}}(x_m) - x_m = \frac{(1 - \sqrt{1-\varepsilon})^2}{\varepsilon} = 0,14. \quad \text{Макси-}$$

мальное отличие зависимости (1.6) от линейной зависимости $K_{\text{эф}}(x) = x$ для ^{235}U

$$\text{достигается при } x_m = -\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{3-4\varepsilon+2\varepsilon^2} +$$

$$+ \sqrt{\frac{\varepsilon^2(1-\varepsilon)^2}{(3-4\varepsilon+2\varepsilon^2)^2} - \frac{\varepsilon^2-1}{3-4\varepsilon+2\varepsilon^2}} \approx 0,57 \text{ и рав-}$$

но $K_{\text{эф}}(x_m) - x_m \approx 0,045$.

Если материал РС кроме ДМ содержит вещество, поглощающее нейтроны, то параметр ε принимает значения, превышающие ε_{\min} . Однако в любом случае (т. е. при любом разбавлении топлива поглотителем нейтронов) параметр $\varepsilon < 1$. При большем значении ε состояние критичности не достигается. При стремлении параметра ε к единице для зависимости (1.4) имеют место оценки

$$x_m = \frac{x}{\varepsilon \rightarrow 1} \rightarrow \sqrt{1-\varepsilon} \rightarrow 0,$$

$$K_{\text{эф}}(x_m) - x_m = \frac{(1 - \sqrt{1-\varepsilon})^2}{\varepsilon} \Big|_{\varepsilon \rightarrow 1} \rightarrow 1.$$

Для таких систем зависимость $K_{\text{эф}}(x)$ максимально отличается от линейной и в пределе $\varepsilon \rightarrow 1$ стремится к ступеньке $K_{\text{эф}}(x) = 1$ при $x > 0$. Аналогичные выводы можно сделать и для зависимости (1.6).

Формулы (1.4) и (1.6) дают зависимость величины $K_{\text{эф}}$ от размеров РС при известных ее критических размерах. Они имеют довольно общий характер, в них входят всего две величины. Параметр ε характеризует материал РС. В относительный размер $x = b/b_k$ входит истинный размер и размер в критическом состоянии. Последний зависит интегральным образом от всех параметров, характеризующих РС, и его можно измерять в эксперименте. Поэтому формулы (1.4) и (1.6) можно использовать для оценки зависимости величины $K_{\text{эф}}$ не только от размеров, но и от других параметров РС, а также использовать для оценки коэффициентов реактивности, т. е. производной $K_{\text{эф}}$ по параметру в критическом состоянии РС.

1.2. Коэффициенты реактивности

Производные зависимостей (1.4) и (1.6) в состоянии критичности РС соответственно равны

$$\left. \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \right|_{x=1} = (1-\varepsilon),$$

$$\left. \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \right|_{x=1} = 1 - \varepsilon^2.$$

Видно, что максимальные значения производной $dK_{\text{эф}}(x)/dx$ при $x=1$ заметно различаются и, соответственно, равны $(1-\varepsilon)_{\max} \approx 0,56$ и $(1-\varepsilon^2)_{\max} \approx 0,81$.

Если в РС изменяется только размер без изменения формы, то эта производная в размерных единицах равна

$$\left. \frac{dK_{\text{эф}}(b)}{db} \right|_{b=b_k} = \frac{1}{b_k} \left. \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \right|_{x=1}. \quad (1.7)$$

Формула (1.7) дает оценку чувствительности критической (условно-критической) РС к добавлению (изъятию) топливного материала на ее поверхности. Согласно (1.7) при больших размерах производная мала, при малых размерах (как, например, для металлического плутония) она может быть значительной.

Формулу (1.7) можно использовать для оценки коэффициентов реактивности в случае изменения формы РС. Проиллюстрируем это на примере малого изменения радиуса R близкого к критическому цилиндра высотой H . В этом случае

$$\begin{aligned} \left. \frac{dK_{\text{эф}}}{dR} \right|_{b=b_k} &= \left. \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \right|_{x=1} \frac{dx}{dR} = \\ &= \frac{1}{b_k} \left. \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \right|_{x=1} \frac{db}{dR} = \left. \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \right|_{x=1} \frac{H}{R} \frac{1}{R+H}. \end{aligned}$$

Аналогичное выражение можно получить для производной по высоте.

Если в РС с неизменной формой изменяется только плотность ρ_m , то произведение плотности и критического размера от плотности не зависит, т. е.

$$\rho_m b_k(\rho_m) = \rho_{m0} b_{k0}(\rho_{m0}),$$

и соответствующий коэффициент реактивности равен

$$\begin{aligned} \left. \frac{dK_{\text{эф}}(\rho_m)}{d\rho_m} \right|_{b=b_k} &= \left(\frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \frac{dx}{d\rho_m} \right)_{x=1} = \\ &= \frac{1}{\rho_m} \left. \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \right|_{x=1}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Формула (1.8) дает оценку чувствительности критической РС к изменению плотности вещества.

1.3. Зависимость величины $K_{\text{эф}}$ от плотности вещества при неизменной массе

Пусть однородная система из топливного материала подвергается всестороннему сжатию (или расширению), так что его масса M не изменяется при неизменности формы. В этом случае

$$M = M_0 \sim \rho_{m0} b_0^3 = \rho_m b^3, \quad (1.9)$$

$$b = b_0 \sqrt[3]{\frac{\rho_{m0}}{\rho_m}}, \quad b_k = b_{k0} \frac{\rho_{m0}}{\rho_m},$$

$$x = \frac{b}{b_k} = x_0 \left(\frac{\rho_m}{\rho_{m0}} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

Подстановка формул (1.9) в соотношение (1.4) или (1.6) приводит к зависимости величины $K_{\text{эф}}$ от плотности при неизменной массе,

$$K_{\text{эф}}(\rho_m) = K_{\text{эф}} \left(x = x_0 \left(\frac{\rho_m}{\rho_{m0}} \right)^{\frac{2}{3}} \right). \quad (1.10)$$

Нужно отметить, что согласно (1.10) даже при бесконечном увеличении плотности вещества в РС ($\rho_m/\rho_{m0} \rightarrow \infty$) эффективный коэффициент размножения стремится к конечному пределу, $K_{\text{эф}}(\rho_m \rightarrow \infty) \rightarrow \varepsilon^{-1}$.

1.4. Зависимость величины $K_{\text{эф}}$ от зазора между частями РС

В критических экспериментах на установках типа ФКБН исследуемая РС разбивается на две, как правило, приблизительно одинаковые части, которые при дистанционном сближении доводятся до почти критического состояния. В качестве оценки рассмотрим шар из ДМ радиусом R , объемом $V = 4\pi R^3/3$, находящийся в критическом состоянии. Раздвижение двух половин шара на небольшой зазор δH можно представить как исключение объема веще-

ства $\delta V = \delta H \pi R^2$ из срединного сечения РС и добавление такого же объема вещества $\delta V = \delta R \cdot 4\pi R^2$ на ее поверхность.

Изменение величины $K_{эф}$ при исключении слоя вещества из РС отрицательно, и его можно представить как изменение средней плотности

$$\begin{aligned} \delta K_{эф1} &= \left. \frac{dK_{эф}(\rho_m)}{d\rho_m} \right|_{b=b_k} \delta \rho_m = \\ &= - \left. \frac{dK_{эф}(\rho_m)}{d\rho_m} \right|_{b=b_k} \rho_m \frac{\delta V}{V}. \end{aligned}$$

Изменение величины $K_{эф}$ при добавлении слоя вещества по поверхности шара положительно, его можно представить в виде

$$\delta K_{эф2} = \left. \frac{dK_{эф}(R)}{dR} \right|_{b=b_k} \delta R = \left. \frac{dK_{эф}(x)}{dx} \right|_{x=1} \frac{\delta R}{R}.$$

С учетом соотношений

$$\begin{aligned} \left. \frac{dK_{эф}(\rho_m)}{d\rho_m} \right|_{b=b_k} &= \left. \frac{dK_{эф}(x)}{dx} \right|_{x=1} \frac{dx}{d\rho_m} = \\ &= \left. \frac{dK_{эф}(x)}{dx} \right|_{x=1} \frac{1}{\rho_m}, \\ \frac{\delta V}{V} &= \frac{3}{4} \frac{\delta H}{R} = 3 \frac{\delta R}{R}, \quad \delta R = \frac{1}{4} \delta H \end{aligned}$$

выражение для возмущения $K_{эф}$ при раздвижении двух половин шара на небольшой зазор δH можно представить в виде

$$\begin{aligned} \delta K_{эф} &= \delta K_{эф1} + \delta K_{эф2} = \\ &= - \left. \frac{dK_{эф}(x)}{dx} \right|_{x=1} \cdot \frac{1}{2} \frac{\delta H}{R}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

2. Постоянная размножения мгновенных нейтронов

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ в РС действует мгновенный источник

нейтронов. После затухания высших гармоник в РС устанавливается асимптотическое во времени распределение плотности потока мгновенных нейтронов, которое, по крайней мере, вблизи критического состояния описывается зависимостью [2]

$$\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \exp(-\alpha t) \varphi_\alpha(\vec{r}, E, \vec{\Omega}). \quad (2.1)$$

Здесь $\varphi_\alpha(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ – собственная функция соответствующего однородного уравнения переноса мгновенных нейтронов, которое после интегрирования по пространственной, энергетической и угловой переменным имеет вид

$$\alpha N = \nu n_f - n_f - n_c - n_y. \quad (2.2)$$

Здесь α – постоянная размножения мгновенных нейтронов в РС; N и n_f , n_c , n_y – число нейтронов и скорости генерации мгновенных нейтронов при делении ядер, их поглощений (без деления ядер), а также скорость вылетов мгновенных нейтронов из РС. Величины N , n_f , n_c , n_y соответствуют собственной функции из (2.1), которая, вообще говоря, отличается от собственной функции из задачи (1.1).

Из соотношения (2.2) можно выразить постоянную размножения мгновенных нейтронов в виде

$$\alpha = \frac{\nu n_f}{N} \left(1 - \frac{n_f + n_c + n_y}{\nu n_f} \right).$$

Если считать, что собственные функции из задач (1.1) и (2.1) отличаются не слишком сильно, то можно записать известные соотношения одноточечной кинетики реактора,

$$\alpha = \frac{\rho - \beta}{\Lambda}, \quad \Lambda = \frac{N}{\nu n_f},$$

в которых $\rho = (K_{эф} - 1) / K_{эф}$ – реактивность реактора; Λ – время генерации мгновенных

нейтронов; β – эффективная доля запаздывающих нейтронов.

Используя определение постоянной Росси $\alpha_R = \beta/\Lambda$ и формулу (1.11), можно выразить постоянную спада через зазор между частями РС (конечно, отсчитывая его от критического состояния РС) в виде

$$\alpha = \alpha_R \left[\frac{\delta K_{\text{эф}}}{\beta} - 1 \right] = -\alpha_R \left[\frac{1}{\beta} \frac{dK_{\text{эф}}(x)}{dx} \Big|_{x=1} \cdot \frac{1}{2} \frac{\delta H}{R} + 1 \right]. \quad (2.3)$$

Выражение (2.3), как и выражения (1.4) и (1.6), содержит параметры системы ϵ и β и величины b_k и α_R , которые можно измерять в эксперименте.

3. Результаты расчетов

Проверка полученных соотношений (1.4) и (1.6) проводилась с помощью сравнения аналитических зависимостей с результатами расчетов, полученных методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА [3] с нейтронными константами ENDF-BVII.1 [4]. Расчеты выполнены для шара и цилиндра из ^{235}U . Результаты расчетов эффективного коэффициента размножения в зависимости от относительного размера (отношения радиуса шара/цилиндра к критическому радиусу шара/цилиндра) приведены на рис. 3.1 и 3.2.

Из анализа зависимостей эффективного коэффициента размножения нейтронов от относительного размера уранового шара/цилиндра (рис. 3.1 и 3.2) следует, что аналитическая формула (1.6) лучше согласуется с результатами расчетов по программе ПРИЗМА, чем формула (1.4). Максимальное занижение значений $K_{\text{эф}}$, рассчитанных по программе ПРИЗМА для шара, от аналитических зависимостей (1.4) и (1.6) в области подкритичности ($K_{\text{эф}} < 1$)

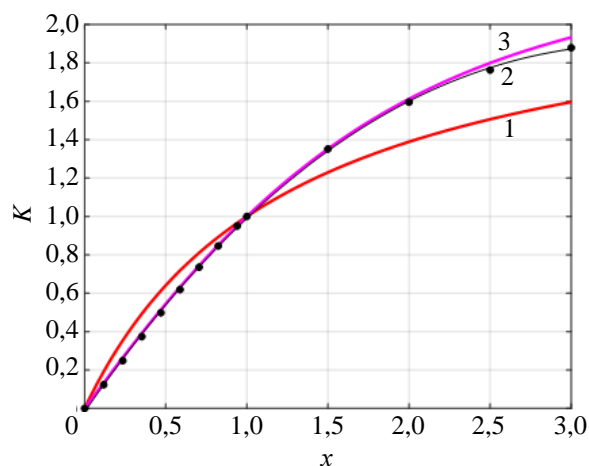


Рис. 3.1. Зависимость $K_{\text{эф}}$ от относительного размера шара: 1 – значения $K_{\text{эф}}$, рассчитанные по формуле (1.4), $\epsilon = 0,44$; 2 – результаты расчетов для шара, аппроксимированные методом наименьших квадратов (МНК): $K_{\text{эф}}(x) = 0,9675 \cdot 10^{-2} x^3 - 0,2274 x^2 + 1,225 x - 0,01786$; 3 – значения $K_{\text{эф}}$, рассчитанные по формуле (1.6), $\epsilon = 0,44$

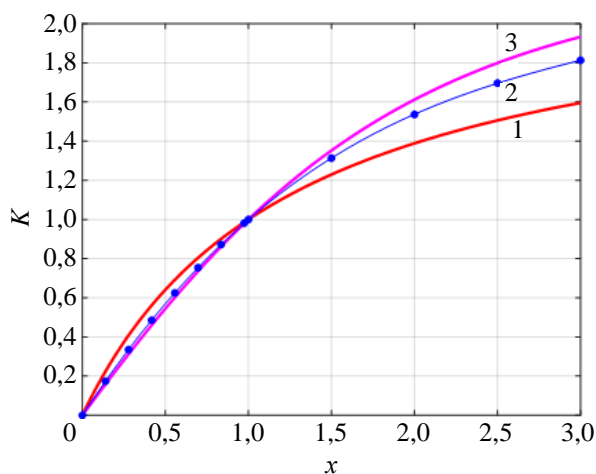


Рис. 3.2. Зависимость $K_{\text{эф}}$ от относительного размера цилиндра: 1 – значения $K_{\text{эф}}$, рассчитанные по формуле (1.4), $\epsilon = 0,44$; 2 – результаты расчетов для цилиндра, аппроксимированные МНК: $K_{\text{эф}}(x) = 0,03324 x^3 - 0,3306 x^2 + 1,297 x - 5,719 \cdot 10^{-4}$; 3 – значения $K_{\text{эф}}$, рассчитанные по формуле (1.6), $\epsilon = 0,44$

составляет, соответственно, 22 и 2 %. Для цилиндра аналогичные отличия расчетной зависимости от аналитики составляют 15 и 5 %. В области надкритичности РС ($K_{эф} > 1$) расчетные значения $K_{эф}$ выше аналитической зависимости (1.4), но ниже значений $K_{эф}$ для формуле (1.6). При этом занижение расчетных значений $K_{эф}$ от значений $K_{эф}$ для формулы (1.6) меньше, чем их завышение по отношению к данным по формуле (1.4). Следует отметить, что все зависимости в асимптотике стремятся к значению 2,27.

Заключение

В работе приведены простые аналитические выражения для эффективного коэффициента размножения и постоянной размножения мгновенных нейтронов от размера РС, плотности делящегося материала и зазора между частями РС. Выражения получены для однородных РС произвольной формы.

Тестирование выражений проведено путем сравнения с результатами расчетов, полученных методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА с нейтронными константами из библиотеки ENDF-BVII.1, для сплошных однородных РС в виде шара и цилиндра. Показано, что аналитическая зависимость (1.6) лучше согласуется с результатами расчетов: для РС в виде шара наблюдается занижение расчетных значений $K_{эф}$ на ~2 %, для РС в виде цилиндра – их завышение на ~5 %. Для зависимости (1.4) аналогичные отличия составляют 22 и 15 %.

Список литературы

1. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. – М.: Энергоатомиздат, 1981. 232 с.
2. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. Сб. статей под ред. проф. В. В. Орлова и д-ра физ.-мат. наук Э. А. Стумбура. – М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
3. Kandiev Y. Z., Kashaeva E. A., Khatuntsev K. E., Kuropatenko E. S., Lobanova L. V., Lukin G. V., Malakhov A. A., Malyshkin G. N., Modestov D. G., Mukhamadiev R. F., Orlov V. G., Samarin S. I., Serova E. V., Spirina S. G., Vakhonina T. V., Voronina N. A., Zatsepin O. V. «PRIZMA» Status // Annals of Nuclear Energy. August 2015. Vol. 82. P. 116–120
4. ENDF-102. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6. Ed. V. McLane. BNL-NCS-44945-01/04-Rev., 2001.

Контактная информация –

Ершова Людмила Сергеевна,
старший научный сотрудник,
РФЯЦ-ВНИИТФ,
e-mail: dep5@vniitf.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 57–63.

РАССМОТРЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ОГРАНИЧЕННЫХ ЦЕПЕЙ ДЕЛЕНИЙ В ВОПРОСЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕРОЯТНОСТНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В РАЗМНОЖАЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

А. В. Луценко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ, им. академика Е. И. Забабахина», г. Снежинск Челябинской обл.

Статья поступила в редакцию 17.05.2022, после доработки – 23.06.2021, принята к публикации – 20.09.2022

Для разработки научно-технического подхода и методов получения в лабораторных условиях экспериментальных данных с целью верификации моделей вероятностных нейтронных процессов в размножающих системах рассмотрена эволюция ограниченных цепей делений с помощью теории ветвящихся процессов.

Ключевые слова: размножающая нейтроны система, цепь делений ядер под действием нейтронов, ветвящийся процесс, производящая функция, метод Росси- α .

Consideration of the evolution of limited chains of nuclear fission in the study of probabilistic neutron processes in a system that multiplies neutrons. A. V. Lutsenko (*FSUE «RFNC-VNIITF», 456770, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Vasilyev street, 13*). To develop a scientific-technical approach and methods of obtaining experimental data under laboratory conditions with the view of verifying models of neutron probabilistic processes in multiplying systems, the evolution of limited fission chains with the help of theory of branching processes is considered.

Key words: systems that multiplies neutrons, limited chains of nuclear fissions under the action of neutrons, branching process, Rossi-alpha method.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_64

Введение

Работа проводилась в рамках разработки научно-технического подхода и методов получения в лабораторных условиях экспериментальных данных для верификации модели вероятностных нейтронных процессов в размножающих системах. Приведенные здесь оценки и выводы предлагается использовать при разработке методов исследований вероятностных нейтронных процессов на реакторах.

Известно, что ветвящийся процесс, каковым является цепь делений в ядерном реакторе, может быть докритическим, всегда вырождающимся (ограниченная цепь), надкритическим невырождающимся (неограниченная цепь) или вырождающимся. Число нейтронов в n -м поколении цепи (за исключением нулевого, если цепь началась с одного нейтрона нулевого поколения) и общее число частиц в цепи – $Z(n)$ и N , соответственно, – являются случайными величинами.

1. Производящая функция распределения числа нейтронов в n -м поколении

Распределение $Z(n)$ в теории ветвящихся процессов Гальтона–Ватсона [1] можно описать производящей функцией (П.Ф.) вида

$$f_n(s) = \sum_{i=0}^I P_i^{(n)} s^i \equiv M \left[s^{Z(n)} \right], \quad (1)$$

для которой реально осуществить преобразование

$$\begin{aligned} f_n(s) &\equiv \sum_{k=0}^{\infty} P(Z(n) = k) s^k \equiv M \left[s^{Z(n)} \right] = \\ &= M \left[M \left[s^{Z(n)} \mid Z(1) \right] \right] = \\ &= M \left[M \left[s^{Z_1(n-1) + \dots + Z_{Z(1)}(n-1)} \mid Z(1) \right] \right] = \\ &= M \left[\left(M \left[s^{Z(n-1)} \right] \right)^{Z(1)} \right] = f_1(f_{n-1}(s)), \quad (2) \end{aligned}$$

где $f_1(s) \equiv f(s) = M \left[s^{\mu} \right] = \left(1 - \frac{k_p}{\nu_p} \right) + \frac{k_p}{\nu_p} \sum_{\mu=0}^7 p(\mu) s^{\mu}$, k_p – коэффициент раз-

множения на мгновенных нейтронах; μ – число мгновенных нейтронов, испускаемых при делении; $\nu_p = M[\mu]$; $p(\mu)$ – вероятность испускания μ мгновенных нейтронов при делении [2].

Известно [1], что:

а) $f_n(0) = P[Z(n) = 0]$ – это вероятность вырождения цепи делений до появления n -го поколения нейтронов. Соответственно, $W_0^{(n)} = 1 - f_n(0)$ – это вероятность того, что цепь не вырождается, по крайней мере, до n -го поколения;

б) $f(1) = 1$, кроме того, для надкритических процессов ($k_p > 1$) $f(q) = q$, где q – вероятность вырождения цепи делений;

$$в) M[Z(n)] = f'_n(s) \Big|_{s=1} = k_p^n; \quad (3)$$

$$г) M[Z(n) \mid Z(n) > 0] = \frac{k_p^n}{W_0^{(n)}}; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} д) M[Z(n)(Z(n)-1)] &= f''_n(s) \Big|_{s=1} = \\ &= M[\mu(\mu-1)] \frac{k_p^n (1-k_p^n)}{\nu_p (1-k_p)}; \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} е) D[Z(n)] &= M[Z(n)^2] - (M[Z(n)])^2 = \\ &= M[\mu(\mu-1)] \frac{k_p^n (1-k_p^n)}{\nu_p (1-k_p)} + k_p^n - k_p^{2n}. \quad (6) \end{aligned}$$

На рис. 1 приведены графики зависимости вероятности того, что нейтрон нулевого поколения даст начало цепи делений, состоящей, по крайней мере, из n поколений нейтронов от n ($W_0^{(n)}(n)$), полученных с использованием итераций (2) численным способом, для надкритического ($k_p = 1,0007$) и подкритического ($k_p = 0,9993$) процессов.

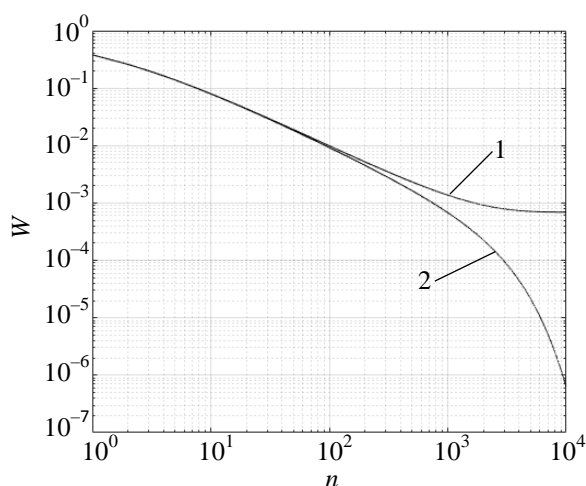


Рис. 1. График зависимости $W_0^{(n)}(n)$ от n при $k_p = 1,0007$ (1) и $k_p = 0,9993$ (2)

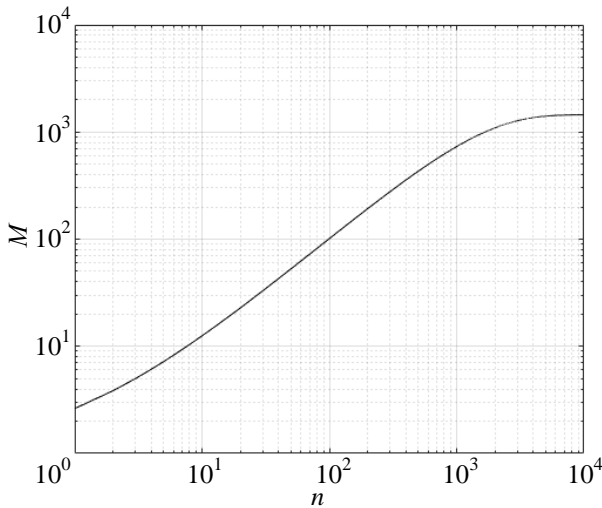


Рис. 2. График зависимости $M[Z(n)|Z(n) > 0]$ от n при $k_p = 0,9993$

Как видно, для надкритического процесса при $k_p = 1,0007$ $W_0^{(n)} \rightarrow (1 - q) \approx 0,00073$ при $n \rightarrow \infty$, что совпадает со значением вероятности инициирования устойчивой цепи делений по [2].

На рис. 2 приведен график зависимости $M[Z(n)|Z(n) > 0]$ от n , полученный с использованием ПЭВМ ($k_p = 0,9993$).

2. Производящая функция распределения общего числа нейтронов

В теории ветвящихся процессов Гальтона–Ватсона производящую функцию, задающую распределение общего числа частиц в цепи в надкритическом или подкритическом процессе N , при условии, что это число конечно (то есть цепь вырождается), можно записать как

$$\begin{aligned} \rho_N(z) &\equiv M[z^N I\{N < \infty\}] = \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} P(N = k) I\{N < \infty\} z^k \quad \text{при } k \rightarrow \infty. \end{aligned}$$

Уравнение для нахождения $\rho_N(z)$:

$$\begin{aligned} \rho_N(z) &= zf(\rho_N(z)) = \\ &= z \left(1 - \frac{k_p}{v_p} \right) + \frac{zk_p}{v_p} \sum_{\mu=0}^7 \rho(\mu) (\rho_N(z))^\mu. \end{aligned} \quad (7)$$

Как и в случае с производящей функцией числа нейтронов в n -м поколении, далее мы будем использовать ее свойства:

а) $\rho_N(0) = 0$;

б) $\rho_N(1) = 1$, а при $k_p > 1$ одновременно существует второе значение данной П.Ф., $\rho_N(1) = q$;

в) при $k_p < 1$

$$M[N] = \rho'_N(1) = \rho'_N(z)|_{z=1} = \frac{1}{1 - k_p}; \quad (8')$$

г) при $k_p > 1$

$$\begin{aligned} M[N I\{N < \infty\}] &= \rho'_N(1) = \rho'_N(z)|_{z=1} = \\ &= \frac{q}{1 - f'(q)}; \end{aligned} \quad (8'')$$

$$\begin{aligned} \text{д) } M[N(N - 1)] &= \rho''_N(z)|_{z=1} = \frac{2k_p}{(1 - k_p)^2} + \\ &+ \frac{k_p M[\mu(\mu - 1)]}{v_p (1 - k_p)^3}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \text{е) } D[N] &= M[N^2] - (M[N])^2 = \frac{2k_p}{(1 - k_p)^2} + \\ &+ \frac{k_p M[\mu(\mu - 1)]}{v_p (1 - k_p)^3} + \frac{1}{1 - k_p} - \frac{1}{(1 - k_p)^2}. \end{aligned} \quad (9')$$

С помощью полученных выше выражений (8') и (8'') можно показать, что коэффициент умножения нейтронов, определяемый как среднее общее число в ограниченных цепях (неважно, какой процесс, надкритический или подкритический), уменьшается при увеличении надкритичности (рис. 3).

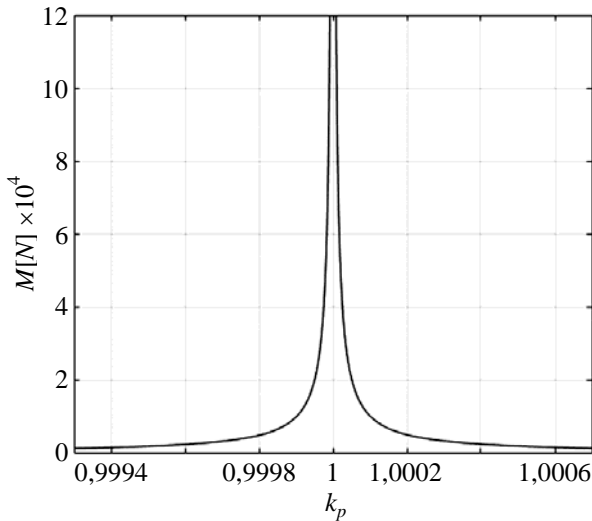


Рис. 3. График зависимости математического ожидания общего числа нейтронов в вырождающихся цепях подкритических и надкритических процессов от k_p

На первый взгляд, сложно предположить, что среднее общее число нейтронов в ограниченных цепях надкритического процесса уменьшается с ростом надкритичности, однако объяснить это можно существованием в надкритических процессах путей развития редких бесконечных цепей делений, которые составляют конкуренцию развитию таких же редких (несущих основной вклад в умножение нейтронов) вырождающихся цепей.

3. Обоснование теории метода Росси- α с использованием математического описания эволюции цепей делений в размножающей системе

Обоснуем с помощью математического описания эволюции цепей делений в размножающей системе метод Росси- α . Запишем выражение для суммарного по всем цепям среднего числа пар коррелированных регистраций детектора нейтронов за интервалы времени $(t_1, t_1 + dt_1)$ и $(t_2, t_2 + dt_2)$ (когда в каждой паре сначала происходит регистрация в интервале вре-

мени $(t_1, t_1 + dt_1)$, а затем регистрация, вызванная той же цепью делений в интервале $(t_2, t_2 + dt_2)$) и сразу преобразуем его, используя выражение (5):

$$\begin{aligned} & \dot{F}(t_1) \dot{F}_{t_1}(t_2) dt_1 dt_2 = \\ & = \sum_{n=1}^{\infty} S_{\text{внтр}} l \left(\varepsilon \frac{k_p}{v_p l} \right)^2 M[Z(n)(Z(n)-1)] e^{\alpha(t_2-t_1)} dt_1 dt_2 = \\ & = \frac{S_{\text{внтр}} M[\mu(\mu-1)]}{v_p l (1-k_p)} \left(\frac{\varepsilon k_p}{v_p} \right)^2 e^{\alpha(t_2-t_1)} \sum_{n=1}^{\infty} (k_p^n - k_p^{2n}) dt_1 dt_2 = \\ & = \frac{S_{\text{внтр}} M[\mu(\mu-1)]}{lv_p (1-k_p)} \left(\frac{\varepsilon k_p}{v_p} \right)^2 \frac{k_p}{(1-k_p)(1+k_p)} e^{\alpha(t_2-t_1)} dt_1 dt_2, \end{aligned} \quad (10)$$

где $n = \frac{(t_1 - t_0)}{t}$ – число поколений цепи делений к моменту регистрации первого нейтрона в паре; $S_{\text{внтр}}$ – интенсивность независимого источника в АЗ с пуассоновским распределением; l – среднее время жизни вызывающего деление нейтрона в реакторе (в нашем случае – время жизни поколения нейтронов); $S_{\text{внтр}} l$ – число цепей делений, начавшихся n поколений назад от момента регистрации первого нейтрона в паре; ε – эффективность детектора по отношению к делению; $\frac{k_p}{v_p}$ – веро-

ятность того, что нейтрон вызовет деление; $\alpha = \frac{k_p - 1}{l}$ – постоянная спада.

Суммарное по всем цепям среднее число регистраций детектора нейтронов в интервале времени $(t_1, t_1 + dt_1)$ при наличии в АЗ независимого источника $S_{\text{внтр}}$ составляет

$$\begin{aligned} \dot{F}(t_1) dt_1 & = \sum_{n=0}^{\infty} S_{\text{внтр}} l \frac{\varepsilon k_p}{v_p l} M[Z(n)] dt_1 = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} S_{\text{внтр}} l \frac{\varepsilon k_p}{v_p l} k_p^n dt_1 = \frac{S_{\text{внтр}} \varepsilon k_p}{v_p (1-k_p)} dt_1. \end{aligned} \quad (11)$$

Усредненное по всем цепям среднее число регистраций детектора нейтронов в интервале времени $(t_2, t_2 + dt_2)$, вызванных той же из цепей делений, что вызвала регистрацию в момент времени t_1 , составляет

$$\frac{\dot{F}(t_1)\dot{F}_{t_1}(t_2)dt_1dt_2}{\dot{F}(t_1)dt_1} = \frac{\varepsilon k_p^2 M [\mu(\mu-1)]}{lv_p^2(1-k_p)(1+k_p)} e^{\alpha(t_2-t_1)} dt_2. \quad (12)$$

Тогда получим среднюю скорость регистраций детектора нейтронов в момент времени $t_2 > t_1$ при условии, что в момент времени t_1 будет регистрация:

$$\dot{F}(t_1) + \dot{F}_{t_1}(t_2) = \varepsilon \frac{S_{\text{внтр}} k_p}{(1-k_p) v_p} + \frac{\varepsilon k_p^2 M [\mu(\mu-1)]}{lv_p^2(1-k_p)(1+k_p)} e^{\alpha(t_2-t_1)} = C + Q e^{\alpha(t_2-t_1)}. \quad (13)$$

Выражение (13) для Q получено здесь из аналогичного выражения, приведенного в [3], умножением на $2/(1+k_p)$. Эти выражения мало отличаются при $k_p \approx 1$. Отличие окажется существенным лишь для очень глубоко подкритических систем.

В приведенном обосновании прослеживается роль флуктуаций. Можно показать, что метод Росси- α не был бы столь эффективен, если бы все цепочки имели одинаковую длину (что в классической теории не исключается).

Также в отличие от классической теории в выведенном данным способом выражении можно учесть характеристики независимого источника. В рассматриваемом выше случае это источник с пуассоновским распределением. Для случая источника, который обусловлен спонтанными делениями или другими реакциями, необходимо модифицировать выражение для

$M[Z(n)(Z(n)-1)]$ применительно к цепочке, начинающейся не с одного нейтрона, а с одной реакции, добавив слагаемое $M[\mu_{\text{спт}}(\mu_{\text{спт}}-1)]k_p^{2n}$, где $\mu_{\text{спт}}$ – случайное число выпускаемых при реакции нейтронов (для случая, когда число $\mu_{\text{спт}}$ составляет ноль или единицу, слагаемое обращается в ноль).

Если α и Q определить экспериментально, используя аппаратуру статистических методов, то с использованием соответствующих выражений (см. (13)), зная долю запаздывающих нейтронов (реактивность в абсолютных единицах), можно определить эффективность детектора нейтронов ε для калибровки детектора в абсолютных единицах (в делениях/с).

4. К вопросу распределения числа регистраций детектора нейтронов во время переходного процесса

В приближении нулевого времени жизни мгновенных нейтронов и детерминированного изменения числа ядер предшественников запаздывающих нейтронов получим выражение для дисперсии случайной величины $Y_{\text{рег}}(t)$ – числа регистраций детектора нейтронов за время перехода из состояния запаздывающей подкритичности в состояние, близкое к мгновенной критичности. Воспользуемся аппаратом производящих функций и дадим определение:

– П.Ф. числа реакций в источнике нейтронов $\xi_{\text{ркц}}$ за время Δt

$$P_{\text{ркц}}(z) \equiv M \left[z^{\xi_{\text{ркц}}} \right];$$

– П.Ф. числа нейтронов $\mu^{\text{спт}}$ на одну реакцию

$$g_{\text{спт}}(z) \equiv M \left[z^{\mu^{\text{спт}}} \right];$$

– П.Ф. числа частиц ξ_s , выпускаемых независимым источником за время Δt ,

$$\begin{aligned} \Pi_s(z) &\equiv M \left[z^{\xi_s} \right] = \\ &= M \left[M \left[z^{\mu_1^{\text{спт}} + \dots + \mu_{\xi_{\text{ркц}}}^{\text{спт}}} \middle| \xi_{\text{ркц}} \right] \right] = \\ &= M \left[\left(M \left[z^{\mu^{\text{спт}}} \right] \right)^{\xi_{\text{ркц}}} \right] = \Pi_{\text{ркц}}(g_{\text{спт}}(z)); \end{aligned}$$

– П.Ф. общего числа частиц в цепи N

$$\rho_N(z) = M \left[z^N \right];$$

– П.Ф. общего числа частиц $\xi_{\text{чст}}$ за время Δt

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{чст}}(z) &= M \left[z^{\xi_{\text{чст}}} \right] = M \left[M \left[z^{N_1 + \dots + N_{\xi_s}} \middle| \xi_s \right] \right] = \\ &= M \left[\left(M \left[z^N \right] \right)^{\xi_s} \right] = \Pi_{\text{ркц}}(g_{\text{спт}}(\rho_N(z))); \end{aligned}$$

– П.Ф. числа делений $N^{\text{дел}}$, вызванных нейтроном,

$$\rho_{\text{дел}}(z) = M \left[z^{N^{\text{дел}}} \right];$$

– П.Ф. общего числа делений за время Δt

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{дел}}(z) &= M \left[z^{\xi_{\text{дел}}} \right] = \\ &= M \left[M \left[z^{N_1^{\text{дел}} + \dots + N_{\xi_{\text{чст}}}^{\text{дел}}} \middle| \xi_{\text{чст}} \right] \right] = \\ &= M \left[\left(M \left[z^{N^{\text{дел}}} \right] \right)^{\xi_{\text{чст}}} \right] = \Pi_{\text{ркц}}(g_{\text{спт}}[\rho_N(\rho_{\text{дел}}(z))]); \end{aligned}$$

– П.Ф. числа отсчетов $N^{\text{рег}}$, вызванных делением,

$$\rho_{\text{рег}}(z) = M \left[z^{N^{\text{рег}}} \right];$$

– П.Ф. общего числа регистраций за время Δt

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{рег}}(z) &= M \left[z^{\xi_{\text{рег}}} \right] = \\ &= M \left[M \left[z^{N_1^{\text{рег}} + \dots + N_{\xi_{\text{дел}}}^{\text{рег}}} \middle| \xi_{\text{дел}} \right] \right] = \\ &= M \left[\left(M \left[z^{N^{\text{рег}}} \right] \right)^{\xi_{\text{дел}}} \right] = \\ &= \Pi_{\text{ркц}}(g_{\text{спт}}(\rho_N[\rho_{\text{дел}}(\rho_{\text{рег}}(z))]))); \end{aligned}$$

$$\Pi'_{\text{рег}} = \Pi'_{\text{ркц}} g'_{\text{спт}} \rho'_N \rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{рег}};$$

$$\begin{aligned} \Pi''_{\text{рег}} &= \Pi''_{\text{ркц}} (g'_{\text{спт}} \rho'_N \rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{рег}})^2 + \\ &+ \Pi'_{\text{спт}} g''_{\text{спт}} (\rho'_N \rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{рег}})^2 + \\ &+ \Pi'_{\text{ркц}} g'_{\text{спт}} \rho''_N (\rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{рег}})^2 + \\ &+ \Pi'_{\text{ркц}} g'_{\text{спт}} \rho'_N \rho''_{\text{дел}} (\rho'_{\text{рег}})^2 + \\ &+ \Pi'_{\text{ркц}} g'_{\text{спт}} \rho'_N \rho'_{\text{дел}} \rho''_{\text{рег}}. \end{aligned}$$

$$\rho''_{\text{рег}} = M \left[N^{\text{рег}} (N^{\text{рег}} - 1) \right] \quad \text{и} \quad \rho''_{\text{дел}} = M \left[N^{\text{дел}} (N^{\text{дел}} - 1) \right] \text{ для случайных чисел } N^{\text{рег}} \text{ и } N^{\text{дел}}, \text{ имеющих распределение}$$

Бернулли с вероятностями успеха $\rho'_{\text{рег}} = \frac{k_p}{v_p}$

и $\rho'_{\text{дел}} = \varepsilon$, обращаются в ноль, как и соответствующие слагаемые. Считаем, что случайное число $\mu^{\text{спт}}$ также имеет распределение Бернулли с вероятностью успеха $g'_{\text{спт}} = 1$, поэтому $g''_{\text{спт}}$ вместе с соответствующим слагаемым обращается в ноль. Для П.Ф. числа реакций, имеющих распределение Пуассона,

$$\begin{aligned} \Pi''_{\text{ркц}}(z) &= M \left[\xi_{\text{ркц}} (\xi_{\text{ркц}} - 1) \right] = \\ &= M^2 \left[\xi_{\text{ркц}} \right] = (\Pi'_{\text{ркц}})^2. \end{aligned}$$

С учетом сказанного выше,

$$M[\xi_{\text{пер}}(\xi_{\text{пер}} - 1)] = \Pi''_{\text{пер}}(z)|_{z=1} =$$

$$= \left((\Pi'_{\text{ркц}} \rho'_N \rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{пер}})^2 + \Pi'_{\text{спт}} \rho''_N (\rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{пер}})^2 \right) \Big|_{z=1}$$

и $M[\xi_{\text{пер}}] = \Pi'_{\text{пер}}(z)|_{z=1} = \Pi'_{\text{ркц}} \rho'_N \rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{пер}} \Big|_{z=1}$,

тогда $D[\xi_{\text{пер}}] = M[\xi_{\text{пер}}(\xi_{\text{пер}} - 1)] +$

$$+ M[\xi_{\text{пер}}] - M^2[\xi_{\text{пер}}] =$$

$$= \left(\Pi'_{\text{ркц}} \rho''_N (\rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{пер}})^2 + \Pi'_{\text{ркц}} \rho'_N \rho'_{\text{дел}} \rho'_{\text{пер}} \right) \Big|_{z=1}.$$

Все рассмотренные случайные величины для разных интервалов времени являются независимыми, поэтому можно перейти к интегралу:

$$D[Y_{\text{пер}}(t)] = \int_0^t S_{\text{внтр}}(\tau) \frac{1}{1 - k_p(\tau)} \frac{k_p(\tau)}{v_p} \varepsilon d\tau +$$

$$+ \int_0^t S_{\text{внтр}}(\tau) (\rho''_N(z)|_{z=1}) \left(\frac{k_p(\tau) \varepsilon}{v_p} \right)^2 d\tau. \quad (14)$$

В приближении нулевого времени жизни

$$M[Y_{\text{пер}}(t)] = \int_0^t S_{\text{внтр}}(\tau) \frac{k_{\text{эф}}(\tau) \varepsilon}{v(1 - k_p(\tau))} d\tau. \quad (15)$$

Графики СКО суммарного числа делений за время изменения реактивности от $-0,20\beta_{\text{эф}}$ до $0,98\beta_{\text{эф}}$, при начальной интенсивности внутреннего независимого источника нейтронов $S_{\text{внтр}} = S_{\text{зап}} + S_{\text{фон}} \approx 6 \cdot 10^5$ 1/с для разных, в том числе форсированных, скоростей импульсного стержня реактора типа БАРС, приведены на рис. 4 и 5 в относительном и абсолютном выражениях, соответственно. Считали, что ИС равноускоренно перемещается от нижнего до верхнего упоров ($\Delta h = 0,155$ м). Данные получены численным интегрированием (14), (15) для $\varepsilon = 1$. Судя по графикам, описанный процесс сложно назвать детерми-

нированным даже при таком достаточно сильном источнике нейтронов.

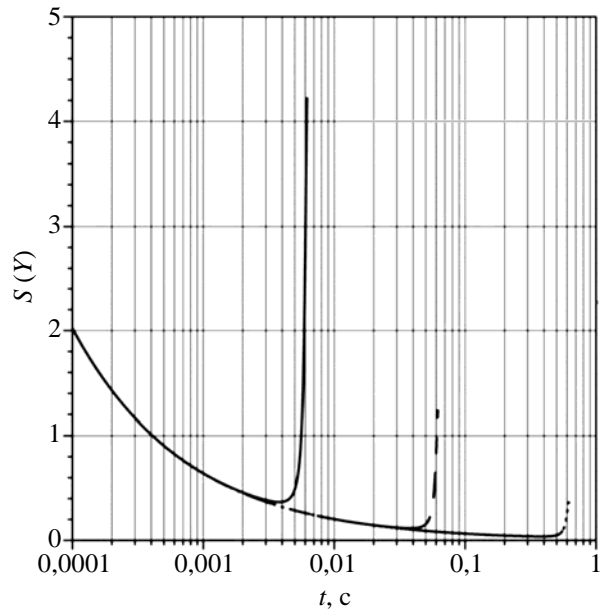


Рис. 4. Для разных скоростей ИС относительное СКО суммарного числа делений, происходящих в течение переходного процесса: $v_{\text{max}} = 0,5$ м/с, --- $v_{\text{max}} = 5$ м/с, — $v_{\text{max}} = 50$ м/с

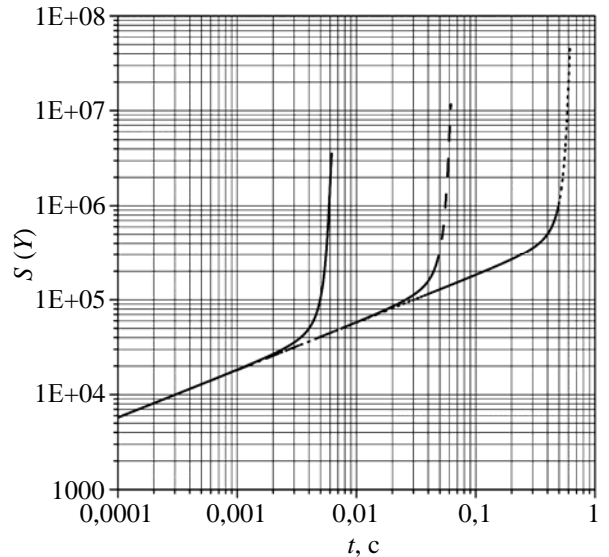


Рис. 5. Для разных скоростей ИС СКО суммарного числа делений, происходящих в течение переходного процесса: $v_{\text{max}} = 0,5$ м/с, --- $v_{\text{max}} = 5$ м/с, — $v_{\text{max}} = 50$ м/с

Заключение

1. В подавляющем большинстве цепи делений очень быстро вырождаются, и в них происходит сравнительно мало делений. В подкритических процессах основной вклад в умножение нейтронов несут только редкие ограниченные цепи делений.

2. С приближением к мгновенной критичности редкие ограниченные цепи делений носят характер гигантских флуктуаций, они разрастаются тем больше, чем ближе система к состоянию мгновенной критичности.

3. Флуктуации, вероятно, можно будет фиксировать при приближении к состоянию критичности и, зная эффективность детектора, измерять с погрешностью, которую можно оценить. Данные о флуктуациях необходимо передавать в расчетную модель.

4. Важным является такое требование к детектору, как максимальная скорость счета. Флуктуации сопряжены с большими скачками популяции нейтронов и, соответственно, с большими скоростями счета: по оценкам, при эффективности детектора $\varepsilon = 10^{-4}$ 1/деление скорость счета детектора должна быть не хуже $\dot{F} = 10^7$ 1/с для БАРС-5М, чтобы измерять большую часть флуктуаций. При большей эффективности детектора – пропорционально больше. В этой связи предпочтительным выглядит построение мультidetекторной системы, перекрывающей существенный диапазон

чувствительности, скорости счета, а также телесного угла вокруг реактора.

5. Модели, которые описывают кроме поведения неограниченных цепей делений в надкритических процессах поведение ограниченных цепей делений в подкритических и надкритических процессах, и при этом передают схожий характер таких цепей, предлагается тестировать на соответствующих модельных системах, не осуществляя переходы через мгновенное критическое состояние.

Список литературы

1. Ватутин В. А. Ветвящиеся процессы и их применение // Лекционные курсы НОЦ / Математический институт им. В. А. Стеклова РАН (МИАН). – М.: МИАН, 2008, вып. 8. 108 с.

2. Лукин А. В. Физика импульсных ядерных реакторов. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006. 528 с.

3. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1967.

Контактная информация –

Луценко Александр Владимирович,
начальник группы,
РФЯЦ-ВНИИТФ,
e-mail: dep5@vniitf.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 64–71.

РАЗРАБОТКА АВТОМАТИЗИРОВАННОГО КОМПЛЕКСА ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ И УПРАВЛЕНИЯ ПОЛНОМАСШТАБНОГО МАКЕТА СИСТЕМЫ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ РЕКОМБИНАЦИИ РАСТВОРНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

И. А. Сеницын¹, Д. А. Юнин², А. А. Кубасов², А. Р. Дягель²

¹СарФТИ НИЯУ МИФИ, г. Саров Нижегородской обл.

²ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 08.07.2022, после доработки – 15.07.2022, принята к публикации – 20.09.2022

В статье представлены результаты разработки программы управления макетом системы каталитической рекомбинации (СКР) гремучего газа, образующегося в надтопливном пространстве во время работы растворного исследовательского ядерного реактора ВИР-2М. Для макета СКР определен облик измерительно-управляющей системы, а также осуществлен подбор измерительно-управляющего оборудования. В статье представлены условия работоспособности полномасштабного макета СКР, которые определены исходя из параметров работоспособности при работе в статическом режиме на мощности до 30 кВт.

Ключевые слова: растворный ядерный реактор, радиолиз воды, система каталитической рекомбинации, измерительная система, аварийные и предупредительные уставки.

Development of the automated complex of remote control and management of the full-scale model of system of the catalytic recombination solution nuclear reactor. I. A. Sinitsin¹, D. A. Yunin², A. A. Kubasov², A. R. Dyagel² (¹*SARFTI NIYAU of MEFPhI, Sarov, Nizhni Novgorod region;* ²*FSUE «RFNC-VNIIEF», Sarov, Nizhni Novgorod region*). In the report there are presented the results of developing the program to control the breadboard of detonating gas catalytic recombination system (CRS), the detonating gas being formed in above-fuel space during operation of solution-type nuclear research reactor VIR-2M. For the CRS breadboard the general aspect of measurement and control system is defined and the selection of measurement and control equipment is made. The paper presents operability conditions of the full-scale CRS breadboard that are defined on the base of operability parameters at working in a static mode at a power up to 30 kW.

Keywords: solution-type nuclear reactor, water radiolysis, catalytic recombination system, measurement system, emergency and precautionary settings.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_72

Введение

Одним из наиболее простых по конструкции аperiodических импульсных реакторов (АИР) является реактор с активной зоной (АЗ) из водного раствора солей урана в обычной воде. Первые АИР этого типа –

реакторы KEWB – были запущены в США и использовались в исследованиях, тесно связанных с изучением безопасности. Конструкция современного растворного АИР включает в себя сосуд цилиндрической формы с прочными стенками, заполненный до некоторой высоты топливным раство-

ром. В качестве топлива обычно используют растворы уранилсульфата, уранилнитрата или флюорида урана. Эти растворы отличаются хорошей химической стабильностью. Масса делящегося материала в АЗ и объем раствора зависят от концентрации последнего и геометрии сосуда и равны, соответственно, 5–8 кг и 30–120 л. Реактивность регулируют стержнями, содержащими поглотители нейтронов. Генерирование импульса производят путем быстрого вывода из АЗ одного или группы импульсных стержней. Строительство первого во ВНИИЭФ (Россия) АИР на растворном топливе, получившего название ВИР-1, было завершено в 1964 г. В последующие годы во ВНИИЭФ были построены три других типа реактора семейства ВИР, поочередно заменившие друг друга. Реакторы семейства ВИР отличаются друг от друга элементами конструкции, концентрацией топливного раствора и схемой размещения в реакторном здании [1].

Специфической особенностью реакторов серии ВИР является необходимость периодического сжигания гремучего газа (ГГ) при работе на мощности в статическом режиме (при работе в импульсном режиме сжигание ГГ производится через некоторое время после проведения пуска и не затрагивает работу реактора на мощности). Для сжигания служит специальный газовый контур. Сжигание ГГ на реакторе ВИР-2М осуществляется путем временного подключения к газовому объему корпуса АЗ специальной камеры воспламенения объемом 3 дм³, снабженной искровыми электросвечами; вода, образующаяся при сжигании ГГ, возвращается обратно в топливный раствор, находящийся в корпусе реактора. При воспламенении ГГ происходит резкое падение мощности реактора (из-за сгорания ГГ резко падает давление в АЗ, разогретый топливный раствор мгновенно вскипает – реактор переходит в подкритическое состояние); возвращение на прежнюю мощность происходит примерно через одну-две минуты [2]. Это приводит к периодическим провалам мощности. Перспективной альтернативой системе поджига является система каталитической

рекомбинации (СКР), основной идеей которой является утилизация ГГ с помощью его каталитической регенерации. Такая система позволит утилизировать образующийся ГГ в непрерывном режиме, без скачков давления и, в результате, без провалов мощности реактора. Образующаяся при этом вода непрерывно возвращается в топливный раствор, в результате чего его параметры (объем, концентрация) в процессе работы на мощности не изменяются.

Макет СКР состоит из имитатора корпуса реактора, каталитического блока, двух конденсаторов (холодильников), воздушного компрессора, регуляторов расхода газов (РРГ-12), измерителя расхода газов с ручным клапаном, датчиками водорода, температуры и давления, устройствами отбора проб газовой среды, а также автоматизированной системы регистрации данных и управления. Схематическое изображение полномасштабного макета СКР приведено на рис. 1 [3].

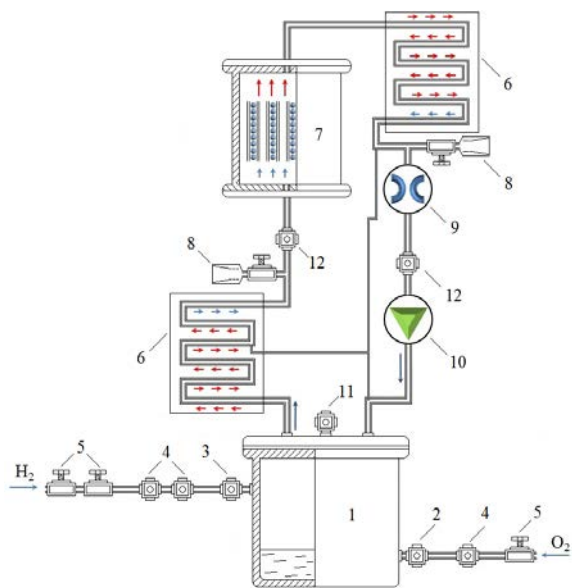


Рис. 1. Схематическое изображение полномасштабного макета СКР: 1 – металлический контейнер (имитатор корпуса АЗ) с имитатором топливного раствора; 2 – регулятор расхода кислорода; 3 – регулятор расхода водорода; 4 – аварийный электромагнитный клапан; 5 – аварийный вентиляционный клапан; 6 – конденсатор паров (холодильник); 7 – каталитический блок; 8 – шлиф для отбора проб газовой среды; 9 – расходомер; 10 – воздушный компрессор; 11 – датчик давления; 12 – датчик водорода

Описание измерительной системы макета СКР

Измерительная система состоит из кейта (персонального компьютера с измерительной платой), набора измерительных приборов и управляющих элементов и обеспечивает измерение параметров макета, управление элементами макета, запись измеренных данных. Также измерительная система улучшает безопасность проводимых работ, отправляет управляющие сигналы на оборудование и оповещает оператора макета.

Измерительную систему составляют:

- два датчика давления типа МС-3000 (ДД1, ДД2);
- пять термопар типа КТХА (Т1, Т2, Т3, Т4, Т5);
- ротаметр типа MassView MV-306 (РО);
- два регулятора расхода газа типа РРГ-12 (РР1, РР2);
- регулятор мощности типа Maxwell MS-1VR3840 (РМ);
- два датчика концентрации водорода типа СЕНСОН-СВ-5023-СМ-Н2-2ЭХ (ДК1, ДК2);
- трубчатый электронагреватель;
- два нормально закрытых вентиля (НЗ1, НЗ2);
- измерительная плата типа NI PCI-6052E;
- блок разъемов типа SCB-68;
- персональный компьютер;
- электрическая коммутационная схема.

Принципиальная схема измерительной системы представлена на рис. 2.

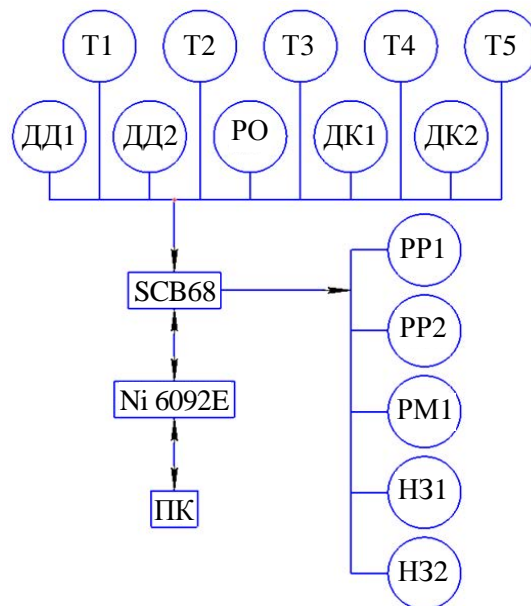


Рис. 2. Принципиальная схема измерительной системы макета. Измерительное оборудование: Т1–Т5 – термопары; ДД1, ДД2 – датчики давления; РО – ротаметр; ДК1, ДК2 – датчики концентрации водорода. Управляющее оборудование: РР1, РР2 – регуляторы расхода газа; РМ1 – регулятор мощности ТЭНа; НЗ1, НЗ2 – нормально закрытые клапаны. Блок контроля: SCB68 – блок разъемов; NI6092E – измерительная плата; ПК – персональный компьютер

Макет СКР моделирует работу СКР ИЯР ВИР-3 при работе ИЯР в статическом режиме на мощности до 30 кВт.

Основные параметры макета СКР:

- производительность макета СКР по водороду – до 0,22 м³/ч;
- принудительный расход парогазовой смеси в макете СКР – до 20 м³/ч;
- объемная концентрация водорода в макете СКР – не более 2,6%.

Требования к производительности СКР вытекают из следующих параметров перспективного растворного реактора:

- максимальная мощность реактора ВИР-3 при работе в статическом режиме (неограниченное время) – 30 кВт;
- топливо реактора ВИР-3 – водный раствор уранилсульфата (уран 90% обогащения по изотопу уран-235) с концентрацией ~60 г/л.

Условия работоспособности макета СКР

Для отработки технических решений на этапе эскизного и технического проектирования будут проведены работы по испытанию полномасштабного макета СКР ИЯР ВИР-3.

Для топливного раствора, который будет использоваться в реакторе ВИР-3, выход радиолитического газа составляет 4,47 нл/МДж (где нл – «нормальный литр» – объем газа, приведенный к нормальным условиям).

Максимальная скорость наработки водорода в реакторе ВИР-3 составляет 0,483 нм³/ч (для максимальной статической мощности реактора – 20 кВт; коэффициента запаса – 1,5). Проектная производительность СКР по водороду – не менее 0,5 нм³/ч. Таким образом, макет СКР максимально приближенно моделирует работу растворного реактора и системы каталитической рекомбинации.

Для СКР были сформированы требования к нормальным условиям работы:

- давление рабочее – 95–110 кПа;
- прокачиваемая среда – смесь водяного пара, воздуха, водорода, кислорода;
- влажность – 100%;
- агрессивная среда (возможны пары серной кислоты, йод и ионизирующее излучение);
- максимальная рабочая температура катализатора в каталитическом блоке – до 350 °С;
- рабочая температура парогазовой смеси после холодильника – не более 35 °С;
- рабочая температура парогазовой смеси в газовом контуре после каталитического блока – не более 100 °С;
- расход парогазовой смеси – от 0 до 20 нм³/ч;
- максимальный перепад давления в контуре СКР – не более 5 кПа.

Условия работы СКР уточняются на этапе эскизного и технического проектирования [3]. Для контроля параметров процессов, управления и обеспечения безопасности полномасштабного макета СКР, предусмотрена система управления (СУ). Она производит обработку информации, поступающей от регуляторов расхода газов РРГ-112, расходомера MASS-VIEW MV-306, датчиков давления, термопар (температура газовой среды, каталитиче-

ских элементов, нагревательного элемента, холодильника и т. д.) и газоанализаторов водорода. По результатам обработки СУ выдает управляющие сигналы на регуляторы расхода водорода/кислорода и, в случае превышения аварийных уставок, сигнал на закрытие аварийных электромагнитных клапанов (с выдачей предупредительного/аварийного сигнала на экран оператора).

Программное обеспечение макета СКР

Программное обеспечение (ПО) позволяет в режиме реального времени:

- регулировать скорости поступления водорода и кислорода в имитатор корпуса АЗ, а также скорости циркуляции парогазовой смеси в газовом контуре полномасштабного макета СКР (осуществлять управление газодинамическими характеристиками макета СКР);
- регистрировать изменение давления и температуры парогазовой смеси, концентрации водорода в газовом контуре, а также температуры катализатора и модельного топливного раствора (осуществлять контроль газодинамических характеристик макета СКР);
- формировать аварийные и предупредительные сигналы (с выдачей соответствующих сигналов на экран оператора) при превышении аварийных и предупредительных уставок

На рис. 3, 4 представлен пользовательский интерфейс системы управления макетом СКР.

Программное обеспечение может выдавать сигналы для аварийного останова макета, который предусматривает следующие автоматические действия СУ и действия оператора СУ. Действия СУ:

- перекрытие регуляторов расхода водорода и кислорода;
- перекрытие аварийных электромагнитных клапанов линий подачи водорода и кислорода;
- отключение электронагревателя из состава имитатора корпуса АЗ;

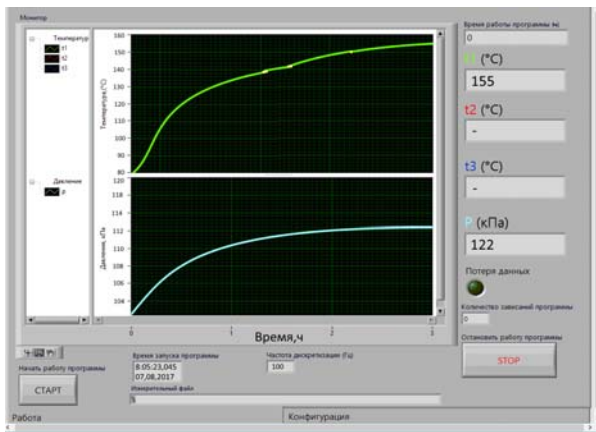


Рис. 3. Окно контроля основных показаний

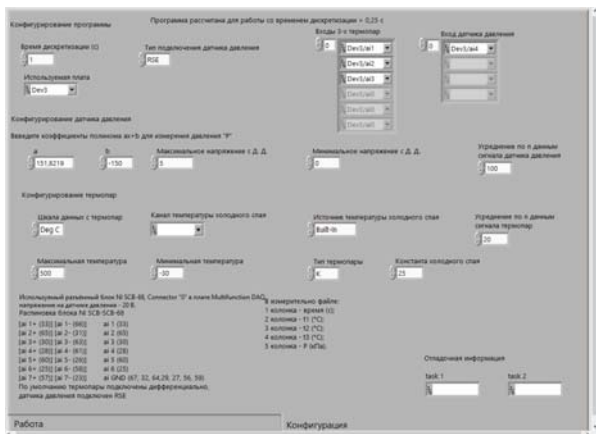


Рис. 4. Окно конфигурации ПО

– вывод на экран оператора сообщения «ПЕРЕКРЫТЬ КЛАПАНЫ ПОДАЧИ ВОДОРОДА И КИСЛОРОДА!»

Действия оператора СУ:

– перекрытие клапанов подачи водорода (в первую очередь) и кислорода (во вторую очередь);

– отключение воздушного компрессора (в случае его неисправности или нарушениях в работе);

– проверка состояния макета по показаниям СУ;

– выключение макета согласно Регламенту обеспечения безопасности работ на макете СКР;

– установление и устранение причины отказа.

Указания для оператора СУ:

– целевое значение расхода паровоздушной смеси в макете СКР $Q_{\text{ном}}$ устанавливается

перед началом проведения работ на макете, исходя из значения расхода водорода $Q_{\text{н}}$ по калибровочной зависимости $Q_{\text{ном}}(Q_{\text{н}})$, построенной при пусконаладке макета (значение $Q_{\text{ном}}$ определяется как минимальное значение расхода, обеспечивающее для данного расхода водорода $Q_{\text{н}}$ объемную концентрацию водорода на входе в каталитический блок не более 1,2%);

– начальное давление в макете P_0 соответствует значению атмосферного давления в помещении размещения макета (достигается выравниванием окружающего давления и давления в макете после включения воздушного компрессора и нагревателя и достижения стационарного состояния);

– целевое значение температуры имитатора топливного раствора задается перед проведением работ и поддерживается с помощью нагревателя [4, 5].

Результаты работы

Измерительно управляющий узел макета СКР необходим для отработки на макете системы каталитической рекомбинации реактора ВИР-2М, которая позволит расширить облучательные параметры реактора. Основные возможности измерительно управляющего узла:

1) регулировать скорости поступления водорода и кислорода в имитатор корпуса АЗ, а также скорости циркуляции парогазовой смеси в газовом контуре полномасштабного макета СКР (осуществлять управление газодинамическими характеристиками макета СКР);

2) регистрировать изменение давления и температуры парогазовой смеси, концентрации водорода в газовом контуре, а также температуры катализатора и модельного топливного раствора (осуществлять контроль газодинамических характеристик макета СКР);

3) формировать аварийные и предупредительные сигналы (с выдачей соответствующих сигналов на экран оператора)

при превышении аварийных и предупредительных уставок.

В дальнейшем, для улучшения облучательных возможностей реактора, в статическом режиме работы планируется использовать систему каталитической рекомбинации в качестве дополнения к существующей системе поджига гремучего газа.

Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы: Монография в 2 т. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. Т. 1. С. 144–156.

2. Аллен А. О. Радиационная химия воды и водных растворов. – М.: ГосАтом Издат, 1963. 197 с.

3. Авдеев А. Д., Богомоллова Л. С., Волгутов В. Ю., Глухов Л. Ю., Гречушкин В. Б., Девяткин А. А., Дягель А. Р., Жогова К. Б., Кубасов А. А., Москвин Н. И., Пикулев А. А., Плужан К. Г., Сизов А. Н., Табаков С. О., Турутин С. Л., Хоружий В. Х., Шлячков Н. А., Шуркаев А. В., Юнин Д. А. Перспективный растворный импульсный реактор: нейтронно-физические характеристики и облучательные параметры // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2021. Вып. 4. С. 54–64.

4. Пикулев А. А., Волгутов В. Ю., Шлячков Н. А., Юнин Д. А., Дягель А. Р. Разработка и испытания макета системы каталитической рекомбинации радиолитического газа, образующегося в топливном растворе исследовательских реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2020. Вып. 4. С. 4–16.

5. Пат. RU2 748214 С1 МПК G-21С 1/24 (2006.01). Способ преобразования водородосодержащей среды и устройство реализации способа / А. Пикулев, В. Волгутов, Н. Шлячков, Л. Глухов, В. Голубева, А. Кубасов, Д. Юнин, А. Дягель (Россия) // Изобретения. Полезные модели. 2021. № 15.

Контактная информация –
Дягель Антон Русланович,
инженер по испытаниям 2 категории,
РФЯЦ-ВНИИЭФ,
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 72–77.

ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ И ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ГАММА-УСТАНОВКИ

**Е. И. Валекжанина, С. А. Демьянов, С. А. Картанов, А. В. Машагин,
П. В. Опёнышев, К. Г. Плужян, К. А. Попикова**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 08.07.2022, после доработки – 15.07.2022, принята к публикации – 20.09.2022

Для обеспечения испытаний электронной компонентной базы (ЭКБ) на стойкость к воздействию ионизирующего излучения космического пространства в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ведутся работы по созданию синхротронного комплекса. Одной из установок комплекса является гамма-установка (ГУ) на основе закрытого радионуклидного источника (ЗРИ) ^{60}Co . Данная установка разрабатывается в двух конструктивных исполнениях: низкой и средней интенсивностей.

В работе представлены результаты расчета мощности дозы на расстоянии 1 м от составных частей ГУ и за стеной зала дозовых облучений. Рассчитана карта радиационных полей в зале дозовых облучений.

Приведены результаты расчета пространственного распределения мощности дозы и неоднородности поля излучения в предполагаемом месте расположения ЭКБ.

Ключевые слова: гамма-установка, радиационная безопасность, облучательные возможности.

Investigations of gamma-ray unit of radiation safety and irradiation potentialities. Ye. I. Valekzhanina, S. A. Dem'yanov, S. A. Kartanov, A. V. Mashagin, P. V. Openyshev, K. G. Pluzyan, K. A. Popikova (FSUE «RFNC-VNIIEF», 607188, Sarov, Nizhny Novgorod region, Mira ave., 37). To provide resistance testing of electronic component base (ECB) against the effect of cosmic space ionizing radiation there are carried out in FSUE «RFNC-VNIIEF» the works on creating a synchrotron complex. One of its facilities is gamma-ray unit (GRU) on the base of ^{60}Co sealed radioactive source (SRS). This facility is being developed in two embodiments: of low and average intensities.

The paper presents the results of dose rate calculation at a 1-meter distance from the GRU components and behind the walls of the dose irradiation hall. The chart of radiation fields in the dose irradiation hall is calculated.

There are presented the calculation results of space distribution of dose rate and radiation field non-uniformity in the assumed place of ECB arrangement.

Key words: gamma-radiation unit, radiation safety, irradiation resource.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_78

Введение

ГУ на основе закрытых изотопных источников является составной частью синхротронного комплекса, предназначенного для обеспечения испытаний ЭКБ на стойкость к действию ионизирующих излу-

ний космического пространства. ГУ предназначена для проведения испытаний изделий ЭКБ на дозовое воздействие при низкой (0,01–10 Р/с) и средней (10–300 Р/с) интенсивности γ -излучения космического пространства (далее ГУ СИ и ГУ НИ).

В качестве источника γ -излучения планируется использовать 6 ЗРИ на основе ^{60}Co типа ГИК-9-4, произведенных ФГУП «ПО "МАЯК"». Источник ГИК-9-4 представляет собой двойную капсулу из коррозионно-стойкой стали с активной частью (рис. 1).

Суммарная активность источников излучения для ГУ средней интенсивности составит ≈ 54 кКи. Период полураспада ^{60}Co – 5,27 лет [1]. По истечении 5 лет эксплуатации, когда активность источников уменьшится в два раза, в ГУ СИ будет проводиться замена источников на новые. Отработавшие в ГУ СИ источники будут перемещены в ГУ НИ, их суммарная активность на момент перемещения составит ≈ 28 кКи. Таким образом, каждые 5 лет будет обеспечено обновление источников в обеих ГУ.

ГУ располагается в зале дозовых облучений согласно рис. 2.

Для обоснования радиационной безопасности ГУ СИ проведены расчеты мощности эквивалентной дозы на расстоянии 1 м от составных частей установки в исходном положении, а также за стеной напротив ЗРИ в рабочем положении (исходное и рабочее положения установки представлены в следующем разделе). Поскольку устройство ГУ СИ и ГУ НИ одинаково, а также залы дозовых облучений идентичны, то результаты, полученные для ГУ СИ, могут быть использованы для обоснования безопасности ГУ НИ.

При проведении испытаний ЭКБ на дозовое воздействие необходимы знания о распределении мощности дозы. С этой целью проведены расчеты пространственного распределения мощности экспозиционной дозы и неоднородности поля излучения в предполагаемой области расположения ЭКБ.

Расчеты проведены в программном комплексе С-007 [2], предназначенном для моделирования переноса нейтронов, γ -квантов, электронов и позитронов методом Монте-Карло в трехмерной геометрии.

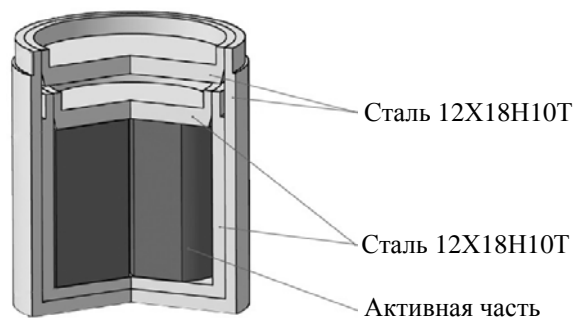


Рис. 1. Источник ионизирующего излучения типа ГИК-9-4

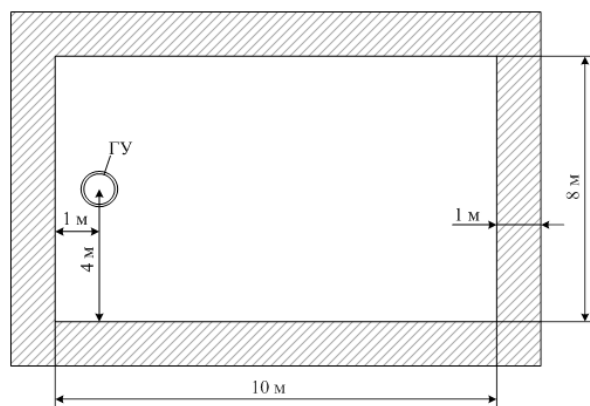


Рис. 2. Схема расположения ГУ в зале дозовых облучений (вид сверху)

Описание ГУ

ГУ средней и низкой интенсивности имеют одинаковое устройство. В общем виде ГУ состоит из следующих элементов:

- источника ионизирующего излучения;
- блока защиты;
- стенда электромеханического;
- автоматизированной системы управления и контроля ГУ.

ЗРИ размещены определенным образом внутри кассеты, внешний вид которой представлен на рис. 3.

В качестве блока защиты используется контейнер защитный КТ1-160000/4300, разработанный и применяемый в ФГУП «ПО "Маяк"», из состава комплекта упаковочного транспортного УКТ1В-160000/4300 [3].

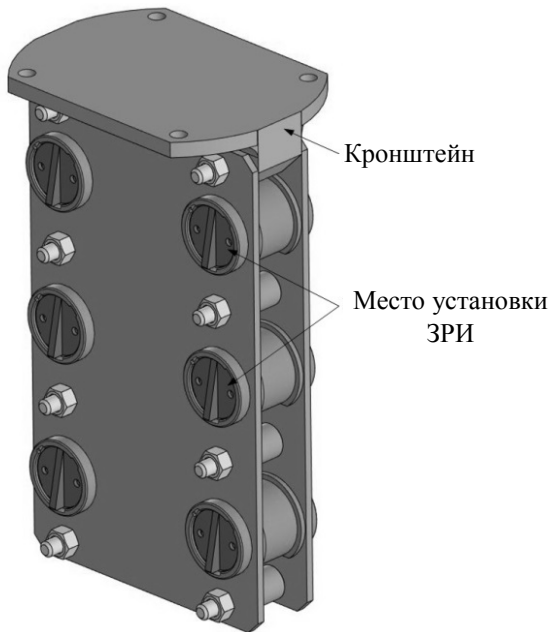


Рис. 3. Кассета с ЗРИ

Контейнер защитный КТИ-160000/4300 представляет собой металлоконструкцию, состоящую из пробки и контейнера (рис. 4). Пробка 1 крепится к контейнеру 2 с помощью восьми гаек.

Пробка 1 представляет собой сварную герметичную конструкцию, состоящую из крышки со стаканом и радиационной за-

щиты, находящейся внутри. Сверху крышки имеется строповое устройство для извлечения пробки из контейнера и установки ее обратно.

Контейнер 2 представляет собой сварной герметичный цилиндр, состоящий из внешней облицовки, радиационной защиты и внутреннего стакана (гнезда контейнера). На внешней облицовке имеются четыре ребра с отверстиями, предназначенные для захвата контейнера грузоподъемными механизмами.

Стенд электромеханический представляет собой рамную конструкцию с установленным на ней приводом перемещения источника. На рис. 5 представлен общий вид ГУ в закрытом и рабочем положениях. Пробка 1 с закрепленной на ней кассетой соединена жесткой связью с приводом перемещения источника, за счет которого имеет возможность вертикального перемещения соосно контейнеру на высоту не менее 500 мм. В дальнейшем изложении под «пробкой» будет подразумеваться узел ГУ, состоящий из следующих связанных элементов: пробки, кассеты и ЗРИ.

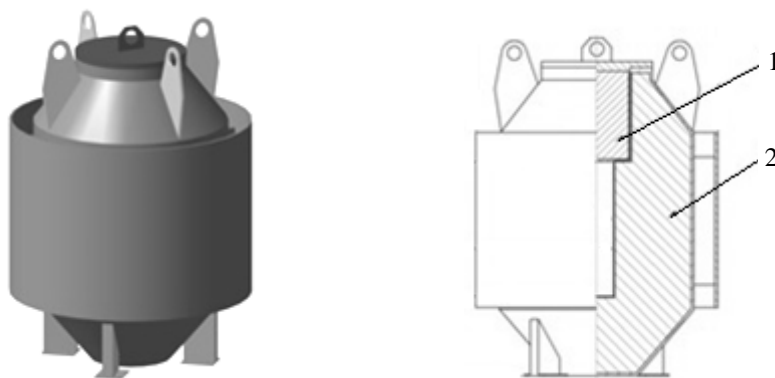


Рис. 4. Общий вид контейнера защитного КТИ-160000/4300:
1 – пробка, 2 – контейнер

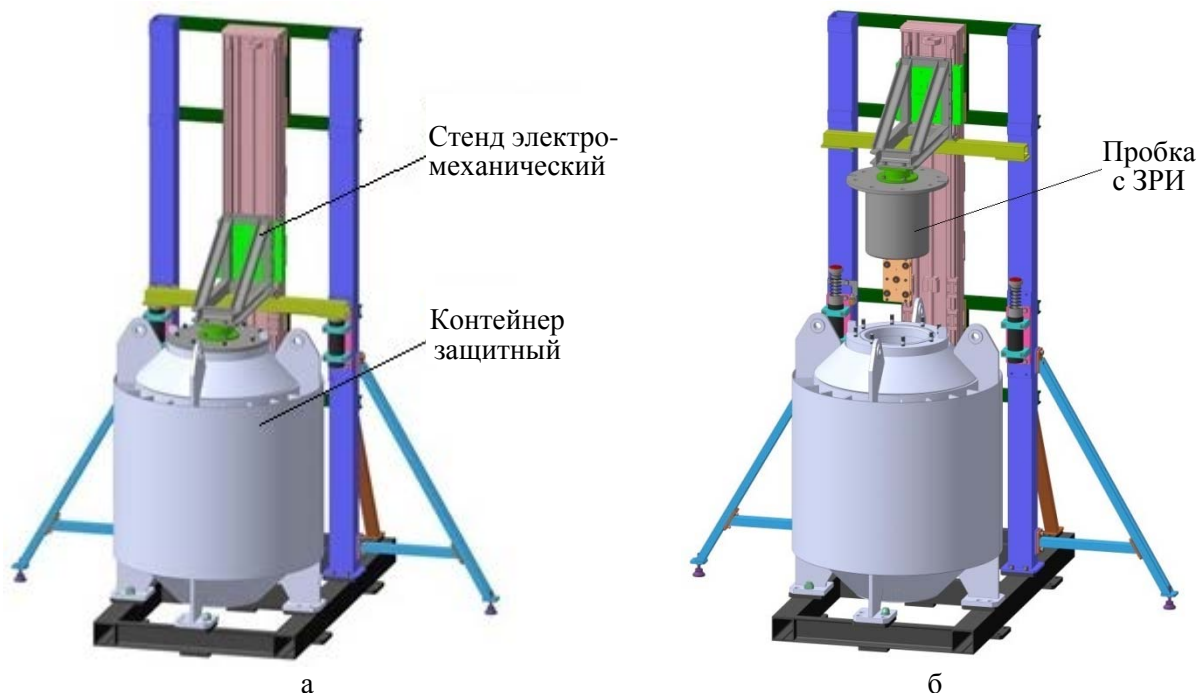


Рис. 5. Общий вид ГУ в исходном (а) и рабочем (б) положениях

В исходном положении ГУ пробка плотно прилегает к верхней плоскости контейнера (рис. 5,а). В рабочем положении ГУ пробка смещена на высоту 150 см от уровня пола (рис. 5,б).

Результаты расчетов по обоснованию радиационной безопасности ГУ СИ

Результаты расчета мощности эквивалентной и экспозиционной доз для исходного положения ГУ СИ, при котором кассета с шестью ЗРИ располагается в гнезде контейнера, а пробка плотно прилегает к верхней плоскости контейнера, представлены в таблице.

Рассчитанные значения мощности эквивалентной дозы на расстоянии 100 см от поверхности контейнера КТИ-160000/4300 при загрузке в него ≈ 54 кКи изотопа ^{60}Co удовлетворяют требованию п. 3.7.6 ОСПОРБ 99/2010 для стационарных установок, действие которых основано на использовании ЗРИ (не более 20 мкЗв/ч).

Мощность дозы от ГУ СИ

	Поверхность контейнера			1 м от поверхности контейнера	
	верх	бок	дно	верх	бок
Мощность эквивалентной дозы, мкЗв/ч	41,9	155,1	3,9	11,2	9,4

Проведен расчет распределения мощности экспозиционной дозы в облучательном зале при рабочем положении установки. Для примера на рис. 6 представлено распределение мощности экспозиционной дозы в горизонтальной плоскости на уровне расположения центральных ЗРИ. Для удобства визуализации распределение представлено в виде приведенного десятичного логарифма от мощности дозы.

Для оценки безопасности персонала группы А за стенами облучательного зала ГУ СИ проведена оценка кратности ослабления дозы γ -излучения моделированием в С-007[2]. При расчетах толщина стен принималась равной 100 см.

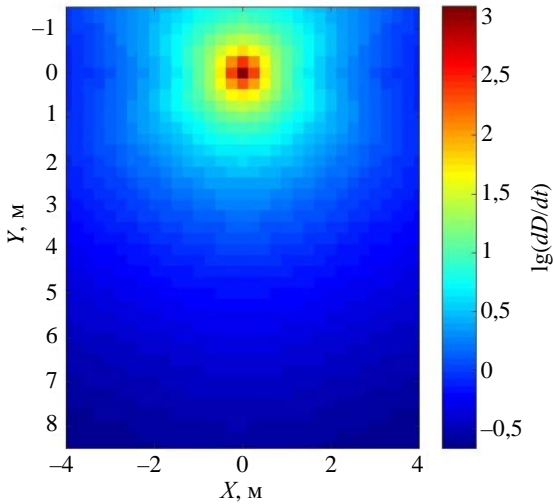


Рис. 6. Распределение мощности экспозиционной дозы в облучательном зале на высоте расположения центральных ЗРИ в рабочем положении ГУ СИ

Для определения кратности ослабления γ -излучения в бетонной стене с помощью моделирования проведен расчет мощности дозы за ближайшей стеной на высоте кассеты с ЗРИ при рабочем положении ГУ и на таком же расстоянии от источника без стены. Мощность эквивалентной дозы без стены составила 64 Зв/ч, за стеной – 3 мЗв/ч. Таким образом, кратность ослабления – $2,1 \cdot 10^4$.

Согласно требованиям НРБ-99/2009, мощность эквивалентной дозы за стеной

помещения с установкой для персонала группы А должна быть не более 11 мкЗв/ч. Для стены толщиной 100 см мощность эквивалентной дозы за стеной превышает разрешенное значение в 272 раза. По предварительным оценкам, для удовлетворения требованиям НРБ-99/2009 толщина стены из обычного бетона должна быть не менее 150 см.

Результаты расчета пространственного распределения мощности экспозиционной дозы и неравномерности поля излучения ГУ СИ

Расчет пространственного распределения мощности экспозиционной дозы и неоднородности поля излучения ГУ СИ проведен в расчетной области, расположенной согласно рис. 7. Расчетная область размерами $100 \times 100 \times 110$ см разбита плоскостями с шагом 10 см.

Результаты расчета пространственного распределения мощности экспозиционной дозы на расстояниях 10, 20, 50 и 100 см с указанием ее максимального значения представлены на рис. 8. Поскольку мощность дозы вычислялась в воздухе, в области расположения защитного контейнера и пробки – нулевые значения.

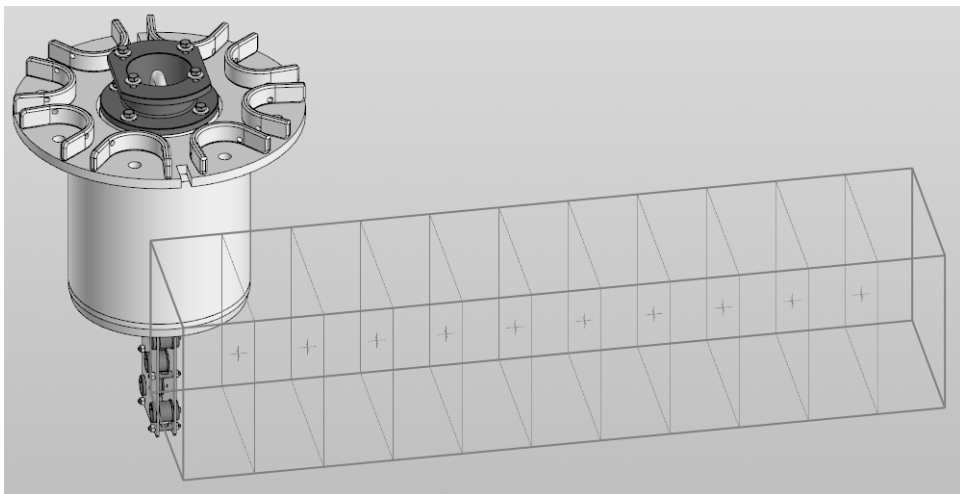


Рис. 7. Разбиение расчетной области

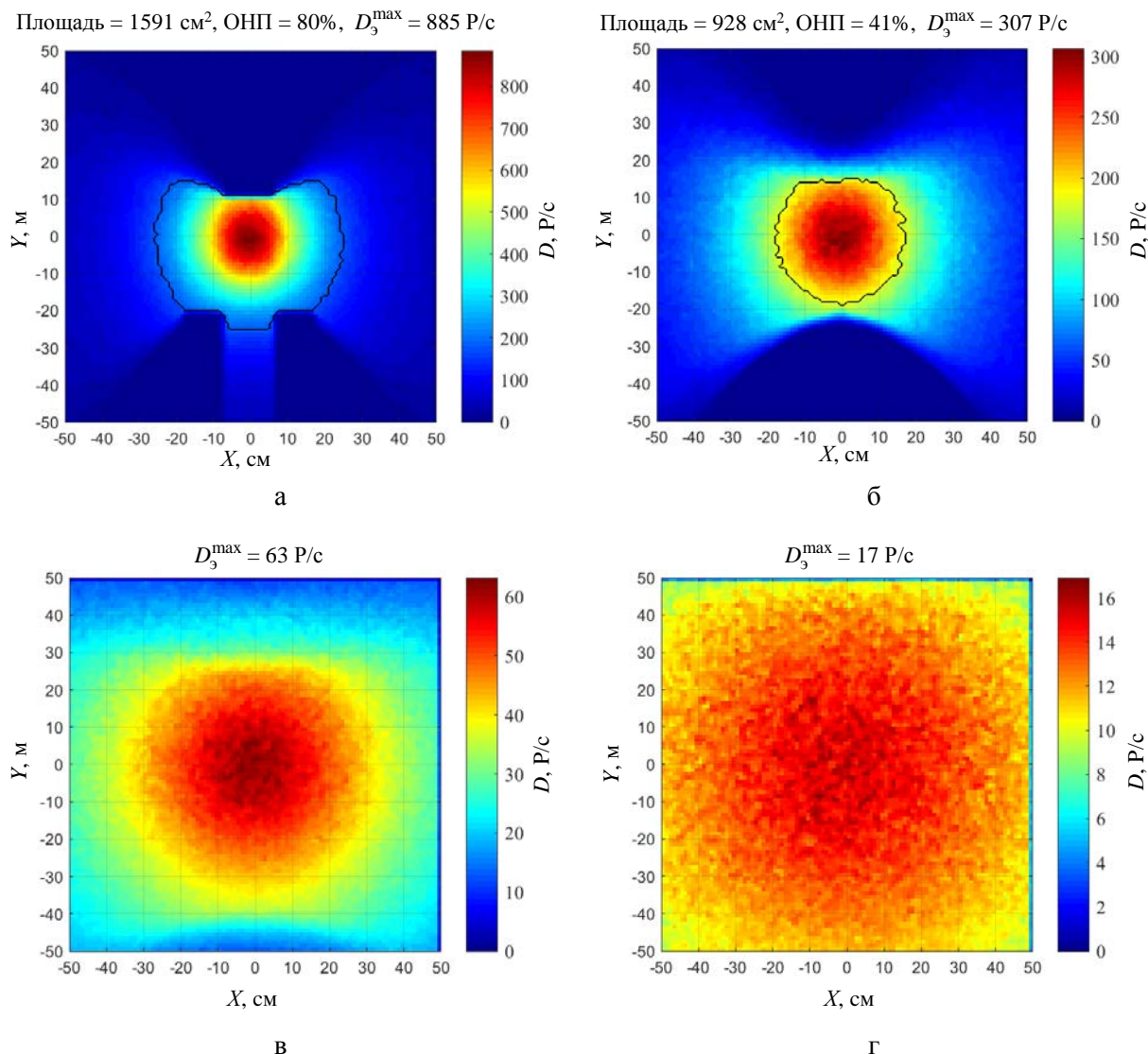


Рис. 8. Распределение мощности экспозиционной дозы от ГУ СИ в зависимости от расстояния от торца ЗРИ: а – 10 см; б – 20 см; в – 50 см; г – 100 см

ГУ СИ должна обеспечивать на поверхности площадью 600 см² мощность дозы не менее 180 P/c с неоднородностью поля излучения 30%. На изображениях, соответствующих расстояниям 10 и 20 см, черным выделены области, где мощность дозы превышает 180 P/c, указаны площади данных областей и величина неоднородности

в них. Из рис. 8,а,б видно, что вышеуказанные требования выполняются в диапазоне от 20 до 30 см. Более подробные расчеты показали, что на расстоянии 22,5 см от торца ЗРИ мощность экспозиционной дозы на площади 602 см² будет не менее 180 P/c с неоднородностью поля 28,1% (рис. 9).

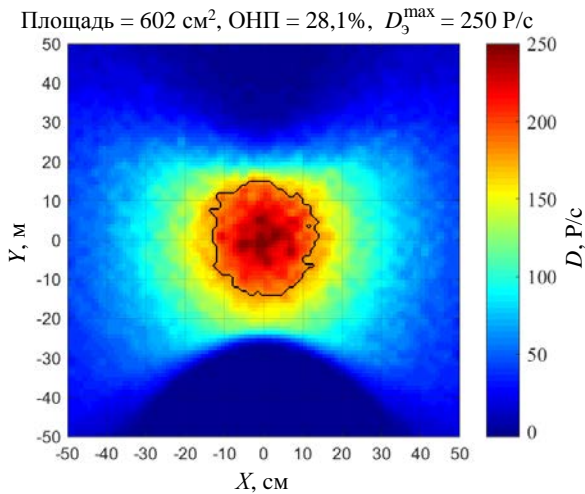


Рис. 9. Распределение мощности экспозиционной дозы от ГУ СИ на расстоянии 22,5 см от торца ЗРИ

Заключение

Проведено расчетно-теоретическое обоснование радиационной безопасности разрабатываемой ГУ СИ в исходном и рабочем положениях.

В исходном положении на расстоянии 100 см от составных частей мощность эквивалентной дозы составила 11,2 мкЗв/ч над пробкой и 9,4 мкЗв/ч от боковой стенки защитного контейнера, что удовлетворяет требованиям п. 3.7.6 ОСПОРБ 99/2010 для стационарных установок, действие которых основано на использовании ЗРИ.

Для рабочего положения ГУ СИ рассчитана карта полей. Двумя способами оценена кратность ослабления γ -излучения в бетонной стене толщиной 100 см, определено, что данная толщина не удовлетворяет требованиям НРБ-99/2009. Для безопасности персонала группы А толщина стены должна составлять не менее 150 см.

Представлены результаты расчета пространственного распределения мощности экспозиционной дозы в предполагаемой области облучения ЭКБ.

Список литературы

1. Бабичев А. П., Братковский А. М. и др. Физические величины: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
2. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // ВАНТ. Серия: Математическое моделирование физических процессов. 2011. № 1. С. 17–25.
3. Сертификат-разрешение на конструкцию транспортного упаковочного комплекта УКТПВ-160000/4300 и перевозку в нем радиоактивных веществ. RUS/5330/B(U)-96T(Rev.3). 7 с.
4. Машкович В. П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1982. 296 с.

Контактная информация –

Плузян Карлен Гагикович,
начальник лаборатории ИЯРФ,
РФЯЦ-ВНИИЭФ,
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 78–84.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В АЗ ИЯУ ЯГУАР И ИГРИК-2 СТАТИСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

**В. В. Захаров, О. А. Мингазов, В. И. Черашев, И. А. Жиховский, С. В. Шугаев,
С. Г. Порубов, А. А. Манаков, А. А. Кузинская**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина», г. Снежинск Челябинской обл.

Статья поступила в редакцию 16.05.2022, после доработки – 23.06.2022, принята к публикации – 20.09.2022

Представлены результаты определения времени жизни мгновенных нейтронов в реакторах ЯГУАР и ИГРИК-2 тремя различными статистическими методами. Кратко описана экспериментальная установка и приведена схема эксперимента. Проведено сравнение результатов, полученных методами Бабала, Фейнмана и автокорреляционного анализа. Сделаны выводы о применимости этих методов.

Ключевые слова: импульсный ядерный реактор, время жизни мгновенных нейтронов, реактивность, константа Росси-альфа, метод Бабала, метод Фейнмана, автокорреляционный анализ.

Comparison of the results of determining the lifetime of instantaneous neutrons in the core of the IGRIK-2 and YAGUAR reactors by statistical methods. V. V. Zakharov, O. A. Mingazov, V. I. Cherashev, I. A. Zhikhovsky, S. V. Shugaev, S. G. Porubov, A. A. Manakov, A. A. Kuzinskaya (*FSUE «RFNC-VNIITF», 456770, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Vasilyev street, 13*). The results of determining the lifetime of instantaneous neutrons in the YAGUAR and IGRIK-2 reactors by three different statistical methods are presented. The experimental facility has been briefly described and the experimental scheme is given. A comparison of the results obtained by the methods of Babala, Fejnman and autocorrelation analysis was carried out. Conclusions are drawn about the applicability of these methods.

Key words: pulse nuclear reactor, lifetime of instantaneous neutrons, reactivity, Rossi-alpha constant, Babala method, Feynman method, autocorrelation analysis.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_85

Введение

В рамках физического пуска реактора ИГРИК-2 проведены эксперименты по определению постоянной спада при критичности на запаздывающих нейтронах (константы Росси-альфа) и времени жизни мгновенных нейтронов. Постоянная спада мгновенных нейтронов определяется как

$$\alpha_c = \frac{\rho - \beta_{эф}}{\Lambda},$$

где ρ – реактивность; $\beta_{эф}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов; Λ – время генерации мгновенных нейтронов.

Для систем, критических на запаздывающих нейтронах, постоянная спада имеет специальное название – константа Росси-альфа – и равна

$$\alpha_R = \frac{\beta_{эф}}{l},$$

где l – время жизни мгновенных нейтронов.

Основной целью исследования является определение константы Росси-альфа α_R для импульсного ядерного реактора ИГРИК-2. Дополнительно изучено влияние характерных облучаемых образцов на время жизни мгновенных нейтронов в реакторе ИГРИК-2; проверена применимость различных статистических методов для измерения времени жизни мгновенных нейтронов в реакторах ИГРИК-2 и ЯГУАР.

В статье приведено краткое описание экспериментальной установки для определения постоянной спада, описана методика проведения эксперимента, приведены результаты обработки полученных данных статистическими методами: Бабала, Фейнмана и автокорреляционного анализа; проведено сравнение результатов, полученных этими методами.

Методика проведения и схема эксперимента

Методика проведения эксперимента заключалась в следующем. АЗ реактора приводилась к выбранной конфигурации (устанавливались или удалялись облучаемые образцы). Вблизи АЗ реактора размещался блок детектирования нейтронов. Реактор выводился в известное подкритическое состояние, после чего штатный источник нейтронов удалялся от АЗ за биологическую защиту. После завершения переходного процесса начинался набор экспериментальных данных: фиксировались временные отсчеты в моменты регистрации нейтронов блоком детектирования. При этом цепочки мгновенных нейтронов в АЗ реактора инициировались «внутренним источником» нейтронов (под которым понимается сумма запаздывающих нейтронов, нейтронов спонтанного деления, нейтронов от γ - n реакций и внешнего фона нейтронов).

Реактор переводился в различные подкритические состояния, и измерения повторялись. Затем полученные данные обраба-

тывались одним из статистических методов (Бабала, Фейнмана или автокорреляционного), в результате чего получалась табличная зависимость постоянной спада от реактивности. Далее методом наименьших квадратов строилась линейная аппроксимация $\alpha(\rho)$ с учетом того, что $\alpha(\beta_{эф}) = 0$. Подстановкой в полученное выражение значения $\rho = 0$ определялось значение α_R .

Реактивность в процессе экспериментов измерялась методом Попова [1]. Для сбора экспериментальных данных была разработана специальная система регистрации. Схема размещения блока детектирования относительно АЗ реактора показана на рис. 1. Блок детектирования нейтронов содержит 6 счетчиков медленных нейтронов на основе ^3He , окруженных полиэтиленовым замедлителем. Счетчики разработаны и изготовлены в ЛНФ ОИЯИ (г. Дубна); по основным параметрам близки к серийно производимым СНМ-18. Эскиз конструкции счетчика приведен на рис. 2.

Блок замедлителя имеет толщину 90 мм, высоту – 500 мм; эскиз конструкции блока замедлителя приведен на рис. 3. Счетчики размещены в соответствующих отверстиях

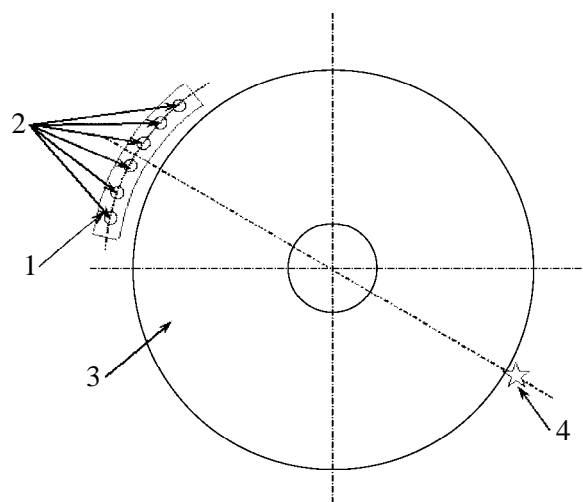


Рис. 1. Схема размещения блока детектирования: 1 – блок детектирования, 2 – счетчики медленных нейтронов, 3 – АЗ реактора, 4 – штатный источник нейтронов

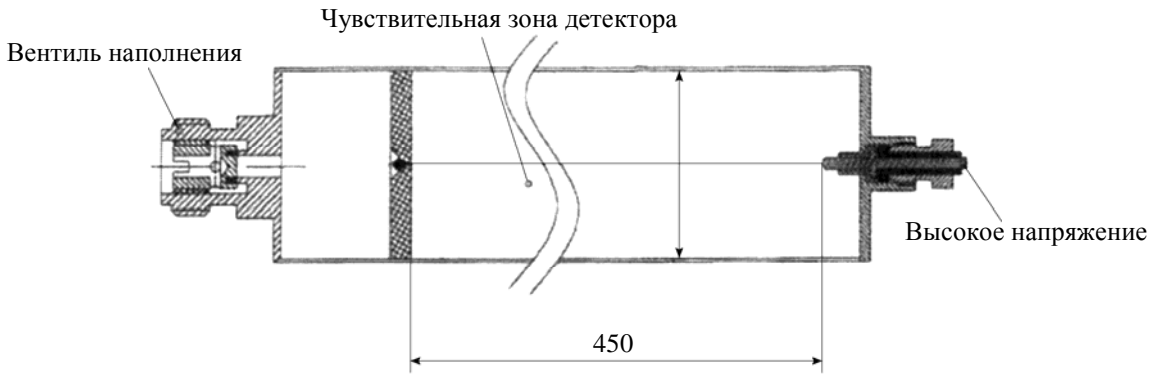


Рис. 2. Эскиз конструкции счетчика

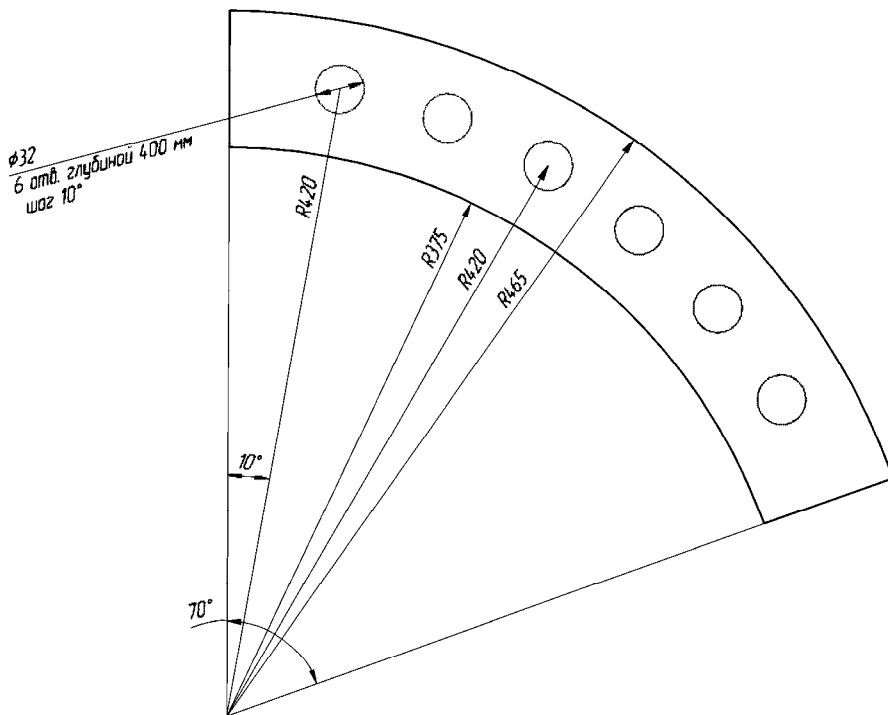


Рис. 3. Эскиз конструкции блока замедлителя

блока замедлителя. Электрические сигналы со счетчиков поступают на усилители-дискриминаторы и далее передаются на обработку в логический блок, который записывает информацию о моментах прихода импульсов в каждом из каналов в буферную память и затем передает эти данные на персональный компьютер (по интерфейсу RS485). Дискретность измерения времени логическим блоком составляет 100 нс.

Логический блок выполнен на основе программируемой логической интеграль-

ной схемы (ПЛИС) FPGA EP4CE10E22C8 семейства Cyclone IV E (изготовитель – фирма Altera). Исходный код написан на языке Verilog в среде разработки Quartus II.

Программное обеспечение системы регистрации

Для работы с системой регистрации разработано специальное программное обеспечение, состоящее из двух программ: управления системой регистрации и пред-

варительной обработки данных. Программа управления системой регистрации обеспечивает прием данных по интерфейсу RS485, буферирование данных в памяти и запись данных в файл на жесткий диск. Программа предварительной обработки данных позволяет построить и сохранить в файле гистограмму распределения счетно-счетных интервалов для дальнейшей обработки по методу Бабала, график отношения дисперсии скорости счета к среднему значению для обработки по методу Фейнмана и зависимость скорости счета нейтронов от времени для обработки корреляционным методом.

Экспериментальная проверка системы регистрации

Для проверки работоспособности системы регистрации были построены гистограммы распределения счетно-счетных интервалов от Pu-Be источника нейтронов. Акты регистрации нейтронов от α - n источника подчиняются распределению Пуассона. Если пренебречь мертвым временем счетчиков нейтронов, можно показать, что гистограмма распределения счетно-счетных интервалов должна иметь вид

$$P_{cc}(n) = Ae^{-\lambda\Delta(n-1)},$$

где λ – средняя скорость счета нейтронов, c^{-1} ; Δ – ширина временного интервала гистограммы, с; n – номер интервала гистограммы; $A = N_0(1 - e^{-\lambda\Delta})$ – константа нормировки, зависящая от общего числа зарегистрированных событий N_0 .

На рис. 4 в качестве примера приведена одна из полученных гистограмм и ее аппроксимация, построенная средствами программы Microsoft Excel.

Анализ результатов экспериментов с Pu-Be источником подтвердил работоспособность системы регистрации.

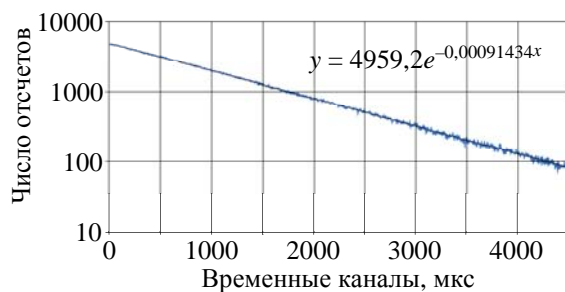


Рис. 4. Гистограмма счетно-счетных интервалов от Pu-Be источника (общее число зарегистрированных нейтронов – 1086365, средняя скорость счета – 914,0 c^{-1})

Методы обработки экспериментальных данных

Применимость статистических методов измерения нейтронно-физических характеристик определяется временем жизни нейтронов в реакторной системе. Возможность поддержания состояния системы, когда цепочки делений нейтронов не «перекрываются», т. е. цепочки делений нейтронов разделены промежутком времени, определяет применение того или иного статистического метода.

Предварительные оценки показали, что в диапазоне реактивности $-2\beta_{эф}$ до $-0,4\beta_{эф}$ в активной зоне реактора ИГРИК-2 в среднем одновременно существуют от ~ 2 до ~ 15 параллельных цепочек деления, обусловленных «внутренним» источником. В таких условиях метод Бабала имеет ряд преимуществ по сравнению с другими статистическими методами [2], поэтому он был выбран в качестве основного.

Метод Бабала

Метод Бабала использует распределение длин интервалов между отсчетами (гистограмму счетно-счетных интервалов). Бабала вывел следующие выражения для распределения счетно-счетных интервалов [2]:

$$p_{cc}(t)dt = C_1(t)dt + C_2(t)\exp(-\alpha\gamma t)dt, \quad (1)$$

причем

$$C_1(t) = 4F\varepsilon\rho_0(t) \times \left[\frac{(\gamma+1) + (\gamma-1)\exp(-\alpha\gamma t)}{(\gamma+1)^2 - (\gamma-1)^2 \exp(-\alpha\gamma t)} \right]^2; \quad (2)$$

$$C_2(t) = \frac{8F\varepsilon\rho_0(t)\gamma^2}{\sigma \left[(\gamma+1)^2 - (\gamma-1)^2 \exp(-\alpha\gamma t) \right]^2}; \quad (3)$$

где F – интенсивность делений в подкритической системе, с^{-1} ; ε – эффективность детектора к делениям в системе 1/дел; α – постоянная спада мгновенных нейтронов, с^{-1} ; \bar{c} – средняя скорость счета детектора нейтронов, с^{-1} ; σ – коэффициент, эквивалентный мощности источника нейтронов, безразмерный, определяется выражением

$$\sigma = \frac{S\Lambda}{D_v}, \quad (4)$$

где S – мощность нейтронного источника в подкритической системе.

Вероятность отсутствия счета в интервале от 0 до $tp_0(t)$ $p_0(t)$ определяется выражением

$$\ln p_0(t) = -\frac{2\bar{c}t}{\gamma+1} \left\{ 1 + \frac{2}{(\gamma-1)\alpha t} \times \ln \left[\frac{(\gamma+1)^2 - (\gamma-1)^2 \exp(-\alpha\gamma t)}{4\gamma} \right] \right\}. \quad (5)$$

Безразмерный параметр распределения γ определяется как

$$\gamma = \left(1 + 2 \frac{\varepsilon D_v}{\rho_p^2} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где $D_v \approx 0,8$ – фактор Дайвона; $\rho_p = \rho - \beta_{эф}$ – реактивность системы по мгновенным нейтронам.

Для обработки полученных в экспериментах гистограмм распределения счетно-счетных интервалов в среде MatLab была

написана соответствующая программа Babala.m. В программе реализована аппроксимация диаграммы по уравнению (1) путем подбора коэффициентов α , σ , ε методом наименьших квадратов с учетом зависимостей (2)–(6).

На рис. 5 в качестве иллюстрации приведена гистограмма счетно-счетных интервалов, полученная на реакторе ИГРИК-2 (реактивность $\rho = -0,26\beta_{эф}$, установлен образец из бериллия); на гистограмму наложена аппроксимирующая кривая, полученная в результате работы программы Babala.m. Соответствующее значение постоянной спада $\alpha = 310 \text{ с}^{-1}$.

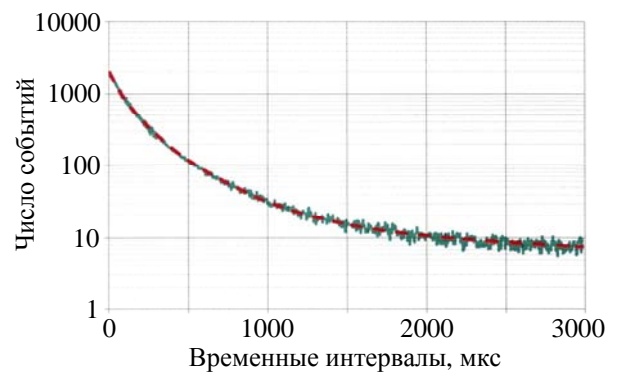


Рис. 5. Гистограмма счетно-счетных интервалов, $\rho = -0,26\beta_{эф}$

Метод Фейнмана

Метод Фейнмана рассматривает отношение дисперсии к среднему числу отсчетов, происходящих в размножающей системе за данный временной интервал. Аналитически зависимость отношения дисперсии к среднему числу отсчетов описывается формулой Фейнмана [3]

$$\frac{\overline{c^2} - \bar{c}^2}{\bar{c}} - 1 = \frac{\varepsilon D_v}{(\alpha\Lambda)^2} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha\tau}}{\alpha\tau} \right), \quad (7)$$

где $\frac{\overline{c^2} - \bar{c}^2}{\bar{c}}$ – отношение дисперсии числа отсчетов в интервале τ к средней скорости

счета за время τ ; ε – эффективность системы регистрации; Λ – время жизни поколения мгновенных нейтронов, c ; τ – длительность интервала, c .

Вводя обозначения

$$A = \frac{\overline{c^2} - \bar{c}^2}{\bar{c}}, \quad K = \frac{\varepsilon D_v}{\Lambda^2},$$

приводим формулу (7) к виду, удобному для проведения аппроксимации,

$$A - 1 = \frac{K}{\alpha^2} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha\tau}}{\alpha\tau} \right). \quad (8)$$

Для построения аппроксимации экспериментальных зависимостей дисперсии скорости счета к среднему значению была разработана программа «Feinman». В программе реализовано построение нелинейной аппроксимации по двум параметрам, K и α , согласно формуле (8) методом наименьших квадратов. Программа разработана в среде LabView. На рис. 6 приведены экспериментальные кривые и аппроксимирующие графики, построенные в программе «Feinman».

Из рис. 6 видно, что существует расхождение экспериментальных и аппроксимирующих данных, которое объясняется влиянием запаздывающих нейтронов, и это расхождение тем выше, чем выше реактивность. Для анализа расхождения были построены графики зависимости относительного отклонения от τ , рассчитанного по формуле

$$\Delta(\tau) = \frac{A(\tau) - F(\tau)}{A_{\max}} \times 100\%,$$

где $A(\tau)$ – данные аппроксимации; $F(\tau)$ – экспериментальные данные; A_{\max} – максимум аппроксимации; график построен в диапазоне изменения τ от 0 до 0,1 с.

При рассмотрении зависимости относительного отклонения $\Delta = (A - F)/\text{Max}(A)$ от длительности интервала (рис. 7) видно, что минимальные значения относительного отклонения (по модулю не более 0,5%) находятся в диапазоне значений τ от 0,0 до 0,03 с. Поэтому максимальное значение интервала τ при обработке данных программой «Feinman» были ограничены величиной 0,03 с.

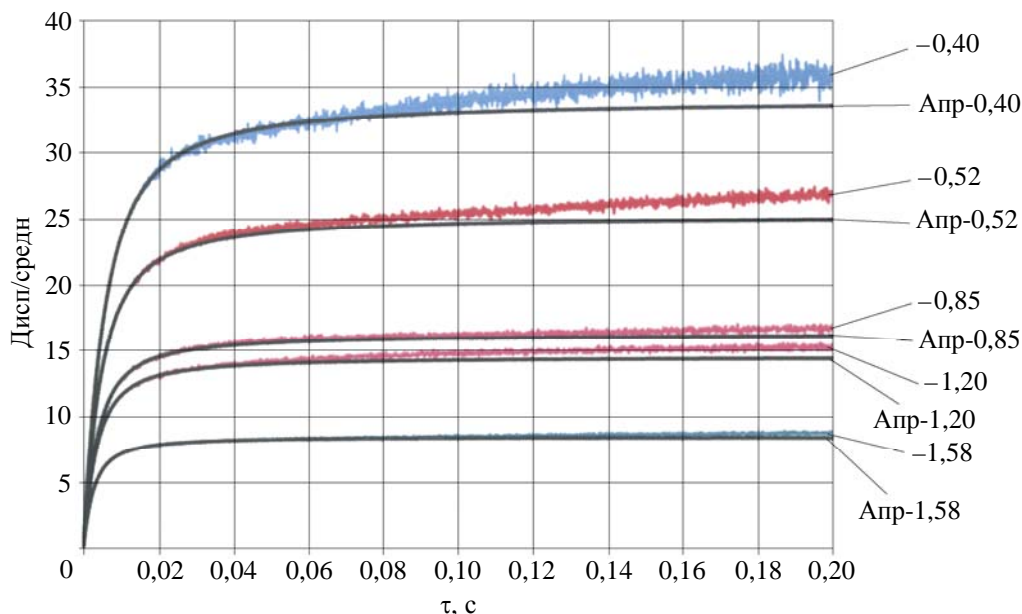
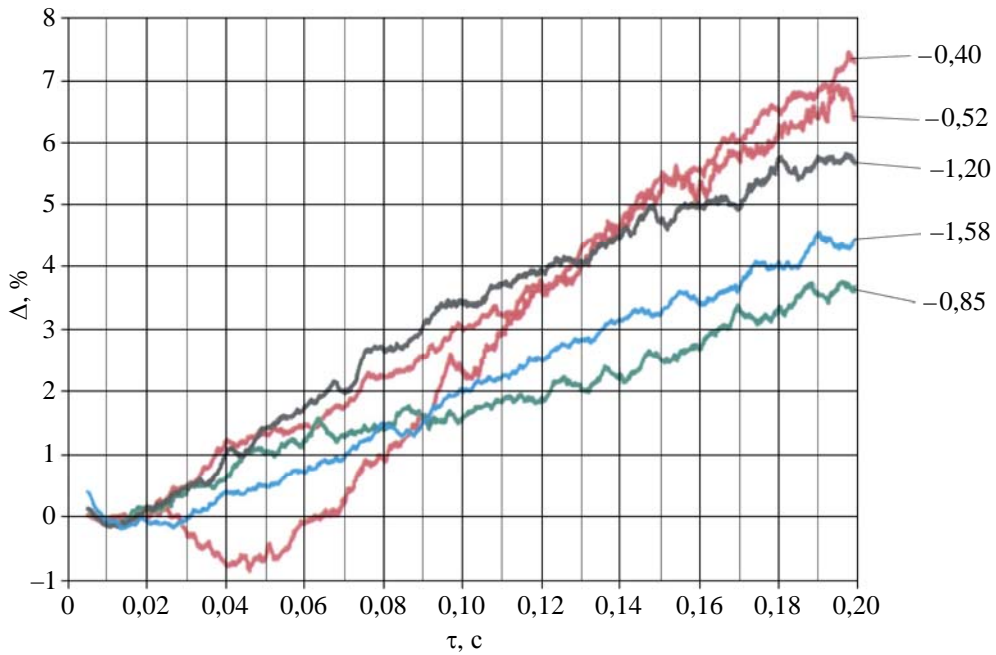


Рис. 6. Экспериментальные и расчетные зависимости отношения дисперсии к среднему от длительности интервала для различных значений ρ для реактора ИГРИК-2 (цифры справа от графика – соответствующая реактивность $\beta_{эф}$)

Рис. 7. График зависимости $\Delta(\tau)$ для различных значений ρ

Метод автокорреляционного анализа

При обработке данных методом автокорреляционного анализа исследуется автокорреляционная функция, которая характеризует вероятность появления пары отсчетов с интервалом τ ; теоретически она имеет вид [2]

$$\varphi_{xx}(\tau) = F^2 \varepsilon^2 + F \varepsilon^2 \frac{D_v k_p^2}{2(1-k_p)l} \exp(-\alpha\tau) + F \varepsilon \delta(\tau).$$

Если исключить дельта-функцию Дирака при $\tau = 0$ и ввести обозначения

$$A = F^2 \varepsilon^2, \quad B = F \varepsilon^2 \frac{D_v k_p^2}{2(1-k_p)l},$$

получим следующее выражение, удобное для выполнения аппроксимации экспериментальных данных:

$$\varphi_{xx}(\tau) = A + B \exp(-\alpha\tau). \quad (9)$$

Для обработки данных методом автокорреляционного анализа в среде LabView

написана программа AutoCorr. Программа позволяет по экспериментальным данным построить функцию автокорреляции и выполнить ее аппроксимацию по выражению (9). На рис. 8 приведено рабочее окно программы с графиком построенной программой автокорреляционной функции (для АЗ ИГРИК-2 с образцом из В₄С, $\rho = -1,33\beta_{эф}$).

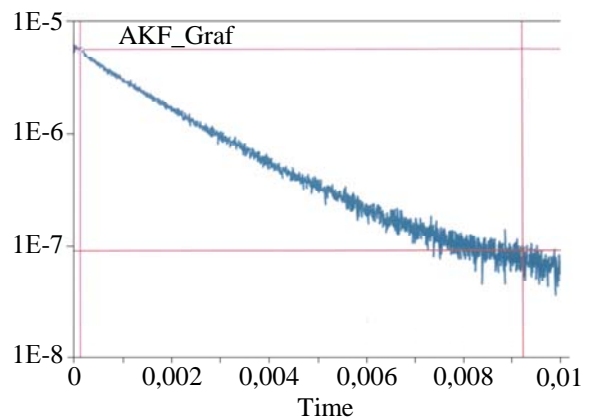


Рис. 8. Рабочее окно программы AutoCorr – график автокорреляционной функции

Анализ построенных автокорреляционных функций показал, что их не удается аппроксимировать выражением (9) с приемлемой точностью. Следует отметить, что случайные или фоновые величины зависят от квадрата скорости делений F^2 , в то время как амплитуда перед экспонентой зависит от F . Следовательно, применимость метода ограничивается очень низкими скоростями делений.

Результаты экспериментов

На реакторе ИГРИК-2 эксперименты проведены для четырех различных конфигураций АЗ: для «голой» АЗ (без облучаемых образцов) и с массивными образцами из карбида бора, бериллия и полиэтилена, размещенными в центральном экспериментальном канале АЗ. Измерения проводились в диапазоне изменения реактивности от $-0,25$ до $-1,9\beta_{эф}$. Результаты обработки экспериментальных данных, полу-

ченных на реакторе ИГРИК-2, методом Бабала представлены в табл. 1.

По данным табл. 1 для каждой конфигурации эксперимента получено значение константы Росси-альфа α_R путем линейной аппроксимации методом наименьших квадратов зависимости $\alpha = f(\rho)$ с дополнительным требованием $\alpha(\beta_{эф}) = 0$, т. е. аппроксимирующая функция была задана в виде

$$\alpha(\rho) = \alpha_R(1 - \rho),$$

где варьированию МНК подвергался один коэффициент α_R . На рис. 9 в качестве иллюстрации приведен график аппроксимации зависимости $\alpha(\rho)$ для «голой» АЗ.

Полученные значения α_R и времени жизни мгновенных нейтронов для всех конфигураций эксперимента, полученные методом Бабала, сведены в табл. 2. Время жизни мгновенных нейтронов рассчитано по формуле

$$l_{мгн} = \frac{\beta_{эф}^{расч}}{\alpha_R}, \quad (10)$$

Таблица 1

Зависимость постоянной спада от реактивности, полученная методом Бабала

Конфигурация эксперимента	№ п/п	Реактивность ρ , $\beta_{эф}$	Постоянная спада α , c^{-1}
«Голая» АЗ	1	-0,36	336
	2	-0,83	458
	3	-1,17	545
	4	-1,62	676
B_4C	1	-0,40	378
	2	-0,86	495
	3	-1,33	626
	4	-1,85	778
Be	1	-0,26	310
	2	-0,75	435
	3	-1,11	515
	4	-1,48	620
	5	-1,79	700
Полиэтилен	1	-0,39	357
	2	-0,83	473
	3	-1,41	635

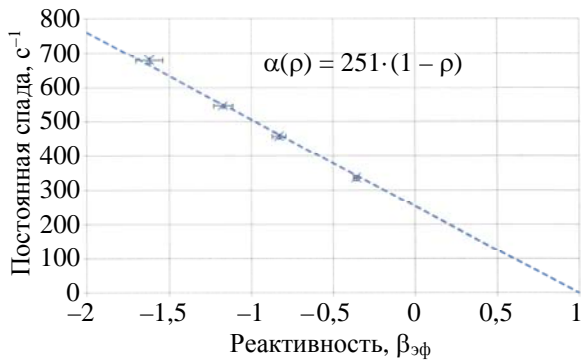


Рис. 9. Аппроксимация постоянной спада α для «голой» АЗ

где $\beta_{эф}^{расч} = 6,7 \cdot 10^{-3}$ – расчетное значение эффективной доли запаздывающих нейтронов для реактора ИГРИК-2. При расчетах $l_{мгн}$ по формуле (10) погрешность $\beta_{эф}^{расч}$ не учитывалась.

Таблица 2

Значения постоянной α_R и времени жизни мгновенных нейтронов на реакторе ИГРИК-2, найденные методом Бабала

Конфигурация АЗ	Постоянная спада α_R , с ⁻¹	Время жизни мгновенных нейтронов $l_{мгн}$, мкс
«Голая» АЗ	254±7	26,4±0,7
В ₄ С	270±7	24,8±0,7
Полиэтилен	261±6	25,7±0,6
Ве	249±7	26,9±0,7

Из данных табл. 2 видно, что установка образца В₄С привела к уменьшению времени жизни мгновенных нейтронов на ~1,7 мкс (~6%), образец из полиэтилена уменьшил время жизни на ~0,7 мкс (~2,5%), образец из бериллия увеличил время жизни на ~0,5 мкс (~2%). В целом, образцы оказали слабое влияние на время жизни мгновенных нейтронов, близкое или даже меньшее величины погрешности измерений.

В табл. 3 представлены результаты обработки тех же самых экспериментальных данных методом Фейнмана.

Таблица 3

Значения постоянной α_R и времени жизни мгновенных нейтронов на реакторе ИГРИК-2, найденные методом Фейнмана

Конфигурация АЗ	Постоянная спада α_R , с ⁻¹	Время жизни мгновенных нейтронов $l_{мгн}$, мкс
«Голая» АЗ	251±13	26,7±1,3
В ₄ С	250±13	26,8±1,3
Полиэтилен	250±13	26,8±1,3
Ве	244±12	27,5±1,4

Расчетное время жизни мгновенных нейтронов для «голой» АЗ реактора ИГРИК-2 составляет 29,0 мкс, относительное отклонение полученных результатов от этого значения составляет:

- методом Бабала – минус 9,0%;
- методом Фейнмана – минус 7,9%.

На реакторе ЯГУАР измерения проведены в одной конфигурации – без загрузки облучаемых образцов. Диапазон изменения реактивности составил от -1,8 до -4,0βэф. Результаты, полученные разными методами обработки, сведены в табл. 4. Для «голой» АЗ реактора ЯГУАР из опыта эксплуатации известна константа Росси-альфа $\alpha_R = 1410$. Отклонение полученного значения α_R от этого значения также приведены в таблице.

Таблица 4

Значения α_R и времени жизни мгновенных нейтронов на реакторе ЯГУАР

Метод обработки	Постоянная спада α_R , с ⁻¹	Отклонение α_R от принятой величины, %
Бабала	1400±120	0,7
Фейнмана	1400±130	0,7

Выводы

На реакторе ИГРИК-2 при отсутствии облучаемых образцов методы Бабала и Фейнмана дали близкие между собой результаты, однако с существенным ~10% отклонением от расчетного. Установление причины расхождений требует дальнейших исследований. Установка образцов в АЗ ИГРИК-2 показала, что они оказали незначительное влияние на время жизни, практически в пределах погрешности измерений.

На реакторе ЯГУАР методы Бабала и Фейнмана дали одинаковые результаты, которые очень хорошо согласуются с принятыми значениями.

В целом, результаты исследований показали удовлетворительную применимость методов Бабала и Фейнмана на реакторах ИГРИК-2 и ЯГУАР.

Результаты исследования показали также, что применимость метода автокорреляционного анализа к реакторам ИГРИК-2 и ЯГУАР ограничивается очень низкими скоростями делений.

Список литературы

1. Попов В. А. Применение обращенного уравнения кинетики реактора для контроля реактивности подкритических размножающих систем // Атомная энергия. – 1997. Т. 82, вып. 3, с. 238–241.

2. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974, 400 с.

3. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П., Погребов И. С., Снопков А. А., Терехин В. А. / Под ред. А. В. Лукина // Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002, с. 269–277.

Контактная информация –

Захаров Владимир Витальевич,
ведущий инженер-исследователь специзделий,
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ»,
e-mail: dep5@vniitf.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 85–94.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ НА РЕАКТОРЕ БАРС-5М С НОВЫМ МЕХАНИЗМОМ УПРАВЛЕНИЯ РЕАКТИВНОСТЬЮ

А. В. Луценко, Ю. В. Осеев, В. В. Сукневич, В. И. Черашев, М. Ю. Эверт

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина», г. Снежинск Челябинской обл.

Статья поступила в редакцию 17.05.2022, после доработки – 23.06.2022, принята к публикации – 20.09.2022

Приведены результаты генерирования импульсов делений в связанной системе реактора БАРС-5М с новым механизмом управления реактивностью в режиме «С мощности». Отмечены недостатки механизма управления реактивностью, в частности: нестабильность синхронизации движения двух независимых регуляторов реактивности в активных зонах реактора и, как следствие, ненадежность прогнозирования параметров импульса. Рассмотрены пути его усовершенствования.

Ключевые слова: импульсный реактор, активная зона, реактивность.

Pulse mode on the BARS-5M reactor with a new mechanism of reactivity control. A. V. Lutsenko, Yu. V. Oseev, V. V. Suknevich, V. I. Cherashev, M. Yu. Evert (*FSUE «RFNC-VNIITF», 456770, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Vasilyev street, 13*). Results of fission pulses generation are given for a coupled system of the BARS-5M reactor with a new mechanism of reactivity control in the «on power» mode. Shortcomings of the mechanism of reactivity control are noted, in particular: instability of movement synchronization of two independent reactivity regulators in reactor cores and, as a result, unreliability of forecasting pulse parameters. There are considered the ways of this mechanism improvement.

Key words: pulse reactor, active zone, reactivity.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_95

Введение

В статье представлен первый опыт работы по генерированию импульсов делений в режиме «С мощности» на реакторе БАРС-5М после модернизации его СУЗ. Цели проведения модернизации:

- замена старой СУЗ [1] с фиксированным монтажом (релейные схемы) на СУЗ, построенную на программируемых логических контроллерах (ПЛК) Simens S7-400;
- удаление неиспользуемого оборудования, схем, узлов, ранее применяемых на БАРС-3, на БАРС-5 в режиме генерирования импульсов делений «Ожидание»;
- введение в конструкцию реактора вновь разработанного механизма управле-

ния реактивностью (МУР) с электромагнитным приводом вместо ранее используемого пружинного;

– внедрение автоматизированных средств сбора, обработки, визуализации и хранения данных о состоянии реактора.

Логика построения СУЗ осталась прежняя, то есть функции, выполняемые старыми релейными схемами, передали практически без изменения с помощью достаточно наглядного языка программирования LAD (Ladder Diagram – язык релейно-контактных символов) на выполнение ПЛК.

Ранее используемый на двухзонном реакторе БАРС-5 механизм управления реактивностью представлял собой две

нейтронные ловушки – регуляторы реактивности (РР), размещенные в каналах АЗ и соединенные единой траверсой. Присоединение к траверсе дополнительно регулятора связи (РС) обеспечивало скорость ввода реактивности до $300 \beta_{эф}/с$.

При работе с двумя РР расстояние между центрами каналов АЗ можно было менять в пределах от 0,3 до 0,9 м. Дальнейшее увеличение расстояния вынуждало работать только с одним РР, так как удлинение траверсы связано с увеличением ее веса и потерей механической скорости при выстреле механизмом. Поэтому механизм обеспечивал работу в режимах с навесками на траверсе как с РР+РР, РР+РР+РС, так и с РР, РР+РС, РС, соответственно, с одним или даже двумя свободными центральными каналами АЗ, имеющими максимальный флюенс нейтронов.

Однако главным достоинством старого МУР была синхронность в движении регуляторов и возможность использования РС. В системе измерения скорости МУР использовался растровый датчик в виде оптической решетки (модулятора света с шагом 1 мм), которая при движении перекрывала передачу света от лампы накаливания к фотоприемнику.

Порядок работы реактора при генерации импульса был и в настоящее время в целом остался следующим [2]:

- вывод реактора на стартовый период разгона (начальное состояние системы в импульсном режиме работы);
- ступенчатый поочередный ввод РР и ИС (перекомпенсация) с набором и стабилизацией мощности;
- выстрел ИС, затем выстрел РР.

Поскольку «вес» ИС значительно меньше «веса» РР, а скорость РР зависела от глубины погружения, веса ИС не хватало для компенсации веса, вводимого в АЗ РР, поэтому зачастую приходилось выходить на мощность до 100 Вт и только за несколько секунд до конца временной программы заканчивать опускание РР (в сто-

рону ВУ) до требуемого положения (работа на падающей мощности).

1. Новый МУР

МУР реактора БАРС-5М представлен на рис. 1. Каждый РР (в своей АЗ) управляется отдельно своим МУР1 и МУР2, синхронизированы только команды на выстрел. Измерение скорости РР производится с помощью датчика потенциометрического

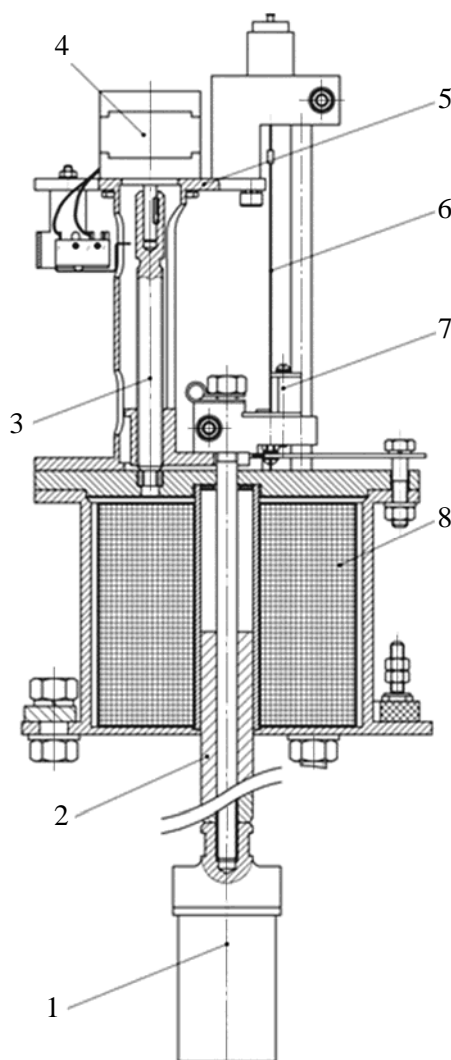


Рис. 1. МУР реактора БАРС-5М: 1 – РР (нейтронная ловушка); 2 – якорь; 3, 4 – шаговый двигатель с ходовым винтом; 5 – стойка; 6, 7 – потенциометрический преобразователь (нихромовая проволока 6 и контакт ползункового типа 7); 8 – соленоид электромагнита

типа, а моменты прихода РР на упор при «выстреле» фиксируются пьезодатчиками. Для приведения РР в движение при выстреле к соленоиду подключается заряженная до определенного напряжения батарея конденсаторов.

К достоинствам нового механизма можно отнести:

- отсутствие ограничений на расстояние между центрами АЗ;
- зависимость скорости РР в основном только от напряжения на конденсаторах (зависимость от глубины погружения в АЗ на большом участке погружения слабая).

Недостатки нового варианта реализации такого МУР:

- отсутствие возможности использования РС, что уменьшает максимальную скорость ввода реактивности до $220 \beta_{эф}/с$;
- достигаемая скорость регулятора реактивности (РР) при выстреле не позволяет реализовать все возможности по энерговыделению;
- большое время зарядки батареи конденсаторов (до 2 мин);
- медленная скорость механического (с помощью шагового двигателя) перемещения РР (примерное время перемещения с НУ до ВУ составляет 90 с);
- конструктивная необходимость производства выстрела РР с положения максимального погружения (с ВУ);
- недостаточная точность установки и поддержания величин напряжений на батареях конденсаторов;
- недостаточная синхронизация в движениях обоих РР при выстреле (особенно при малых скоростях);
- существенный отскок РР при выстреле;
- недостаточная для фиксации момента прихода РР в крайнее верхнее положение чувствительность потенциометрической схемы измерения скорости МУР;
- большая погрешность в определении скорости МУР (5%).

2. Порядок работы и результаты

Новая СУЗ обеспечивает оперативный вывод информации о временах выдачи команд при генерировании импульсов делений, а также срабатывания схем сброса, что позволило достаточно быстро произвести настройку задержек Δt на срабатывание импульсной защиты: сброса от НУ ИС, ВУ ИС и сброс РР, выставить последовательность срабатывания схем сброса, синхронизировать их в обеих АЗ.

Подбором величин Δt на сброс от НУ и ВУ ИС удалось значительно сократить длительность «хвоста» импульса (рис. 2). Предполагалось производить выстрел РР из положения его крайнего погружения в АЗ (ВУ) в режиме падающей мощности. Предварительно были проведены:

- определение положения РР, до которого его введение может быть скомпенсировано с помощью ИС. Оно составило примерно 30 мм от НУ, ИС при этом вблизи ВУ;
- измерение времени перемещения МУР из положения 30 мм до положения ВУ. Оно составило примерно 60 с;
- измерение времени спада мощности в АЗ с уровня 96 Вт (100 Вт – порог сброса по токовым каналам в данном режиме работы) до уровня ~ 2 Вт (запрет по $S_{внутр}$ на генерацию импульса в режиме «С мощности»), на фоне перемещения РР до ВУ с положения 30 мм от НУ, оно составило примерно 100 с.

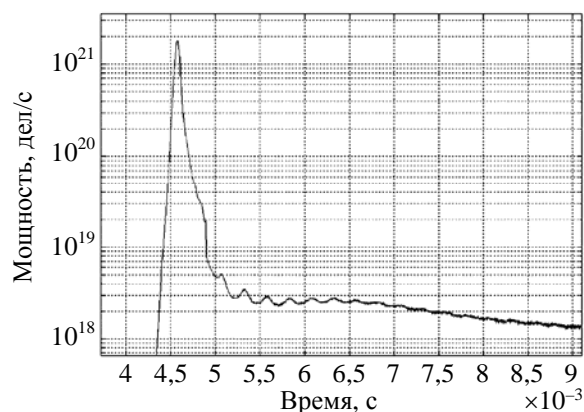


Рис. 2. Импульс деления № 809

В импульсном режиме работы реактора в СУЗ предусмотрена временная программа «20 мин» с последующим переключением в программу «200 с», в которых производятся компенсация, проверки команд сброса, подачи предварительного давления на выстрел ИС, проверки условий на выстрел РР, выдача вспомогательных команд и генерация импульса делений.

Зарядка батарей конденсаторов, вывод реактора на мощность производились в программе «20 мин». Далее осуществлялись конкурирующие по времени три процесса:

- прохождение программы «200 с» (автоматические проверки схем сброса, выдача команд на подготовку к выстрелу ИС);
- движение РР к положению ВУ с переводом реактора в подкритическое состояние;
- падение мощности реактора.

Правильный выбор момента включения команды на перемещение МУР до ВУ позволял произвести выстрел МУР по окончании работы программы «200 с» до срабатывания запрета по $S_{\text{внутр}}$.

В режиме «С мощности» основные параметры реализованных импульсов делений могут быть представлены как функ-

ции от a , $\beta_{\text{эф}}/с$ – скорости ввода избыточной реактивности. Рассчитывались величины введенной (планируемой) избыточной реактивности и «запаса» по реактивности как сумма произведений эффективности каждого РР в системе на его скорость и на время, прошедшее с момента достижения пиковой мощности в импульсе до прихода РР на НУ.

Импульсы производились как в одной АЗ реактора, так и в связанной системе двух АЗ с «голым» реактором и в системе реактор–образец, в качестве образца был отражатель со «вкладом» в реактивность $\sim 1,56 \beta_{\text{эф}}$.

Попытка генерации первого импульса в связанной системе двух АЗ с небольшим энерговыделением была неудачной вследствие негативного влияния несинхронности МУР1 и МУР2, величина которой составила $\Delta t = 4$ мс. Увеличение несинхронности в движениях РР при малых скоростях – характерная особенность нового МУР.

На рис. 3 приведен график движения РР1 и РР2, полученный с помощью потенциометрического датчика во время выстрела при несинхронности прихода на НУ примерно 1,5 мс.

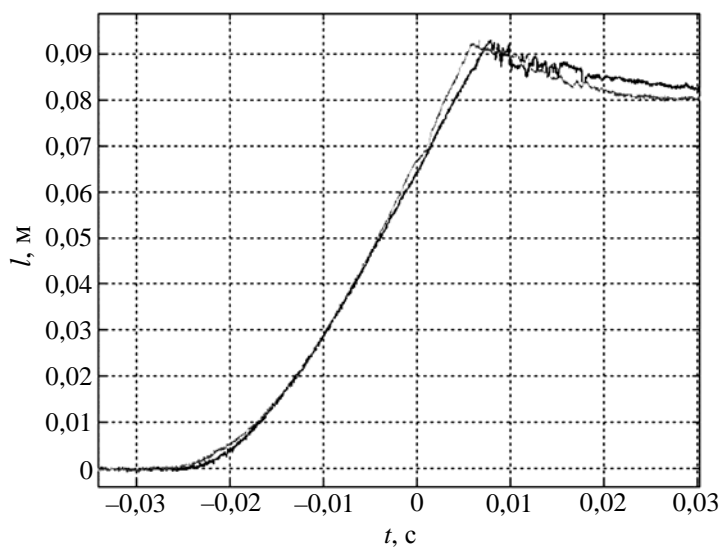


Рис. 3. График движения РР1 и РР2 при выстреле МУР

Последствия несинхронности движения РР1 и РР2 можно рассматривать как уменьшение скорости, с которой в конце «выстрела» в систему вводится некоторая часть избыточной реактивности вследствие того, что один РР уже столкнулся с НУ и начал отскок от него, другой РР еще в течение некоторого времени продолжает движение вверх на НУ.

Для обеспечения дальнейшего выполнения программы физического пуска были приняты решения:

- импульсы с небольшим энерговыделением в системе генерировать с помощью одного РР (в этом случае в режиме падающей мощности достаточно выводить реактор на мощность ~10 Вт);

- при работе с двумя МУР работать с «запасом» по избыточной реактивности

с расчетом на то, что именно этот «запас» введется с меньшей скоростью вследствие возможной несинхронности МУР1 и МУР2.

Причины несинхронности в работе МУР1 и МУР2 могут заключаться в различиях изготовления их электрических или механических частей. В некотором диапазоне Δt потери в энерговыделениях в АЗ1 и АЗ2 могут быть решены увеличением «запаса» по избыточной реактивности.

Параметры импульсов в однозонном режиме приведены в табл. 1. Параметры реализованных импульсов в системе двух АЗ без образца и с образцом (расстояние между центрами АЗ 0,337 м) представлены в табл. 2 и 3. При сравнении результатов, приведенных в табл. 2 и 3, можно отметить увеличение времени жизни мгновенных нейтронов в системе реактор–образец.

Таблица 1

Параметры реализованных импульсов в одной АЗ

$Y, 10^{17}$ дел	$t_{1/2}$, мкс	$\Delta\rho_{\text{введенная}}, 10^{-2} \cdot \beta_{\text{эф}}$	Запас $\Delta\rho, 10^{-2} \cdot \beta_{\text{эф}}$	v , м/с	$a, \beta_{\text{эф}}/\text{с}$
0,89	74	11,7	4,92	2,63	89
2,01	46,9	15,4	4,6	5,8	197

Примечание. v – механическая скорость РР, a – скорость ввода реактивности.

Таблица 2

Параметры реализованных импульсов в системе двух АЗ без образца (между центрами АЗ 0,33 м)

Работа	$Y_1, 10^{17}$ дел	$Y_2, 10^{17}$ дел	$t_{1/2}$, мкс	$\Delta\rho_{\text{введенная}}, 10^{-2} \cdot \beta_{\text{эф}}$	Оценка запаса $\Delta\rho, 10^{-2} \cdot \beta_{\text{эф}}$	v_1/v_2 , м/с	$a, \beta_{\text{эф}}/\text{с}$	Несинхронность РР1 и РР2, Δt , мс
РР2	0,64	0,64	–	5,6	без запаса	0/5,16	88	
РР2	0,535	0,535	98	4,9	без запаса	0/4,8	82	
РР1+РР2	1,47	1,45	59	13,6	4,1	4,4/4,6	153	0,07
РР1+РР2	1,68	1,68	51	14,7	3,7	5,4/5,6	187	0,02
РР1, 1,5 м между центрами, АЗ	0,75	0,83	83,6	11,4	5,4	5,6/0	95	

Параметры реализованных импульсов в системе двух АЗ с образцом (между центрами АЗ 0,33 м)

Работа	$Y_1, 10^{17}$ дел	$Y_2, 10^{17}$ дел	$t_{1/2}$, мкс	$\Delta\rho_{\text{введенная}},$ $10^{-2} \cdot \beta_{\text{эф}}$	Оценка запаса $10^{-2} \cdot \beta_{\text{эф}}$	v_1/v_2 , м/с	$a,$ $\beta_{\text{эф}}/с$	Несинхронность PP1 и PP2, Δt , мс
PP2	0,8	0,81	93,7	6,7	без запаса	0/4,16	71	–
PP1+PP2	1,53	1,55	67,6	12,7	2,7	3,4/3,6	119	0,26
PP1+PP2	2,5	2,5	51	18,2	4,8	5,8/5,74	197	0,08
PP2	0,09	0,09	~500	3,0	без запаса	0/4,13	70	–
PP1+PP2	1,03	1,08	84	16,8	> 9,48	3,7/4,2	134	2,0
PP1+PP2	1,73	1,77	61	17,1	6,2	3,9/4,1	136	0,36

Заключение

1. В ходе работ по физическому пуску БАРС-5М с модернизированной системой управления и защиты были достигнуты проектные параметры работы реактора в стационарном и импульсном режимах работы.

2. Изменений нейтронно-физических характеристик реактора после модернизации СУЗ не выявлено.

3. В процессе ввода в эксплуатацию реактора БАРС-5М был выявлен ряд недостатков существующего МУР. В процессе физического пуска БАРС-5М сотрудниками РФЯЦ-ВНИИТФ был выработан ряд предложений по изменению его конструкции:

- уменьшить ход РР для повышения стабильности и улучшения синхронности;

- изменить конструкцию и (или) принцип работы амортизатора РР, например, с использованием тарельчатых пружин и инерционной массы;

- увеличить точность поддержания напряжения конденсаторного накопителя энергии;

- изменить конструкцию шагового привода РР, возможно, вообще отказаться от него и использовать силу, развиваемую соленоидом;

- подобрать или разработать систему измерения скорости РР на основе готовых, промышленно используемых решений;

- увеличить полезную энергию магнита и, соответственно, скорость РР за счет увеличения диаметра якоря (при уменьшении длины), увеличения добротности и увеличения собственной частоты контура, образованного силовой цепью.

Список литературы

1. Луценко А. В., Касьянов С. Ю., Осеев Ю. В., Андреев С. А., Эверт М. Ю. Модернизация системы управления и защиты импульсного реактора БАРС-5 // Труды межотраслевой научной конференции. Импульсные реакторы: история создания и перспективы использования. – Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2015, т. II, с. 78–83.

2. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П., Погребов И. С., Снопков А. А., Терехин В. А. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ / Под ред. А. В. Лукина. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002, 608 с.

Контактная информация –
Луценко Александр Владимирович,
начальник группы,
РФЯЦ-ВНИИТФ,
e-mail: dep5@vniitf.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 95–100.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО РАЗОГРЕВА КОНСТРУКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ГАММА-УСТАНОВКИ

**К. А. Щербакова, К. В. Шарифетдинова, К. Г. Плужян, С. А. Картанов,
Валекжанина Е. И., Демьянов С. А.**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, д. 37

Статья поступила в редакцию 08.07.2022, после доработки – 15.07.2022, принята к публикации – 20.09.2022

Гамма-установка (далее – ГУ) является составной частью облучательного комплекса для обеспечения и проведения испытаний электронной компонентной базы (далее – ЭКБ) на стойкость к воздействию ионизирующих излучений.

Испытания ЭКБ и приборов на стойкость к накопленной дозе учитывают воздействие электронов и протонов и генерируемое ими тормозное излучение, а также космическое излучение, вносящее незначительный вклад в интегральные показатели. Для испытаний на стойкость к накопленной дозе, в том числе, используют ГУ на основе различных радионуклидов с эффективной энергией в спектре не менее 0,6 МэВ. Под эффективной энергией в спектре будем понимать среднее значение энергии квантов. Такая энергия гамма-квантов обеспечивает физическую близость моделируемым базовым радиационным процессам:

- нарушению структуры полупроводников и диэлектриков;
- генерации неравновесных свободных носителей заряда в объеме узлов ЭКБ и приборов;
- накоплению объемного заряда на ловушечных центрах.

В данной работе представлены результаты расчетного определения температуры узлов конструкции гамма-установки в условиях радиационного разогрева. На основе расчетных данных о величине энерговыделения в составных узлах ГУ определена температура основных элементов в процессе эксплуатации установки. Результаты проведенных исследований позволили обосновать конструктивные решения, принятые в процессе разработки ГУ.

Ключевые слова: активность источника, гамма-излучение, закрытый радионуклидный источник, ионизирующее излучение, радиационный разогрев, максимальная рабочая температура, мощность экспозиционной дозы, облучательный комплекс, электронная компонентная база, энерговыделение.

Numerical simulation of radiation heating of gamma-plant structural members. K. A. Shcherbakova, K. V. Sharafetdinova, K. G. Pluzyan, S. A. Kartanov, Valekzhanina Ye. I., Dem'yanov S. A. (FSUE «RFNC-VNIIEF», 607188, Sarov, Nizhny Novgorod region, Mira ave., 37). Gamma-plant (hereinafter – GP) is a component of a irradiating complex intended to provide and perform testing of electronic components (hereinafter – ECs) as to their resistance against the cosmic space ionizing radiation effect.

Testing of ECs and instruments in their resistance against the accumulated dose takes into account the effect of electrons and protons in Earth radiation belts and bremsstrahlung generated by them as well as space radiation contributing insignificantly to integral indexes. To test in resistance against accumulated dose, GP based on different radionuclides with the effective energy in spectrum not less than 0.6 MeV is used among others. In a range we will understand average value of energy of quantum as effective energy. Such gamma-quantum energy ensures physical closeness to simulated basic radiation processes:

- structure failure of semiconductors and dielectrics;
- generation of non-equilibrium free charge carriers in ECs and instrument assemblies;
- accumulation of space charge on trap centers.

The given paper presents the results of calculated determination of GP structure assemblies' temperature under radiation heating. Basing on calculated data on the value of energy release in component as-

semblies of GP there was determined the temperature of basic elements in the course of the plant operation. The results of the undertaken researches made it possible to substantiate structural decisions accepted in the course of GP development.

Key words: source activity, gamma-radiation, closed radioactive source, ionizing radiation, radiation heating, irradiating measurement complex, maximal operating temperature, exposure dose rate, electronic components, energy release.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_101

Введение

Для обеспечения проведения испытаний ЭКБ на стойкость к воздействию ионизирующего излучения в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ведутся работы по созданию облучательного комплекса. Одной из установок облучательного комплекса является ГУ на основе закрытого радионуклидного источника (далее – ЗРИ) ^{60}Co , свойства которого приведены в [1]. Разрабатываемая ГУ является уникальной, с точки зрения обеспечения высокой мощности экспозиционной дозы ионизирующего излучения, и позволяет проводить испытания нескольких образцов ЭКБ одновременно, тем самым снижая себестоимость проведения испытаний. Установка позволяет:

- определять уровень стойкости ЭКБ к радиационному воздействию на всех этапах разработки;
- подтверждать (давать оценку) соответствие ЭКБ и материалов заданным требованиям стойкости к воздействию радиации;
- контролировать стойкость ЭКБ на этапах жизненного цикла (производства, поставки и эксплуатации).

Данная установка разрабатывается в двух конструктивных исполнениях:

- средняя интенсивность гамма-излучения с мощностью дозы (10–300) Р/с;
- низкая интенсивность гамма-излучения с мощностью дозы (0,01–10) Р/с.

Для обеспечения необходимых уровней доз на объекте воздействия в качестве ионизационного источника излучения (ИИИ) выбран закрытый радионуклидный источник (ЗРИ) на основе изотопа ^{60}Co типа ГИК-9-4, так как он имеет достаточно высокую активность и малые габариты.

Подробную информацию по радиационно-физическим параметрам и габаритам вышеуказанного источника можно получить в каталоге, размещенном на официальном сайте ФГУП «ПО "Маяк"». Общий вид ИИИ, состоящего из металлического кобальта, облицованного двумя герметичными оболочками, представлен на рис. 1.

ИИИ размещены определенным образом внутри кассеты, модель которой представлена на рис. 2.

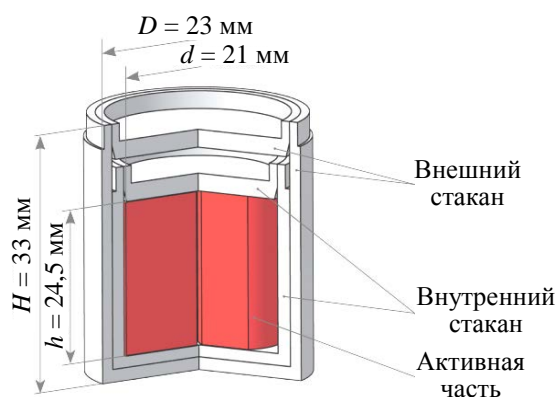


Рис. 1. Общий вид источника типа ГИК

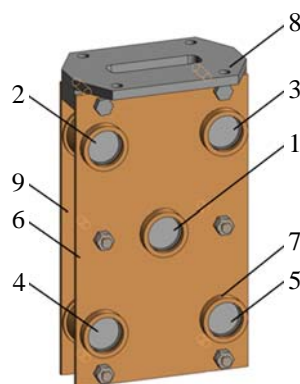


Рис. 2. Обозначения элементов кассеты: 1–5 –ЗРИ № 1–5, 6 – пластина ближняя, 7 – стакан для ЗРИ, 8 – кронштейн, 9 – пластина дальняя

1. Постановка задачи

Поскольку источники ионизирующего излучения, размещенные в ГУ средней интенсивности, имеют активность ≈ 10 кКи, ее составные узлы подвергаются воздействию высоких температур, связанных с поглощением γ -излучения в элементах конструкции. В связи с этим при разработке конструкции кассеты ГУ необходимо определить максимально достижимую температуру элементов.

Входными данными для расчета являются значения энерговыделения в элементах конструкции ГУ для «исходного» и «рабочего» положений, полученные с помощью расчетов в программе СМК

(табл. 1) [2]. Все значения, полученные в результате расчета, приводятся на один гамма-квант источника излучения.

Под «исходным» понимаем положение, в котором кассета с ИИИ находится в защитном контейнере. «Рабочим» является положение, при котором кассета перемещается из «исходного» положения вертикально вверх для облучения изделий ЭКБ.

С использованием значений максимальных энерговыделений в элементах ГУ выполнен теплофизический расчет с помощью математического моделирования процесса стационарного нагрева ГУ в трехмерной постановке. Рассматривались следующие начальные и граничные условия:

Таблица 1

*Исходные параметры, используемые для проведения расчета
(энерговыделение в элементах кассеты)*

Элемент		Объем элемента, м ³	Энерговыделение в «рабочем» положении, эВ/фотон	Энерговыделение в «исходном» положении, эВ/фотон
ЗРИ №1	Стакан № 1	2,78E-06	5,23E+03	5,26E+03
	Стакан № 2	2,01E-06	5,90E+03	5,93E+03
	Источник ИИ	7,76E-06	4,95E+04	4,96E+04
ЗРИ №2	Стакан № 1	2,78E-06	5,03E+03	5,07E+03
	Стакан № 2	2,01E-06	5,73E+03	5,76E+03
	Источник ИИ	7,76E-06	4,88E+04	4,89E+04
ЗРИ №3	Стакан № 1	2,78E-06	5,03E+03	5,07E+03
	Стакан № 2	2,01E-06	5,73E+03	5,76E+03
	Источник ИИ	7,76E-06	4,88E+04	4,89E+04
ЗРИ №4	Стакан № 1	2,78E-06	5,02E+03	5,06E+03
	Стакан № 2	2,01E-06	5,72E+03	5,76E+03
	Источник ИИ	7,76E-06	4,87E+04	4,88E+04
ЗРИ №5	Стакан № 1	2,78E-06	5,03E+03	5,06E+03
	Стакан № 2	2,01E-06	5,73E+03	5,75E+03
	Источник ИИ	7,76E-06	4,87E+04	4,89E+04
Стакан для ЗРИ № 1		1,12E-05	1,71E+04	1,73E+04
Стакан для ЗРИ № 2		1,12E-05	1,62E+04	1,64E+04
Стакан для ЗРИ № 3		1,12E-05	1,62E+04	1,64E+04
Стакан для ЗРИ № 4		1,12E-05	1,61E+04	1,63E+04
Стакан для ЗРИ № 5		1,12E-05	1,61E+04	1,63E+04
Пластина № 1		5,28E-05	2,69E+04	2,79E+04
Пластина № 2		5,28E-05	3,04E+04	3,16E+04
Кронштейн		6,80E-05	1,01E+04	1,05E+04

– температура окружающей среды – 22 °С;

– коэффициент теплоотдачи для воздуха – 5,6 Вт/м²·К [5];

– температура поверхности источников не должна превышать 350 °С.

Теплофизические свойства материалов, используемые в расчете, были заданы в соответствии со справочной литературой [3, 4]. Энергия, выделившаяся в элементах конструкции ГУ (в кассете) в «исходном» положении, рассчитанная в программе СМК, приводится в эВ (табл. 1). Для осуществления тепловых расчетов необходимо вычислить тепловую мощность, определяемую по формуле [5]:

$$Q = EqAnk,$$

где Q – тепловая мощность, Вт; E – энерговыделение элементов в «исходном» положении, эВ; $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ – коэффициент перевода из эВ в Дж; $A = 4,63 \cdot 10^4$ – суммарная активность ИИИ, Ки; $n = 2$ – коэффициент, обозначающий число γ -квантов на 1 акт распада; $k = 3,7 \cdot 10^{10}$ – коэффициент перевода из Ки в Бк.

Значения энерговыделения в элементах конструкции кассеты ГУ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Энерговыделение элементов конструкции кассеты ГУ

Наименование элемента, материал	Максимальное энерговыделение, эВ	Мощность, Вт	Удельная мощность, Вт/м ³
ГИК внешний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,26E+03	2,9	1,04E+06
ГИК внутренний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,93E+03	3,3	1,62E+06
ГИК кобальт, ⁶⁰ Со	4,96E+04	27,3	3,51E+06
ГИК внешний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,07E+03	2,8	1,00E+06
ГИК внутренний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,76E+03	3,2	1,57E+06
ГИК кобальт, ⁶⁰ Со	4,89E+04	26,8	3,46E+06
ГИК внешний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,07E+03	2,8	1,00E+06
ГИК внутренний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,76E+03	3,2	1,57E+06
ГИК кобальт, ⁶⁰ Со	4,89E+04	26,8	3,46E+06
ГИК внешний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,06E+03	2,8	9,99E+05
ГИК внутренний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,76E+03	3,2	1,57E+06
ГИК кобальт, ⁶⁰ Со	4,88E+04	26,8	3,46E+06
ГИК внешний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,06E+03	2,8	9,98E+05
ГИК внутренний стакан, сталь 12Х18Н10Т	5,75E+03	3,2	1,57E+06
ГИК кобальт, ⁶⁰ Со	4,89E+04	26,8	3,46E+06
Стакан латунь, Л63	1,73E+04	9,5	8,44E+05
Стакан латунь, Л63	1,64E+04	9,0	8,02E+05
Стакан латунь, Л63	1,64E+04	9,0	8,02E+05
Стакан латунь, Л63	1,63E+04	8,9	7,99E+05
Стакан латунь, Л63	1,63E+04	8,9	7,99E+05
Пластина ближняя, Л63	2,79E+04	15,3	2,91E+05
Пластина дальняя, Л63	3,16E+04	17,4	3,29E+05
Кронштейн, титановый сплав ПТ-3В	1,05E+04	5,8	8,47E+04

2. Экспериментальное исследование

Для верификации полученных расчетных данных создан тепловой макет ГУ и проведен эксперимент. Макет представляет собой латунную кассету, закрепленную на кронштейне из титанового сплава. В тепловом макете ИИИ заменены втулками из нержавеющей стали с расположенными внутри них нагревательными элементами фирмы «ФЕС» Hotset 200W230V для имитации эквивалентного энерговыделения от источников гамма-излучения. Общий вид макета показан на рис. 3.

На рис. 4 представлены контрольные точки измерения температур макета. Точки T1–T8 расположены на поверхности пластины, а точки T9–T13 – внутри нагревательных элементов.

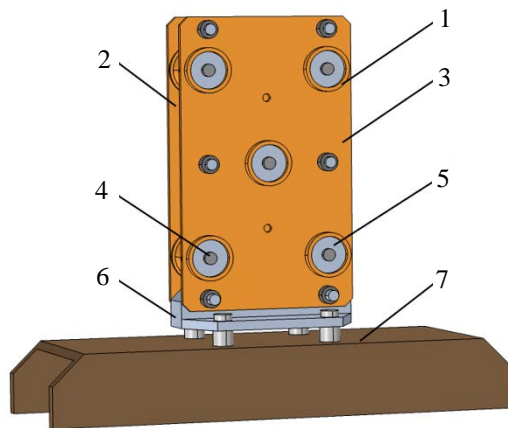


Рис. 3. Принципиальная конструкция макета: 1 – стакан, 2 – пластина дальняя, 3 – пластина ближняя, 4 – нагревательный элемент, 5 – втулка, 6 – кронштейн, 7 – основание

В табл. 3 представлены значения температур в контрольных точках измерения макета теплового.

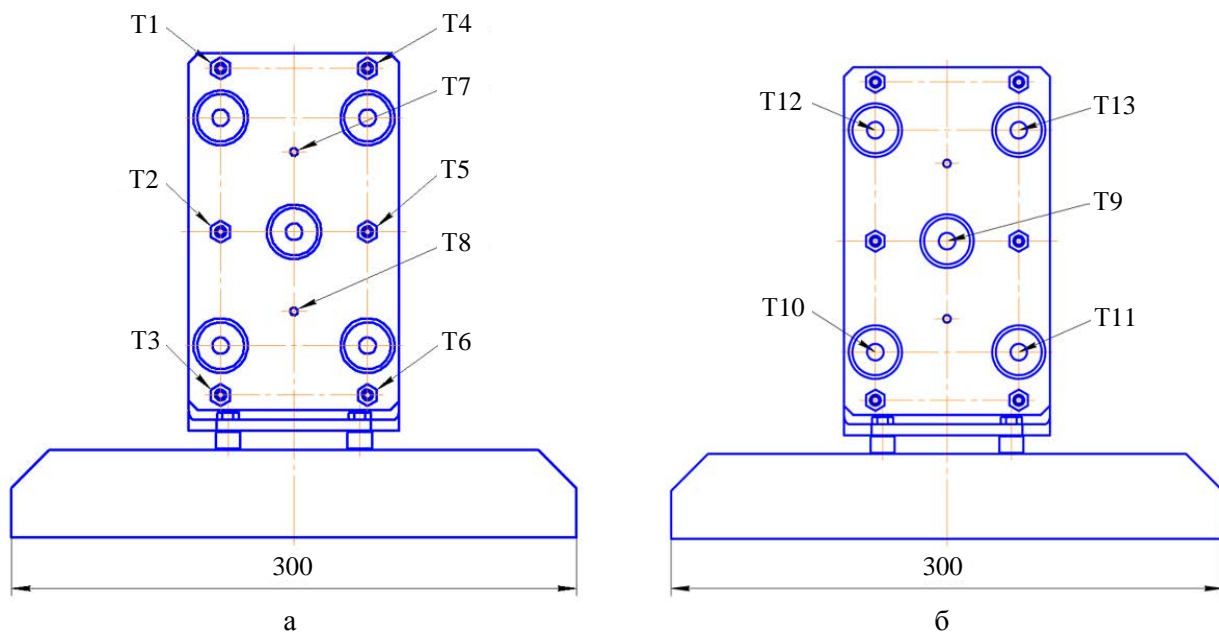


Рис. 4. Контрольные точки измерения температуры макета: а – на поверхности пластины; б – на нагревательных элементах

Таблица 3

Температуры в контрольных точках измерения

Контрольные точки	Расчетные значения, °С	Экспериментальные значения, °С	Отклонение, %
T1	69,3	81,2	14,7
T2	67,3	76,3	11,8
T3	65,1	71,9	9,5
T4	69,3	80,9	14,3
T5	67,3	77,0	12,6
T6	65,1	70,8	8,1
T7	69,8	78,1	10,6
T8	69,8	74,7	6,6
T9	105,2	99,4	5,8
T10	102,9	98,9	4,0
T11	102,8	97,0	6,0
T12	105,7	105,4	0,3
T13	105,7	104,2	1,4

Анализ полученных расчетных и экспериментальных данных показал, что максимальное отклонение между ними составляет не более 15%, что можно считать приемлемым. Это позволяет провести тепловой расчет реальной конструкции кассеты гамма-установки.

Расходимость расчетных и экспериментальных данных обусловлена такими факторами, как отличие используемых в расчете теплофизических коэффициентов от их реальных значений в условиях проведения эксперимента, а также термическое расширение материалов (влияющее на изменение воздушного зазора), шероховатость пластины и отклонение реальных размеров конструкции от номинальных размеров по КД.

3. Результаты численного моделирования

С целью выявления максимально достижимых температур элементов ГУ проведен расчет стационарного режима нагрева в условиях размещения кассеты с ИИИ в «исходном» положении. На рис. 5 представлена принципиальная модель, которая использовалась для проведения данного расчета. Расчет выполнен в программе

трехмерного моделирования, реализующей численные решения систем дифференциальных уравнений в частных производных методом конечных элементов.

Стоит отметить, что установка ИИИ в кассету – весьма затруднительная операция, осуществляющаяся удаленно в условиях «горячей» камеры. Все операции в «горячей» камере проводятся манипуляторными устройствами, поэтому способ фиксации источников в кассете должен быть простым, надежным и осуществимым для манипулятора. Вместе с тем конструктивные зазоры между стаканом кассеты и ИИИ должны быть минимальными (с учетом линейного расширения ИИИ при их нагреве) для сокращения перемещения источников внутри кассеты во время транспортировки и эксплуатации.

Исходя из этого получены распределения температур в объеме составных узлов кассеты ГУ в зависимости от толщин воздушных зазоров, которые могут возникнуть при сборке конструкции и размещении ИИИ типа ГИК-9-4 в кассете. Тепловые расчеты проведены при 10 разных толщинах воздушного зазора в интервале от 50 до 500 мкм с шагом 50 мкм. В качестве примера на рис. 6 и 7 представлено распределение температуры в элементах

исследуемого узла ГУ при двух вариантах толщины воздушного зазора: 0,05 и 0,50 мм.

С увеличением толщины воздушного зазора температура источников увеличивается, так как воздушный зазор создает дополнительное термическое сопротивление и препятствует теплообмену с источниками [6]. При толщине воздушного зазора 0,50 мм

максимальная температура источника не превышает 330 °С (рис. 8). На основании этого можно сделать вывод, что толщина воздушного зазора между стаканом кассеты и расположенным внутри ИИИ должна быть не более 0,50 мм. На рис. 8 представлены графики зависимости температуры ЗРИ от толщины воздушного зазора.

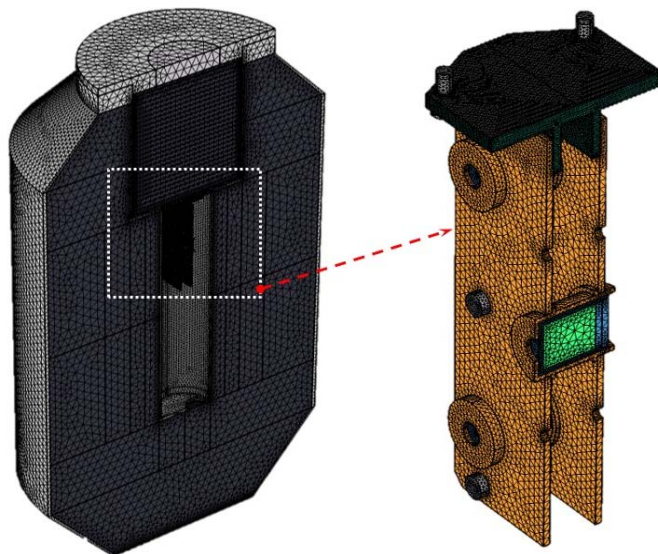


Рис. 5. Конечно-элементная модель

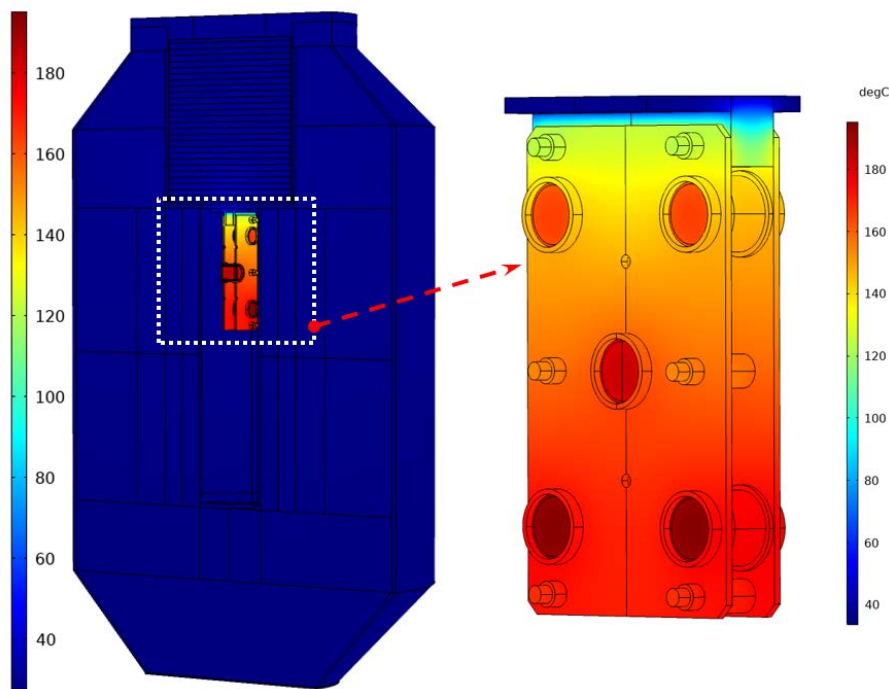


Рис. 6. Распределение температуры при толщине воздушного зазора 0,05 мм

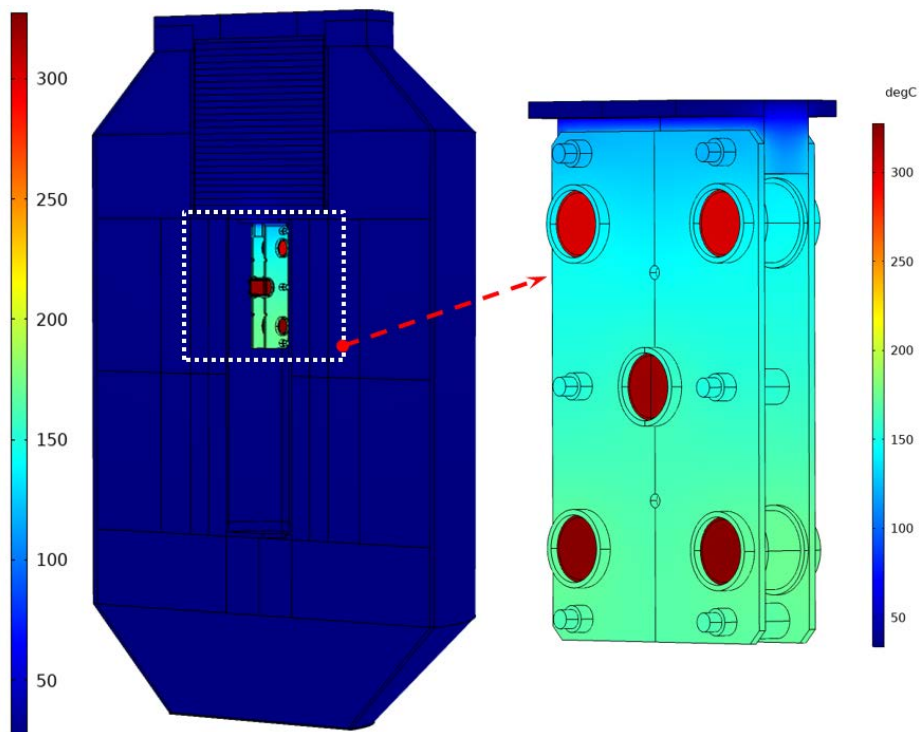


Рис. 7. Распределение температуры при толщине воздушного зазора 0,50 мм

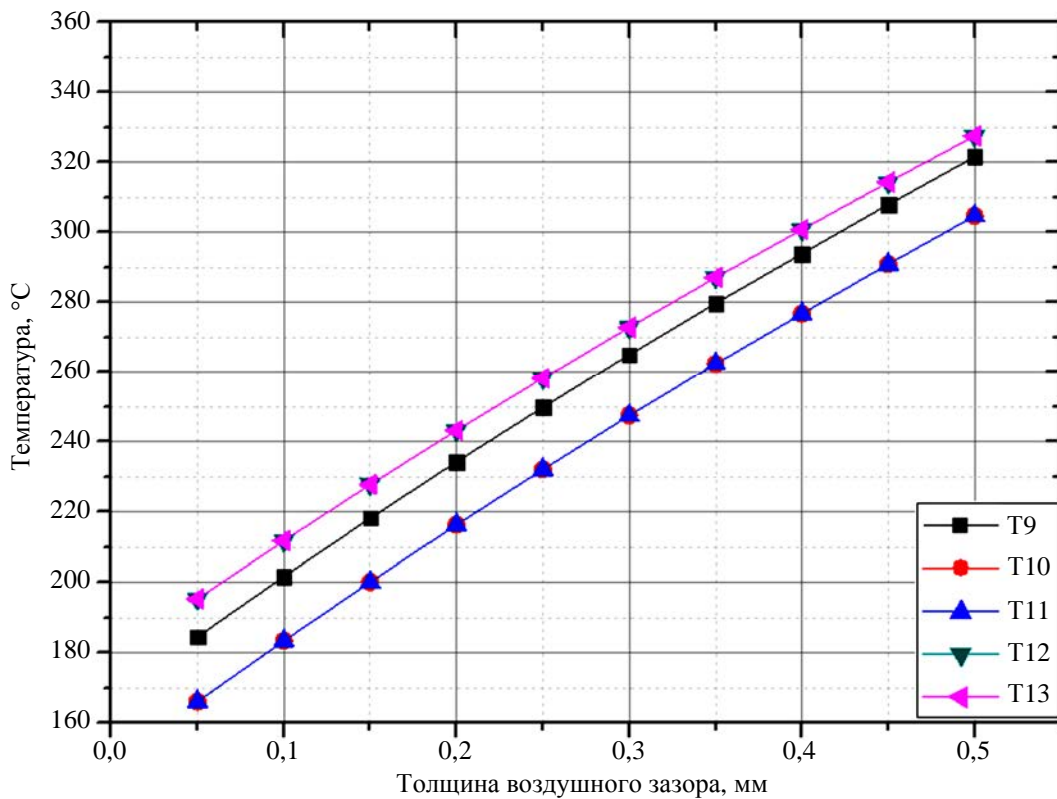


Рис. 8. Графики зависимости температуры ЗРИ от толщины воздушного зазора в контрольных точках измерения температур T9–T13 (рис. 4)

Заключение

В данной работе представлены результаты расчетного определения температуры в объеме составных узлов кассеты гамма-установки в зависимости от толщин воздушных зазоров, которые могут возникнуть при сборке конструкции и размещении ИИИ в кассете в условиях радиационного разогрева.

Вычислена тепловая мощность, выделяющаяся в каждом элементе конструкции. Получены значения минимальных и максимальных температур.

Проведенные теплофизические расчеты, а также испытание созданных макетов позволили обосновать работоспособность конструкции ГУ в части ее безопасной эксплуатации. Прделанная работа позволяет сделать следующие выводы:

– для разработанной конструкции кассеты получено подтверждение недопущения перегрева источников гамма-излучения;

– разработанная конструкция, а также подобранные материалы кассеты позволили исключить необходимость дополнительного охлаждения ИИИ, тем самым повысить надежность гамма-установки в целом;

– толщина воздушного зазора между стаканом кассеты и расположенным внутри ИИИ должна быть не более 0,50 мм.

Список литературы

1. Firestone R. B. Table of Radioactive Isotopes. – University of California. Lawrence Berkeley National Laboratory, 1998.

2. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // ВАНТ. Серия: Математическое моделирование физических процессов, 2011, № 1, с. 17–25.

3. Иванов Г. Н. Тепловые свойства веществ: Справочная таблица. – М.: ЦНИИ-атоминформ, 1979. 173 с.

4. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

5. Кухлинг Х. Справочник по физике: Пер. с нем. – М.: Мир, 1982. 520 с.

6. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1967. 345 с.

Контактная информация

Щербакова Кристина Александровна,
младший научный сотрудник,
РФЯЦ-ВНИИЭФ
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 101–109.

Правила оформления статей

При подготовке статьи в журнал 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 вышперечисленное **на русском и английском языках**; текст; список литературы; таблицы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также представляться обязательно **в виде электронной версии обычным шрифтом № 12 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 надписях. 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 представляется отдельным файлом**.

5. 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 изложении**. Формулы выполняются в редакторах Equation 3.0

или MathType при невозможности набора на клавиатуре $\left(x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y} \text{ и т. д.} \right)$.

Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры (x_3 , км^2 и т. д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. 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. **Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 11**. 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 а), б), в) и т. д. и расширяется.

В электронном виде рисунки представляются отдельными файлами, выполненными в графических редакторах *Paint, PhotoShop, CorelDraw*, *jpg, png* (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 всех авторов, название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы всех 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 **всех** авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы всех авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы **всех** 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 указывается контактная информация об авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Физика ядерных реакторов

Выпуск 4

Ответственный за выпуск
Владимир Федорович Колесов
e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Редактор *Е. А. Мясоедова*
Компьютерная подготовка оригинала-макета *С. Н. Фролова*

Подписано в печать 24.10.2022. Формат 60 × 84/8
Офсетн. печ. Усл. печ. л. ~13. Уч.-изд. л. ~11.
Тираж 200 экз. Зак. тип. 1433-2022. 10 статей

Отпечатано в ИПЦ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской области, ул. Силкина, 23