

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

2026

ВЫПУСК

1

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

**В О П Р О С Ы  
А Т О М Н О Й  
Н А У К И  
И  
Т Е Х Н И К И**

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ**

**СЕРИЯ:**

**Физика ядерных реакторов**

Издаётся с 1989 г.

**ВЫПУСК 1**

**2026**

Журнал “Вопросы атомной науки и техники” был учреждён в 1970 г. Министерством среднего машиностроения СССР и включал в себя несколько серий по различным направлениям атомной науки и техники. До 1989 г. статьи по проблематике физики ядерных реакторов публиковались в выпусках “Физика и методы расчёта ядерных реакторов” (с 1981 г., ИАЭ им. И.В. Курчатова,) и “Динамика ядерно-энергетических установок” (НИИ Механики 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), учреждённом в 1989 г. Национальным исследовательским центром “Курчатовский 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 подписных изданий Агентства “Урал-Пресс”.

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 расчёта, вычислительные программы; экспериментальные методы, приборы и установки; расчётно-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 1.2.2. “Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ”, 1.3.2. “Приборы и методы экспериментальной физики”, 1.3.14. “Теплофизика и теоретическая теплотехника”, 2.4.9. “Ядерные энергетические установки, топливный цикл, радиационная безопасность”, 2.4.10. “Техносферная безопасность (в энергетике)” Номенклатуры специальностей научных работников.

Рукописи, поступающие в редакцию журнала, рецензируются.

Журнал включён в Перечень рецензируемых научных изданий ВАК, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёных степеней кандидата и доктора наук (1.2.2, 1.3.2, 1.3.14, 2.4.9).

Электронные копии журнала находятся в базе данных Научной Электронной Библиотеки [www.elibrary.ru](http://www.elibrary.ru) и на сайте НИЦ “Курчатовский институт” <http://nrcki.ru/>.

Журнал включён в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

С 2011 г. статьи из журнала публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках журнала “Physics of Atomic Nuclei” (англоязычная версия русского 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 других базах данных.

**Редакционная коллегия:**

**Главный редактор** — Ю.М. Семченков (НИЦ “Курчатовский институт”).

**Заместители главного редактора:** А.В. Жукова (НИЦ “Курчатовский институт”), А.Н. Сизов (ФГУП “РФЯЦ — ВНИИЭФ”), Ю.А. Безруков (АО ОКБ “ГИДРОПРЕСС”).

**Секретариат:** Е.А. Старостина (НИЦ “Курчатовский институт”), Е.В. Куличкова (ФГУП “РФЯЦ — ВНИИЭФ”), Н.А. Ясколко (АО ОКБ “ГИДРОПРЕСС”).

**Члены редколлегии:** В.Ю. Бландинский, С.М. Зарицкий, В.А. Иванов, М.А. Калугин, А.А. Ковалишин, М.П. Лизоркин, А.А. Тутнов, В.С. Устинов, А.М. Федосов, П.А. Фомиченко, А.Л. Шимкевич (НИЦ “Курчатовский институт”),

С.В. Воронцов, А.А. Девяткин, А.А. Пикунев (ФГУП “РФЯЦ — ВНИИЭФ”), А.В. Лукин, Ю.А. Соколов (ФГУП “РФЯЦ — ВНИИТФ”), Н.В. Щукин (НИЯУ МИФИ), 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

*Белоусов В.И., Иоаннисян М.В., Писарев А.Н., Раскач К.Ф.* Анализ и валидация алгоритмов моделирования нейтронной кинетики на основе методов Монте-Карло ..... 5

*Белоусов В.И., Бояринов В.Ф., Давиденко В.Д., Дьячков И.И., Иоаннисян М.В.* Моделирование нейтронной кинетики в трёхмерных тестах бенчмарка C5G7-TD по программе КИР ..... 15

*Гольцев А.О., Гераскин И.Н.* Влияние конструктивных параметров микротвэлов на характеристики ВТГР в нестационарных режимах ..... 26

*Онегин М.С.* Расчёты методом дискретных ординат 1D-моделей реактора ПИК с использованием библиотек ENDF/B-7.0 и ENDF/B-7.1 .... 32

*Рябов Г.А., Антипов М.В., Николаев А.Л., Увакин М.А., Бозриков К.В., Махин И.В.* Анализ способов снижения неравномерности энерговыделения при использовании серых органов регулирования для РУ ВВЭР большой мощности ..... 43

*Ливенцева Ж.Ю., Гагаринский А.А., Олексюк Д.А., Арестова А.А.* Влияние местоположения твэгов на неравномерность внутрикассетного микрополя энерговыделения в тепловыделяющих сборках ВВЭР-440 ..... 52

*Николаева А.В., Гриценко И.Н., Литышев А.В., Пантюшин С.И., Астахов В.В.* Разработка расчётной модели фильтрации шумов в показаниях датчиков КИП на основе нейронных сетей применительно к стратегии управления ЗПА ..... 63

*Дубов А.А., Кузнецова Т.В.* Область маневрирования ВВЭР-ТОИ при работе в суточном графике нагрузки ..... 74

*Казеннов А.Ю., Калмыков С.А., Кикнадзе О.Е., Книвель Н.Я., Королев А.В., Никитин А.О.* Исследование выхода радиоактивности из АПЛ “Комсомолец” с помощью подводной гамма-спектрометрической аппаратуры .. 79

*Безрук Н.С., Иванов А.С.* Кинетика накопления газообразных продуктов деления в буферном слое микротвэлов ВТГР ..... 89

CONTENTS

*Belousov V.I., Ioannisian M.V., Pisarev A.N., Raskach K.F.* Analysis and Validation of Algorithms for Neutron Kinetics Simulation Based on Monte Carlo Methods .....5

*Belousov V.I., Boyarinov V.F., Davidenko V.D., Dyachkov I.I., Ioannisian M.V.* Modeling of Neutron Kinetics in 3D Tests of the C5G7-TD Benchmark by the Code KIR .....15

*Goltsev A.O., Geraskin I.N.* Influence of Coated Fuel Particle Design Parameters on HTGR Characteristics in Transient Conditions.....26

*Onegin M.S.* Discrete Ordinates Calculations of 1D PIK Reactor Models using ENDF/B-7.0 and ENDF/B-7.1 Libraries.....32

*Ryabov G.A., Antipov M.V., Nikolaev A.L., Uvakin M.A., Bozrikov K.V., Makhin I.V.* Analysis of Approaches to Reduce Power Nonuniformities while using Gray Control Rod Assemblies in Large VVERs.....43

*Liventseva Zh.Yu., Gagarinskiy A.A., Oleksyuk D.A., Arestova A.A.* The Influence of U—Gd Rod Locations on Microfield Power Distribution in VVER-440 Fuel Assemblies .....52

*Nikolaeva A.V., Gritsenko I.N., Lityshev A.V., Pantushin S.I., Astakhov V.V.* Development of the Computational Model for Noise Filtration in Data Reserved from Sensors of I&C System on the Base of Artificial Neural Network for Implementation in the Framework of Accident Management Strategy .....63

*Dubov A.A., Kuznetsova T.V.* Daily Load-Following Range of VVER-TOI .....74

*Kazennov A.Yu., Kalmykov S.A., Kiknadze O.E., Knivel N.Ya., Korolev A.V., Nikitin A.O.* Study of Radioactivity Release from the “Komsomolets” Nuclear Submarine using Underwater Gamma-Spectrometric Equipment.....79

*Bezruk N.S., Ivanov A.S.* Kinetics of Fission Gas Accumulation in the Buffer Layer of HTGR Coated Fuel Particles.....89

*Podlesnyy M.M., Shabalin E.P., Hassan A.A.* Dynamic Bending of Fuel Rods in Pulsed Reactors.....97

- Подлесный М.М., Шабалин Е.П., Хассан А.А.** Динамический изгиб тепловыделяющих элементов в реакторах пульсирующего типа ..... 97
- Чернобаева А.А., Ерак Д.Ю., Чеботарёв О.Д., Ерак А.Д., Папина В.Б., Полякова Р.О., Максимов О.Б.** Оценка неоднородности свойств металла обечаек современных корпусов реакторов ВВЭР поколений 3 и 3+ ..... 104
- Чуркин А.Н.** Инженерная методика оценки повышения давления при конденсационном гидравлическом ударе ..... 117
- Юрчевский Е.Б., Чусов И.А., Семишкин В.П., Алёшина О.А., Кузнецов В.М.** О технологиях и оборудовании для обезжелезивания водного теплоносителя одноконтурного ВВЭР-СКД. Часть 2. О целесообразности дозирования цинка в теплоноситель ВВЭР-СКД ..... 127
- Chernobaeva A.A., Erak D.Yu., Chebotaryov O.D., Erak A.D., Papina V.B., Polyakova R.O., Maksimov O.B.** Shell Metal Heterogeneity Evaluation in Reactor Pressure Vessels for Generation 3 and 3+ VVERs ..... 104
- Churkin A.N.** Engineering Methodology for Estimating Pressure Increase during Condensation-Induced Water Hammer ..... 117
- Yurchevsky E.B., Chusov I.A., Semishkin V.P., Alyoshina O.A., Kuznetsov V.M.** About Technologies and Equipment for Coolant Water De-ironing in Single-Loop VVER-SKD. Part 2. Expediency of Injecting Zinc into VVER-SKD Coolant ..... 127

## Анализ и валидация алгоритмов моделирования нейтронной кинетики на основе методов Монте-Карло

*В.И. Белоусов, М.В. Иоаннисян, А.Н. Писарев, К.Ф. Раскач,*  
НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Статья поступила в редакцию 07.10.2025

После доработки — 12.03.2026

Принята к публикации 20.03.2026

Представлены результаты расчётов нестационарных процессов, выполненных методом Монте-Карло. Приведённые расчёты моделируют результаты экспериментов, проведённых на реакторных установках SPERT III и CROCUS. Исследовано влияние числа поколений нейтронов на точность предсказания кинетических параметров, которые определяют динамику кинетического процесса. Также изучено влияние общего количества нейтронных историй, используемых в программе КИР-С при проведении расчётов методом Монте-Карло.

**Ключевые слова:** адиабатическое приближение, многозонное приближение, прямой метод, число поколений нейтронов, статистика, метод Монте-Карло, программа КИР-С, кинетические параметры, реакторная установка SPERT III, реакторная установка CROCUS.

**Analysis and Validation of Algorithms for Neutron Kinetics Simulation Based on Monte Carlo Methods.**  
*V.I. Belousov, M.V. Ioannisian, A.N. Pisarev, K.F. Raskach, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182.*

This paper presents Monte Carlo calculations performed for transients. These calculations simulate the experiments conducted at SPERT III and CROCUS reactor facilities. This paper analyzes how the number of neutron generations affects the prediction accuracy for the kinetic parameters that determine the kinetic process development. The influence of the total number of neutron histories used by KIR-C program during Monte Carlo calculations is also examined.

**Key Words:** adiabatic approximation, multi-zone approximation, direct method, number of neutron generations, statistics, Monte Carlo method, KIR-C program, kinetic parameters, SPERT III reactor plant, CROCUS reactor plant.

EDN: DNICLG

### Введение

В настоящее время в мире активно исследуются методы расчёта нейтронной кинетики ядерных реакторов с использованием методов Монте-Карло. Существуют различные приближённые методы расчёта нейтронной кинетики, реализованные с помощью расчётов стационарной задачи. Среди них можно выделить адиабатическое приближение (уравнение точечной кинетики) [1], квазистатическое приближение [2] и многозонное приближение [3]. Однако в последнее время всё большую популярность приобретает прямой метод, который позволяет моделировать нейтронную кинетику без каких-либо приближений с использованием решений стационарных задач. Этот метод реализован в современных программах, таких как КИР-С [4], TRIPOLI [5], OpenMC(TD) [6] и SERPENT [7]. Программа КИР-С позволяет моделировать динамические процессы с быстрым изменением мощности, используя неаналоговые методы. Её отличие от других подобных кодов заключается в том, что, помимо прямого метода, в ней реализованы ещё два — адиабатическое и многозонное приближения.

Адиабатическое приближение позволяет моделировать нестационарные процессы, последовательно вычисляя параметры уравнений точечной кинетики с учётом функции ценности, форм-функции функционалов и изменения амплитуды мощности. Для расчёта параметров этих уравнений точечной кинетики применяются методы класса IFP (Iterated Fission Probability). Преимущества этих методов заключаются в том, что они не требуют декомпозиции пространства на подобласти и не нуждаются в большом объёме памяти для хранения промежуточных данных.

В многозонном приближении (матричный метод) расчёт происходит аналогично, но пространство делится на подобласти. Между этими областями вычисляются коэффициенты связи, которые затем используются в уравнениях многозонной кинетики. В отличие от адиабатического приближения многозонное приближение позволяет учесть пространственные эффекты, связанные с перераспределением ядер-предшественников запаздывающих нейтронов по пространству по мере изменения нуклидного состава топлива различных зон.

Данная работа посвящена валидации алгоритмов моделирования нейтронной кинетики, заложенных в программе КИР-С. Прежде всего стоит отметить, что количество опубликованных экспериментальных данных о пространственных характеристиках реактора во время нестационарных процессов невелико. Большинство из них требует подключения теплогидравлических программ для учёта обратных связей, что является избыточным для верификации нейтронно-физической части. Однако приведённые данные в бенчмарк-экспериментах CROCUS и SPERT III позволяют частично провести валидацию алгоритмов на основе расчётов периода изменения мощности (скорости делений) без учёта обратных связей по реактивности. Более того, расчёты периодов изменения мощности в установке SPERT III представляют собой лишь первый этап полного расчёта, который в дальнейшем включает динамические расчёты с обратными связями.

В программе КИР-С реализованы и приближённые методы, что позволяет оценить методическую погрешность, вносимую этими методами, путём сравнения с прямым методом Монте-Карло при решении одной и той же задачи. Такая работа была проведена для перечисленных реакторных установок. Исследовано влияние различных приближений и их параметров на результаты. Показаны вносимые отклонения в изменениях мощности и периодов разгона при использовании разных приближений.

### Материалы и методы

Расчёты проведены для реакторных установок SPERT III и CROCUS. Подробное описание этих установок можно найти в соответствующей литературе [8—12]. На рис. 1 пред-

ставлен поперечный разрез моделей этих экспериментальных установок.

Специальный реактор для испытаний на импульс мощности SPERT III представлял собой уникальную ядерную исследовательскую установку с водой под давлением. Он был разработан специально для проведения экспериментальных исследований, направленных на изучение кинетического поведения реактора в условиях, которые максимально приближены к условиям коммерческих легководных реакторов. Активная зона окружена восемью concentрическими цилиндрическими оболочками. Они состоят из двух корпусов — активной зоны и реактора, четырёх тепловых экранов с водяным зазором между каждой оболочкой и двух слоёв радиационной защиты. Твэлы содержат таблетки из диоксида урана ( $UO_2$ ), обогащённые до 4,8 вес. %, которые размещены в ТВС с регулярной квадратной решёткой размером  $5 \times 5$  и  $4 \times 4$ . Для введения положительной реактивности используется центральный крестообразный поглощающий стержень.

Реакторная установка CROCUS представляет собой простой двухзонный критический исследовательский реактор, работающий на урановом топливе с замедлителем из воды ( $H_2O$ ). Центральная зона реактора состоит из стержней, изготовленных из диоксида урана ( $UO_2$ ), обогащённого до 1,806 вес. %, а внешняя зона — из стержней из металлического урана, обогащённого до 0,947 вес. %. Критическое состояние реактора достигается за счёт регулирования уровня воды.

В реакторе CROCUS было проведено два различных типа измерений:

— изменение уровня воды-замедлителя. В этой конфигурации были измерены четыре различных уровня воды: один для критического

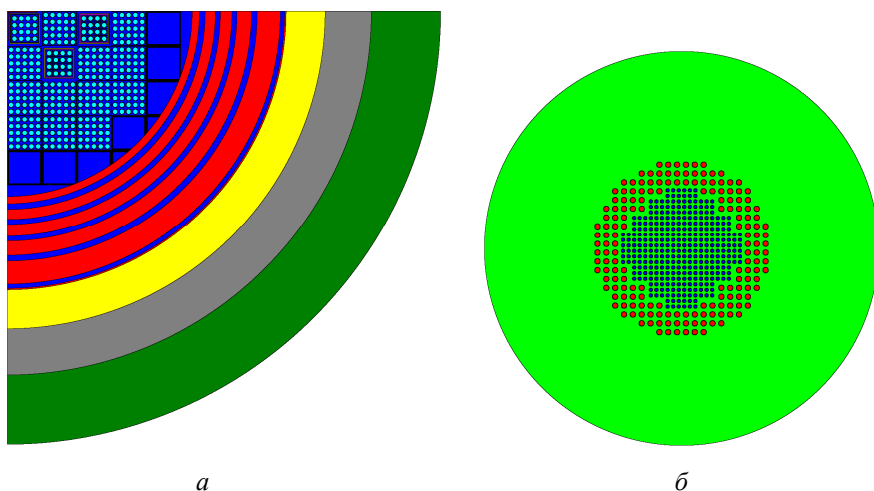


Рис. 1. Поперечный разрез моделей реакторных установок SPERT III (а) и CROCUS (б)

состояния (case1) и три более высоких уровня воды для надкритических состояний (case2—4);

— введение поглощающего стержня, регулировка уровня воды до новой критической высоты и последующее извлечение поглощающего стержня. Во второй серии экспериментов было измерено в общей сложности четыре конфигурации: две — для критических состояний с вставленным поглощающим стержнем и две — для надкритических состояний, полученных после извлечения поглощающего стержня (case5—6).

Все расчёты были проведены с использованием библиотеки оценённых ядерных данных РОСФОНД-2010 [13].

Для расчёта нестационарной кинетики нейтронных реакций были использованы как приближённые методы (адиабатическое и многозонное приближения), так и прямой метод Монте-Карло, разработанные в программе КИР-С.

Статья имеет следующую структуру:

— вначале обсуждаются результаты валидации моделирования нейтронной кинетики на основе методов Монте-Карло;

— затем анализируется влияние общей статистики и количества поколений нейтронов на результаты моделирования;

— результаты анализа представлены сначала для реакторной установки CROCUS, а затем для SPERT III.

Для реализации прямого метода расчёт осуществляется в два этапа вычислений:

— на первом этапе рассчитывается стационарное состояние реактора, чтобы определить пространственное распределение скорости реакций рождения нейтронов. Результаты этого расчёта используются и в расчёте с приближением в качестве начального условия реализации динамического процесса.

— на втором этапе проводится расчёт нестационарного кинетического процесса.

Для расчёта с приближением определяется конечная точка, исходя из значения вводимой реактивности. Например, для реакторной установки SPERT III начальной и конечной точками являются начальное и конечное положения центрального поглощающего стержня (ПС), который служит для внесения положительной реактивности. В случае с реакторной установкой CROCUS начальная и конечная точки определяются начальным и конечным уровнем воды.

В программе КИР-С реализован алгоритм распределения начального источника нейтро-

нов для моделирования переходных процессов и вывода реактора на мощность. Этот источник является комбинированным и состоит из источника нейтронов, присутствующих в системе в начале процесса, и источника запаздывающих нейтронов. Для исследования суммарной статистики нейтронных историй были проведены расчёты с различными значениями этих двух параметров. Всего было выполнено четыре расчёта со значениями 5000, 12 500, 25 000 и 50 000 нейтронов на одну серию для каждого из параметров.

В рамках адиабатического приближения были получены результаты для трёх различных суммарных статистик. Для определения начальной и конечной точек моделирования процессов были проведены стационарные расчёты с суммарной статистикой, равной 1,15, 11,5 и 115 млрд историй нейтронов. В многозонном приближении результаты были получены со статистикой, равной 115 млрд историй нейтронов. При этом число подобластей, на которые были разделены топливные зоны, составляло 240.

При исследовании суммарной статистики для первого этапа расчёта по прямому методу была выбрана самая большая статистика — 115 млрд историй нейтронов.

Для исследования влияния на результат моделирования числа поколений нейтронов были проведены расчёты нейтронной кинетики в адиабатическом приближении для разного числа поколений нейтронов: 0, 1, 2, 5, 10, 15, 20.

Расчёты проводились на суперкомпьютере НИЦ “Курчатовский институт” с использованием 480 MPI-процессов.

Погрешность расчёта адиабатическим методом была определена следующим образом:

$$\rho_{\min} = \left( \frac{1}{k_1 + \Delta k_1} - \frac{1}{k_2 - \Delta k_2} \right) \frac{1}{\beta_{\text{эф}}}; \quad (1)$$

$$\rho_{\max} = \left( \frac{1}{k_1 - \Delta k_1} - \frac{1}{k_2 + \Delta k_2} \right) \frac{1}{\beta_{\text{эф}}},$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов в начальном и конечном стационарных состояниях соответственно;  $\Delta k_1$  и  $\Delta k_2$  — статистическая погрешность расчёта эффективного коэффициента размножения нейтронов в начальном и конечном состояниях соответственно;  $\beta_{\text{эф}}$  — эффективная доля запаздывающих нейтронов;  $\rho_{\min}$  и  $\rho_{\max}$  — минимальная и максимально возможная вводимая реактивность.

**Таблица 1.** Обратный период для реакторной установки CROCUS

Конфигурация	Уровень воды, см	Обратный период, мс			
		Эксперимент	Адиабатическое приближение	Многозонное приближение	Прямой метод
case1	96,51	0			
case2	98,51	134(2) <sup>1</sup>	135(2)	139	135(6)
case3	99,0	181(3)	181(3)	183	184(6)
case4	99,51	234(4)	232(3)	237	230(6)
case5	96,92	129(8)	123(2)	124	124(6)
case6	98,63	330(9)	362(4)	357	355(6)
σ, %	—	—	3,5	3,0	3,0

<sup>1</sup>Здесь и далее форма записи результатов X(Y) расшифровывается следующим образом: X — расчётное значение, Y — погрешность, выраженная в единицах последней значащей цифры X.

**Результаты**

**CROCUS.** В табл. 1 представлены периоды изменения мощности реактора для всех экспериментов на реакторной установке CROCUS, полученные с помощью трёх методов: адиабатического приближения, многозонного приближения и прямого метода Монте-Карло. Все стационарные расчёты проведены при суммарной статистике 19,2 млрд историй нейтронов. Расчёты нейтронной кинетики были выполнены при статистике 38,4 млн историй нейтронов. Для случаев case1 и case5—6 уровень воды соответствует критическому состоянию реактора.

В последней строке табл. 1 указаны среднеквадратичные отклонения полученных результатов от эксперимента, выраженные в процентах.

На рис. 2—6 представлены результаты расчётов изменения плотности потока нейтронов в зависимости от времени кинетического про-

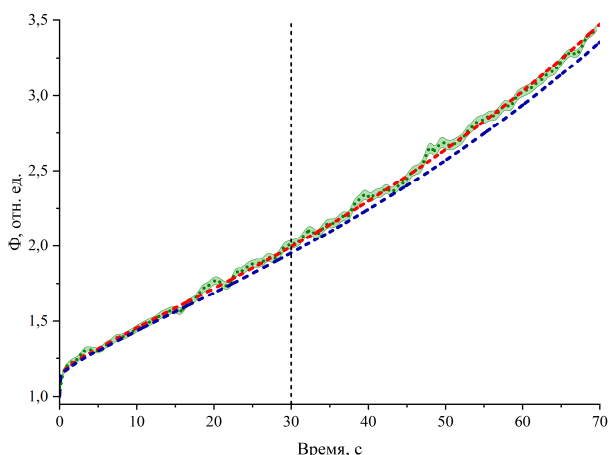


Рис. 2. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса для различных алгоритмов расчёта в программе КИР-С для варианта case2: ..... — прямой расчёт; - - - — многозонное приближение; - . - . — адиабатическое приближение; - - - — time border

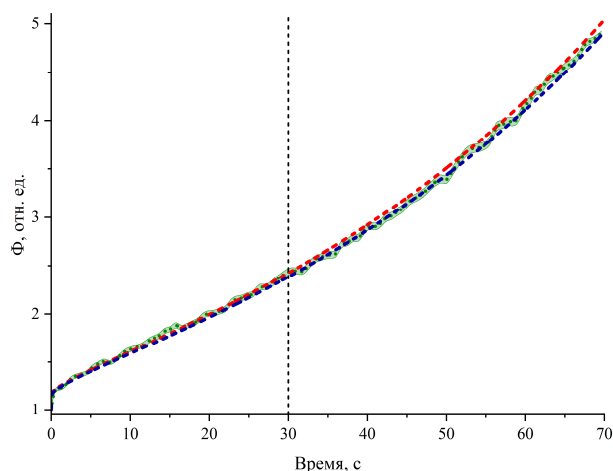


Рис. 3. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса для различных алгоритмов расчёта в программе КИР-С для варианта case3: ..... — прямой расчёт; - - - — многозонное приближение; - . - . — адиабатическое приближение; - - - — time border

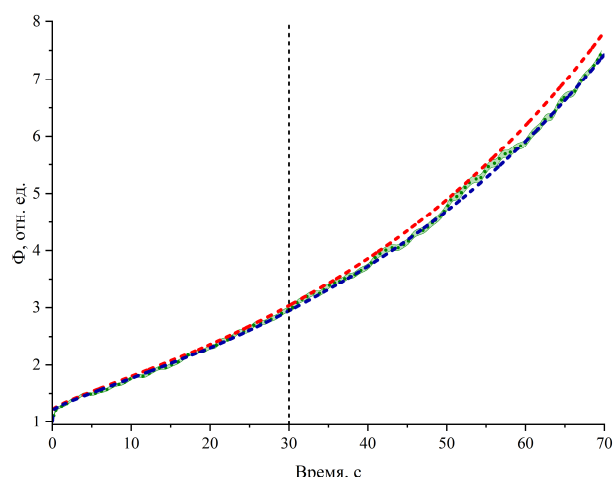


Рис. 4. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса для различных алгоритмов расчёта в программе КИР-С для варианта case4: ..... — прямой расчёт; - - - — многозонное приближение; - . - . — адиабатическое приближение; - - - — time border

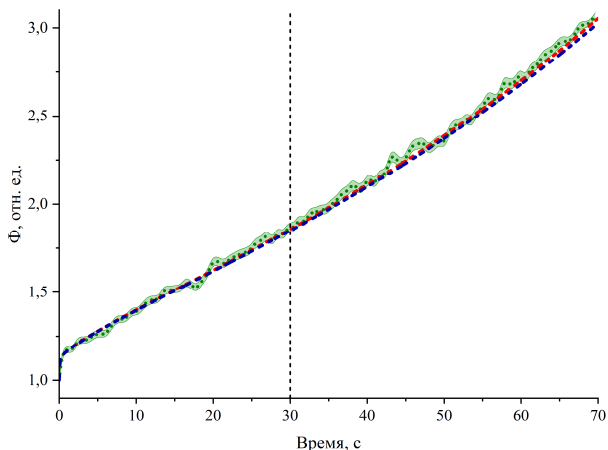


Рис. 5. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса для различных алгоритмов расчёта в программе КИР-С для варианта case5: ..... — прямой расчёт; - - - — многозонное приближение; - · - · — адиабатическое приближение; - - - — time border

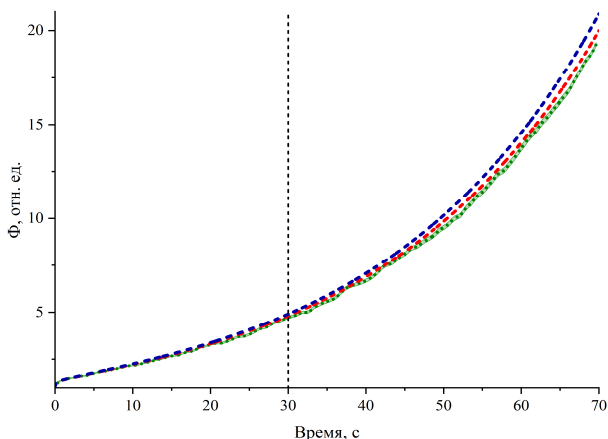


Рис. 6. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса для различных алгоритмов расчёта в программе КИР-С для варианта case6: ..... — прямой расчёт; - - - — многозонное приближение; - · - · — адиабатическое приближение; - - - — time border

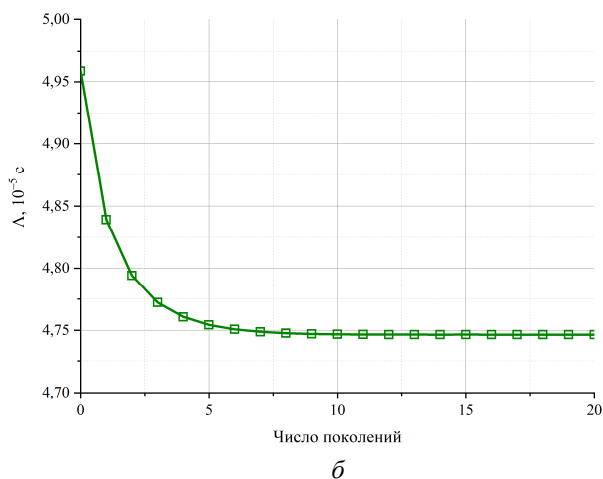
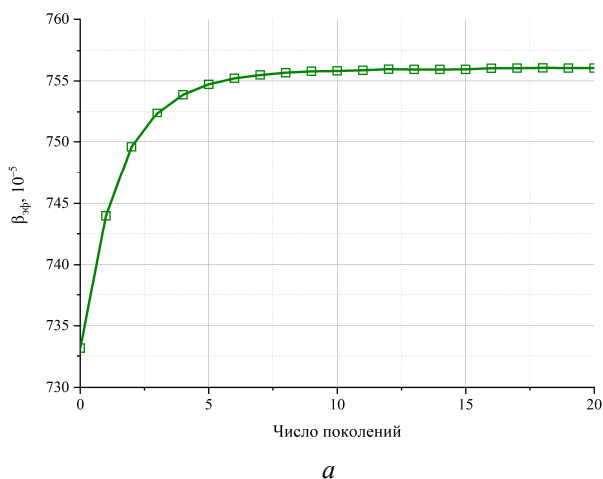


Рис. 7. Зависимость рассчитанного  $\beta_{эф}$  (а) и  $\Lambda$  (б) от числа поколений нейтронов

цесса для реакторной установки CROCUS, проведённых по программе КИР-С. Реакторная установка CROCUS была приведена в критическое состояние путём регулирования уровня воды. В момент времени  $t = 0$  вводится положительная реактивность путём повышения уровня воды. Через 30 с измеряют изменение кривой плотности потока нейтронов во времени и определяют обратный период реактора. На рис. 2—6 time border указывает на точку отсчёта, с которой начинается измерение плотности потока нейтронов реактора, закрашенная область представляет собой диапазон статистической погрешности ( $\sigma$ ) для прямого метода Монте-Карло.

Приведённые на рисунках результаты показывают, что результаты расчётов нейтронной кинетики для модели реакторной установки CROCUS, полученные тремя различными методами, хорошо согласуются между собой.

В соответствии с представленными экспериментами проведены расчёты нейтронной кинетики при разном числе поколений нейтронов и разной суммарной статистике нейтронных историй. На рис. 7 приведены результаты расчёта  $\beta_{эф}$  и  $\Lambda$  в зависимости от числа поколений нейтронов для варианта case4. Следует отметить, что результаты расчётов практически не отличаются от данных, полученных для других тестов, в пределах статистической погрешности. Это справедливо даже для реакторной установки SPERT III, где эксперименты проводились при различных температурах, что позволяет считать полученные значения характерными для параметров самих установок. Одним из преимуществ программы КИР-С является то, что в одном расчёте можно вычислять доли запаздывающих нейтронов  $\beta_{эф}$  и время жизни

нейтронов  $\Lambda$  для разного числа поколений и выбрать те значения, при которых результаты расчётов сходятся.

На рис. 8—10 представлены результаты расчёта изменения плотности потока нейтронов в зависимости от времени протекания кинетического процесса для реакторной установки CROCUS для варианта case4 по программе КИР-С. На рис. 8 закрашенная область представляет собой диапазон статистической погрешности ( $\sigma$ ) для прямого метода Монте-Карло, на рис. 9 закрашенная область — диапазон погрешности, рассчитанный по формуле (1) для адиабатического приближения.

На рис. 9 представлены результаты, полученные прямым методом. Визуально заметно, как они хорошо согласуются с адиабатическим

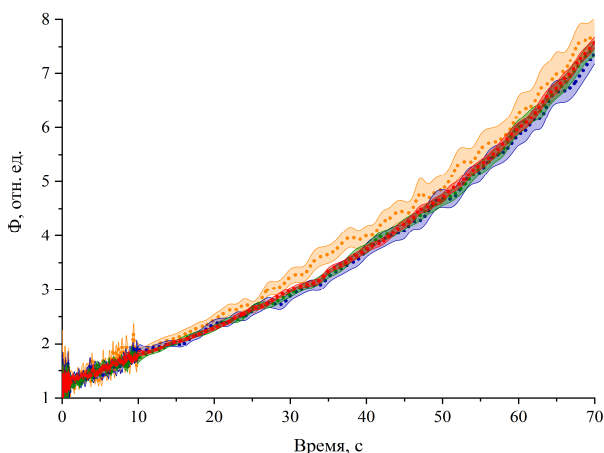


Рис. 8. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса при разной статистике прямого метода Монте-Карло:  $\dots\dots$  — прямой, 4,8 млн;  $\dots\dots$  — прямой, 12 млн;  $\dots\dots$  — прямой, 24 млн;  $\dots\dots$  — прямой, 48 млн

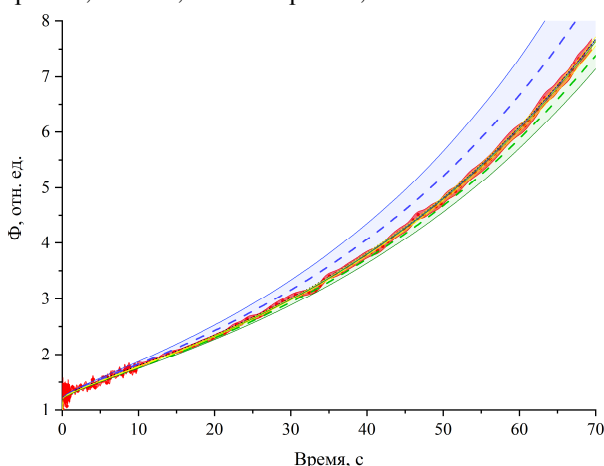


Рис. 9. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса для различных алгоритмов расчёта:  $\dots\dots$  — прямой, 48 млн;  $\dots\dots$  — многозонный, 115 млрд;  $\dots\dots$  — адиабатический, 1,15 млрд;  $\dots\dots$  — адиабатический, 11,5 млрд;  $\dots\dots$  — адиабатический, 115 млрд

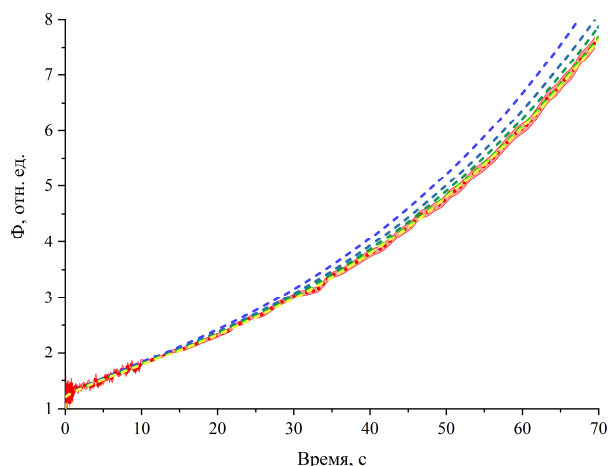


Рис. 10. Зависимость плотности потока нейтронов от времени кинетического процесса при разном числе поколений нейтронов:  $\dots\dots$  — прямой, 48 млн;  $\dots\dots$  — адиабатический,  $n = 0$ ;  $\dots\dots$  — адиабатический,  $n = 1$ ;  $\dots\dots$  — адиабатический,  $n = 2$ ;  $\dots\dots$  — адиабатический,  $n = 5$ ;  $\dots\dots$  — адиабатический,  $n = 10$ ;  $\dots\dots$  — адиабатический,  $n = 15$ ;  $\dots\dots$  — адиабатический,  $n = 20$

приближением при использовании статистики 115 млрд историй нейтронов, а также с многозонным приближением. На рис. 10 можно заметить, что адиабатическое приближение начинает практически совпадать с прямым методом, учитывая погрешность его расчёта, примерно с 10-го поколения.

**SPERT III.** В модель, представленную в работе [14], были внесены изменения, основанные на данных из работы [15]. В результате были выполнены новые расчёты нейтронной кинетики как для экспериментов, описанных в предыдущей работе, так и для новых исследований, используя три различных метода.

В табл. 2 указаны осевые положения стержней СУЗ и центрального ПС относительно нижней границы топливного столба.

Для каждого эксперимента подбиралась реактивность, исходя из значения, приведённого в описании бенчмарка. Вводимая реактивность вычислялась с помощью следующей формулы:

$$\rho = \left( \frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} \right) \frac{1}{\beta_{\text{эф}}} . \quad (2)$$

На основе ранее полученных результатов для реакторной установки CROCUS с различным количеством поколений нейтронов для расчёта введённой реактивности в соотношении (2) было принято значение  $\beta_{\text{эф}}$ , соответствующее 20 поколениям нейтронов.

На рис. 11 приведены результаты расчёта  $\beta_{\text{эф}}$  и  $\Lambda$  в зависимости от числа поколений

**Таблица 2.** Осевые положения СУЗ и центрального ПС

Номер эксперимента	Температура, К	Положение, см	
		СУЗ	ПС
T-22	296,15	38,00	9,98
T-41	294,15	38,53	12,92
T-43	299,15	38,76	13,56
T-32	399,15	42,84	13,41
T-70	395,15	42,82	14,30
T-52	533,15	61,40	13,50
T-57	533,15	63,11	19,03
T-60	533,15	63,68	20,67

нейтронов для реакторной установки SPERT III в рамках эксперимента T-32.

В табл. 3 представлены периоды изменения мощности реактора для выбранных экспериментов на реакторной установке SPERT III, полученные с помощью трёх методов: адиабатического приближения, многозонного приближения и прямого метода Монте-Карло. Все стационарные расчёты проведены при суммарной статистике 11,5 млрд историй нейтронов. Расчёты нейтронной кинетики были выполнены при статистике 24 млн историй нейтронов.

В последней строке табл. 3 указаны среднеквадратичные отклонения полученных результатов от эксперимента, выраженные в процентах.

На рис. 12—14 представлены результаты расчёта изменения мощности реакторной установки в зависимости от времени протекания кинетического процесса для реакторной установки SPERT III в рамках эксперимента T-32 по программе КИР-С. На рис. 12 закрашенная область представляет собой диапазон статистической погрешности ( $\sigma$ ) для прямого метода Монте-Карло, на рис. 13 закрашенная область — диапазон погрешности, рассчитанный по формуле (1) для адиабатического приближения.

Как видно из полученных графиков (см. рис. 14), результаты для прямого метода хорошо согласуются с адиабатическим приближением при статистике 115 млрд историй нейтронов. При других статистиках адиабатическое приближение расходится с прямым методом вследствие того, что в нём не учитывается пространственное перераспределение ядер-предшественников запаздывающих нейтронов.

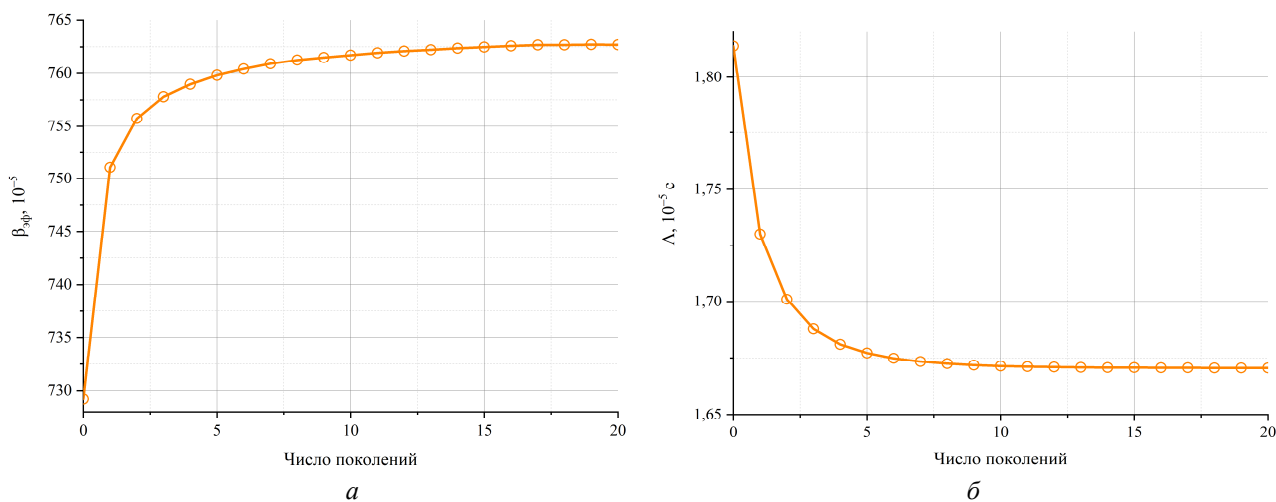


Рис. 11. Зависимость рассчитанного  $\beta_{эф}$  (а) и  $\Lambda$  (б) от числа поколений нейтронов

**Таблица 3.** Периоды реактора для реакторной установки SPERT III

Номер эксперимента	Период, мс			
	Эксперимент	Адиабатическое приближение	Многозонное приближение	Прямой метод
T-22	1010(20)	1051	1025	1127
T-41	15,9(3)	16,41	16,41	16,36
T-43	10,0(3)	10,30	10,37	10,32
T-32	21,8(4)	22,35	22,36	21,89
T-70	10,3(2)	10,25	10,20	10,50
T-52	2260(50)	2302	2308	2311
T-57	21,7(4)	22,16	21,80	21,89
T-60	9,7(3)	9,31	9,30	9,24
$\sigma$ , %	—	1,9	2,0	2,7

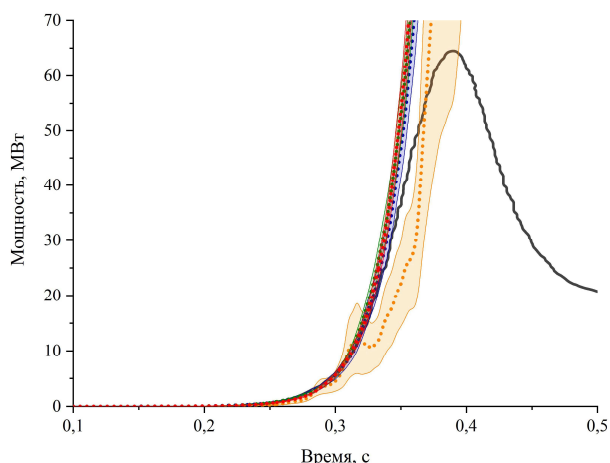


Рис. 12. Зависимость мощности от времени протекания кинетического процесса при разной статистике прямого метода Монте-Карло: — — эксперимент; ..... — прямой, 4,8 млн; ..... — прямой, 12 млн; ..... — прямой, 24 млн; ..... — прямой, 48 млн

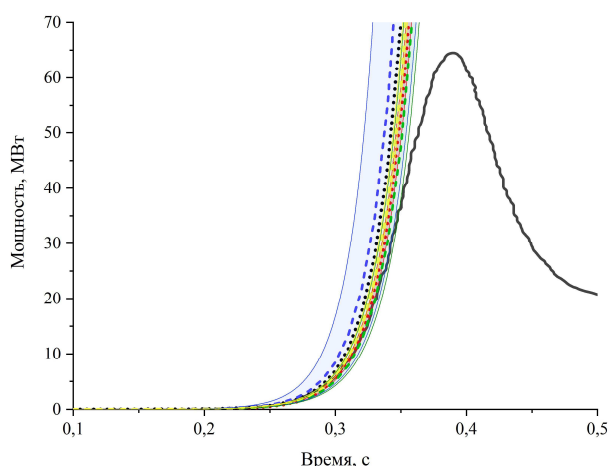


Рис. 13. Зависимость мощности от времени протекания кинетического процесса для различных алгоритмов расчёта: — — эксперимент; ..... — прямой, 48 млн; ..... — многозонный, 115 млрд; ..... — адиабатический, 1,15 млрд; ..... — адиабатический, 11,5 млрд; ..... — адиабатический, 115 млрд

Из рис. 14 видно, что адиабатическое приближение начинает практически совпадать с прямым методом, учитывая погрешность его расчёта, примерно с 15-го поколения. По полученным графикам (см. рис. 14) визуально можно сделать вывод, что результаты расчётов, полученные с использованием прямого метода и многозонного приближения, хорошо согласуются между собой. Стоит отметить, что добавление промежуточных точек для расчёта параметров нейтронной кинетики в адиабатическом и многозонном приближениях не влияет на результаты вычисления периода, так как он определяется разностью начального и конечного значения коэффициента размножения.

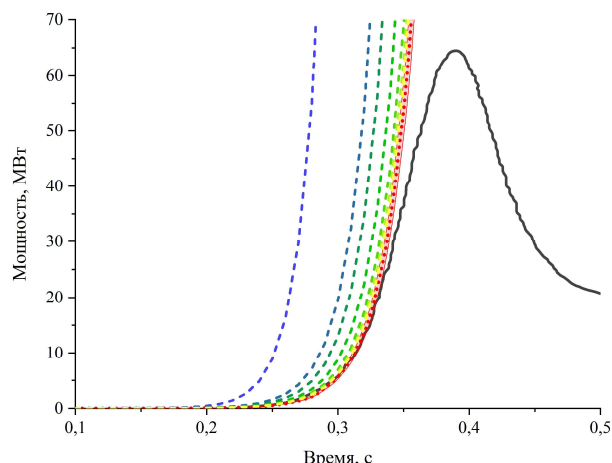


Рис. 14. Зависимость мощности от времени протекания кинетического процесса при разном числе поколений нейтронов: — — эксперимент; ..... — прямой, 48 млн; ..... — адиабатический,  $n = 0$ ; ..... — адиабатический,  $n = 1$ ; ..... — адиабатический,  $n = 2$ ; ..... — адиабатический,  $n = 5$ ; ..... — адиабатический,  $n = 10$ ; ..... — адиабатический,  $n = 15$ ; ..... — адиабатический,  $n = 20$

Для адиабатического приближения с учётом начальных и конечных точек при статистике 115 млрд историй нейтронов время расчёта составило 44,4 ч. Для прямого расчёта при статистике 4 млн историй нейтронов время расчёта составило 56,9 ч. Таким образом, можно сделать вывод, что для получения приемлемых результатов время, затраченное обоими методами, примерно одинаково. Поэтому для моделирования физического эксперимента можно использовать прямой метод, который не требует каких-либо приближений и максимально точно воспроизводит эксперимент.

В табл. 4 представлены обобщённые результаты расчёта периодов изменения мощности для реакторных установок CROCUS и SPERT III, полученные тремя различными методами с использованием различной суммарной статистики и числа поколений нейтронов.

Оценка периодов изменения мощности, полученная различными методами, демонстрирует, что влияние статистики на результаты зависит от выбранной расчётной модели. Например, для более простой модели реакторной установки CROCUS, чтобы получить приемлемые результаты в прямом методе, достаточно суммарной статистики от 12 млн нейтронных историй. В то же время для более сложной модели реакторной установки SPERT III требуется статистика от 24 млн нейтронных историй.

Аналогично для результатов, полученных в адиабатическом приближении, для модели реакторной установки CROCUS требуется всего

**Таблица 4.** Периоды реактора при введении положительной реактивности

Метод			Обратный период, $10^{-2} \text{ с}^{-1}$	Период, мс	
			CROCUS (case4)	SPERT III (T-32)	
Эксперимент			2,34(4)	21,8(4)	
Адиабатическое приближение	Статистика, млрд:	Число поколений:			
		1,15	20	2,54(16)	21,27(136)
		11,5	20	2,36(5)	22,35(47)
		115	0	2,54	16,48
			1	2,47	19,70
			2	2,44	20,44
			5	2,41	21,21
			10	2,40	21,69
			15	2,40	21,87
			20	2,40(1)	21,97(15)
Прямой	Статистика, млн:	4,8	2,26	23,84	
		12	2,32	23,13	
		24	2,35	21,87	
		48	2,36	21,76	
		Многозонное приближение	2,39	21,59	

11,5 млрд нейтронных историй, в то время как для модели SPERT III необходимо 115 млрд нейтронных историй.

### Заключение

Проведена валидация программы КИР-С на расчётах кинетических процессов с разгоном мощности, в том числе с вводом реактивности больше эффективной доли запаздывающих нейтронов. Рассмотрено два экспериментальных бенчмарка — SPERT III и CROCUS. Результаты расчётов показали хорошее соответствие с экспериментальными данными для трёх методов расчёта кинетики нейтронов: адиабатического и многозонного приближений и прямого расчёта методом Монте-Карло. Следует отметить, что все три метода согласуются между собой. По периоду разгона мощности максимальное среднеквадратичное отклонение составляет 3,5% в случае бенчмарка CROCUS и 2,7% для бенчмарка SPERT III.

Результаты дополнительных расчётных исследований для адиабатического приближения показывают, что для достижения приемлемой точности при моделировании нейтронной кинетики необходимо правильно определить количество поколений нейтронов для расчёта эффективной доли запаздывающих нейтронов и времени генерации нейтронов. Этот выбор зависит от конкретной модели реактора. Напри-

мер, для реактора CROCUS достаточно 10 поколений, в то время как для реактора SPERT III необходимо использовать примерно 15—20 поколений.

Чтобы получить достоверные результаты с помощью приближённых методов при рассмотрении задач с вводом большой реактивности, необходимо задать большую статистику — около 115 млрд историй нейтронов. Это требует значительного времени для расчёта, которое может быть сопоставимо со временем, необходимым для прямого метода, при статистике не меньше 24 млн историй нейтронов источника. Это подчёркивает преимущества прямого метода, который рассчитывает нестационарный процесс без каких-либо вводимых существенных приближений. Кроме этого, важно отметить, что с увеличением числа источников нейтронов для прямого метода Монте-Карло результаты моделирования нестационарного изменения мощности лежат в пределах статистической погрешности результатов и сходятся к методически точному решению.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт” (<http://ckp.nrcki.ru/>).

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

### Список литературы

1. **Белл Д., Глестон С.** Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. В.Н. Артамкина. — М.: Атомиздат, 1974. 496 с.
2. **Зинченко А.С., Давиденко В.Д.** Расчет кинетики ядерных реакторов с использованием методов Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2024, вып. 2, с. 75—87.
3. **Иоаннисиан М.В.** Определение потока нейтронов на основе метода многоточечной кинетики. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2018, вып. 1, с. 10—23.
4. **Белоусов В.И., Гомин Е.А., Гуревич М.И., Давиденко В.Д., Дудкин К.О., Дьячков И.И., Иоаннисиан М.В., Малков М.Р., Писарев А.Н., Чернов К.Г.** Программный комплекс КИР и его возможности. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2025, вып. 2, с. 66—79.
5. **Brun E. et al.** Tripoli-4<sup>®</sup>, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code. — Ann. Nucl. Energy, 2015, vol. 82, p. 151—160.
6. **Romero-Barrientos J., Molina F., Zambra M., López-Usquiano F.** Transient Monte Carlo simulations with OpenMC(TD): a catalyst towards advancing research in next-generation reactors and to improve fission nuclear data. — Nuclear Engineering and Design, 2024, vol. 423, p. 274—281.
7. **Leppänen J., Pusa M., Viitanen T., Valtavirta V., Kaltiaisenaho T.** The Serpent Monte Carlo code: status, development and applications in 2013. — Annals of Nuclear Energy, 2016, vol. 82, p. 142—150.
8. **Heffner R.E., Wilson T.R.** SPERT III Reactor Facility. Technical Report IDO-16721, AEC Research and Development, December 1961.
9. **Dugone J.** SPERT III Reactor Facility: E-core Revision. Technical Report IDO-17036, Reactor Technology. U.S. Atomic Energy Commission, 1965.
10. **Houghtaling J.E., Norberg J.A., Haire J.C.** Addendum to the SPERT-III Hazards Summary Report. Low-enrichment oxide core. IDO-17003, 1965.
11. **McCardell R.K., Herbon D.L., Houghtaling J.E.** Reactivity Accident Tests Results and Analyses for the SPERT III E-core a Small Oxide-Fueled, Pressurized Water Reactor. IDO-17281, March 1969.
12. **International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments (IRPhE).** Электронный ресурс: [https://oecd-nea.org/jcms/pl\\_20279/international-handbook-of-evaluated-reactor-physics-benchmark-experiments-irphe](https://oecd-nea.org/jcms/pl_20279/international-handbook-of-evaluated-reactor-physics-benchmark-experiments-irphe) (дата обращения 30.09.2025).
13. **РОСФОНД** — Российская библиотека Файлов Оценённых Нейтронных Данных. Под ред. М.Н. Николаева. Электронный ресурс: <https://www.ippe.ru/reactors/reactor-constants-datacenter/rosfond-neutron-database> (дата обращения 30.09.2025).
14. **Белоусов В.И., Дьячков И.И., Иоаннисиан М.В., Писарев А.Н.** Моделирование нейтронной кинетики в активной зоне реактора SPERT III в программе КИР-С. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2025, вып. 2, с. 53—65.
15. **Junsu Kang, Min Ryu, Seungug Jae, Hyeongseog Kim, Han Gyu Joo.** Direct whole core modeling and simulation of the SPERT III E-Core experiments by nTRACER. — Progress in Nuclear Energy, 2021, vol. 139, 103824.

Контактная информация —  
 Писарев Александр Николаевич,  
 старший научный сотрудник, к.т.н.,  
 тел.: 8(920)898-60-76,  
 e-mail: Pisarev\_AN@nrcki.ru

Вопросы атомной науки и техники.  
 Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
 с. 5—14.

## Моделирование нейтронной кинетики в трёхмерных тестах бенчмарка C5G7-TD по программе KIR

*В.И. Белоусов, В.Ф. Бояринов, В.Д. Давиденко, И.И. Дьячков, М.В. Иоаннисян,*  
НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Статья поступила в редакцию 08.10.2025

После доработки — 26.03.2026

Принята к публикации 26.03.2026

Представлены результаты расчёта трёхмерных тестов нестационарного бенчмарка C5G7-TD по программе KIR с использованием группового физического модуля MAGMA. Для решения нестационарного уравнения переноса в программе KIR используется прямой метод Монте-Карло. В тестах рассматриваются быстрые переходные процессы, вызванные изменением положения органов регулирования.

Результаты, полученные по программе KIR, предлагается использовать в качестве реперных. Приведено сопоставление результатов расчётов по программам SUHAM-3D-TD, RMS, MPACT и PCI\_nTRACER с результатами, полученными по программе KIR.

**Ключевые слова:** нейтронная кинетика, нестационарное уравнение переноса нейтронов, бенчмарк C5G7-TD, метод Монте-Карло, прецизионные расчёты, программа KIR, программный модуль MAGMA.

**Modeling of Neutron Kinetics in 3D Tests of the C5G7-TD Benchmark by the Code KIR.** *V.I. Belousov, V.F. Boyarinov, V.D. Davidenko, I.I. Dyachkov, M.V. Ioannisian, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182.*

The results of calculations of three-dimensional tests of the C5G7-TD kinetic benchmark by the KIR code using the MAGMA group physics module are presented. The code KIR solves the non-stationary neutron transport equation by the analog Monte Carlo method. The tests consider fast transients caused by changes in the position control rods.

The results of the code KIR are proposed as reference ones. The results of the SUHAM-3D-TD, RMS, MPACT, and PCI\_nTRACER codes are compared with the results of the code KIR.

**Key Words:** neutron kinetics, nonstationary neutron transport equation, benchmark C5G7-TD, Monte Carlo method, precision calculations, code KIR, MAGMA software module.

EDN: EFWMAM

### Введение

В настоящее время для оценки безопасности ядерных энергетических установок и экспериментов, проводимых на них по заранее разработанным сценариям, как правило, используются программные коды инженерного и детерминистического класса, которые позволяют с достаточно высокой скоростью получить предсказание об интересующем состоянии или процессе в ядерной энергетической установке (ЯЭУ). В большинстве случаев для получения корректных результатов программные коды реализуются и верифицируются под определённый тип реакторов. Верификация программ является важнейшим шагом в демонстрации возможностей кода корректно выдавать интересующие характеристики ЯЭУ.

Для корректного моделирования характеристик ЯЭУ, которые будут соответствовать реальным показателям детекторов, установленных в активной зоне, требуется код, который включает в себя как нейтронно-физическую часть, так и теплогидравлическую. В настоящее

время существует масштабная база бенчмарков для подтверждения корректности данных кодов, которую можно разделить на тесты с моделированием стационарных состояний и динамических процессов в ядерных установках. Но, как правило, создание и реализация нейтронно-физической и теплогидравлической частей кода происходят отдельно, и в большинстве случаев они являются двумя независимыми друг от друга программами, которые, в свою очередь, также нуждаются в подтверждении корректности их методик и реализации.

Существует большое количество бенчмарков для обоснования корректности реализации нейтронно-физических программ, предназначенных для моделирования стационарных состояний. Но практически отсутствуют бенчмарки для обоснования кодов, предназначенных для моделирования кинетики (динамика без обратных теплогидравлических связей). Поэтому, как правило, для верификации данных программ используют эксперименты, которые проводились на нулевой мощности с целью минимизировать влияние теплогидравлики на нейтрон-

ную физику, или же какие-либо одиночные численные бенчмарки, в которых были отключены обратные связи по топливу и теплоносителю. Но официальной бенчмарка, целиком направленной на верификацию нейтронной кинетики, с реперными результатами в настоящее время не существует.

В своё время Агентством по ядерной энергии Организации экономического сотрудничества и развития (АЯЭ ОЭСР — NEA OECD) совместно с НИЦ “Курчатовский институт” был предложен бенчмарк C5G7-TD, предназначенный для верификации программ, решающих нестационарное уравнение переноса нейтронов детерминистическими методами [1, 2]. В случае стационарной версии данного бенчмарка C5G7 реперные результаты получены с использованием программы прецизионного класса MCNP [3] (метод Монте-Карло). Но в случае нестационарной версии бенчмарка C5G7-TD реперные результаты, полученные с использованием прецизионного кода, отсутствуют.

Данная статья является продолжением статьи [4], где были опубликованы результаты рас-

чёта переходных процессов для двухмерных тестов C5G7-TD по программе прецизионного класса КИР [5, 6]. В данной статье приведены результаты, полученные по программе КИР для трёхмерных тестов бенчмарка C5G7-TD. Проводится также сопоставление этих результатов с результатами расчётов по программам детерминистического класса.

### Бенчмарк C5G7-TD

В бенчмарке C5G7-TD задана активная зона водо-водяного реактора типа PWR. Активная зона содержит 16 ТВС (8 ТВС с MOX-топливом и 8 ТВС с уран-диоксидным топливом) и окружена слоем водяного отражателя. Расчётная модель разделена на 24 слоя по высоте. Сектор симметрии бенчмарка в поперечном и продольном сечении представлен на рис. 1. Каждая ТВС содержит 264 твэла, 24 поглощающих элемента и одну камеру деления в центре, размещённые в квадратной решётке 17×17 с шагом 1,26 см. На рис. 2 представлена расстановка внутренних элементов ТВС 1—4 [7].

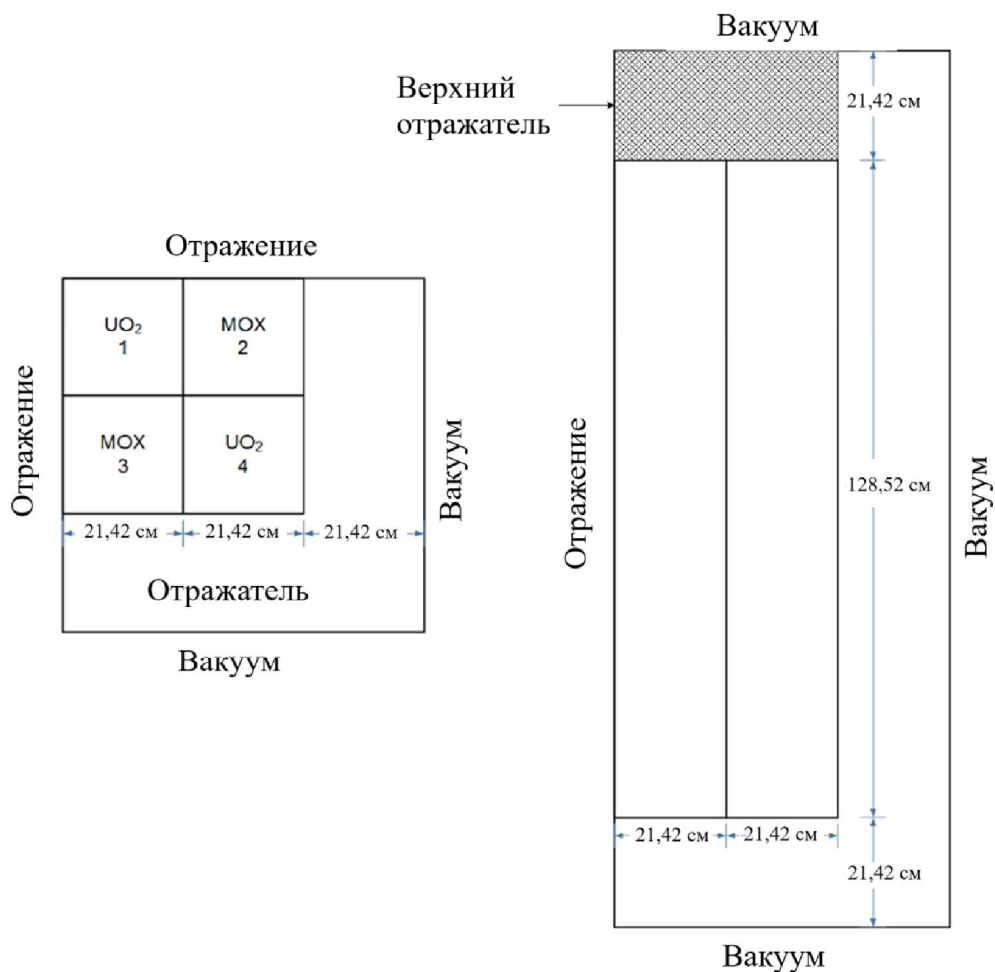


Рис. 1. Сектор симметрии бенчмарка C5G7-TD

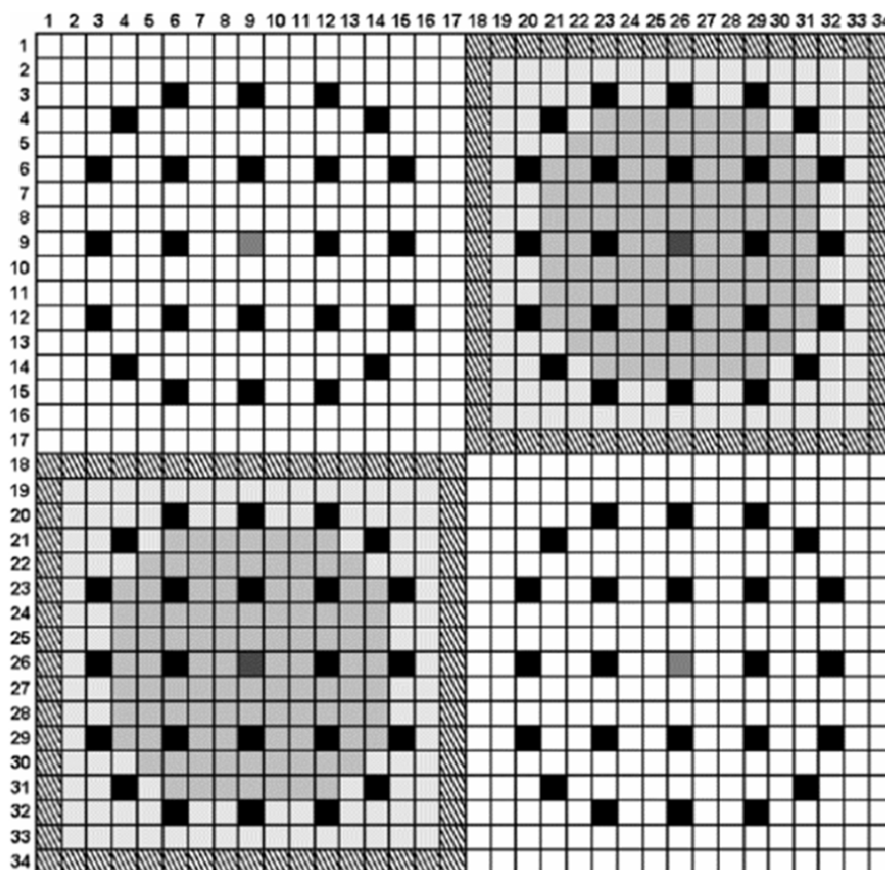


Рис. 2. Картограмма ТВС бенчмарка C5G7-TD (юго-восточный квадрант активной зоны — см. рис. 1): □ —  $UO_2$ ; ▨ — 4,3% MOX; ▩ — 7,0% MOX; ▧ — 8,7% MOX; ■ — камера деления; ■ — направляющий канал

В бенчмарке заданы семигрупповые макроскопические сечения материалов и восьмигрупповые константы ядер-предшественников запаздывающих нейтронов [8].

### Расчётные коды

Для сравнения с результатами расчётов бенчмарка C5G7-TD по программе КИР были привлечены результаты, полученные в рамках международного проекта [8] с использованием программ SUHAM-3D-TD, RMS, MPACT и PCI\_nTRACER.

КИР — программа решения на одноядерных и многоядерных компьютерах стационарного и нестационарного уравнения переноса нейтронов прямым методом Монте-Карло с учётом запаздывающих нейтронов. В программе реализован аналоговый метод Монте-Карло, который моделирует историю нейтрона на основе файлов оценённых ядерных данных в системах с трёхмерной геометрией в однородной и неоднородной среде.

SUHAM-3D-TD [9] — программа, в которой реализованы нестационарные трёхмерные

конечно-разностные уравнения метода поверхностных гармоник (МПГ) с тремя поперечными и двумя продольными пробными матрицами для реактора с квадратной решёткой. Программа SUHAM-3D-TD предназначена для решения как стационарного, так и нестационарного уравнения переноса нейтронов для различных типов ЯЭУ. При построении нестационарных уравнений МПГ использован алгоритм построения стационарных уравнений, реализованный в программе SUHAM. Программа SUHAM-3D-TD разработана и развивается в НИЦ «Курчатовский институт».

RMC (Reactor Monte Carlo) [10] — программа, использующая метод PCQS (Predictor-Corrector Quasi-Static Method). Этот метод предназначен для решения нестационарного уравнения переноса нейтронов. Основная идея заключается в разделении потока нейтронов на две компоненты: амплитудная функция, описываемая системой точечных уравнений, и форм-функция, описывающая пространственное распределение нейтронов. Для повышения точности в RMC используется схема предиктор-корректор.

МРАСТ [11] — программный код, использующий схему многоуровневого перехода (TML). Вычислительная эффективность достигается в МРАСТ за счёт использования трёх уровней вычислений в TML: уравнение переноса методом характеристик, 3D-конечной разности с крупной сеткой (CMFD) и точное уравнение точечной кинетики (EPKE). Эти уровни связаны между собой с помощью связи предиктор/корректор. На каждом уровне функция формы получается на этапе прогнозирования с более грубым временным шагом, а амплитудная функция оценивается с несколькими более мелкими временными шагами на этапе коррекции. Таким образом, TML фиксирует быстрые изменения амплитудной функции в масштабе крупной сетки и более медленные изменения функции формы, используя соответствующий уровень TML. Таким образом, TML способен обеспечить точное решение уравнения переноса при минимизации вычислительных затрат.

PSI\_nTRACER [12] — детерминистический программный код для расчёта переноса в ядерных реакторах, разрабатываемый в Сеульском национальном университете (Южная Корея). Реализованы двухмерный метод характеристик, трёхмерный метод конечных разностей и одномерный — аксиальный метод характеристик. Предусматривается гетерогенное описание активной зоны реактора.

### Результаты трёхмерных тестов C5G7-TD

Рассматривается четвёртая задача бенчмарка C5G7-TD, в которой возмущение, вызывающее нестационарный процесс, вносится путём изменения положения групп органов регулирования. Данная задача включает пять тестов, которые отличаются передвигаемой группой/группами ОР СУЗ и глубиной их погружения.

Сценарии тестов представлены на рис. 3.

В первом тесте моделируется процесс, вызванный изменением положения поглощающих элементов в центральных ТВС — ТВС № 1 в секторе симметрии (см. рис. 3, а). Погружение поглощающих элементов происходит на 1/3 глубины активной зоны.

Во втором тесте моделируются процесс, вызванный погружением на 2/3 глубины активной зоны поглощающих элементов, и извлечение их с возвращением в исходное состояние в периферийных ТВС — ТВС № 3 в секторе симметрии (см. рис. 3, б).

Тесты с третьего по пятый описывают процессы с изменением положения поглощающих элементов сразу в нескольких ТВС, причём для каждой ТВС в каждом тесте используется свой собственный сценарий, что позволяет продемонстрировать возможность учёта перекompенсации органов регулирования непосредственно в нестационарных процессах.

Для каждого теста моделируется переходный процесс длительностью 16 с. Временная сетка выдачи результатов, представленная в бенчмарке C5G7-TD, приведена в табл. 1.

**Таблица 1.** Временная сетка выдачи результатов

Сетка	Временные интервалы, с			
	[0;4]	[4;6]	[6;7]	[7;16]
	Шаг временной сетки выдачи результатов, с			
C5G7-TD	0,025	0,05	0,1	0,5
КИР	0,025	0,025	0,025	0,5

При расчётах по программе КИР использовалась более детальная временная сетка (см. табл. 1). Уменьшение шага сетки при расчёте по программе КИР обусловлено использованием метода Монте-Карло, так как при моделировании нестационарных процессов регистрация нейтронов происходит в заданных интервалах временной сетки, что при выдаче результатов приводит к среднему значению функционала на рассматриваемом временном шаге сетки. В данных тестах моделируются быстрые изменения функционалов с большими положительными и отрицательными производными, что требует для программ, основанных на методе Монте-Карло, более детального разбиения временной области для получения корректных значений в пиках изменения функционалов во времени.

По программе КИР было рассчитано изменение интегральной по пространству и энергии скорости реакции деления во времени для всех тестов упражнения TD4 (рис. 4—8). Также на рисунках приведены результаты расчёта по программам SUHAM-3D-TD, МРАСТ, RMS и PSI\_nTRACER. Результаты данных программ согласуются с результатами программы КИР. Результаты программ МРАСТ, RMS и PSI\_nTRACER взяты из [13] (результаты тестов бенчмарка C5G7-TD в открытом доступе).

В табл. 2 выборочно приведены результаты расчёта зависимости интегральной скорости реакции деления от времени, полученные по

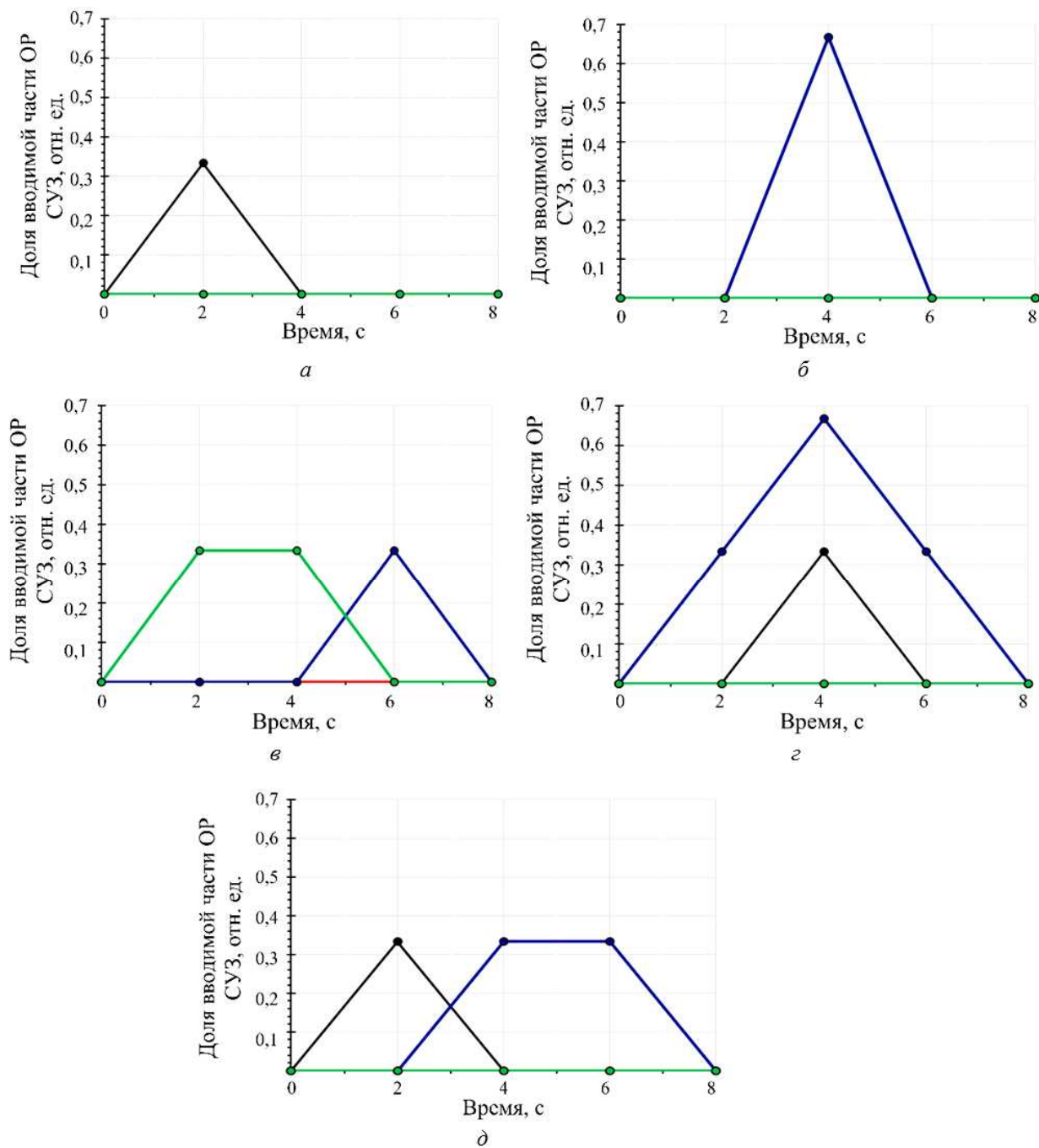


Рис. 3. Сценарии TD4: *а* — TD4-1; *б* — TD4-2; *в* — TD4-3; *г* — TD4-4; *д* — TD4-5; — ОР СУЗ ТВС № 1; — ОР СУЗ ТВС № 2; — ОР СУЗ ТВС № 3; — ОР СУЗ ТВС № 4

программе КИР для всех тестов упражнения TD4.

Стандартное отклонение ( $\sigma$ ) результатов программы КИР составляет 1% для каждого значения в интервале [0; 7] с и 0,3% — в интервале [7; 16] с. Данное различие в дисперсии результатов программы КИР обусловлено различием временного шага регистрации функционалов.

Для каждого упражнения были найдены отклонения результатов расчёта интегральной скорости реакции деления по программам SU-

НАМ-3D-TD, MPACT, RMS и PSI\_nTRACER от результатов программы КИР. Также были найдены средние по модулю отклонения на временных интервалах (рис. 9—13).

Результаты расчёта пространственного распределения скорости реакции деления по программе КИР были сопоставлены с результатами, полученными по программе SUNAM-3D-TD. Был найден модуль среднего отклонения интегрально по ТВС на временных шагах. Результаты для теста TD4-5 приведены в табл. 3. Результаты расчётов пространственного

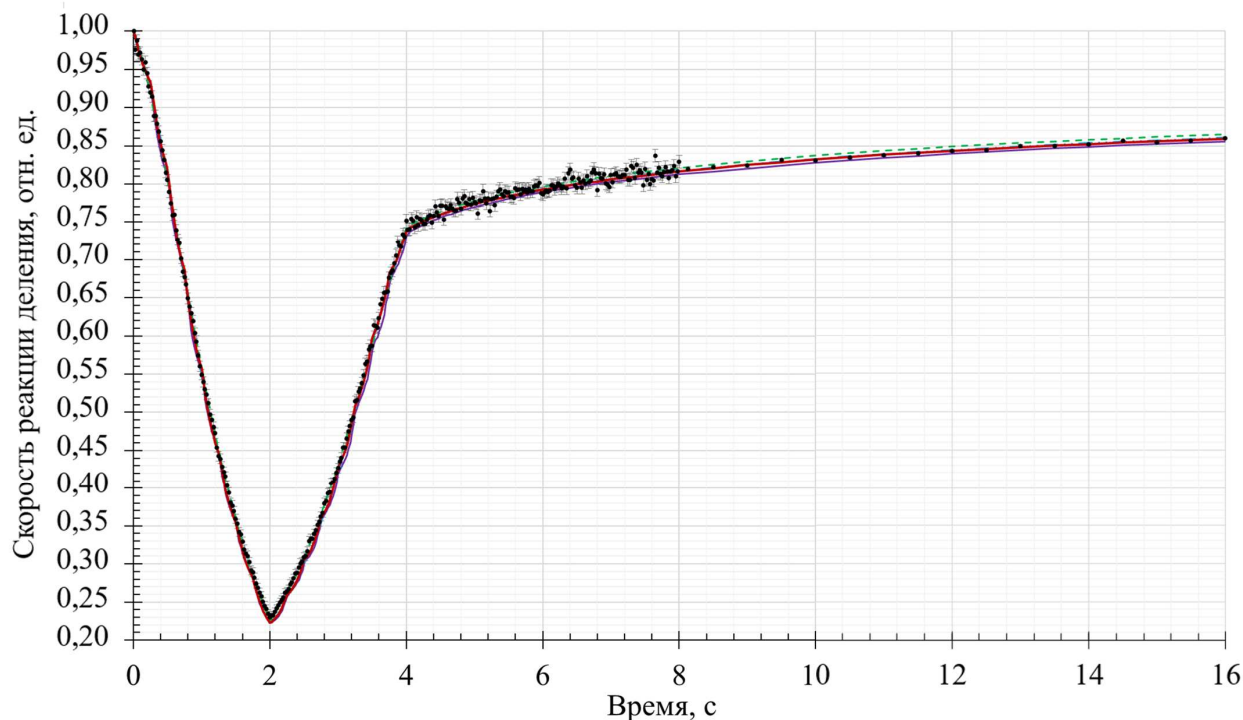


Рис. 4. Результаты расчёта теста TD4-1: • — КИР; — SUHAM-3D-TD; — RMS; —•— PSI-nTRACER; — МРАСТ

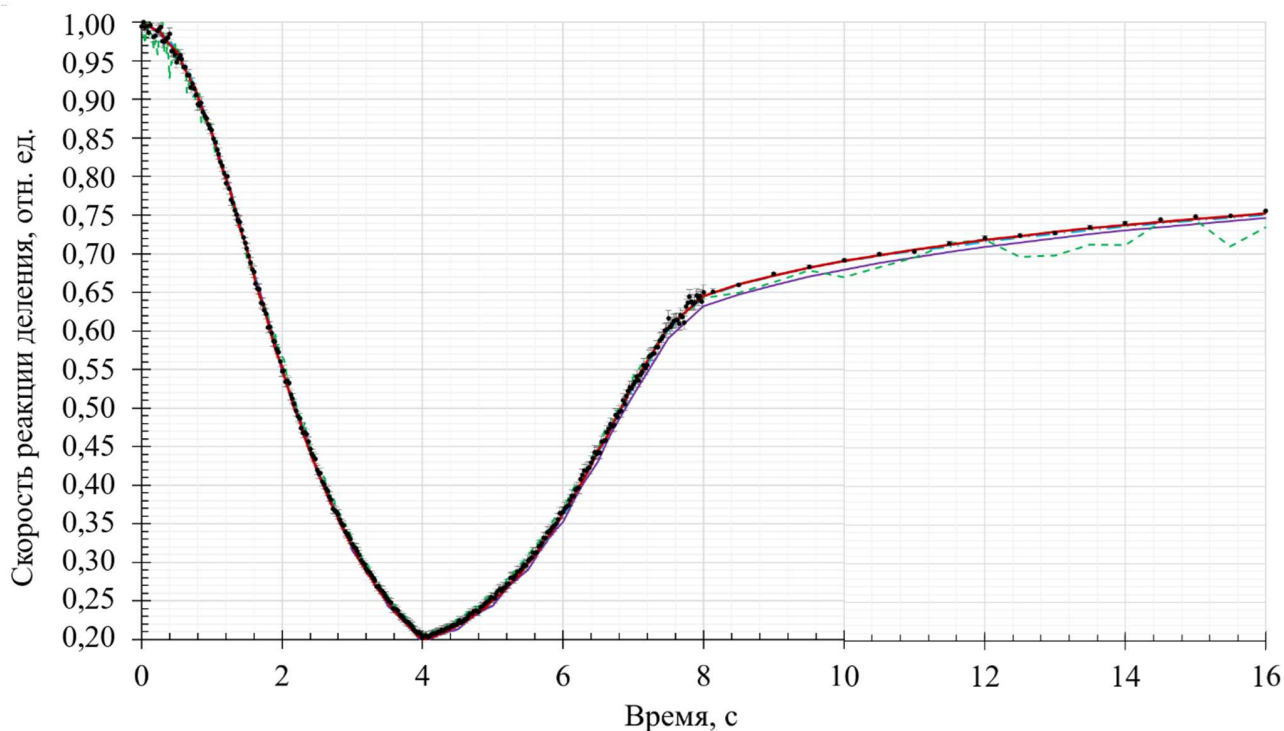


Рис. 5. Результаты расчёта теста TD4-2: • — КИР; — SUHAM-3D-TD; — RMS; —•— PSI-nTRACER; — МРАСТ

распределения скорости реакции деления по программам МРАСТ, RMS и PCI\_nTRACER не представлены в открытом доступе.

Наибольшее отклонение результатов наблюдается при значении времени 2 с. Для данной временной точки на рис. 14 приведено

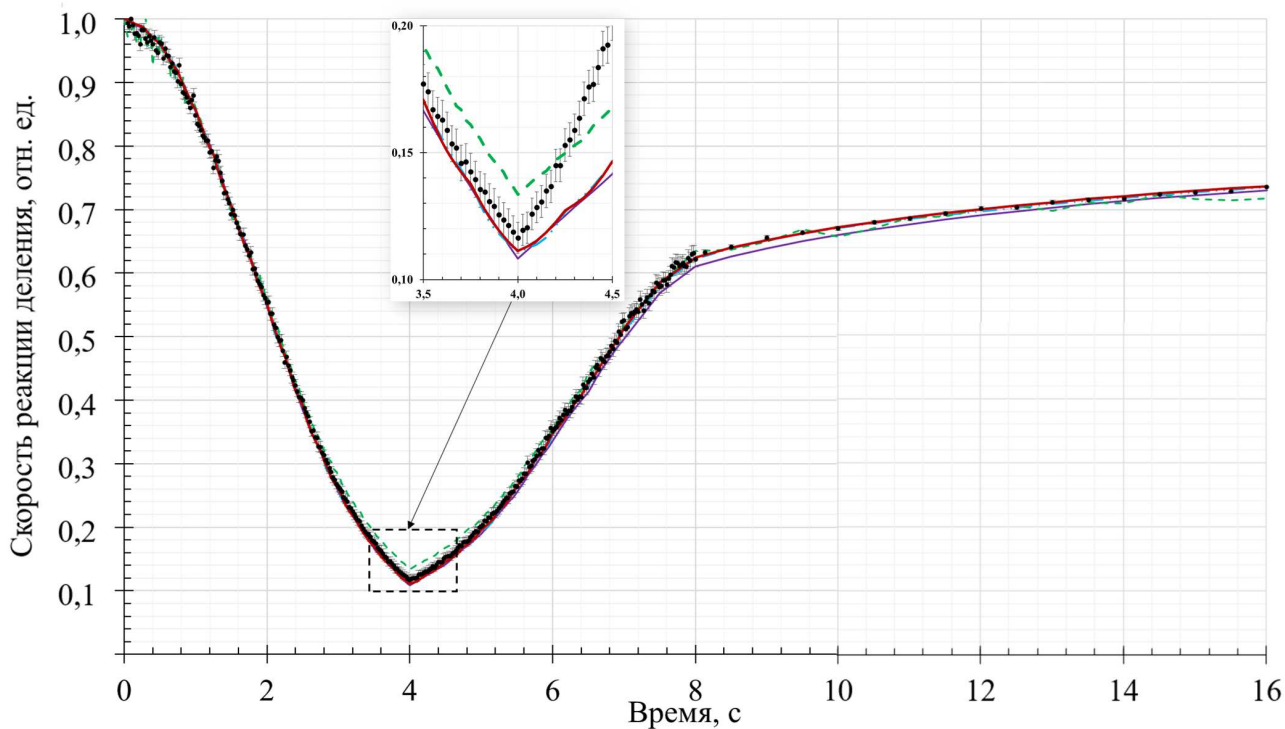


Рис. 6. Результаты расчёта теста TD4-3: • — КИР; — SUHAM-3D-TD; - - - RMS; - · - · - PSI-nTRACER; — МРАСТ

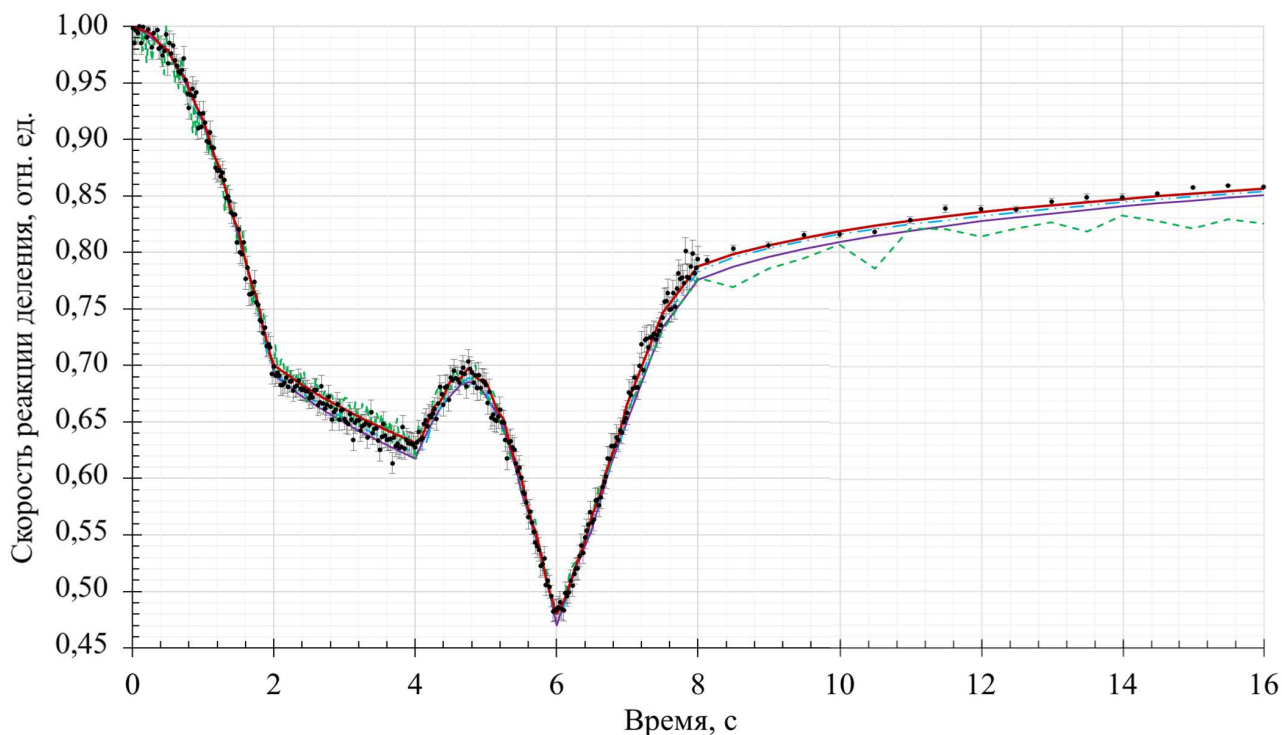


Рис. 7. Результаты расчёта теста TD4-4: • — КИР; — SUHAM-3D-TD; - - - RMS; - · - · - PSI-nTRACER; — МРАСТ

потвэльное распределение отклонений результатов программы SUHAM-3D-TD от КИР. Также приведено распределение и на начальный момент времени (0 с).

### Выводы

По программе КИР выполнены расчёты трёхмерных кинетических тестов нестационар-

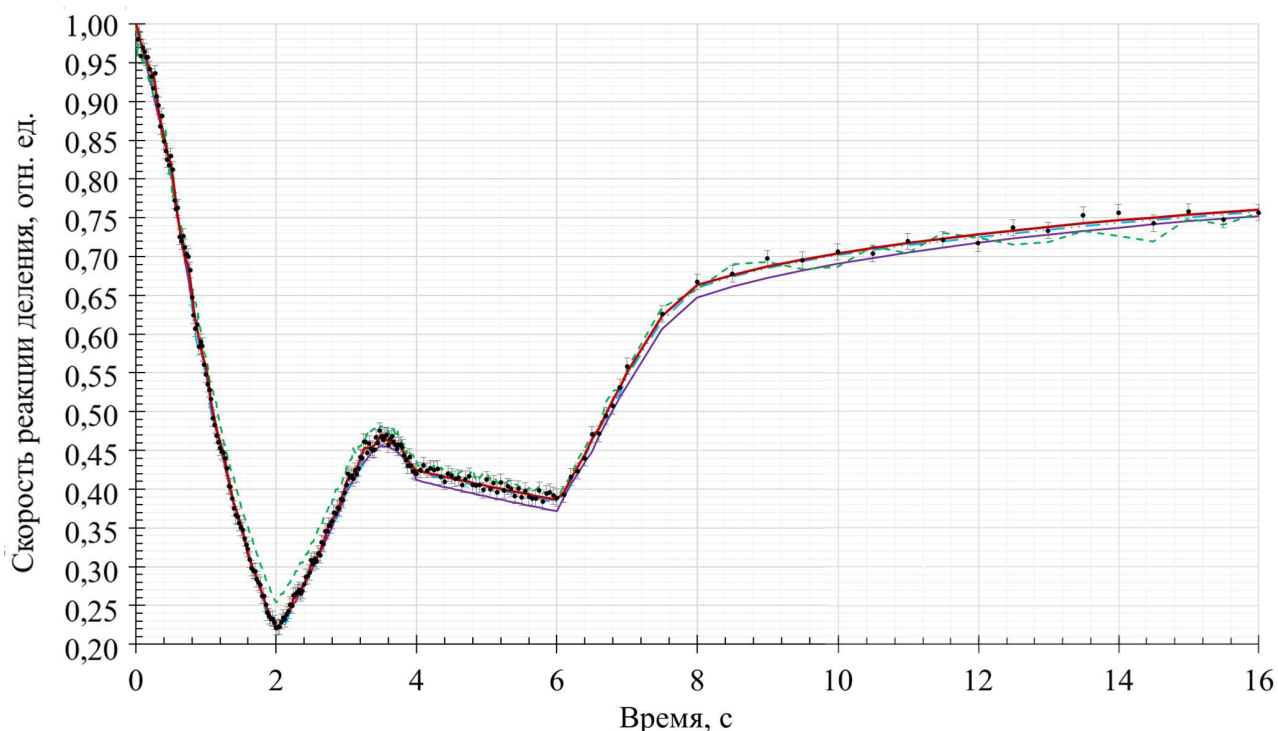


Рис. 8. Результаты расчёта теста TD4-5: • — KIP; — SUHAM-3D-TD; - - - RMS; - · - · - PSI-nTRACER; — MPACT

**Таблица 2.** Изменение интегральной скорости реакции деления в зависимости от времени, полученное по программе KIP для тестов упражнения TD4, отн. ед.

Время, с	Номер теста TD4					Время, с	Номер теста TD4				
	1	2	3	4	5		1	2	3	4	5
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	5,00	0,777	0,254	0,201	0,682	0,412
0,25	0,920	0,992	0,982	0,998	0,917	5,25	0,780	0,280	0,229	0,650	0,399
0,50	0,805	0,948	0,963	0,967	0,830	5,50	0,789	0,302	0,263	0,601	0,389
0,75	0,677	0,914	0,902	0,952	0,700	5,75	0,793	0,332	0,307	0,537	0,398
1,00	0,550	0,861	0,849	0,923	0,548	6,00	0,787	0,365	0,351	0,484	0,389
1,25	0,442	0,785	0,766	0,867	0,447	6,25	0,797	0,408	0,388	0,515	0,419
1,50	0,359	0,707	0,693	0,820	0,350	6,50	0,795	0,443	0,429	0,561	0,471
1,75	0,289	0,627	0,627	0,756	0,279	6,75	0,798	0,486	0,469	0,615	0,501
2,00	0,230	0,547	0,554	0,699	0,221	7,00	0,812	0,531	0,526	0,658	0,558
2,25	0,264	0,486	0,459	0,686	0,263	7,50	0,829	0,650	0,621	0,794	0,626
2,50	0,317	0,416	0,381	0,672	0,310	8,00	0,829	0,650	0,621	0,794	0,668
2,75	0,362	0,367	0,326	0,665	0,353	9,00	0,824	0,674	0,656	0,806	0,697
3,00	0,427	0,324	0,263	0,653	0,405	10,00	0,831	0,691	0,671	0,816	0,706
3,25	0,514	0,287	0,215	0,646	0,461	11,00	0,838	0,703	0,686	0,829	0,720
3,50	0,587	0,253	0,177	0,625	0,467	12,00	0,843	0,721	0,702	0,838	0,718
3,75	0,676	0,225	0,143	0,631	0,457	13,00	0,849	0,727	0,712	0,845	0,734
4,00	0,752	0,202	0,116	0,627	0,420	14,00	0,852	0,739	0,717	0,849	0,756
4,25	0,748	0,210	0,131	0,658	0,425	15,00	0,854	0,748	0,726	0,858	0,758
4,50	0,772	0,221	0,153	0,689	0,417	16,00	0,860	0,755	0,735	0,858	0,757
4,75	0,780	0,237	0,176	0,704	0,417	—	—	—	—	—	—

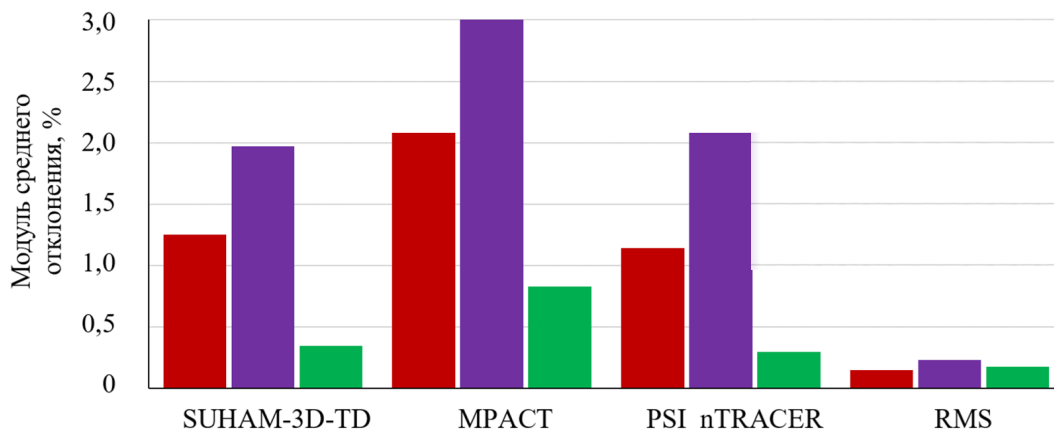


Рис. 9. Среднее по модулю отклонение скорости реакции деления на интервалах времени для программ SUHAM-3D-TD, МПАКТ, RMS и PSI\_nTRACER от КИР для теста TD4-1: ■ — [0, 2) секунд; ■ — [2, 4) секунд; ■ — [4, 16] секунд

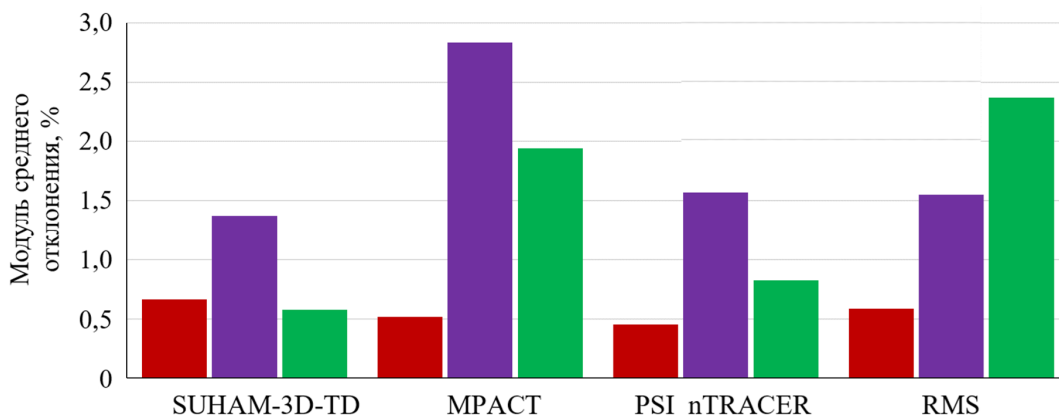


Рис. 10. Среднее по модулю отклонение скорости реакции деления на интервалах времени для программ SUHAM-3D-TD, МПАКТ, RMS и PSI\_nTRACER от КИР для теста TD4-2: ■ — [0, 4) секунд; ■ — [4, 8) секунд; ■ — [8, 16] секунд

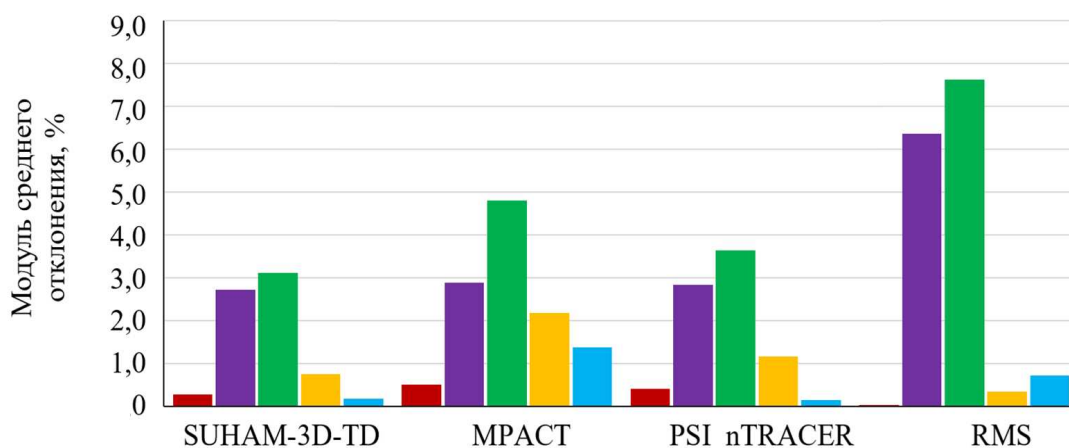


Рис. 11. Среднее по модулю отклонение скорости реакции деления на интервалах времени для программ SUHAM-3D-TD, МПАКТ, RMS и PSI\_nTRACER от КИР для теста TD4-3: ■ — [0, 2) секунд; ■ — [2, 4) секунд; ■ — [4, 6) секунд; ■ — [6, 8) секунд; ■ — [8, 16] секунд

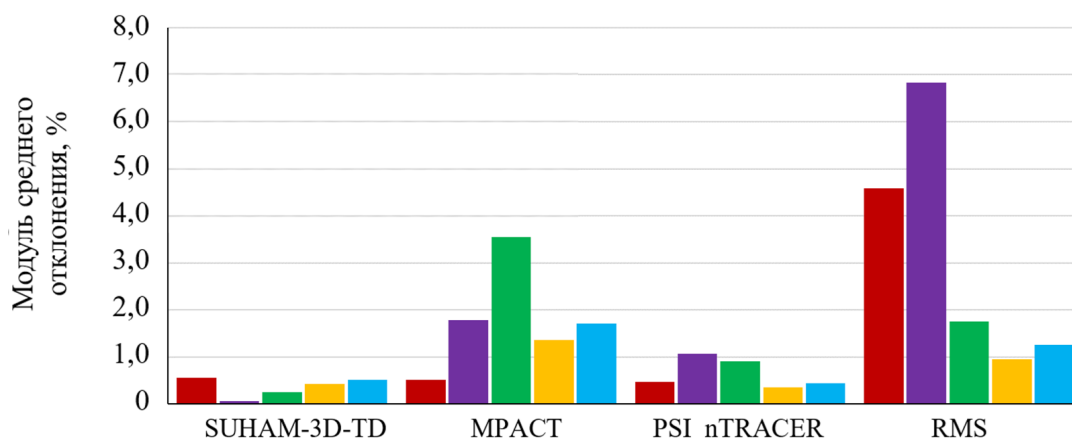


Рис. 12. Среднее по модулю отклонение скорости реакции деления на интервалах времени для программ SUHAM-3D-TD, MPACT, RMS и PSI\_nTRACER от КИР для теста TD4-4: ■ — [0, 2) секунд; ■ — [2, 4) секунд; ■ — [4, 6) секунд; ■ — [6, 8) секунд; ■ — [8, 16) секунд

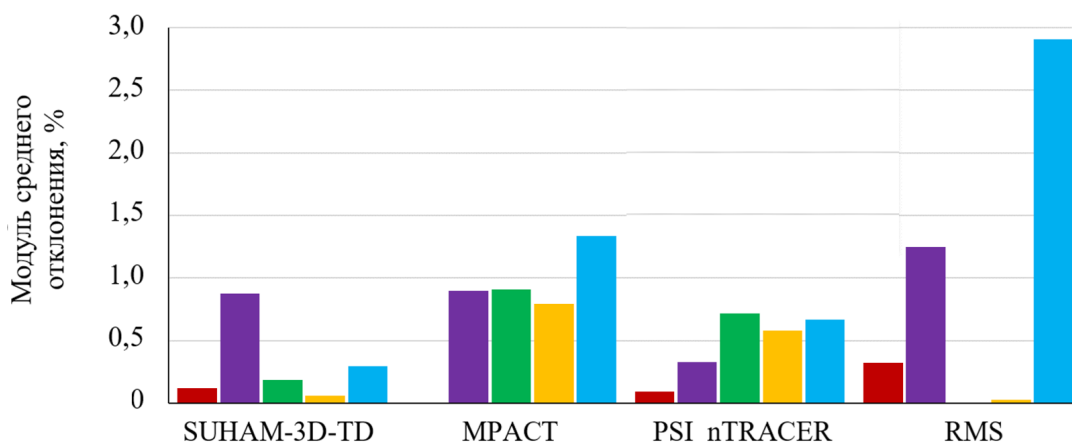


Рис. 13. Среднее по модулю отклонение скорости реакции деления на интервалах времени для программ SUHAM-3D-TD, MPACT, RMS и PSI\_nTRACER от КИР для теста TD4-5: ■ — [0, 2) секунд; ■ — [2, 4) секунд; ■ — [4, 6) секунд; ■ — [6, 8) секунд; ■ — [8, 16) секунд

**Таблица 3.** Модуль среднего отклонения скорости реакции деления (%), полученной по программе SUHAM-3D-TD, от результатов расчёта по программе КИР интегрально по ТВС на различных временных шагах для теста TD4-5

Время, с	Активная зона	ТВС № 1	ТВС № 2	ТВС № 3	ТВС № 4
0	0,12	0,06	0,10	0,10	0,14
2	0,87	0,64	0,75	0,74	0,88
4	0,25	0,21	0,21	0,22	0,23
6	0,07	0,05	0,06	0,06	0,07
8	0,22	0,20	0,19	0,19	0,18

ного бенчмарка C5G7-TD. Представлены численные интегральные результаты изменения скорости реакции деления в зависимости от времени. Предлагается использовать результаты расчёта по программе КИР в качестве реперных при верификации программ инженерного и детерминистического класса.

Результаты расчётов по программам SUHAM-3D-TD, MPACT, RMS и PSI\_nTRACER согласуются с результатами, полученными по программе КИР. Программа SUHAM-3D-TD по совокупности всех тестов упражнения TD4 демонстрирует наименьшее отклонение результатов от программы КИР.

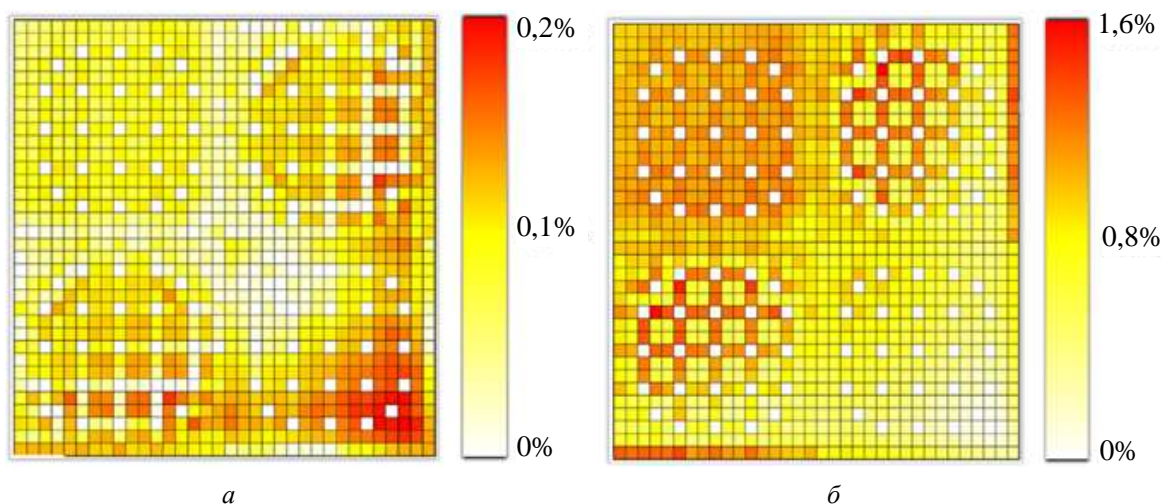


Рис. 14. Потвзльное распределение отклонений скорости реакции деления, полученной по программе SUHAM-3D-TD, от КИР для теста TD4-5 в 0 с (а) и 2,0 с (б)

### Список литературы

1. *Merljak V., Kromar M., Trkov A.* Verification of kinetic capabilities of the GNOMER neutron diffusion code. — Ann. Nuclear Energy, 2017, vol. 109, p. 431—439.
2. *Фомиченко П.А.* Решение задач пространственной нейтронной кинетики методами улучшенной квазистатики в программе JAR-IQS: Препринт ИАЭ-5880/5. — М., 1995.
3. *The MCNP® Code.* URL: <https://mcnp.lanl.gov/> (дата обращения 25.09.2025).
4. *Белоусов В.И., Бояринов В.Ф., Давиденко В.Д., Дьячков И.И., Иоаннисиан М.В., Чернов К.Г.* Результаты расчетов кинетического бенчмарка C5G7-TD методом Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2023, вып. 3, с. 18—32.
5. *Белоусов В.И., Гомин Е.А., Гуревич М.И., Давиденко В.Д., Дудкин К.О., Дьячков И.И., Иоаннисиан М.В., Малков М.Р., Писарев А.Н., Чернов К.Г.* Программный комплекс КИР и его возможности. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2025, вып. 2, с. 66—79.
6. *Гомин Е.А., Давиденко В.Д., Зинченко А.С., Харченко И.Н.* Расчёт функции ценности и эффективной доли запаздывающих нейтронов методом Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 3, с. 22—30.
7. *Дьячков И.И., Иоаннисиан М.В.* Верификация группового физического модуля в программе расчёта нейтронной кинетики КИР2 на основе бенчмарк-теста C5G7. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2020, вып. 3, с. 39—49.
8. *Benchmark of Deterministic Transport Calculations without Spatial Homogenisation.* MOX Fuel Assembly 3-D Extension Case. — Nuclear Science, 2005, № 5420, p. 39—50.
9. *Бояринов В.Ф.* Программа SUHAM-3D-TD для решения трёхмерного нестационарного уравнения переноса нейтронов для реакторов с квадратной решёткой, описание и первые результаты расчётов. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 5, с. 19—29.
10. *Shang X., Wang K., Xu Q.* Pseudo mesh for adjoint weight flux in predictor corrector quasi static kinetics calculation in Monte Carlo code RMC. — In: Proc. PHYSOR 2018. Cancun, Mexico, Apr. 2018, p. 2414—2426.
11. *Shen Q., Wang Y., Jabaay D., Kochunas B., Downar T.* Transient analysis of C5G7-TD benchmark with MPACT. — Ann. Nuclear Energy, 2019, vol. 125, p. 107—120.
12. *Ryu M., Joo H.G.* nTRACER whole core transport solutions to C5G7-TD benchmark. — In: Proc. Intern. Conf. Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C 2017). Jeju Island, Korea, Apr. 2017, p. 1—9.
13. *Mendeley Data: official site.* URL: <https://data.mendeley.com/datasets/y4m88729nm/1> (дата обращения 15.01.2022).

Контактная информация —  
 Белоусов Виктор Иванович,  
 начальник лаборатории,  
 тел.: 8(499)196-98-20, 8(985)982-82-14,  
 e-mail: [Belousov\\_VI@nrcki.ru](mailto:Belousov_VI@nrcki.ru)

Вопросы атомной науки и техники.  
 Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
 с. 15—25.

## Влияние конструктивных параметров микротвэлов на характеристики ВТГР в нестационарных режимах

*А.О. Гольцев, И.Н. Гераскин,*

НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Статья поступила в редакцию 03.04.2025

После доработки — 24.02.2026

Принята к публикации 24.02.2026

В статье приведены результаты расчётных исследований влияния диаметра зерна микротвэлов (МТ) и термического сопротивления его защитных покрытий на характеристики ВТГР с шаровыми твэлами в стационарных и нестационарных режимах. Показано, что размер зерна МТ оказывает существенное влияние на стационарные характеристики реактора, а величина термического сопротивления оболочек МТ позволяет в значительной степени предсказать поведение реактора и его характеристик в течение всего нестационарного процесса.

**Ключевые слова:** ВТГР, микротвэл, диаметр зерна микротвэла, перенос тепла, стационарный процесс, нестационарный процесс, эффективное термическое сопротивление, нейтронно-физические константы.

### **Influence of Coated Fuel Particle Design Parameters on HTGR Characteristics in Transient Conditions.**

*A.O. Goltsev I.N. Geraskin, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182.*

This paper presents the results of computational studies on how the diameter of coated fuel particle kernels and the thermal resistance of protective coatings thereof influence the characteristics of High Temperature Gas-cooled Reactors (HTGRs) with spherical fuel elements in both steady-state and transient modes. It shows that the kernel size of coated fuel particles significantly affects the reactor steady-state characteristics, while the thermal resistance of coated particle claddings enables substantial prediction of reactor behavior and parameters throughout the entire transient.

**Key Words:** HTGR, coated fuel particle, diameter of the coated fuel particle kernel, heat transfer, steady-state process, transient, effective thermal resistance, neutronic constants.

EDN: IETGQR

### **Введение**

Учитывая значительный рост интереса к реакторам типа ВТГР, наблюдающийся в последние годы, полезно вновь обратить внимание их разработчиков на влияние параметров микротвэлов (МТ) на поведение реактора в нестационарных режимах. В данной работе рассматриваются два из них:  $D_k$  — диаметр зерна МТ и  $R_t$  — термическое сопротивление его защитных покрытий.

Известно, что:

— от диаметра зерна МТ ( $D_k$ ) в существенной степени зависит захват резонансных нейтронов, а следовательно, и размножающие свойства топливной композиции реактора. С уменьшением  $D_k$  захват нейтронов возрастает;

— с уменьшением  $D_k$  уменьшается перепад температур между зерном МТ и графитом матрицы, а уменьшение температуры зерна приводит к уменьшению захвата резонансных нейтронов (эффект Доплера);

— перепад температур между зерном МТ и графитом матрицы напрямую зависит от  $R_t$  — термического сопротивления оболочек МТ,

причём размножающие свойства среды от этого параметра ( $R_t$ ) напрямую не зависят<sup>1</sup>;

—  $R_t$  — расчётная величина, экспериментально она никогда не измерялась. Данная величина зависит от многих параметров: от конструкции МТ, от технологии его изготовления, от условий эксплуатации и др. Так, например, для МТ, предназначенных для эксплуатации в реакторе ВГ-400, расчётная оценка  $R_t$  лежит в пределах ~10—30 К/Вт, а для реактора ГТ-МГР ~50—100 К/Вт [1].

### **Влияние диаметра зерна МТ и термического сопротивления его защитных покрытий на характеристики реактора ВТГР в стационарных и нестационарных процессах**

Расчётные исследования влияния  $D_k$  и  $R_t$  на характеристики реактора в стационарном и нестационарном состояниях проводились на мо-

<sup>1</sup>Эта зависимость косвенная, при работе реактора на мощности от параметра  $R_t$  зависит температура топливного зерна, а она, в свою очередь, влияет на размножающие свойства.

дели реактора с шаровыми твэлами, подобного реактору ВГ-400 [2].

Особенностью этого реактора (кроме обычных для ВТГР большего подогрева теплоносителя, а значит большой разницы в температурах различных частей активной зоны) является то, что он проектировался для работы в режиме непрерывных перегрузок по принципу ОПАЗ (однократное прохождение твэлов через активную зону). Всё это вместе приводило к тому, что выгоревшее топливо в нижней части реактора имело существенно меньший по абсолютной величине коэффициент реактивности по температуре графита по сравнению с его верхней частью (со свежим топливом)<sup>2</sup>.

Именно это обстоятельство делало невозможным использование уравнений точечной кинетики в расчётах переходных процессов таких реакторов. Вторым важным обстоятельством, которое надо учитывать при анализе нестационарных процессов в таком реакторе, является то, что интегральные (в целом по реактору) температурные коэффициенты реактивности по топливу и графиту зависят от температуры активной зоны. Так, например, в рассматриваемой модели реактора, находящегося в разотравленном состоянии, температурная зависимость этих коэффициентов имеет вид, представленный на рис. 1.

Характеристики реактора в стационарном и нестационарном состоянии рассчитывались по программе СТАРТ4 [3] (многогрупповое диффузионное приближение,  $R$ – $Z$ -геометрия, теплообмен — модель пористого тела, теплопередача — двухтемпературная модель твэла [4]). При расчёте стационарного состояния реактора программа СТАРТ4 итерационным методом

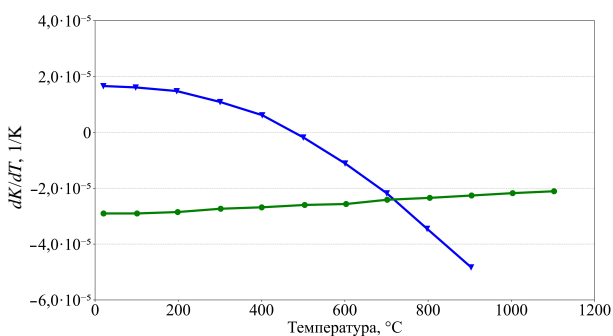


Рис. 1. Зависимость температурных коэффициентов реактивности по топливу (—) и графиту (—) от температуры активной зоны при нулевой мощности разотравленного реактора

<sup>2</sup>При этом в целом по реактору на рабочем уровне температур коэффициент реактивности по температуре графита отрицательный.

подбирает такую скорость движения шаровых твэлов, при которой  $K_{эф}$  (см. формулу) реактора равен 1, при этом на каждой такой внешней итерации осуществляется самосогласованный нейтронно-физический и теплогидравлический расчёт с учётом выгорания шаровых твэлов. Расчёт коэффициента реактивности по температуре топлива (эффект Доплера) осуществляется по формуле

$$\frac{dK}{dT_T} = \frac{K_{эф}(T_T + 50) - K_{эф}(T_T - 50)}{100},$$

где  $K_{эф}(T_T + 50)$  означает эффективный коэффициент размножения, рассчитанный при температурах топлива  $T_T$  на 50 К больше, чем в стационарном критическом состоянии. Под температурой топлива здесь понимается средняя по радиусу твэла “доплеровская температура” [5, 6]. Расчёт коэффициента реактивности по температуре замедлителя (графита) ведётся по аналогичной формуле.

При оценке влияния термического сопротивления оболочек ядра МТ на характеристики реактора будем варьировать  $R_t$  в пределах 2—200 К/Вт, диаметр ядра при этом будем считать неизменным — 500 мкм.

При исследовании влияния диаметра ядра будем варьировать его размер в пределах 200—1000 мкм, при этом для того, чтобы разделить нейтронно-физический и теплофизический аспект влияния изменения  $D_k$  на характеристики реактора, поступим следующим образом. Подготовим несколько библиотек нейтронно-физических макроконстант, соответствующих разным  $D_k$  (200, 300, ..., 1000 мкм), оставляя, естественно, постоянной загрузку урана в твэле, и проведём три серии расчётов стационарного состояния реактора:

1. В первой серии расчётов  $D_k$  менять не будем, примем его постоянным — 500 мкм, а будем менять только нейтронно-физические константы, соответствующие разным  $D_k$ . Понятно, что в данной серии оценивается только нейтронно-физический аспект влияния  $D_k$  на характеристики реактора;

2. Во второй серии расчётов, наоборот, будем менять  $D_k$ , а библиотеку нейтронно-физических констант будем использовать одну и ту же, рассчитанную для  $D_k = 500$  мкм. Тем самым оценим только теплофизический аспект;

3. В третьей серии расчётов будем одновременно менять и  $D_k$ , и библиотеку нейтронно-физических констант.

Результаты расчётов этих трёх серий сведены в табл. 1, в которой приведены значения

**Таблица 1.** Зависимость стационарных характеристик реактора от диаметра ядра МТ

$D_k$ , мкм	$dK/dT_i$ , 1/К	$dK/dT_g$ , 1/К	$K_v$	$T_{\text{камп}}$ , сут	$T_{\text{ядра}}$ , К	$T_{\text{матр}}$ , К
200	$-2,73 \cdot 10^{-5}$	$-2,65 \cdot 10^{-5}$	2,71	301,7	1536,6	1535,6
	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1548,7	1548,4
	$-2,73 \cdot 10^{-5}$	$-2,65 \cdot 10^{-5}$	2,71	301,7	1535,6	1535,4
400	$-2,40 \cdot 10^{-5}$	$-2,79 \cdot 10^{-5}$	2,86	313,0	1544,7	1543,7
	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1549,2	1548,5
	$-2,40 \cdot 10^{-5}$	$-2,79 \cdot 10^{-5}$	2,86	313,0	1544,2	1543,7
500	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1549,7	1548,5
	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1549,7	1548,5
	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1549,7	1548,5
600	$-2,14 \cdot 10^{-5}$	$-2,86 \cdot 10^{-5}$	2,96	314,8	1554,3	1553,0
	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1550,4	1548,5
	$-2,14 \cdot 10^{-5}$	$-2,86 \cdot 10^{-5}$	2,96	314,8	1555,0	1553,0
800	$-1,92 \cdot 10^{-5}$	$-2,94 \cdot 10^{-5}$	3,04	313,0	1562,2	1561,0
	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,7	1552,7	1548,5
	$-1,92 \cdot 10^{-5}$	$-2,94 \cdot 10^{-5}$	3,04	313,0	1565,5	1560,9
1000	$-1,76 \cdot 10^{-5}$	$-3,00 \cdot 10^{-5}$	3,10	311,0	1568,8	1567,8
	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,91	314,5	1556,5	1548,4
	$-1,76 \cdot 10^{-5}$	$-2,99 \cdot 10^{-5}$	3,10	310,8	1576,4	1567,7

Примечание: верхняя цифра соответствует варианту 1 (“нейтроника”), вторая — варианту 2 (“теплофизика”), нижняя цифра — вариант 3 (“нейтроника + теплофизика”).

температурного коэффициента реактивности по топливу и графиту ( $dK/dT_i$  и  $dK/dT_g$ ), коэффициент неравномерности энерговыделения по объёму ( $K_v$ ), кампания топлива ( $T_{\text{камп}}$ ), максимальные значения температуры ядер МТ ( $T_{\text{МТ}}$ ) и температуры графитовой матрицы ( $T_{\text{матр}}$ ). Верхняя цифра в каждой строке соответствует первой серии расчётов, средняя — второй, а нижняя — третьей.

Видно, что наибольшее влияние на характеристики реактора в стационарном режиме оказывает изменение размножающих свойств топлива при изменении диаметра ядра МТ (нейтронно-физический аспект). Это продемонстрировано на рис. 2.

Влияние термического сопротивления оболочек МТ  $R_i$  на нейтронно-физические характеристики реактора в стационарном режиме, как

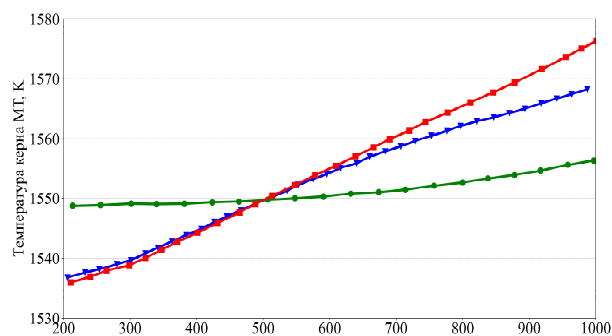


Рис. 2. Зависимость максимальной температуры ядра МТ от диаметра ядра: “нейтроника” (—); “теплофизика” (—); “нейтроника + теплофизика” (—)

видно из табл. 2, весьма незначительное, за исключением, естественно, температуры топлива (температуры ядра МТ).

Для ответа на вопрос “Каково будет влияние параметров  $D_k$  и  $R_i$  на характеристики реактора в нестационарном режиме?” рассмотрим, как и в работе [7], аварийный процесс, вызванный извлечением всех стержней СУЗ из холодного разотравленного реактора с ускорением  $980 \text{ см/с}^2$ . В начальный момент времени мощность реактора равна 1,06 кВт, расход гелия — 340 кг/с, температура гелия и активной зоны — 293 К. Положительная реактивность, практически мгновенно вводимая в этом процессе, составляет  $\sim 8\text{--}10 \beta_{\text{эф}}$ .

Такой модельный нестационарный процесс был выбран намеренно. Поскольку разгон реактора идёт на мгновенных нейтронах, а его “гашение” происходит за счёт температурной обратной связи (за счёт эффекта Доплера), то импульс мощности имеет вид практически симметричного пика (рис. 3)<sup>3</sup>. Этот пик характеризуется максимальной мощностью  $W_{\text{max}}$ , временем её достижения  $\tau_{\text{max}}$  и полушириной импульса  $\tau_{1/2}$ . А за изменением именно этих трёх характеристик удобно следить, варьируя

<sup>3</sup>Пик будет симметричным только в том случае, если нет запаздывающих обратных связей. Как будет показано далее, при больших термических сопротивлениях оболочек МТ ( $>50\text{--}100 \text{ К/Вт}$ ) пик становится явно несимметричным.

**Таблица 2.** Влияние термосопротивления оболочек МТ на характеристики реактора

$R_t$ , К/Вт	$dK/dT_t$ , 1/К	$dK/dT_g$ , 1/К	$K_v$	$T_{\text{камп}}$ , сутки	$T_{\text{керна}}$ , К	$T_{\text{матр}}$ , К
200	$-2,24 \cdot 10^{-5}$	$-2,81 \cdot 10^{-5}$	2,91	313,0	1608,3	1547,2
140	$-2,25 \cdot 10^{-5}$	$-2,81 \cdot 10^{-5}$	2,91	313,4	1588,0	1547,6
40	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,91	313,9	1560,2	1548,2
20	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,91	314,6	1554,5	1548,4
10	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,7	1551,6	1548,5
5	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1550,1	1548,5
2,5	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1549,4	1548,5
2,0	$-2,26 \cdot 10^{-5}$	$-2,82 \cdot 10^{-5}$	2,92	314,8	1549,3	1548,5

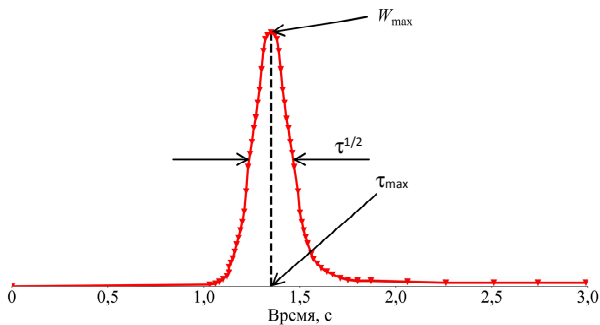


Рис. 3. Вид импульса мощности при разгоне реактора на мгновенных нейтронах

$D_k$  и  $R_t$ , которые, собственно, и отвечают за скорость ввода температурной обратной связи.

Кроме этих параметров, будем ещё регистрировать на 3-й с процесса мощность реактора  $W_3$ , температуру кернов МТ  $T_{k3}$ , температуру поверхности шарового твэла  $T_{s3}$  и выделившуюся за 3 с в реакторе энергию  $Q_3$ .

При варьировании  $D_k$ , как и в случае со стационарным процессом, будем проводить по три серии расчётов:

- в первой серии расчётов будем менять только библиотеки нейтронно-физических констант, оставляя  $D_k = 500$  мкм;
- во второй серии расчётов  $D_k$  меняется, но библиотека констант берётся всё время одной и той же, соответствующей  $D_k = 500$  мкм;
- в третьей серии расчётов меняются и константы, и  $D_k$ .

Результаты расчётов влияния диаметра кернов МТ на характеристики реактора в нестационарном процессе, вызванном вводом большой положительной реактивности, приведены в табл. 3, а результаты расчётов влияния термического сопротивления оболочек МТ — в табл. 4<sup>4</sup>. Для наглядности зависимости макси-

мальной температуры кернов МТ от их диаметра приведены на рис. 4.

При анализе результатов, представленных в табл. 4, следует принимать во внимание то, что, во-первых, при нагреве графита от 300 до 500 К будет вводиться положительная реактивность (см. рис. 1), во-вторых, то, что термическое сопротивление оболочек МТ, влияя на скорость передачи тепла от керна МТ в графит матрицы, обуславливает тем самым разную скорость нагрева твэлов в разных частях реактора. Это приводит к тому, что в разных частях реактора по-разному будут меняться размножающие свойства, что влечёт за собой разный темп изменения формы полей нейтронов, энерговыделения и температуры (рис. 5), что, в свою очередь, определяет суммарный ввод реактивности от обратных связей и, следовательно, форму импульса мощности (рис. 6).

### Заключение

Расчётами показано, что в стационарном режиме работы реактора величина термического сопротивления оболочек МТ практически никак не влияет на характеристики реактора. В нестационарных процессах наблюдается обратный результат — точное знание этой величины в значительной степени гарантирует точность

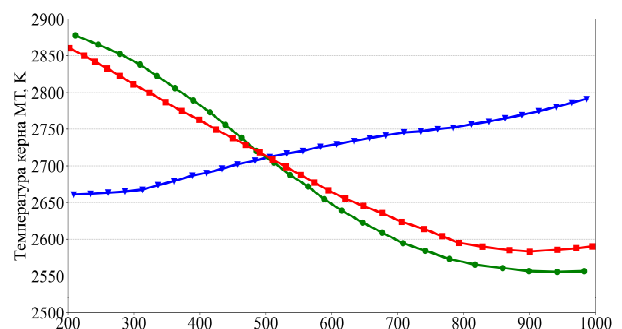


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры кернов МТ на 3-й с процесса от диаметра кернов МТ: “нейтроника” (—); “теплофизика” (—); “нейтроника + теплофизика” (—)

<sup>4</sup>Данная серия расчётов проводилась в предположении, что отсутствуют фазовые превращения керна МТ (плавление и последующая кристаллизация).

**Таблица 3.** Зависимость характеристик реактора в нестационарном процессе от диаметра керна МТ

$D_k$ , МКМ	В пике мощности			На 3-й с процесса			
	$\tau_{\max}$ , с	$W_{\max}$ , Вт	$\tau_{1/2}$ , с	$W_3$ , Вт	$T_{k3}$ , К	$T_{s3}$ , К	$Q_3$ , Дж
200	1,1270	$1,11 \cdot 10^{12}$	0,1200	$5,91 \cdot 10^9$	2659,7	996,7	$1,63 \cdot 10^{11}$
	1,3210	$1,30 \cdot 10^{12}$	0,1010	$3,75 \cdot 10^9$	2880,8	1015,9	$1,61 \cdot 10^{11}$
	1,1130	$1,92 \cdot 10^{12}$	0,0770	$3,74 \cdot 10^9$	2860,7	1057,3	$1,83 \cdot 10^{11}$
400	1,2880	$8,93 \cdot 10^{11}$	0,1380	$5,35 \cdot 10^9$	2687,0	971,1	$1,50 \cdot 10^{11}$
	1,3280	$1,03 \cdot 10^{12}$	0,1210	$4,44 \cdot 10^9$	2781,9	989,0	$1,53 \cdot 10^{11}$
	1,2830	$1,10 \cdot 10^{12}$	0,1160	$4,52 \cdot 10^9$	2759,8	993,0	$1,56 \cdot 10^{11}$
600	1,3730	$8,06 \cdot 10^{11}$	0,1470	$5,06 \cdot 10^9$	2728,3	963,8	$1,44 \cdot 10^{11}$
	1,3410	$6,72 \cdot 10^{11}$	0,1720	$6,25 \cdot 10^9$	2645,6	945,9	$1,41 \cdot 10^{11}$
	1,3810	$6,47 \cdot 10^{11}$	0,1760	$6,02 \cdot 10^9$	2662,5	942,2	$1,39 \cdot 10^{11}$
800	1,4440	$7,36 \cdot 10^{11}$	0,1580	$4,90 \cdot 10^9$	2754,2	952,6	$1,40 \cdot 10^{11}$
	1,3640	$4,05 \cdot 10^{11}$	0,2640	$8,90 \cdot 10^9$	2568,0	905,4	$1,32 \cdot 10^{11}$
	1,4720	$3,85 \cdot 10^{11}$	0,2680	$7,94 \cdot 10^9$	2592,3	891,3	$1,26 \cdot 10^{11}$
1000	1,4750	$7,07 \cdot 10^{11}$	0,1630	$4,79 \cdot 10^9$	2794,6	953,2	$1,39 \cdot 10^{11}$
	1,3930	$2,45 \cdot 10^{11}$	0,4150	$1,12 \cdot 10^{10}$	2556,3	867,8	$1,27 \cdot 10^{11}$
	1,5200	$2,53 \cdot 10^{11}$	0,3810	$9,87 \cdot 10^9$	2591,2	853,3	$1,19 \cdot 10^{11}$

Примечание: верхняя цифра соответствует варианту 1 (“нейтроника”), вторая — варианту 2 (“теплофизика”), нижняя цифра — варианту 3 (“нейтроника+ теплофизика”).

**Таблица 4.** Влияние термического сопротивления оболочек МТ на характеристики реактора в нестационарном процессе

$R_t$ , К/Вт	В пике мощности			На 3-й с процесса			
	$\tau_{\max}$ , с	$W_{\max}$ , Вт	$\tau_{1/2}$ , с	$W_3$ , Вт	$T_{k3}$ , К	$T_{s3}$ , К	$Q_3$ , Дж
140,0	1,611028	$6,21 \cdot 10^{10}$	1,746	$2,88 \cdot 10^{10}$	3062,8	682,8	$9,39 \cdot 10^{10}$
100,0	1,545025	$7,27 \cdot 10^{10}$	1,461	$2,62 \cdot 10^{10}$	2920,0	711,2	$1,01 \cdot 10^{11}$
40,0	1,421016	$1,72 \cdot 10^{11}$	0,583	$1,32 \cdot 10^{10}$	2569,4	834,1	$1,23 \cdot 10^{11}$
20,0	1,382014	$3,06 \cdot 10^{11}$	0,337	$1,02 \cdot 10^{10}$	2554,3	884,7	$1,29 \cdot 10^{11}$
13,3	1,365013	$4,11 \cdot 10^{11}$	0,261	$8,81 \cdot 10^9$	2568,6	906,3	$1,33 \cdot 10^{11}$
10,0	1,356013	$4,95 \cdot 10^{11}$	0,223	$7,84 \cdot 10^9$	2589,0	920,5	$1,35 \cdot 10^{11}$
5,0	1,340012	$7,18 \cdot 10^{11}$	0,163	$5,92 \cdot 10^9$	2662,2	952,0	$1,42 \cdot 10^{11}$
3,3	1,334012	$8,47 \cdot 10^{11}$	0,142	$5,18 \cdot 10^9$	2711,3	968,1	$1,47 \cdot 10^{11}$
2,5	1,331012	$9,32 \cdot 10^{11}$	0,132	$4,80 \cdot 10^9$	2744,0	978,0	$1,50 \cdot 10^{11}$
2,0	1,329012	$9,92 \cdot 10^{11}$	0,125	$4,58 \cdot 10^9$	2767,0	984,8	$1,52 \cdot 10^{11}$

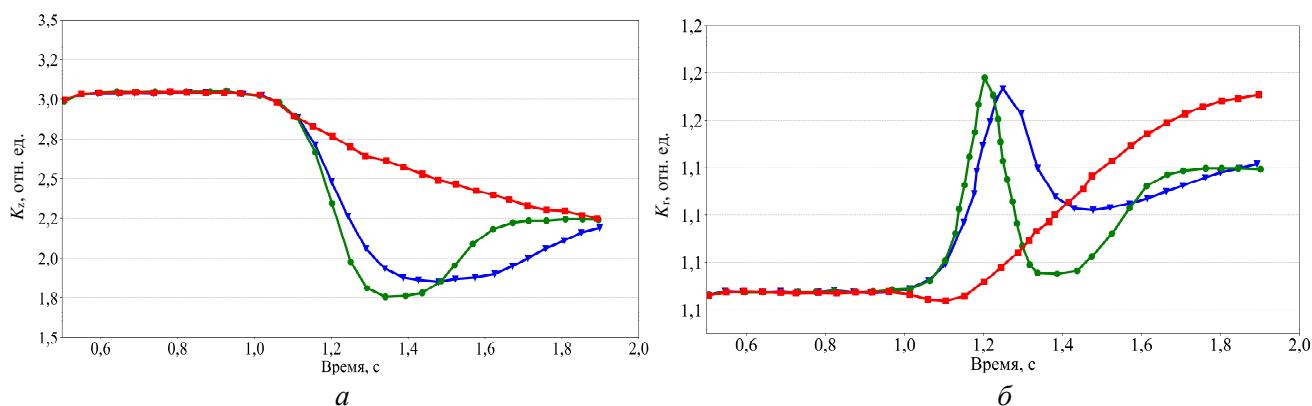


Рис. 5. Изменение во времени высотного (а) и радиального (б) коэффициентов неравномерности поля энергодвделения при разных значениях термосопротивления оболочек МТ:  $R_t = 10$  (—);  $R_t = 40$  (—);  $R_t = 100$  (—)

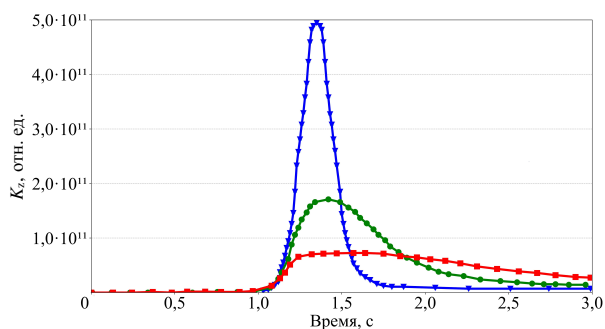


Рис. 6. Поведение мощности реактора во времени при разных значениях термосопротивления оболочки МТ:  $R_t = 10$  (—);  $R_t = 40$  (—);  $R_t = 100$  (—)

предсказания поведения реактора и детали изменения его характеристик в нестационарном процессе.

Рассмотренный в данной статье быстропротекающий нестационарный процесс (разгон на мгновенных нейтронах) был выбран намеренно, поскольку именно в таких быстропротекающих процессах наиболее ярко проявляется степень значимости такого малозначительного в стационарном режиме параметра, как, например, термическое сопротивление оболочек МТ.

К этому нужно добавить, что размер зерна МТ существенно влияет на стационарные характеристики реактора, причём это влияние объясняется, в основном, тем, что от размера зерна МТ зависят размножающие свойства топливной композиции.

В нестационарных процессах всё наоборот. В первую очередь при изменении размера зерна МТ на поведение характеристик реактора во времени влияет изменение скорости передачи тепла от зерна в матрицу, а изменение при этом размножающих свойств топливной композиции с МТ играет второстепенную роль.

## Список литературы

1. *Golubev I., Kadarmetov I.* Current Status of Development of Coated Particle Performance Code GOLT. — In: 3rd International Topical Meeting on High Temperature Reactor Technology. Johannesburg, South Africa, October 1—4, 2006.
2. *Комаров Е.В., Лантнев Ф.В., Любимый А.Г. и др.* Атомная энерготехнологическая установка ВГ-400. Возможные конструкции активной зоны. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 2, с. 79—82.
3. *Гольцев А.О.* СТАРТ4 — программа комплексного расчёта ядерного реактора в  $R-Z$ -геометрии. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2025, вып. 3, с. 5—14.
4. *Гераскин И.Н., Гольцев А.О., Попов С.В.* Двухтемпературная модель теплопроводности для твэла с гетерогенными источниками тепла в программе СТАРТ4. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2025, вып. 3, с. 15—22.
5. *Goltsev A.O., Davidenko V.D., Tsibulsky V.F., Lekomtsev A.A.* Computational Problems in the Calculation of Temperature Effects for Heterogeneous Nuclear Reactor Unit Cells. — Annals of Nuclear Energy, 2000, vol. 27 (2), p. 175—183.
6. *Goltsev A.O., Davidenko V.D., Tsibulsky V.F., Lekomtsev A.A.* The influence of a non-uniform radial temperature distribution in the fuel on the results of calculation of transients. — Annals of Nuclear Energy, 2003, vol. 30 (11), p. 1135—1153.
7. *Goltsev A.O.* Calculation studies of behaviour of HTGR spherical fuel elements during an accident induced by a high-positive reactivity fast introduction. — In: Technical Committee Meeting on Gas-Cooled Reactor Technology Safety and Siting. Dimitrovgrad, Russian Federation, 21—23 Jun 1989. — Vienna (Austria): International Atomic Energy Agency, IAEA-TC-389.26, p. 56—82.

Контактная информация —  
 Гольцев Александр Олегович,  
 главный научный сотрудник,  
 тел.: 8(916)502-78-96,  
 e-mail: alexandrogo@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники.  
 Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
 с. 26—31.

УДК 621.039.514

## Расчёты методом дискретных ординат 1D-моделей реактора ПИК с использованием библиотек ENDF/B-7.0 и ENDF/B-7.1

*М.С. Онегин,*

ФГБУ “Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, 188300, Гатчина, Орлова роща, стр. 1

Статья поступила в редакцию 13.08.2025

После доработки — 04.02.2026

Принята к публикации 04.02.2026

Для пяти тестовых конфигураций реактора ПИК, представляющих собой цилиндрические модели реактора ПИК различной сложности, выполнены сравнительные расчёты эффективного коэффициента размножения по методу Монте-Карло и методу дискретных ординат. Показано, что различие между значениями эффективного коэффициента размножения, рассчитанного с использованием кодов KENO-6 и PARTISN (библиотека ядерных данных ENDF/B-7.0), не превышает 0,03 для 1D-моделей реактора. Расчёт с библиотеками ядерных данных ENDF/B-7.1 и ENDF/B-7.0 даёт близкие значения эффективного коэффициента размножения. 238-групповые константы для программы PARTISN рассчитаны двумя методами: с использованием программы XSDRN пакета SCALE и программы SERPENT-2. Использование этих наборов констант приводит к практически совпадающим расчётным значениям эффективного коэффициента размножения тестовых конфигураций. Таким образом, показано, что программа PARTISN с 238-групповой системой констант, основанной на библиотеке ядерных данных ENDF/B-7.0, может использоваться для нейтронно-физических расчётов реактора ПИК.

**Ключевые слова:** метод дискретных ординат, библиотека оцененных ядерных данных, коэффициент размножения.

**Discrete Ordinates Calculations of 1D PIK Reactor Models using ENDF/B-7.0 and ENDF/B-7.1 Libraries.**  
*M.S. Onegin, National Research Center “Kurchatov Institute” — PNPI, 1, Orlova Roscha, Gatchina, 188300.*

Comparative Monte Carlo and discrete ordinates calculations of the effective multiplication factor performed for five test configurations simulating the PIK reactor by cylindrical models of varying complexity show that effective multiplication factors calculated by KENO-6 and PARTISN codes based on ENDF/B-7.0 nuclear data library for 1D reactor models differ by no more than 0.03. Calculations using ENDF/B-7.1 and ENDF/B-7.0 nuclear data libraries yield close effective multiplication factor values. Calculated by two methods (using the XSDRN code of the SCALE software package and the SERPENT-2 code), the two sets of 238-group constants for the PARTISN code yield practically coinciding effective multiplication factor values for the test configurations. This shows that the PARTISN code with a 238-group constants system based on the ENDF/B-7.0 nuclear data library can be used in neutronic calculations of the PIK reactor.

**Key Words:** discrete ordinates method, evaluated nuclear data library, multiplication factor.

EDN: IRHEMQ

### Введение

Реактор ПИК — это исследовательский реактор с компактной активной зоной, окружённой тяжёловодным отражателем. Основные экспериментальные устройства и экспериментальные каналы находятся в отражателе, так что утечка нейтронов в отражателе должна быть велика. Активная зона реактора включает внутри себя легководную ловушку и охлаждается лёгкой водой. Активную зону и отражатель разделяет стальной корпус. Везде на границах раздела материалов в реакторе возникают большие градиенты плотности потока нейтронов, так что применимость диффузионной модели вызывает вопросы [1]. Например, для расчётов высокопоточного исследовательского реактора в Гренобле используется про-

грамма APOLLO2 [2], основанная на методе дискретных ординат [3].

Программы, основанные на методе Монте-Карло, имеют преимущество над программами, использующими метод дискретных ординат, в возможности детального описания геометрии реактора без использования больших ресурсов памяти компьютера и быстродействия, а также в возможности использования непрерывных зависимостей сечений ядерных реакций от энергии. Эти преимущества особенно важны при расчёте реактора ПИК, активная зона которого содержит около 3800 твэлов сложной крестовидной формы. Хотя современные компьютерные коды, основанные на методе дискретных ординат, могут использовать неструктурированные сетки для описания сложной геометрии, описание единичного твэла в рамках, напри-

мер, кода ANSYS [4] вызывает существенные сложности, поскольку сетка должна быть очень мелкая, особенно в зазоре между лопастью твэла и границей шестигранной ячейки решётки твэлов (расстояние очень маленькое). Описать её с использованием неструктурированных сеток возможно, но требует больших компьютерных мощностей. С другой стороны, даже с использованием персонального компьютера возможно детальное моделирование всех твэлов активной зоны реактора ПИК при расчётах методом Монте-Карло. Вместе с тем преимущество кодов, основанных на методе дискретных ординат, состоит в возможности получать решение уравнения переноса, детальное по энергии для всего объёма реактора. Современные программы, основанные на методе дискретных ординат, позволяют выполнять эффективное распараллеливание задачи с разбиением геометрической области, где выполняются расчёты, на части. Такие преимущества этого метода можно использовать для расчёта временной кинетики нейтронного потока при рассмотрении развития гипотетических аварийных ситуаций на реакторе, а также в задачах радиационной защиты с глубоким проникновением нейтронного и  $\gamma$ -излучения.

В работе [5] нестационарные аварийные ситуации на реакторе ПИК анализировались с использованием диффузионной программы СТАРТ4. Программа СТАРТ4 описывает эффекты реактивности в реакторе ПИК со значительной погрешностью. Использование модели точечной кинетики также требует обоснования для реактора ПИК, где имеется тяжеловодный отражатель, время жизни нейтронов в котором значительно. Программа PARTISN [6], применимость которой к расчётам реактора ПИК анализируется в статье, позволяет выполнять нестационарные расчёты реактора методом дискретных ординат. В дальнейшем планируется провести нестационарные расчёты реактора ПИК по программе PARTISN в сравнении с моделью точечной кинетики для некоторых аварийных сценариев.

Другим преимуществом программ, использующих метод дискретных ординат, является возможность решать сопряжённую задачу уравнения переноса с нахождением функции ценности. Такая функция значительно слабее зависит от деталей геометрии реактора и может использоваться при решении задач переноса методом Монте-Карло, а также в методах теории возмущений.

При решении задач, связанных с прохождением излучения сквозь защитные конструкции, зачастую проявляется такой недостаток метода дискретных ординат, как “лучевой эффект”. Одно из найденных решений этой проблемы состоит в комбинированном использовании метода дискретных ординат и метода Монте-Карло. Такой подход реализован, например, в программе ADVANTG [7], широко используемой в задачах глубокого проникновения. Она основана на связке программы MCNP (метод Монте-Карло) [8] и программы DENOVO (метод дискретных ординат), входящей в комплекс SCALE [9]. Методом дискретных ординат рассчитываются весовые окна (на основе сопряжённой функции), которые затем используются в расчётах по методу Монте-Карло. Аналогичный подход используется в программе MAVRIC комплекса SCALE [9], расчёт прохождения излучения по которой основан на расчёте весов методом дискретных ординат (по программе DENOVO). К сожалению, в версии 6.2 комплекса SCALE Монте-Карло расчёт по программе MAVRIC не распараллелен. Таким образом, одна из доступных нам возможностей состоит в расчётах весов нейтронов и гамма-квантов для рассматриваемой геометрии по программе PARTISN и использования данных весов в последующем расчёте той же геометрии по программе MCNP или SERPENT-2 [10].

В настоящей работе для расчётов мы используем 1D-программу XSDRN версии 6.2 из комплекса SCALE 6.2.4 [9], а также программу PARTISN версии 8.29 [6]. Обе эти программы позволяют решать уравнение переноса, основываясь на методе дискретных ординат. Программа PARTISN может использоваться для решения задач в одномерной, двумерной или трёхмерной геометрии. Мы используем её возможности для решения уравнения переноса в одномерной геометрии при её верификации в сравнении с программой XSDRN, также основанной на методе дискретных ординат. Программа XSDRN, в свою очередь, верифицируется сравнением с результатами расчёта, полученными по программе KENO-6 комплекса SCALE. Расчёты по программе KENO-6 выполняются методом Монте-Карло без каких-либо приближений, и точность результатов зависит только от используемой в расчёте библиотеки ядерных данных.

В методе дискретных ординат решение уравнения переноса получают итерациями с контролем сходимости распределения искомой

плотности потока нейтронов по пространству и энергии. Основные трудности при применении метода дискретных ординат к расчёту критических систем с тепловым или эпитепловым спектром нейтронов связаны с переходом нейтронов из низших тепловых групп в верхние. Это усложняет нахождение решения с установившимся спектром нейтронов. Именно поэтому метод дискретных ординат чаще всего применяется к расчёту реакторов с быстрым спектром нейтронов, где переходы из низших групп в верхние практически отсутствуют. Проблемы сходимости решения в меньшей степени связаны с размерностью пространства. Именно поэтому в статье основной упор делается на расчётах конфигураций реактора ПИК в 1D-геометрии. Демонстрация корректности расчёта конфигураций в 1D-геометрии позволяет переходить к расчётам в 3D-геометрии. Несколько таких конфигураций также были рассмотрены в расчёте.

Важную роль при решении уравнений переноса играет используемая библиотека ядерных данных. Мы используем две версии библиотек оцененных ядерных данных — ENDF/B-7.0 [11] и ENDF/B-7.1 [12]. Соответственно в библиотеке ядерных данных комплекса SCALE имеются многогрупповые библиотеки, основанные на непрерывных версиях, содержащие 238 групп для библиотеки ENDF/B-7.0 и 252 группы для библиотеки ENDF/B-7.1. В расчёте конфигураций реактора по программе XSDRN в многогрупповые библиотеки вносятся небольшие поправки, основанные на более точном учёте формы спектра в материальных зонах при усреднении резонансных сечений по группам. Точность представления сечений в библиотеках контролировалась в прецизионных расчётах коэффициента размножения по программе KENO-6 комплекса SCALE тех же конфигураций с использованием непрерывной библиотеки. В статье приводится сравнение результатов расчёта по программам KENO-6 и XSDRN с использованием многогрупповых библиотек для пяти различных конфигураций реактора с различным количеством используемых в расчёте физических зон.

Одним из результатов расчёта по программе XSDRN являются многогрупповые константы для физических зон рассчитываемой конфигурации. Эти многогрупповые константы можно использовать далее в расчётах по другой программе, основанной на методе дискретных ординат. Мы использовали их в расчётах по программе PARTISN тех же конфигураций ре-

актора. Другая возможность получения многогрупповых сечений основана на их вероятностном расчёте методом Монте-Карло. Такая возможность имеется, например, в комплексе SERPENT-2 [13]. С использованием данного комплекса были рассчитаны групповые константы для 238 групп библиотеки ENDF/B-7.0 для физических зон реактора ПИК. Они тестировались далее при расчётах по программе PARTISN в сравнении с расчётами с константами, полученными по программе XSDRN.

### Элементный состав и расчётная геометрия

В расчётах использовались пять гомогенных материалов для различных физических зон реактора ПИК: 1) гомогенизированный материал активной зоны реактора, 2) материал стального корпуса реактора, 3) тяжёлая вода отражателя, 4) цирконий-ниобиевый сплав, из которого выполнен канал центральной водной полости (ЦВП), 5) лёгкая вода внутри ЦВП. Температура всех материалов в расчётах принималась равной 300 К. Состав гомогенизированной активной зоны приведён в табл. 1. Кроме изотопов урана, он содержит также гомогенизированный материал топливной матрицы, оболочек твэлов, а также воды внутри активной зоны. Эффект от гомогенизации активной зоны реакторов с высокообогащённым ураном и малым размером твэлов исследовался в нескольких работах [14, 15]. Эффект гомогенизации активной зоны реактора ПИК со свежим топливом составляет  $-(0,68—0,85)\%$  в эффективном коэффициенте размножения в зависимости от положения органов управления реактором — шторок. Таким образом, имеется систематический сдвиг в реактивности на величину  $0,765\%$  с неопределённостью  $0,085\%$ , т.е. с учётом систематического сдвига расчёт с гомогенизированной активной зоной позволяет предсказывать реактивность реактора с точностью порядка  $0,1\%$ . Кроме того, частично эффект гетерогенности можно учесть при подготовке констант для активной зоны, рассчитывая групповые константы по программе SERPENT-2 для зоны с гетерогенным описанием.

Корпус реактора выполнен из стали марки 10X12Н10Т. Элементный состав стали, использовавшийся в расчётах, приведён в табл. 1. В расчётах использовался естественный изотопный состав элементов, все концентрации в расчёте задавались поизотопно. Плотность стали в расчёте равнялась  $7,8 \text{ г/см}^3$ . Тяжёлая вода в расчёте имела плотность  $1,1037 \text{ г/см}^3$  и со-

**Таблица 1.** Состав материала № 1 — активная зона и № 2 — корпус реактора

Материал № 1		Материал № 2	
Изотоп (элемент)	Концентрация, $10^{24} \text{ см}^{-3}$	Элемент	Содержание, %
$^{235}\text{U}$	$2,0151 \cdot 10^{-3}$	Si	0,68
$^{238}\text{U}$	$1,9897 \cdot 10^{-4}$	Ti	0,57
$^{234}\text{U}$	$2,2487 \cdot 10^{-5}$	Cr	18,40
$^{16}\text{O}$	$2,1761 \cdot 10^{-2}$	Mn	1,07
Cu	$2,221 \cdot 10^{-2}$	Fe	70,18
Be	$3,9251 \cdot 10^{-4}$	Co	0,04
Fe	$6,2835 \cdot 10^{-3}$	Ni	9,05
Ni	$1,4001 \cdot 10^{-3}$		
Cr	$1,6817 \cdot 10^{-3}$		
Mo	$1,7089 \cdot 10^{-4}$		
Si	$1,7317 \cdot 10^{-4}$		
Nb	$5,2942 \cdot 10^{-5}$		
H-1	$3,4679 \cdot 10^{-2}$		

держала небольшую примесь 0,16% лёгкой воды по числу молекул. Плотность цирконий-ниобиевого сплава —  $6,54 \text{ г/см}^3$ . Он содержит 96,915% изотопов циркония, 2,964% изотопов ниобия, а также небольшие примеси железа (0,05%), гафния (0,05%) и никеля (0,02%). Лёгкая вода в расчёте имела плотность  $1,0 \text{ г/см}^3$  и не содержала примесей.

Рассматривалось пять различных геометрических конфигураций. В первой в качестве активной зоны рассматривался бесконечный цилиндр радиусом 19,5 см, соответствующим радиусу активной зоны реактора ПИК. Внутри активной зоны находился материал № 1, а на границе принималось условие полного поглощения нейтронов. Во второй конфигурации дополнительно рассматривался примыкающий к активной зоне корпус реактора, выполненный из материала № 2. Толщина корпуса реактора принималась равной 8 мм. В третью конфигурацию был включён тяжеловодный отражатель, примыкающий к корпусу реактора. Его внешний радиус равняется 120 см. Четвёртая конфигурация содержит ЦВП внутри циркониевого канала. Канал выполнен из материала № 4, тогда как внутри ЦВП находится лёгкая вода (материал № 5). Радиус ЦВП равен 5,2 см, а внешний радиус циркониевого канала равен  $6,037932 \text{ см}$ , имитируя равный по площади шестигранный канал с размером под ключ 11,5 см. Пятая конфигурация содержала дополнительно внешний корпус отражателя, также выполненный из стали из материала № 2. Внешний корпус имеет толщину 3 см. Итоговая пятая конфигурация представлена на рис. 1 с обозначением материалов физических зон.

В расчётах методом Монте-Карло по программам KENO и SCALE формально использо-

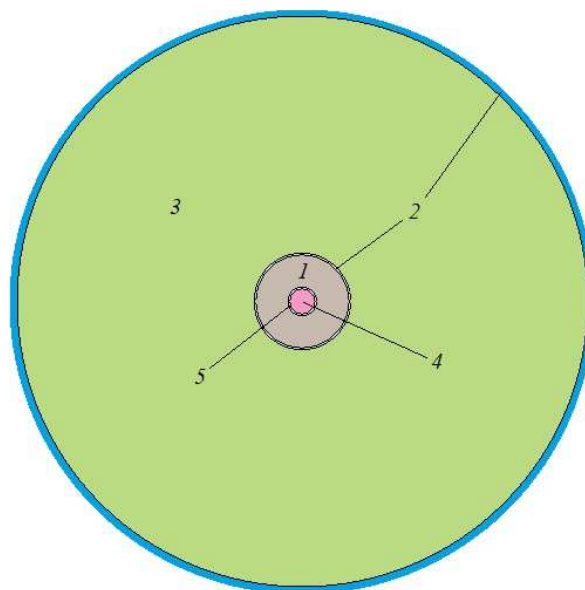


Рис. 1. Расчётная конфигурация № 5 реактора ПИК: 1 — активная зона; 2 — стальной корпус; 3 — тяжёлая вода отражателя; 4 — лёгкая вода центральной водной полости; 5 — циркониевый канал

валась трёхмерная геометрия, так что по координате  $Z$  задавались зеркальные граничные условия. В плоскости  $X—Y$  геометрия областей задавалась цилиндрами, содержащими гомогенизированные материалы. Водород и дейтерий в смесях предполагались связанными в молекулы лёгкой и тяжёлой воды соответственно с использованием соответствующих нейтронных констант. На внешней границе последней радиальной зоны в каждой конфигурации использовалось граничное условие полного поглощения.

### Результаты расчётов по программе XSDRN

Расчёты проводились с использованием двух библиотек ENDF/B версий 7.0 и 7.1. При

**Таблица 2.** Расчётные коэффициенты размножения конфигураций 1—5

Номер конфигурации	Расчёт по программе KENO-6				Расчёт по программе XSDRN	
	Библиотека ENDF/B-7.0		Библиотека ENDF/B-7.1		ENDF/B-7.0	ENDF/B-7.1
	непр.	238 гр.	непр.	252 гр.	(238 гр.)	(252 гр.)
1	1,13219(7)	1,13427(5)	1,13220(5)	1,13350(5)	1,134270	1,133580
2	1,15610(7)	1,15679(7)	1,15588(7)	1,15570(8)	1,156862	1,155826
3	1,37008(6)	1,37049(6)	1,37043(6)	1,37108(6)	1,370819	1,371074
4	1,33356(6)	1,33451(6)	1,33393(6)	1,33511(6)	1,333992	1,334599
5	1,33390(6)	1,33482(6)	1,33451(6)	1,33559(6)	1,334380	1,334996

этом в расчётах методом Монте-Карло по коду KENO-6 использовалась для сравнения также непрерывная версия данных библиотек. В расчётах с использованием метода дискретных ординат по программе XSDRN использовались 238-групповая библиотека, основанная на версии 7.0, и 252-групповая библиотека, основанная на версии 7.1. Данные библиотеки входят в набор библиотек программы SCALE. В табл. 2 приведены расчётные коэффициенты размножения. Сравнение результатов расчёта по разным библиотекам и программам для пяти рассматриваемых конфигураций приведено в табл. 3. Из результатов сравнения следует, что имеется значимое отличие в расчётах по методу Монте-Карло между расчётами с непрерывным представлением данных и групповым представлением для одной и той же библиотеки. Эта разность сильно различается для рассмотренных конфигураций и достигает значения 0,16% для библиотеки ENDF/B-7.0 в конфигурации № 1. Напротив, различие между расчётами методом дискретных ординат и методом Монте-Карло носит регулярный характер, увеличиваясь по абсолютной величине с увеличением номера рассчитываемой конфигурации, т.е. с увеличением абсолютного размера конфигурации и числа используемых материалов. В целом различие не превышает 0,035%, отличаясь по знаку для конфигураций с отражателем, но без ЦВП и с наличием ЦВП в расчёте.

Причины различия в эффективном коэффициенте размножения между расчётами с непрерывной версией библиотек ENDF/B и её

групповым вариантом в пакете SCALE для расчётов по методу Монте-Карло по программе KENO-6 здесь не анализируются. Это отличие близко для версий библиотек 7.0 и 7.1 и характеризует меру погрешности в расчётном эффективном коэффициенте размножения реактора при использовании многогруппового приближения. Целью данной работы является исследование погрешности метода дискретных ординат по сравнению с методом Монте-Карло при использовании одних и тех же версий многогрупповой библиотеки. Как следует из табл. 3, это отличие находится в пределах статистической ошибки расчётов по методу Монте-Карло для конфигураций № 1 и 2 и принимает значимые значения лишь при включении в расчёт тяжеловодного отражателя. В сумме различие между расчётным эффективным коэффициентом размножения в расчётах методом Монте-Карло и методом дискретных ординат не превышает 0,033%.

Таким образом, программа XSDRN может служить генератором многогрупповых библиотек для материалов реактора ПИК. Такие библиотеки для 238 групп были рассчитаны по программе XSDRN и тестировались далее в расчётах по программе PARTISN. Дополнительно групповые библиотеки для рассматриваемых материалов в 238-групповом приближении были рассчитаны по программе SERPENT-2. Учёт анизотропии рассеяния был выполнен путём разложения сечения рассеяния в ряд по полиномам Лежандра с удержанием членов до 3-го порядка.

**Таблица 3.** Различие расчётных коэффициентов размножения для различных конфигураций и используемых библиотек ядерных данных,  $\Delta K/K^2$  pcm (100 pcm = 0,1%)

Номер конфигурации	Расчёт по программе KENO-6 (отличие группового расчёта от расчёта с непрерывным представлением сечений)		$(K_{\text{KENO}} - K_{\text{XSDRN}})/K^2$ , pcm	
	ENDF/B-7.0, непр. — 238 гр.	ENDF/B-7.1, непр. — 252 гр.	ENDF/B-7.0, 238 гр.	ENDF/B-7.1, 252 гр.
	1	162 (7)	101 (6)	0(4)
2	52(7)	-13(8)	5(5)	9(6)
3	22(5)	31(5)	18(3)	34(3)
4	53(5)	66(5)	-24(3)	-29(3)
5	52(5)	61(5)	-25(3)	-33(3)

### Методики подготовки многогрупповых констант по программам XSDRN и SERPENT-2

Многогрупповые константы могут готовиться как по программе XSDRN, основанной на методе дискретных ординат, так и по программе SERPENT-2, использующей метод Монте-Карло [13]. Константы, готовящиеся в программе XSDRN, непосредственно используются в расчёте по методу дискретных ординат в этой программе. Также они могут быть сохранены и использоваться в расчётах по другим программам.

Рассмотрим отдельно методики подготовки многогрупповых констант, использующихся в этих программах. Расчёт по программе XSDRN основан на использовании заранее подготовленной библиотеки многогрупповых констант для каждого изотопа, используемого в расчётах. Групповые микроскопические сечения реакций взаимодействия нейтронов с рассматриваемым изотопом  $\sigma_{i,g}$  для реакции типа  $i$  и группы  $g$  получены в многогрупповой библиотеке программы SCALE усреднением микроскопических сечений различных реакций по энергии:

$$\sigma_{i,g} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \sigma_i(E) \varphi(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \varphi(E)}. \quad (1)$$

Здесь  $\varphi(E)$  — некоторый стандартный спектр теплового реактора;  $E_g$  — границы энергетических групп, причём нумерация идёт от больших энергий нейтрона к меньшим. Аналогично групповые микроскопические сечения рассеяния  $\sigma_{sl,gg'}$  рассчитываются усреднением гармоник сечения рассеяния по группам:

$$\sigma_{sl,gg'} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{E_{g'}}^{E_{g'-1}} dE' \sigma_{sl}(E \rightarrow E') \varphi_l(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \varphi_l(E)}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{sl}$  — моменты разложения сечения рассеяния по полиномам Лежандра:

$$\sigma_s(E \rightarrow E', \mu) = \sum_l \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\mu) \sigma_{sl}(E \rightarrow E'). \quad (3)$$

Групповые микроскопические сечения используемых изотопов извлекаются из библиотеки и далее используются при подготовке макроскопических сечений материалов рассматриваемых расчётных конфигураций. Макроскопические сечения для материалов рассматриваемых конфигураций в программе XSDRN вычисляются по формуле

$$\sum_{i,g} = f_{i,g}(N_k, T) \sum_{k=1}^{K_{tot}} N_k \sigma_{i,g}^k. \quad (4)$$

Здесь суммирование выполняется по изотопам, входящим в рассматриваемый материал,  $N_k$  — концентрация изотопов. Для материалов, содержащих делящиеся изотопы, фактор самоэкранировки  $f_{i,g}(N_k, T)$ , зависящий от температуры материала, отличен от единицы и вычисляется для каждого делящегося изотопа для группы  $g$  в специальной подпрограмме CENTRM подготовки констант материалов. Для этого в подпрограмме решается уравнение переноса в одномерной геометрии для состава изотопов рассматриваемого материала с использованием библиотеки ENDF/B-7 с непрерывным представлением сечений изотопов по энергии. Полученный при решении этого уравнения детальный энергетический спектр нейтронов используется далее для получения усреднённых групповых сечений по формулам (1) и (2). Отличие результатов по сравнению с сечениями, полученными с использованием стандартного реакторного спектра, позволяет рассчитать факторы самоэкранировки  $f_{i,g}(N_k, T)$  для рассматриваемого материала и учесть его при расчёте макроскопических сечений по формуле (4) и аналогичной формуле для моментов сечения рассеяния.

В программе SERPENT-2 макроскопические сечения материалов вычисляются непосредственно в процессе расчёта реактора методом Монте-Карло по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \sum_{i,g} &= \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int d^3r \sum_i (\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int d^3r \varphi(\vec{r}, E)}; \\ & \sum_{sl,gg'} = \\ &= \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{E_{g'}}^{E_{g'-1}} dE' \int d^3r \sum_{sl} (\vec{r}, E \rightarrow E') \varphi(r', E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int d^3r \varphi(r', E)}. \end{aligned}$$

Таким образом, для каждого материала вычисляется одномерный массив сечений размерностью 238 для библиотеки ENDF/B-7.0 для полного сечения  $\Sigma_{tot}$ , сечения поглощения нейтрона  $\Sigma_a$ , а также сечения генерации нейтронов при делении  $\nu \Sigma_f$ . Для сечения рассеяния вычисляется матрица размером  $238 \times 238$  для каждого порядка разложения сечения по полиномам Лежандра.

Для материала № 1 были рассчитаны две системы 238-групповых констант по кодам XSDRN и SERPENT-2 для библиотеки ENDF/B-7.0. Расчёт с непрерывной версией

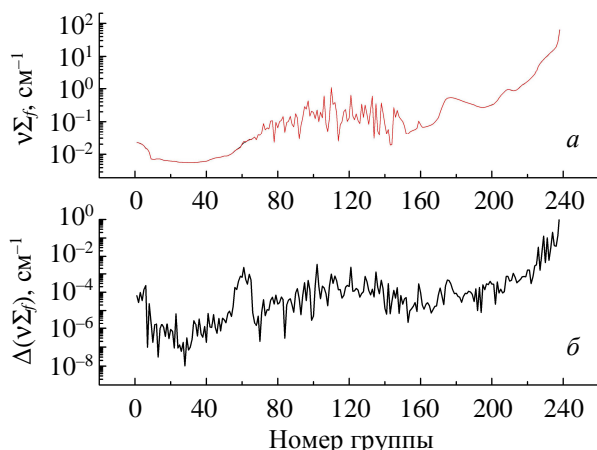


Рис. 2. Зависимость макроскопических сечений  $v\Sigma_f$  от номера группы для материала № 1, групповые константы подготовлены по программе XSDRN (а), отличие в величине сечения  $v\Sigma_f$  для двух систем констант, подготовленных по программе XSDRN и по программе SERPENT-2 (б)

библиотеки ENDF/B-7.1 по программе SERPENT-2 даёт для эффективного коэффициента размножения конфигурации № 1 значение 1,13271(2). Сравнение группового полного сечения генерации нейтронов для материала конфигурации № 1 для двух методов приготовления групповых констант приведено на рис. 2. Как видно из рисунка, две системы констант практически неотличимы друг от друга. Значение эффективного коэффициента размножения, вычисленное по программе PARTISN с системами групповых констант, полученных по программе SERPENT-2, для конфигурации № 1 равно 1,133246, т.е. отличается от расчётного значения, вычисленного по непрерывной библиотеке, на 0,04%. Таким образом, программа SERPENT позволяет рассчитывать многогрупповые библиотеки материалов наряду с программой XSDRN. Такая возможность важна при дальнейшем переходе в расчётах по программе PARTISN от 1D-геометрии к расчётам в 3D-геометрии.

### Сравнение результатов расчётов по программам XSDRN и PARTISN

Результаты расчётов по программе PARTISN эффективного коэффициента размножения для пяти рассматриваемых конфигураций с использованием 238-групповой системы констант, подготовленных по программе XSDRN, представлены в табл. 4 при учёте индикатрисы рассеяния в разных PN-приближениях. Расчёты выполнялись по методу дискретных ординат в приближении  $S_{64}$ . Отличие результатов расчёта для конфигурации № 1 между приближениями  $S_{16}$  и  $S_{64}$  составляет 0,048%.

Как следует из результатов расчётов, приближение P1 в целом удовлетворительно воспроизводит эффективный коэффициент размножения для конфигурации № 1. Отличие в коэффициенте размножения между приближениями P1 и P3 составляет 0,14%. Это говорит о том, что диффузионное транспортное приближение, которое эквивалентно учёту индикатрисы рассеяния в приближении P1, применимо для расчёта голый гомогенизированной активной зоны реактора ПИК. Вместе с тем расчёты более сложных конфигураций, содержащих границы двух материалов, по диффузионному коду должны использовать так называемые факторы ADF, которые учитывают нерегулярности плотности потока нейтронов на границе сред [1].

Отличие результатов расчёта эффективного коэффициента размножения по программе PARTISN от результатов расчёта по программе XSDRN для конфигурации № 1 составило 0,09%. Найти причину такого расхождения не удалось, но можно сделать вывод, что с точностью 0,1% программа PARTISN правильно рассчитывает эффективный коэффициент размножения для голый активной зоны реактора ПИК.

Различие между результатами расчёта по программам PARTISN и XSDRN для более

**Таблица 4.** Результаты расчётов эффективного коэффициента размножения различных тестовых конфигураций для реактора ПИК по программе PARTISN

Номер конфигурации	Учитываемый порядок $N$ разложения индикатрисы рассеяния				Отличие от результата расчёта по программе XSDRN, pcm
	0	1	2	3	
1	1,2513657	1,1336905	1,1355270	1,1354463	91
2	1,2650094	1,1564082	1,1581312	1,1580556	89
3	1,4089634	1,3701354	1,3706860	1,3706563	9
4	1,3637585	1,3328414	1,3335662	1,3335120	-27
5	1,3639870	1,3332230	1,3339461	1,3338919	-27

сложных конфигураций также не превышает 0,1%, даже уменьшаясь при включении в расчёт легководной полости в центре активной зоны.

Общее время счёта варианта № 5 по программе PARTISN составляет 860 с в однопроцессорном режиме по сравнению с временем расчёта по программе KENO-6 56 мин и порядка 3 ч по программе SERPENT-2 с использованием 32 процессоров Xeon E5-2630 v3 с точностью ~0,01% для коэффициента размножения. Время счёта по программе PARTISN практически не зависит от порядка используемого разложения сечений рассеяния по полиномам Лежандра, так что в расчётах можно использовать 2-й и 3-й порядок разложения.

Сравнение расчётных эффективных коэффициентов размножения для трёх конфигураций, содержащих отражатель и рассчитанных по программе PARTISN с 238-многогрупповой системой констант библиотеки ENDF/B-7.0, с результатами расчёта по программе KENO-6 тех же конфигураций, но с использованием непрерывной версии библиотеки показывает, что различие не превышает 0,03%, уменьшаясь фактически до нуля для конфигураций, содержащих центральную водную полость. Таким образом, расчёт по программе PARTISN с использованием многогрупповой системы констант позволяет воспроизвести расчёт по методу Монте-Карло с непрерывной библиотекой констант с достаточной для приложений точностью.

В качестве примера использования программы PARTISN приведём расчёт влияния на коэффициент размножения учёта кожуха легководного корпуса реактора, расположенного снаружи от него. В наших моделях мы его не учитывали. Зазор между корпусом и кожухом толщиной 4 мм заполнен тяжёлой водой, толщина кожуха составляет 3 мм, а его наружный диаметр равен 21 см. В первоначальном проекте зазор предполагалось заполнять тяжёлой водой с гадолиниевым поглотителем и использовать его в качестве органа регулирования. Сейчас от этого отказались, и зазор между кожухом и легководным корпусом всегда заполнен циркулирующей тяжёлой водой при работе реактора на мощности. В принципе при замене корпуса в будущем можно отказаться от использования кожуха, соответственно убрав один контур циркуляции тяжёлой воды. В расчёте использовались те же константы для корпуса и кожуха реактора, а также для тяжёлой воды в зазоре между корпусом и кожухом и в отражателе.

Расчётный коэффициент размножения по программе PARTISN для такой конфигурации получился равным 1,3037071. Это на

$$\Delta\rho = \frac{\Delta K}{K^2} 100\% = 1,73575\% \text{ меньше, чем значе-}$$

ние реактивности для пятой расчётной конфигурации реактора ПИК из табл. 4 без кожуха. Для сравнения, коэффициент размножения, вычисленный по программе KENO-6 с библиотекой констант ENDF/B-7.0, равен 1,30446(7), т.е. отличается от коэффициента размножения, рассчитанного по программе PARTISN, на 0,044(4)%, а сам эффект от наличия кожуха равен 1,744(5). Таким образом, данный тестовый расчёт показывает корректность расчёта по программе PARTISN эффектов реактивности, а также то, что возможный выигрыш в запасе реактивности реактора ПИК при отказе от кожуха составит порядка 1,74%.

### Расчёты некоторых 3D-конфигураций по программе PARTISN

Как уже отмечалось, программа PARTISN позволяет рассчитывать критические системы в 3D-геометрии. Для тестирования такой возможности были рассмотрены три дополнительные конфигурации. Первая конфигурация № 6 была фактически ограниченной по высоте конфигурацией № 5, но дополнительно содержащей кожух легководного корпуса. При этом по высоте  $Z$  она была ограничена координатами  $-75$  см и  $+75$  см, но активная зона размещается от  $-25$  до  $+25$  см. Выше и ниже активной зоны находится лёгкая вода. Групповые константы использовались те же, что и для конфигурации № 5. Конфигурация № 7 дополнительно содержала гафниевые шторки в центральной водной полости. Вертикальный разрез конфигурации представлен на рис. 3. Шторки представляют собой два полых цилиндра высотой 33,5 см, внешним радиусом 4,895 см и толщиной 5,9 мм. Они располагаются симметрично относительно центра активной зоны и могут раздвигаться и сдвигаться в процессе работы реактора. Минимальное расстояние между краями шторок в сдвинутом состоянии равно 12 мм. Именно такое положение шторок выбрано для конфигурации № 7. Таким образом, конфигурация № 7 отличается от конфигурации № 6 только наличием сведённых шторок из гафния в центральной водной полости. Конфигурация № 8 отличается от конфигурации № 7 тем, что нижняя шторка сдвинута вниз на максимально возможное расстояние 30 см.

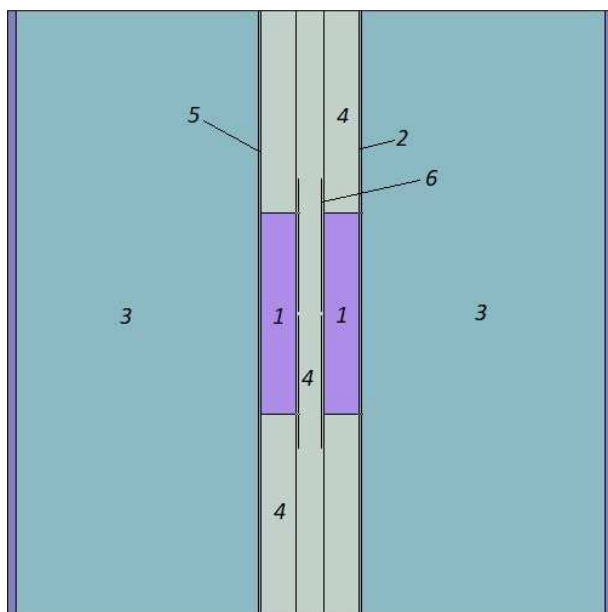


Рис. 3. Вертикальный разрез конфигурации № 7 с сведёнными шторками: 1 — активная зона; 2 — сталь; 3 — тяжёлая вода; 4 — лёгкая вода; 5 — цирконий; 6 — гафний шторок

Данные конфигурации моделировались в программе PARTISN в рамках  $R-Z$ - $\Phi$ -геометрии. Разбиение по  $R$  содержало 216 интервалов, по координате  $Z$  — 112 интервалов, а по азимутальному углу  $\Phi$  — минимально возможное значение три интервала. Переход от конфигураций в 1D-геометрии к конфигурациям в 3D-геометрии приводит к существенному увеличению времени счёта. Для ускорения расчётов задача распараллеливалась по 14 процессорам Xeon E5-2680 v2, а также в качестве начального приближения в расчёте использовалось диффузионное решение. Увеличение времени счёта, в основном, определялось увеличением числа внутренних и внешних итераций для нахождения сходящегося решения. При этом суммарно полное время расчёта одного варианта по программе PARTISN выросло до 15 ч.

Групповые константы для гафния для конфигураций № 7 и 8 готовились по программе SERPENT-2 с использованием библиотеки ядерных данных ENDF/B-7.0. Расчёты по про-

грамме PARTISN конфигураций № 6—8 проводились с использованием 238 групп. Результаты расчётов эффективного коэффициента размножения по программам KENO-6, PARTISN и SERPENT-2 представлены в табл. 5. Результаты расчёта по программе PARTISN близки к результатам расчёта по программе KENO-6 с использованием 238 групп. Наибольшее расхождение имеется для конфигурации № 7, для которой расчётный эффективный коэффициент размножения, вычисленный по программе PARTISN, меньше приблизительно на 0,1%. Результаты расчёта по программе SERPENT-2 дают меньший эффективный коэффициент размножения для этих конфигураций приблизительно на 0,2% по сравнению с расчётом по программе KENO-6 с использованием непрерывного представления ядерных данных. Такое различие может быть вызвано разными причинами, в том числе тем обстоятельством, что хотя обе программы используют ядерные данные, основанные на библиотеке ENDF/B-7.0, но используют разные процессинговые системы для поточечного восстановления данных, используемых в непосредственных расчётах по программам.

Отличие в величине эффективного коэффициента размножения, вычисленного по программе KENO-6 с использованием группового или непрерывного представления ядерных данных, также порядка 0,2% и достигает максимальной величины для конфигурации № 7 с полностью введёнными шторками в активную зону реактора. В табл. 6 приведены расчётные эффективности шторок, вычисленные по трём программам. В целом эффективности шторок, вычисленные по трём программам, хорошо согласуются, при этом эффект реактивности двух шторок, вычисленный по программе KENO-6 с использованием 238-группового представления ядерных данных, занижен на 0,1%. Возможно, этим объясняется различие в расчётном эффективном коэффициенте размножения, вычисленном по программам KENO-6 и PARTISN для конфигурации № 7.

**Таблица 5.** Расчётный эффективный коэффициент размножения для 3D-конфигураций № 6—8, вычисленный по различным программам

Номер конфигурации	KENO-6		PARTISN	SERPENT-2
	238 групп	Непрерывное представление		
6	1,18112(7)	1,18002(7)	1,181097	1,17728(5)
7	1,09598(8)	1,09361(8)	1,094585	1,09135(6)
8	1,14080(6)	1,13922(8)	1,140368	1,13705(6)

**Таблица 6.** Расчётные эффективности шторок в процентах

Вариант	Программа		
	KENO-6	PARTISN	SERPENT-2
Вклад двух шторок (разность реактивностей конфигураций № 6 и 7)	6,577(8)* 6,696(8)**	6,692	6,688(6)
Вклад одной шторки (разность реактивностей конфигураций № 6 и 8)	2,992(8)* 3,035(8)**	3,024	3,005(6)
*Расчёт с использованием 238-групповой библиотеки. **Расчёт с использованием непрерывного представления ядерных данных.			

### Заключение

В работе исследовалась применимость реализаций метода дискретных ординат в программах XSDRN и PARTISN для расчётов конфигураций реактора ПИК. Расчёты проводились в одномерном приближении в цилиндрической системе координат по программе XSDRN из комплекса SCALE-6.2.4 и по программе PARTISN версии 8.29. Для сравнения, расчёты тех же конфигураций выполнялись по программе KENO-6 методом Монте-Карло с использованием библиотек констант ENDF/B версий 7.0 и 7.1. Для расчётов по программе PARTISN были рассчитаны 238-групповые константы материалов для библиотеки ENDF/B-7.0. Как показали сравнительные расчёты, использование метода дискретных ординат приводит фактически к тем же результатам для эффективного коэффициента размножения различных конфигураций из материалов реактора ПИК, что и точное решение уравнения переноса методом Монте-Карло. Использование 238 групп позволяет правильно воспроизвести эффективный коэффициент размножения. При этом для матрицы рассеяния достаточно использовать разложение по полиномам Лежандра 2-й и 3-й степени.

В расчётах использовалась 238-групповая версия групповых констант, подготовленная по программе XSDRN комплекса SCALE или рассчитанная по программе SERPENT-2 методом Монте-Карло. Оба метода приводят к фактически одинаковым значениям эффективного коэффициента размножения при использовании их в расчётах по программе PARTISN. Вместе с тем подготовка констант по программе SERPENT-2 имеет значительно более общий характер, поскольку позволяет готовить константы для любых материальных зон реактора в 3D-геометрии и использовать их далее в расчётах по программе PARTISN.

Различие в эффективном коэффициенте размножения рассмотренных конфигураций ре-

актора ПИК, вычисленное по версиям библиотеки ENDF/B 7.0 и 7.1, не превышает 0,05%, так что эти две версии являются взаимозаменяемыми при расчёте реактора.

Метод дискретных ординат так же, как и метод Монте-Карло, является методом решения уравнения переноса без каких-либо принципиальных приближений, и его точность определяется порядком  $n$  разбиения углового пространства на области в используемом приближении  $S_n$ , а также групповым разбиением по энергии. В работе показано, что использование приближений  $S_{32}$ — $S_{64}$  и 238 групп достаточно, так что точность расчёта коэффициента размножения для конфигураций реактора ПИК в 1D-геометрии по программе PARTISN достигает 0,1% по сравнению с прецизионными расчётами тех же конфигураций методом Монте-Карло без каких-либо приближений. Точность расчёта по программе PARTISN конфигураций реактора ПИК сохраняется при переходе от 1D- к 3D-геометрии. Также в работе было показано, что программа PARTISN правильно предсказывает величины эффектов реактивности при возмущении геометрии или состава реактора.

Таким образом, программу PARTISN можно рекомендовать для дальнейших нейтронно-физических расчётов реактора ПИК, касающихся его временной динамики, для задач глубокого проникновения излучения в радиационной защите и в других приложениях.

### Список литературы

1. *Smith K.S.* Assembly homogenization techniques for light water reactor analysis. — Progress in Nuclear Energy, 1986, vol. 17, № 3, p. 303—335.
2. [https://www.cea.fr/english/Documents/scientific-and-economic-publications/nuclear-energy-monographs/CEA\\_Monograph4\\_Neutronics\\_2015\\_GB.pdf](https://www.cea.fr/english/Documents/scientific-and-economic-publications/nuclear-energy-monographs/CEA_Monograph4_Neutronics_2015_GB.pdf).
3. *Белл Д., Глестон С.* Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.
4. *Ansys 10.0* Documentation. — Houston: Swanson Analysis Systems, Inc., 2005.
5. *Гольцев А.О., Давиденко В.Д., Бахтин В.А., Колганов А.С.* Адаптация программы СТАРТ4 для

расчёта быстрых нестационарных процессов в исследовательском реакторе. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 1, с. 49—55.

6. *Alcouffe R.E., Baker R.S., Dahl J.A., Fichtl E.D., Turner S.A., Ward R.C., Zerr R.J.* PARTISN: A Code Package for Multi-Dimensional, Time-Dependent, Diffusion Accelerated, Neutral-Particle Transport. User's Manual. Version 8.29. Report LANL: LA-UR-17-29704, Los Alamos National Laboratory, 2018.

7. *Mosher S.W., Johnson S.R., Bevill A.M., Ibrahim A.M., Daily C.R., Evans T.M., Wagner J.C., Johnson J.O., Grove R.E.* ADVANTG — an Automated Variance Reduction Parameter Generator. Report ORNL/TM-2013/416, Rev. 1, 2015.

8. *MCNP6TM* User's Manual. Version 1. Report Los Alamos. 2013. № LA-CP-13-00634.

9. *Wieselquist W.A., Lefebvre R.A., Jessee M.A.* Scale Code System. User's Manual. Version 6.2.4. Report ORNL/TM-2005/39, 2020.

10. *Leppanen J., Hovi V., Ikonen T. et al.* The Numerical Multi-Physics Project (NUMPS) at VTT Technical Research Centre of Finland. — Ann. Nucl. Energy, 2015, vol. 84, p. 55—62.

11. *Chadwick M.B., Obložinský P., Herman M., Greene N.M. et al.* ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. — Nuclear Data Sheets, 2006, vol. 107, № 12, p. 2931—3060.

12. *Chadwick M.B., Herman M., Obložinský P., Dunn M.E. et al.* ENDF/B-VII.1. Nuclear Data for Sci-

ence and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. — Nuclear Data Sheets, 2011, vol. 112, № 12, p. 2887—2996.

13. *Leppanen J., Pusa M., Fridman E.* Overview of methodology for spatial homogenization in the Serpent 2 Monte Carlo code. — Annals of Nuclear Energy, 2016, vol. 96, p. 126—136.

14. *Ерыкалов А.Н., Онегин М.С., Петров Ю.В.* Гетерогенные расчеты исследовательских реакторов методом Монте-Карло. — В сб.: Материалы 12-й ежегодной конференции Ядерного общества России “Исследовательские реакторы. Наука и высокие технологии”. Тезисы докладов. Димитровград, 2001, с. 104.

15. *Petrov Yu.V., Onegin M.S., Boning K., Nuding M.* Heterogeneous effect at FRM-II. — In: 8 Meeting of the International Group on Research Reactors (IGORR 8). Munich, Germany, Apr. 2001, p. 17—20; <https://inis.iaea.org/records/syxbn-56296>.

*Контактная информация —  
Онегин Михаил Сергеевич,  
старший научный сотрудник,  
тел.: 8(911)979-08-72,  
e-mail: onegin\_ms@npfi.nrcki.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 32—42.

УДК 621.039.56

## Анализ способов снижения неравномерности энерговыделения при использовании серых органов регулирования для РУ ВВЭР большой мощности

*Г.А. Рябов, М.В. Антипов, А.Л. Николаев, М.А. Увакин, К.В. Бозриков, И.В. Махин,*  
АО ОКБ “ГИДРОПРЕСС”, 142103, Подольск, Московская обл., ул. Орджоникидзе, д. 21

Статья поступила в редакцию 21.08.2025

После доработки — 18.03.2026

Принята к публикации 20.03.2026

В статье анализируется влияние использования групп серых органов регулирования, необходимых для компенсации ксеноновых процессов с целью исключения операций водообмена при маневрировании мощностью реакторной установки (РУ), на распределение энерговыделения в активной зоне реактора ВВЭР большой мощности. Предложены технические решения, позволяющие снизить коэффициенты неравномерности поля энерговыделения и увеличить запасы линейной мощности до лимитной кривой в стационарном состоянии при погружённых серых группах органов регулирования в условиях стандартного 18-месячного топливного цикла, а также проведён расчёт выгорания топлива. Полученные результаты позволяют оптимизировать алгоритмы маневрирования в части соблюдения локальных параметров и сделать следующий шаг к решению задачи по реализации унифицированного алгоритма управления мощностью и аксиальным офсетом в режимах следования за нагрузкой.

**Ключевые слова:** режимы следования за нагрузкой, проект АЭС-2006, алгоритмы маневрирования, аксиальный офсет, пространственная кинетика, код КОРСАР/ГП, серые органы регулирования.

**Analysis of Approaches to Reduce Power Nonuniformities while using Gray Control Rod Assemblies in Large VVERs.** *G.A. Ryabov, M.V. Antipov, A.L. Nikolaev, M.A. Uvakin, K.V. Bozrikov, I.V. Makhin, OKB Gidropress JSC, 21, Ordzhonikidze st., Podolsk, Moscow region, 142103.*

This paper analyzes how gray control rod assemblies that serve to compensate xenon transients in order to exclude water exchange during reactor plant load following affect the in-core power distribution in large VVERs. It suggests technical solutions to both reduce power nonuniformities and increase the linear power margin to limit curve in steady states with inserted gray control rods for basic 18-month fuel cycles. Fuel burnup is also calculated. The results hereof allow load-following algorithms to be optimized as regards compliance with local parameters, and next steps to be taken towards implementing a unified algorithm to control both power and axial offset in load-following modes.

**Key Words:** load-following modes, AES-2006 project, load-following algorithms, axial offset, spatial kinetics, KORSAR/GP code, gray control rod.

EDN: LXTOMI

### Введение

В связи с появлением требований к работе российских АЭС в гибких энергосистемах [1, 2] в АО ОКБ “ГИДРОПРЕСС” ведутся исследования по возможности использования перспективных серых органов регулирования (ОР) для маневрирования мощностью реакторной установки ВВЭР. К маневренным режимам относятся суточное маневрирование мощностью РУ, первичное и вторичное регулирование частоты энергосети, а также возможное совмещение всех этих режимов и непредсказуемые флуктуации мощности (режим следования за нагрузкой). Задача маневрирования заключается в управлении интегральной мощностью реактора и поддержании локального энерговыделения в установленных пределах с учётом ограничений, накладываемых операциями во-

дообмена. Под серыми ОР подразумеваются кластеры системы управления и защиты (СУЗ), обладающие меньшей поглощающей способностью и большей радиационной стойкостью, что позволяет более эффективно управлять мощностью РУ. В проведённой ранее работе [3] анализируется возможность использования алгоритма MSHIM [4] для реализации маневренных режимов на РУ ВВЭР большой мощности. Детальное описание алгоритма MSHIM представлено в работах [3, 4]. Результаты моделирования позволили выявить проблемы, связанные с ростом неравномерности поля энерговыделения при работе реактора на номинальной мощности с погружёнными группами серых ОР СУЗ. Настоящая статья является продолжением исследований в части применимости данного алгоритма к реактору ВВЭР. Рассматривается влияние использования серых ОР СУЗ на

нейтронно-физические характеристики активной зоны проекта АЭС-2006 и предлагаются способы снижения потвэльной неравномерности поля энерговыделения. В работе рассматривается стандартный для проекта АЭС-2006 18-месячный топливный цикл.

Расчёты режимов маневрирования проводились в аттестованном программном комплексе (ПК) КОРСАР/ГП [5], который обеспечивает связанное численное моделирование нейтронно-физических и теплогидравлических процессов с трёхмерной нейтронной кинетикой. Используется модель активной зоны с граничными условиями, детальное описание которой приведено в [3, 6].

Расчёты нейтронно-физических характеристик проводились с помощью следующих программных средств:

— подготовка констант для ТВС осуществлялась в программе САПФИР\_95.1, аттестованной для расчётов топлива на основе урана и плутония;

— подготовка библиотеки макроконстант для блока трёхмерной кинетики ПК КОРСАР/ГП, а также расчёт топливных циклов и потвэльные характеристики активной зоны РУ ВВЭР проведены в аттестованном программном коде САПФИР\_95&RC\_ВВЭР.2.

### Постановка задачи

Применение алгоритма MSHIM подразумевает использование групп серых ОР СУЗ, часть из которых погружена в активную зону реактора до начала разгрузки для компенсации процессов отравления в ходе маневрирования.

Вследствие этого поле энерговыделения изначально деформируется в радиальном и аксиальном направлениях, что, в свою очередь, приводит к уменьшению запасов по линейной мощности для твэлов и твэггов. В дополнение к этому возникающие ксеноновые колебания, вызванные перемещением групп ОР СУЗ в активной зоне и изменениями мощности РУ, могут стать причиной срабатывания предупредительной защиты реактора по локальным параметрам и невыполнения графика выдаваемой мощности. Также важно отметить, что и для обоснования безопасности вопрос соблюдения эксплуатационных ограничений является одним из определяющих. В предыдущей работе по изучению применимости потенциального алгоритма MSHIM для маневрирования мощностью РУ ВВЭР [3] была предложена картограмма групп ОР СУЗ (вариант А), представленная на рис. 1 (цветами выделены группы ОР СУЗ, группы серых ОР СУЗ имеют номера 10, 11, 12, 13). Для компенсации ксеноновых процессов в активную зону предварительно погружены 12-я и 13-я группы, содержащие по три кластера серых ОР СУЗ. Проведены расчёты топливного цикла, в том числе в потвэльном приближении для работы РУ на номинальной мощности ( $N_{ном}$ ) 100%. Анализируется стационарная топливная загрузка с точки зрения максимального значения потвэльной неравномерности  $K_r$ , которая определяется как отношение энерговыделения в данном твэле к среднему энерговыделению твэлов в активной зоне. В работе было определено, что наибольшие значения  $K_r$  достигаются в начале кампании для твэлов и существенно превышают значения,

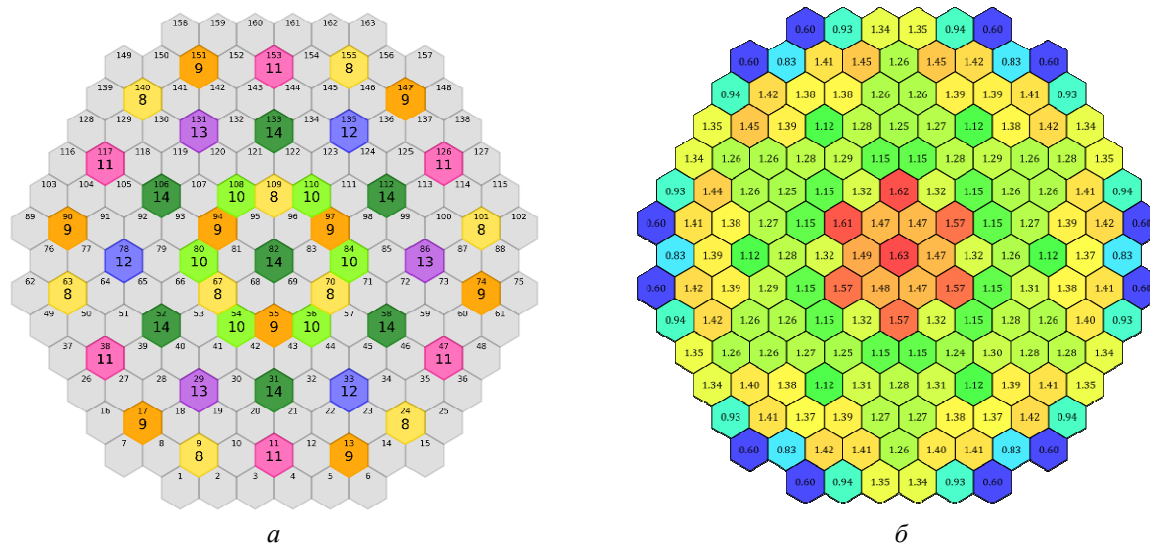


Рис. 1. Картограммы активной зоны, вариант А: а — расположение ОР СУЗ; б — максимальные значения  $K_r$  твэлов в ТВС

полученные для стандартного топливного цикла без серых ОР СУЗ, а также значения, используемые в анализах безопасности. При этом можно выделить два типа радиальной неравномерности поля энерговыделения. Первый тип связан именно с расположением погружённых групп серых ОР СУЗ в активной зоне, что вызывает макронеравномерность. Второй же тип связан с геометрией ТВС, а именно с расположением направляющих и инструментального каналов, что вызывает микронеравномерность. Эти типы неравномерности продемонстрированы на рис. 1, б. Шесть горячих центральных кассет, находящихся в центре активной зоны, отвечают за макронеравномерность, а несимметричные значения  $K_r$  в этих ТВС характеризуют микронеравномерность.

### Вариации компоновки серых групп ОР СУЗ

Анализ результатов расчётов для рассмотренного варианта демонстрирует смещение поля энерговыделения в центр активной зоны. В результате коэффициенты потвального энерговыделения в наиболее горячих ТВС превышают консервативные значения, используемые при обосновании безопасности. В связи с этим первый шаг к снижению коэффициентов неравномерности заключается в поиске оптимальной компоновки серых групп ОР СУЗ в активной зоне. Принимается допущение, что номера ТВС с серыми поглотителями фиксированы, а варьируются число и состав 12-й и 13-й групп. Для каждой полученной картограммы ОР СУЗ рассчитывается стационарная топливная загрузка в потвальном приближении с погружён-

ными группами компенсации ксеноновых колебаний.

Итак, для снижения мощности центральных ТВС, очевидно, нужно погрузить в них группы серых ОР. Такой вариант компоновки ОР СУЗ обозначим как вариант Б. Картограмма варианта Б представлена на рис. 2, а (группы серых ОР СУЗ с номерами 11, 12, 13), а результат расчёта для начала кампании (соответствует наибольшему  $K_r$ ) — на рис. 2, б.

Такой вариант позволяет снизить максимальный  $K_r$  на 2% относительно варианта А. Однако общее число погружённых кластеров составляет 12 групп серых ОР, в результате имеем избыточный общий запас реактивности для компенсации ксеноновых процессов. Вдобавок к этому поле энерговыделения смещается на периферию с центра. Очевидно, что следует найти среднее состояние между вариантами А и Б. Для реализации данной идеи предлагается отойти от сектора симметрии 1/6 расположения групп ОР СУЗ в активной зоне и перейти к сектору симметрии 1/3. При этом с целью снижения неравномерности выгорания в ходе кампании необходимо симметрично менять группы серых ОР СУЗ, необходимые для компенсации ксеноновых процессов, что возможно в условиях сектора симметрии 1/3. Переключение между группами симметрии предлагается осуществлять при разгрузке реактора, поскольку все требуемые для этого серые кластеры ОР СУЗ будут погружены в активную зону. Такой подход используется, например, в проекте EPR [7]. Данный метод позволяет выравнять выгорание в течение кампании, способствует установлению приработанного состояния в

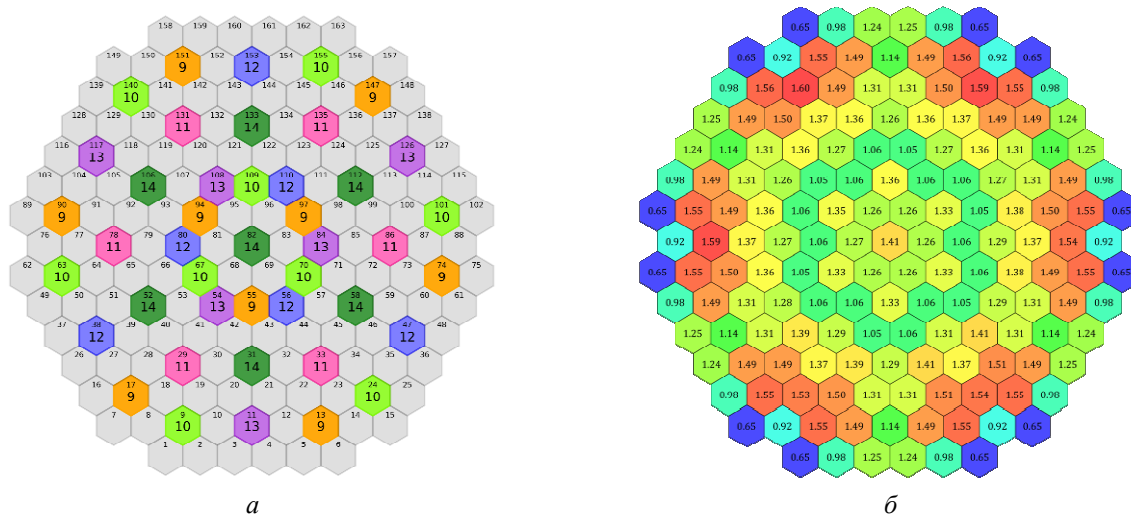


Рис. 2. Картограммы активной зоны, вариант Б: а — расположение ОР СУЗ; б — максимальные значения  $K_r$  твэл в ТВС

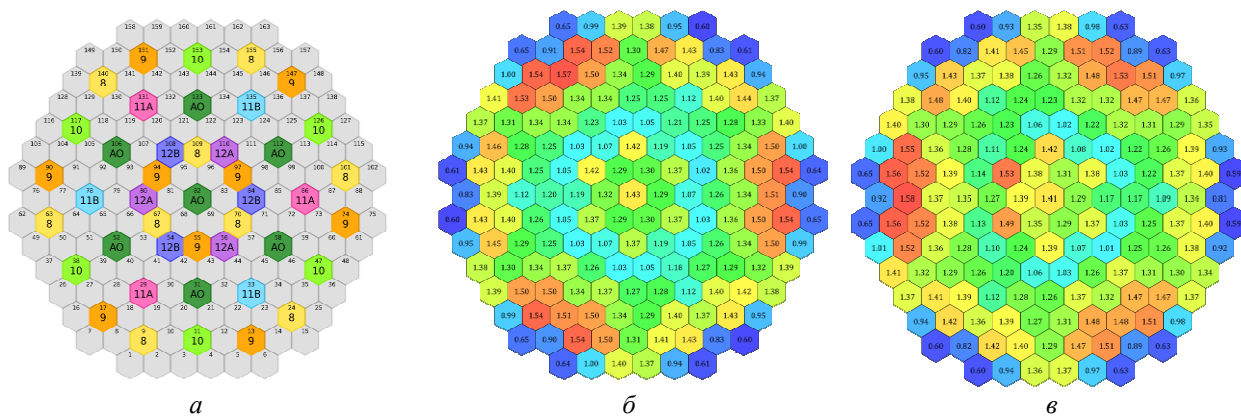


Рис. 3. Картограммы активной зоны, вариант В: *a* — расположение ОР СУЗ; *б* — максимальные значения  $K_r$  при погружении подгрупп с литерой А; *в* — максимальные значения  $K_r$  при погружении подгрупп с литерой В

топливе, а также расширяет возможности по управлению офсетом и мощностью реактора. Полученный вариант компоновки ОР СУЗ в активной зоне представлен на рис. 3 и обозначен как вариант В (группы серых ОР СУЗ имеют номера 10, 11А, 11В, 12А, 12В).

Проведённый потвальный расчёт стационарной загрузки показал, что в случае такого расположения ОР СУЗ достигаются наименьшие значения  $K_r$  среди рассмотренных вариантов, однако в данной компоновке значительно проявляются эффекты микронеровности поля. Возможным решением данной проблемы может являться радиальное профилирование ТВС твэлами с меньшим обогащением.

Для рассмотренных вариантов картограмм ОР СУЗ проведено моделирование режима суточного маневрирования 100—50—100%  $N_{ном}$  (рис. 4) для начала и конца кампании с использованием алгоритма MSHIM. На рисунках представлены зависимости объёмного (рис. 5, 6) и аксиального (рис. 7, 8) коэффициента неравномерности по активной зоне, а также относительного энерговыделения в ТВС от времени (рис. 9, 10), которые демонстрируют, что варианту В, в целом, соответствуют наиболее благоприятные результаты.

В качестве дополнительного примера продемонстрировано сравнение коэффициентов

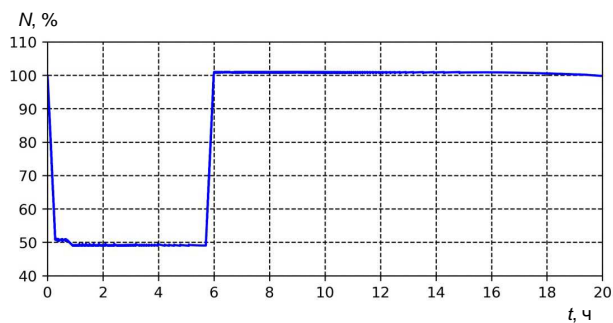


Рис. 4. Нейтронная мощность реактора

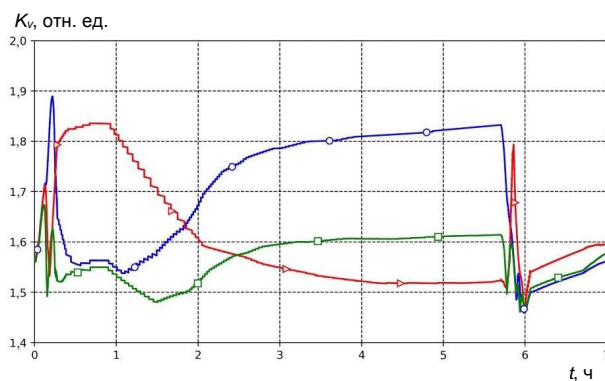


Рис. 5. Коэффициент неравномерности по объёму активной зоны в суточном цикле разгрузки в начале кампании:  $\circ$  — вариант А;  $\blacktriangleright$  — вариант Б;  $\square$  — вариант В

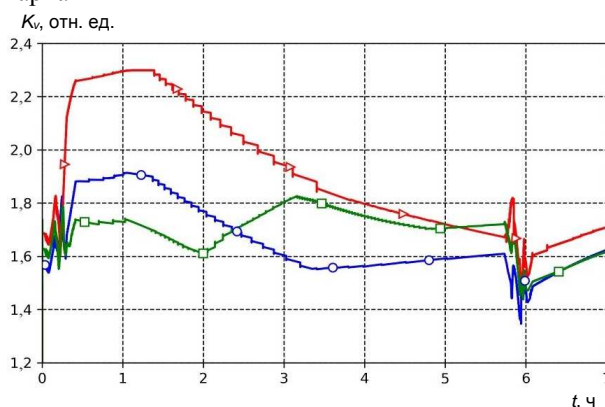


Рис. 6. Коэффициент неравномерности по объёму активной зоны в суточном цикле разгрузки в конце кампании:  $\circ$  — вариант А;  $\blacktriangleright$  — вариант Б;  $\square$  — вариант В

неравномерности, полученных для алгоритма MSHIM с картограммой ОР СУЗ, соответствующей варианту В, с результатами посттестовых расчётов для конца кампании испытаний суточного маневрирования на ЛАЭС-2 [8] в соответствии с алгоритмом минимизации аксиального офсета. Из рис. 11—13 следует, что значения объёмного и аксиального коэффициентов

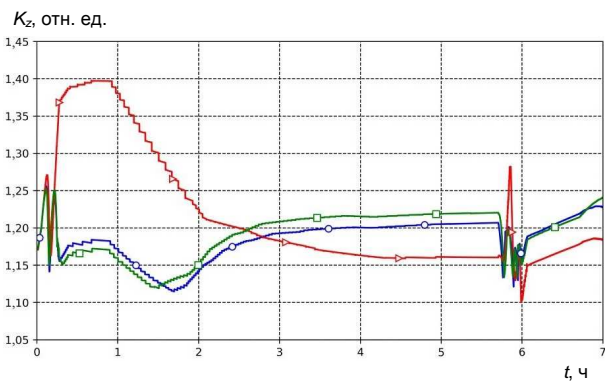


Рис. 7. Коэффициент неравномерности по высоте активной зоны в суточном цикле разгрузки в начале кампании: ○ — вариант А; ▷ — вариант Б; □ — вариант В

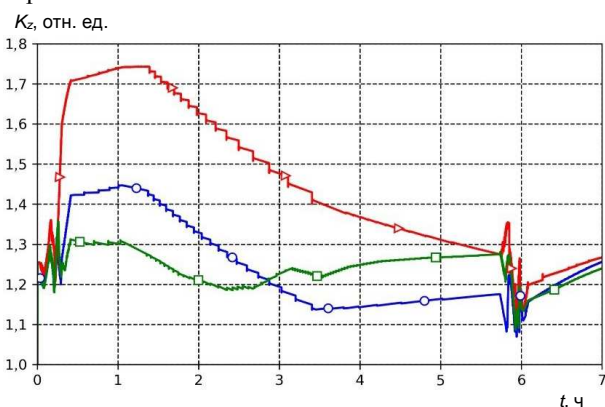


Рис. 8. Коэффициент неравномерности по высоте активной зоны в суточном цикле разгрузки в конце кампании: ○ — вариант А; ▷ — вариант Б; □ — вариант В

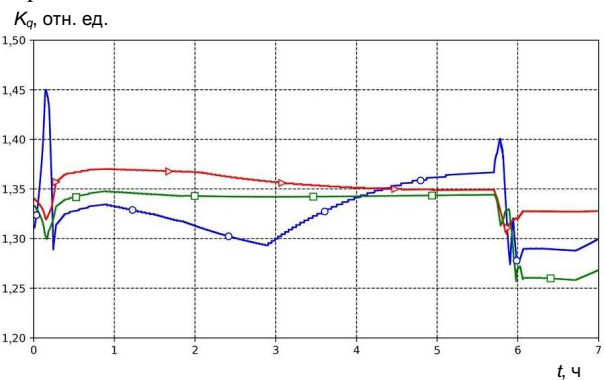


Рис. 9. Максимальное значение коэффициента неравномерности по ТВС в суточном цикле разгрузки в начале кампании: ○ — вариант А; ▷ — вариант Б; □ — вариант В

неравномерности активной зоны, а также коэффициента относительного энерговыделения по ТВС, полученные в расчёте с применением алгоритма MSHIM, ниже, чем значения коэффициентов, полученные по результатам расчёта испытаний.

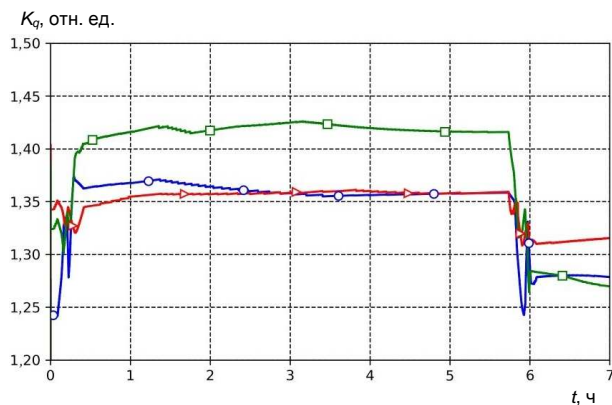


Рис. 10. Максимальное значение коэффициента неравномерности по ТВС в суточном цикле разгрузки в конце кампании: ○ — вариант А; ▷ — вариант Б; □ — вариант В

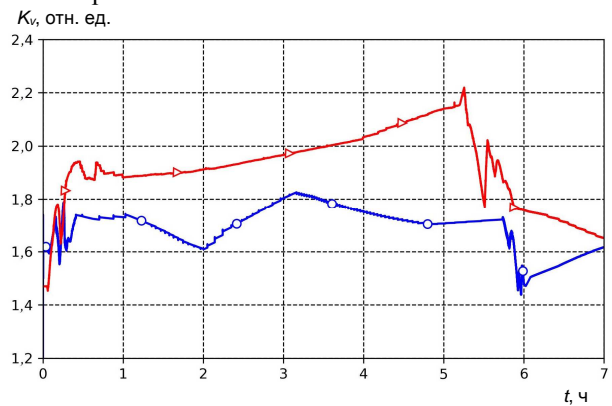


Рис. 11. Коэффициент неравномерности по объёму активной зоны в суточном цикле разгрузки в конце кампании: ○ — алгоритм MSHIM, вариант В; ▷ — алгоритм минимизации ксеноновых колебаний

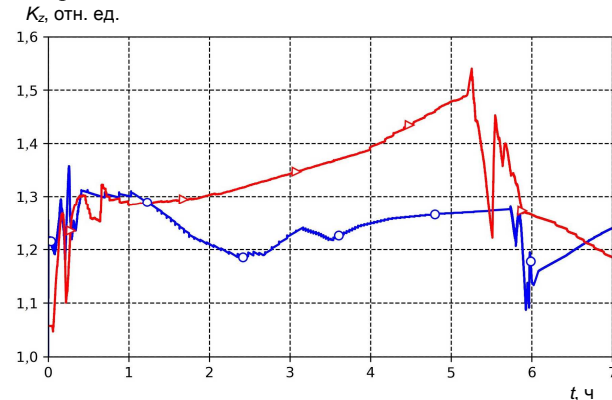


Рис. 12. Коэффициент неравномерности по высоте активной зоны в суточном цикле разгрузки в конце кампании: ○ — алгоритм MSHIM, вариант В; ▷ — алгоритм минимизации ксеноновых колебаний

### Радиальное профилирование ТВС обогащением

Детальный анализ распределения поля энерговыделения в кассетах с наибольшими  $K_q$  показал, что самые горячие твэлы находятся

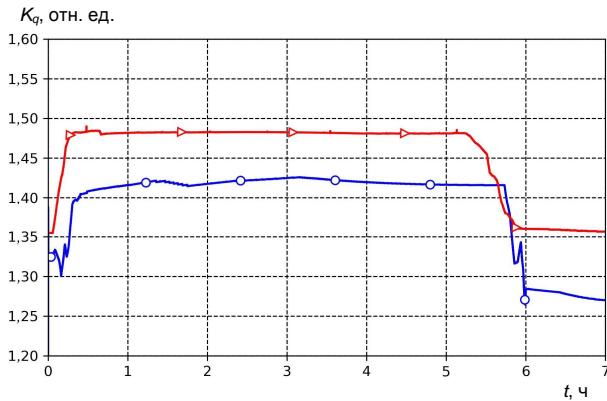


Рис. 13. Максимальное значение коэффициента неравномерности по ТВС в суточном цикле разгрузки в конце кампании:  $\circ$  — алгоритм MSHIM, вариант В;  $\blacktriangleright$  — алгоритм минимизации ксеноновых колебаний

вокруг направляющих каналов и рядом с инструментальным каналом (рис. 14) (на рис. 14, 16, *з, д, е* синему цвету соответствуют твэги, серым цветом выделены направляющие каналы (НК), остальные ячейки — твэлы). Объясняется это уменьшением уран-водного соотношения в этой области ТВС, что приводит к росту энерговыделения в твэлах вследствие повышения размножающих свойств. Вдобавок к этому смещённый от центра инструментальный канал является источником несимметрии поля энерговыделения, что дополнительно способствует значительному увеличению мощности в окружающих его твэлах. Для снижения потвэльной неравномерности предлагается радиальное профилирование ТВС твэлами с меньшим обогащением. Такой метод используется, например, в проекте APR-1400 [9]. На рис. 15 изо-

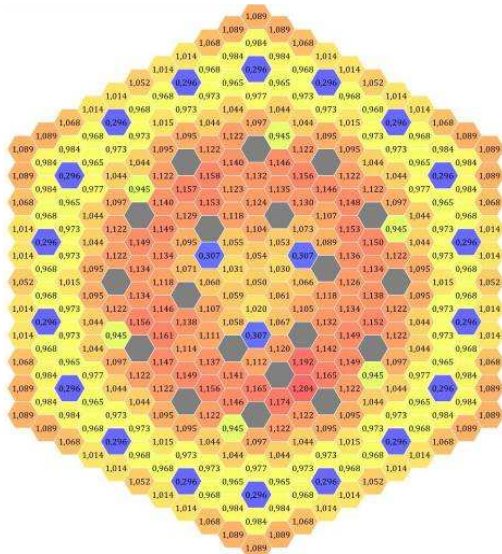


Рис. 14. Относительное энерговыделение в твэлах

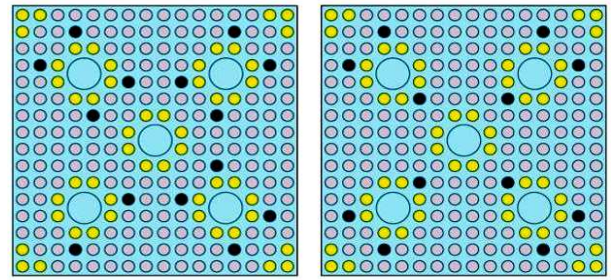


Рис. 15. Картограмма ТВС проекта APR-1400:  $\bullet$  — топливный элемент пониженного обогащения (5,2%);  $\circ$  — топливный элемент обычного обогащения (5,9%);  $\bullet$  — топливный элемент с гадолинием

бражён радиальный слой ТВС проекта APR-1400, где твэлы с меньшим обогащением располагаются вокруг направляющих каналов.

Для определённости и простоты реализации данного подхода в проекте РУ ВВЭР-1200 горячие твэлы предлагается заменить на твэлы ТВС из данного топливного цикла с меньшим средним обогащением, причём только для тех типов ТВС, в которых наблюдается наибольшая потвэльная неравномерность. Рассматриваются три варианта радиального профилирования ТВС с помощью обогащения твэлов в соответствии с рис. 16. Итак, первым и очевидным способом снижения мощности твэлов вокруг инструментального канала является снижение обогащения именно этих шести твэлов (см. рис. 16, *а*). Однако существенный недостаток такой схемы заключается в том, что детектор прямого заряда (ДПЗ), располагаемый в инструментальном канале, будет измерять не самый горячий твэл, что неконсервативно с точки зрения измерений (локальных параметров). Поэтому предлагаются ещё два варианта профилирования ТВС двенадцатью симметрично расположенными твэлами с пониженным обогащением (см. рис. 16, *б, в*). Расчёт ячеек был проведён по программе САПФИР\_95. В таблице приведена величина максимальной относительной мощности энерговыделения для каждого варианта.

Для варианта ячеек 2 и 3 были просчитаны стационарные загрузки в потвэльном приближении с погружёнными группами в соответствии с картограммой на рис. 3, *а*. Наибольшие значения коэффициента потвэльной неравномерности практически совпадают и не превышают величины, используемой в анализах безопасности. На рис. 17 представлены картограммы наибольших значений  $K_q$  в ТВС для

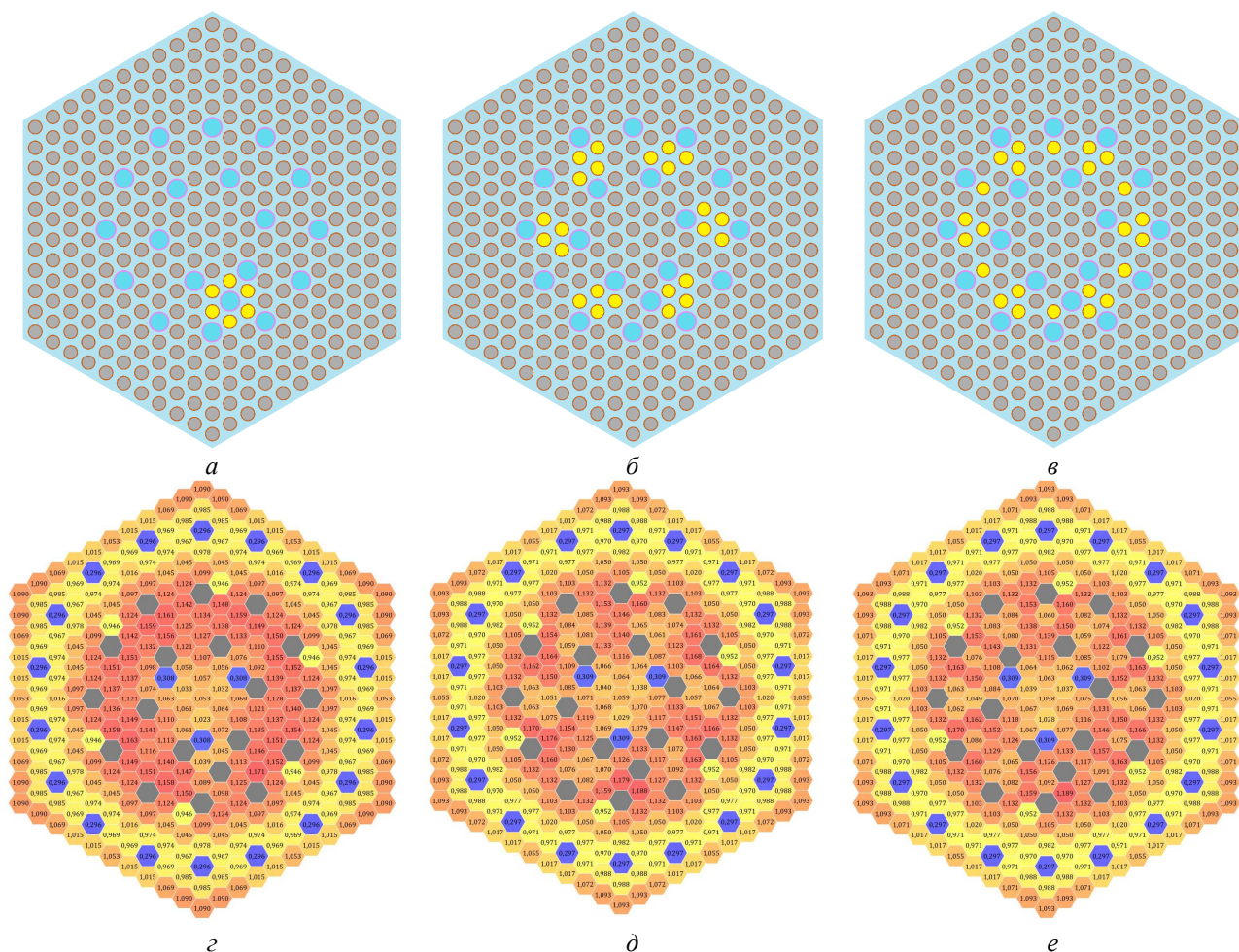


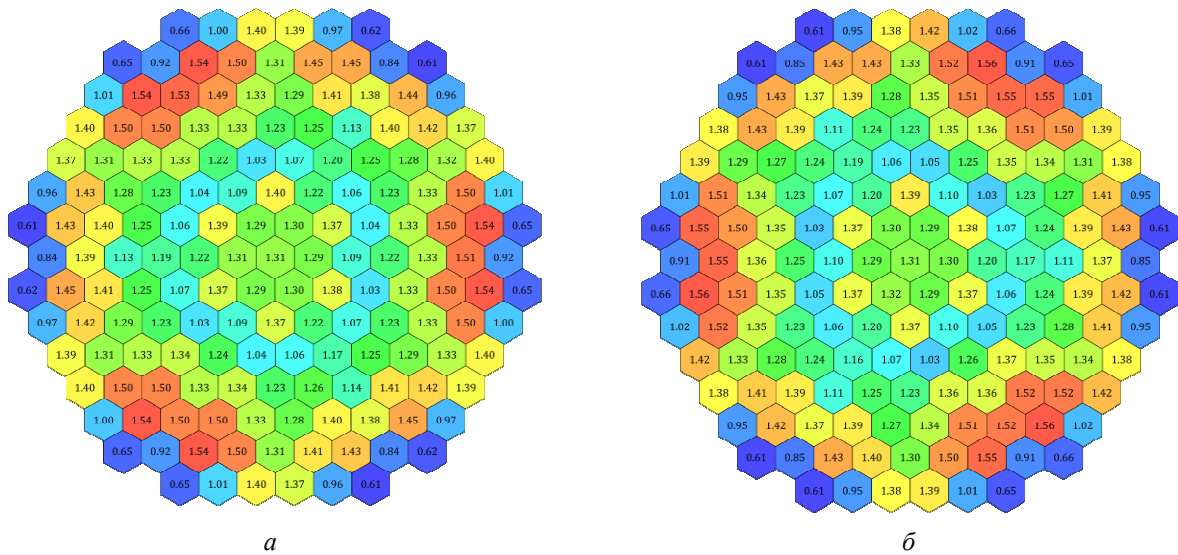
Рис. 16. Схемы профилирования ТВС обогащением: *а* — вариант 1; *б* — вариант 2; *в* — вариант 3 (● — топливный элемент пониженного обогащения; ● — топливный элемент обычного обогащения; ● — направляющий канал); *г* — результат расчёта варианта 1; *д* — результат расчёта варианта 2; *е* — результат расчёта варианта 3

Результаты расчётов ячеек с различным аксиальным профилированием ТВС

Описание варианта	Максимальное относительное энерговыделение в твэле, отн. ед.
Картограмма ТВС без профилирования	1,204
Вариант 1 картограммы ТВС	1,171
Вариант 2 картограммы ТВС	1,188
Вариант 3 картограммы ТВС	1,189

двух вариантов симметрично погружённых групп серых ОР СУЗ с учётом радиального профилирования наиболее горячих ТВС. На рис. 18, 19 представлены графики зависимости от выгорания максимальных значений линейной мощности  $Q_l$  твэлов и твэггов и коэффициентов потвэльной неравномерности  $K_r$  при номинальной мощности для стандартного топливного цикла без погружённых групп ОР СУЗ и с погружёнными серыми группами в соответствии с картограммой на рис. 3 и профилированием ТВС обогащением в соответствии с рис. 16, *е*.

Для анализа влияния несимметрично погружённых ОР СУЗ на выгорание топлива в кассетах были проведены два расчёта стационарной топливной загрузки. В первом случае погружённые группы не изменялись и на протяжении всей кампании были погружены в одни ТВС, во втором случае погружённые группы симметрично менялись каждые 20 эффективных суток. На рис. 20 приведены картограммы среднего выгорания топлива в кассетах для этих вариантов, из которых следует, что взаимозаменяемость погружённых в ТВС групп позволяет выравнивать выгорание.



*a*

*б*

Рис. 17. Картограммы активной зоны, вариант В расположения ОР СУЗ с учётом 3-го варианта профилирования ТВС: *a* — максимальные значения  $K_r$  при погружении подгрупп с литерой А; *б* — максимальные значения  $K_r$  при погружении подгрупп с литерой В

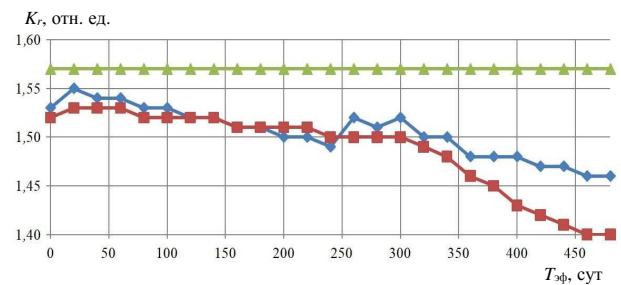
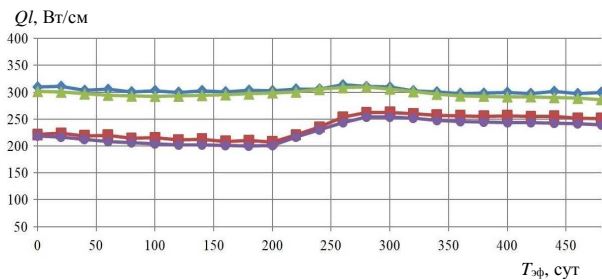
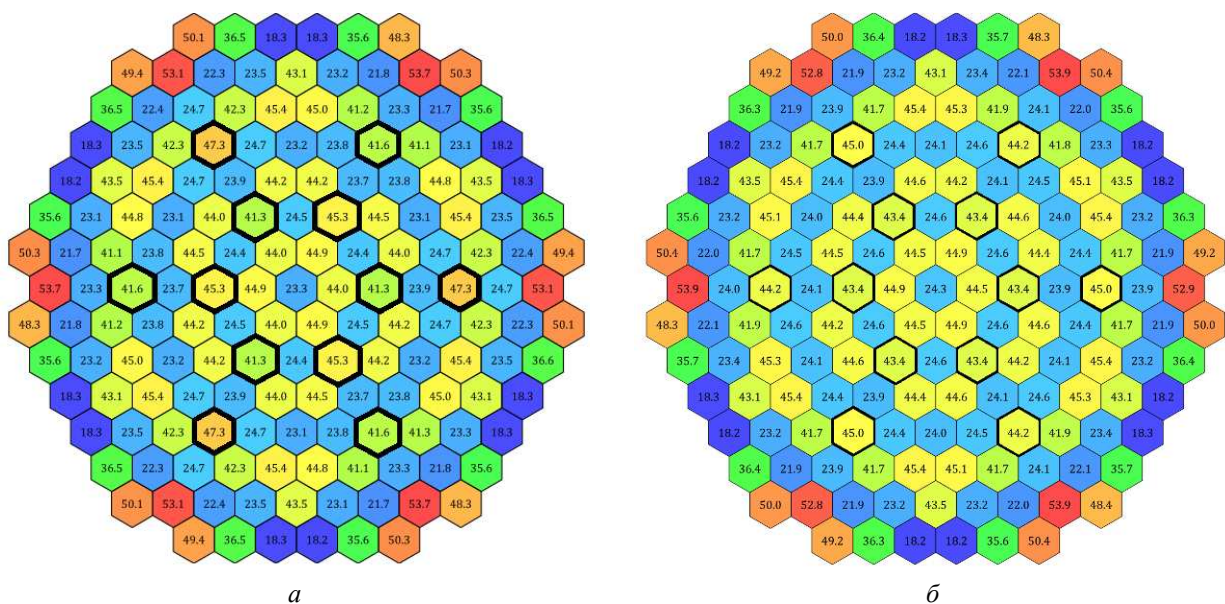


Рис. 18. Максимальная величина линейной мощности в зависимости от выгорания:  $\blacklozenge$  — твэл, картограмма вариант В;  $\blacktriangle$  — твэл, базовый топливный цикл;  $\blacksquare$  — твэг, картограмма вариант В;  $\bullet$  — твэг, базовый топливный цикл

Рис. 19. Максимальная величина потвэльной неравномерности в зависимости от выгорания:  $\blacklozenge$  — твэл, картограмма вариант В;  $\blacksquare$  — твэл, базовый топливный цикл;  $\blacktriangle$  — величина, используемая в анализах безопасности



*a*

*б*

Рис. 20. Выгорание топлива при несимметрично погружённых группах ОР СУЗ: *a* — без перегруппировки ОР СУЗ; *б* — с учётом перегруппировки ОР СУЗ

## Заключение

В работе исследовано влияние использования групп серых ОР СУЗ на коэффициенты неравномерности активной зоны РУ ВВЭР проекта АЭС-2006 при работе на номинальной мощности и в режиме суточного регулирования. Предложен вариант расположения групп ОР СУЗ в активной зоне, обеспечивающий необходимый запас реактивности для компенсации ксеноновых процессов, минимизацию пространственной неравномерности в активной зоне, а также позволяющий выравнять выгорание за счёт перегруппировки ОР СУЗ в процессе маневрирования. Важным предложением к выбору расположения групп ОР является переход от сектора симметрии активной зоны 1/6 к 1/3. Представлены способы радиального профилирования ТВС обогащением твэлов, позволяющие дополнительно снизить коэффициент потвэльной неравномерности. Для оптимальной комбинации технических предложений проведён расчёт стационарной топливной загрузки в потвэльном приближении, который показал снижение  $K_r$  на 5%, что обеспечивает превышение значений потвэльной неравномерности, используемых в анализах безопасности.

Предметом дальнейших исследований является совершенствование алгоритма маневрирования, который должен обеспечивать успешное удержание аксиального офсета в заданном диапазоне независимо от момента кампании как на этапе разгрузки, так и при работе на требуемой мощности.

## Список литературы

1. *Энергетическая* стратегия развития Российской Федерации на период до 2035 года. Утверждена распоряжением Правительства РФ от 9 июня 2020 г. № 1523-р.
2. **Шутиков А.В.** Новые технологии для решения задачи по увеличению доли атомной генерации в России до 25% к 2045 году. Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики. — В сб.: МНТК-2024. Москва, 18—19 сентября 2024 г.
3. **Рябов Г.А., Антипов М.В., Николаев А.Л., Увакин М.А., Махин И.В., Бозриков К.В.** Применение алгоритма маневрирования MSHIM для РУ ВВЭР

большой мощности. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2025, вып. 2, с. 43—53.

4. **Masaaki Onoue, Tomohiro Kawanishi, William R. Carlson, Toshio Motita.** Application of MSHIM Core Control Strategy for Westinghouse AP1000 Nuclear Power Plant. — In: GENES4/ANP2003. Kyoto, Japan, Sept. 15—19, 2003, p. 1030.

5. **Migrov Yu., Volkova S., Yudov Yu., Danilov I., Korotaev V., Kut'in V., Bondarchuk B., Benediktov D.** KORSAR. A thermohydraulic code of the new generation for substantiating the safety of NPSs with VVER reactors. — Thermal Engineering, 2001, vol. 48, p. 736.

6. **Дарьин Н.А., Николаев А.Л., Увакин М.А., Сотсков Е.В.** Применение расчетной схемы активной зоны с граничными условиями для ускоренного моделирования маневренных режимов на РУ ВВЭР. — В сб.: X Международная научно-практическая конференция молодых ученых и специалистов атомной отрасли “КОМАНДА-2023”. Санкт-Петербург, 27—30 июня 2023 г.

7. **Borb'ala Szondy, Bal'azs Bodn'ar, Alain Grosset'ete, Thibaut Gain, Attila Asz'odi.** Review of solutions developed for improving maneuvering flexibility in German, French and Russian PWRs targeting to explore future possibilities for the new VVER-1200 nuclear power plant units in Hungary. — Nuclear Engineering and Design, 2024, vol. 419, 112965.

8. **Филимонов П.Е., Семченков Ю.М., Мезенцев П.П., Ширваняц А.Э., Еремеев С.А., Калинин А.В.** Испытания ВВЭР-1200 в режиме суточного графика нагрузки на 1-м энергоблоке Ленинградской АЭС-2. — Атомная энергия, 2025, т. 138, вып. 4, с. 175—181.

9. **Husam Khalefih, Yunseok Jeong, Yonghee Kim.** Daily Load-Follow Operation in LEU++-Loaded APR1400 Using Mode-K+ Control Logic. <https://doi.org/10.1155/2023/1853535>.

Контактная информация —

Рябов Геннадий Андреевич,  
инженер-конструктор 2 категории,  
тел.: 8(4967)65-26-25,

e-mail: Ryabov\_ga@grpress.podolsk.ru,

Увакин Максим Александрович,

заместитель начальника отдела, начальник группы,  
тел.: 8(4967)65-26-25,

e-mail: Uvakin\_ma@grpress.podolsk.ru

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 43—51.

## Влияние местоположения твэгов на неравномерность внутрикассетного микрополя энерговыделения в тепловыделяющих сборках ВВЭР-440

*Ж.Ю. Ливенцева, А.А. Гагаринский, Д.А. Олексюк, А.А. Арестова,*  
НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Статья поступила в редакцию 20.05.2025

После доработки — 20.03.2026

Принята к публикации 24.03.2026

В статье обсуждаются вопросы профилирования обогащения топлива в поперечном сечении топливного пучка кассет ВВЭР-440. Исследуется влияние схемы расстановки твэгов и твэлов разного обогащения на неравномерность внутрикассетного микрополя энерговыделения. Представлены новые варианты оптимизированного профилирования обогащения топлива кассет ВВЭР-440 второго и третьего плюс поколения. Приведены значения основных нейтронно-физических характеристик топливных циклов, разработанных с использованием новых кассет РК-2 и РК3+. Проведены сравнительные теплогидравлические расчёты топливных сборок РК3+ нового профилирования 468JA и РК-2 47W. Результаты расчётов показали преимущества ТВС 468JA РК3+ с точки зрения стационарной теплогидравлики.

**Ключевые слова:** ВВЭР-440, ТВС, твэл, твэг, коэффициент неравномерности энерговыделения, микрополе энерговыделения, обогащение топлива, коэффициент размножения нейтронов, РК-2, РК3+, тип профилирования JA.

**The Influence of U—Gd Rod Locations on Microfield Power Distribution in VVER-440 Fuel Assemblies.**  
*Zh.Yu. Liventseva, A.A. Gagarinskiy, D.A. Oleksyuk, A.A. Arestova, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademiya Kurchatova sq., Moscow, 123182.*

This paper discusses fuel enrichment profiling across VVER-440 fuel bundles, and analyzes how the arrangement of differently enriched uranium-gadolinium and uranium fuel rods affects the intra-assembly power microfield non-uniformity. New options for optimized fuel enrichment profiling in second- and third-plus-generation VVER-440 assemblies, as well as the key neutronic characteristics of fuel cycles developed using the new RK-2 and RK3+ assemblies, are presented. This paper also describes comparative thermohydraulic calculations performed for RK3+ fuel assemblies with new 468JA and RK-2 47W profiles. Calculated results demonstrate the advantages of 468JA RK3+ fuel assemblies in terms of stationary thermal hydraulics.

**Key Words:** VVER-440, fuel assembly, fuel rod, U—Gd rod, power peaking factor, microfield power distribution, fuel enrichment, multiplication factor, RK-2, RK3+, JA enrichment profiling type.

EDN: OWJXMH

### Введение

Конструкция топливных кассет реактора ВВЭР-440 постоянно модернизируется. Выполнен большой объём научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в обоснование улучшения топливных циклов ВВЭР-440. Настоящая статья посвящена одному из направлений усовершенствования топливных кассет ВВЭР-440 — оптимизации размещения выгорающих поглотителей (твэгов) и профилирования обогащения топлива в поперечном сечении тепловыделяющихборок (ТВС).

Расчёты нейтронно-физических характеристик выполнялись при помощи комплекса программ КАСКАД, в который входят аттестованные коды БИПР-7А [1] и ПЕРМАК-А [2]. Многогрупповая спектральная программа ТВС-М [3] применялась для подготовки требуемых программами БИПР-7А и ПЕРМАК-А много-

параметрических зависимостей малогазопровых нейтронных сечений расчётных ячеек. Расчёты по программам БИПР-7А и ПЕРМАК-А выполнялись с использованием 42 расчётных слов по высоте активной зоны, что позволило учесть различие высотных размеров топливных частей рабочих кассет (РК) и аварийных регулирующих кассет (АРК), особенности конструкции АРК.

В реакторах ВВЭР-440 [4] используются топливные сборки нескольких видов (поколений), отличающиеся наличием или отсутствием чехла, величиной шага между твэлами в пучке, диаметром топливной таблетки и наличием или отсутствием отверстия в ней. В статье рассматриваются топливные сборки второго поколения (РК-2) и поколения 3+ (РК3+). Чехловые кассеты РК-2 имеют сплошной чехол из циркониевого сплава толщиной 1,5 мм, твэлы в пучке расположены по треугольной решётке с шагом

1,23 см. Бесчехловые кассеты РКЗ+ вместо сплошного чехла имеют каркас, который представляет собой конструкцию из шести уголков толщиной 0,65 мм, охватывающих пять периферийных твэлов. Использование тонкостенных уголков из улучшенного циркониевого сплава позволяет обеспечить каркасу РКЗ+ необходимую прочность. Уголки соединены дистанционирующими решётками. Твэлы в пучке расположены по треугольной решётке с шагом 1,26 см.

### Анализ изменения коэффициента размножения нейтронов в ТВС ВВЭР-440 с уран-гадолиниевым топливом в процессе выгорания

В качестве выгорающего поглотителя в ВВЭР-440 в настоящее время используется оксид гадолиния ( $Gd_2O_3$ ). На первом этапе исследовалось влияние местоположения выгорающих поглотителей с  $Gd_2O_3$  (твэгов) в РК-2 на коэффициент размножения ТВС реактора ВВЭР-440 в процессе выгорания топлива.

В большинстве используемых в настоящее время топливных сборок ВВЭР-440 твэги (6 шт.) расположены в угловых ячейках предпоследнего (считая от центра ТВС) ряда (рис. 1). В статье типы размещения твэгов согласно рис. 1 обозначены как W и F. На рис. 2 показано размещение ячеек, в которые устанавливаются твэлы различного обогащения при реализуемой в настоящее время универсальной схеме профилирования обогащения топлива в ТВС. При этом соотношение между значениями обогащения топлива по  $^{235}U$  в этих ячейках может быть различным. Твэлы фонового обогащения — это твэлы основного обогащения кассеты.

Коэффициент размножения нейтронов в кассетах с такой, как на рис. 2, схемой разме-

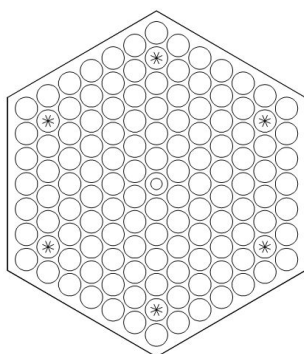


Рис. 1. Стандартная схема размещений твэгов в топливной кассете: ○ — твэл (120); \* — твэг (6); ⊙ — центральная трубка

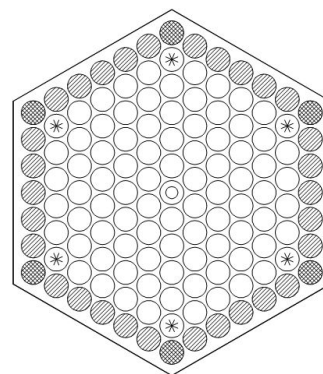


Рис. 2. Универсальная схема профилирования обогащения топлива в топливных кассетах РК2: ○ — твэл обогащения № 1 (84); ⊘ — твэл обогащения № 2 (30); ⊞ — твэл обогащения № 3 (6); \* — твэг (6); ⊙ — центральная трубка

щения твэгов и профилирования обогащения топлива растёт на начальной стадии из-за выгорания поглотителя, в некоторый момент достигает максимума, затем спадает по мере выгорания диоксида урана. На рис. 3 представлены расчётные графики зависимости коэффициента размножения нейтронов от выгорания в ТВС реактора ВВЭР-440 с уран-гадолиниевым топливом разного среднего обогащения.

Для гадолиния характерно anomalously высокое сечение поглощения тепловых нейтронов [5]. По этой причине наличие твэгов в ТВС вызывает существенную неравномерность поля энерговыделения в активной зоне. В ряде работ [6—8] показано, что уровень неравномерности внутрикассетного поля энерговыделения зависит, в основном, от схемы расстановки твэгов и

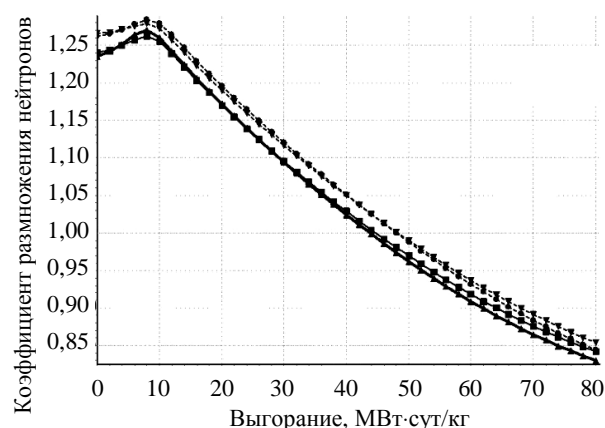


Рис. 3. Изменение коэффициентов размножения нейтронов в ТВС ВВЭР-440 с уран-гадолиниевыми твэгами в процессе выгорания топлива с начальным средним обогащением по  $^{235}U$ : —■— — 4,38%; ---●--- — 4,7%; —▲— — 4,25%; ---▼--- — 4,76%, при условии расположения твэгов согласно рис. 1

твэлов разного обогащения, а не от среднего обогащения топлива в ТВС.

Из-за такого, как показано на рис. 3, характера изменения размножающих свойств ТВС и роста реактивности в активной зоне после выгорания гадолиния максимальные значения коэффициентов неравномерности поля энерговыделения в активной зоне могут достигаться в начальный момент кампании и в момент полного выгорания поглотителя. Следует отметить, что в реакторах ВВЭР-440 при формировании топливных загрузок используется прогрессивный метод: свежее топливо устанавливается ближе к центру активной зоны, а выгоревшее топливо — на край активной зоны, что способствует уменьшению утечки нейтронов из активной зоны, увеличению длительности топливных загрузок и снижению флюенса нейтронов на корпус реактора. Всплеск размножающих свойств ТВС при подобном типе загрузки может являться существенным негативным фактором.

В статье представлены два новых варианта расположения твэгов — JA и JS (рис. 4): в JA твэги смещены на один ряд к центру кассеты, в JS твэги из положения JA смещены на два ряда от углов к середине ряда твэлов. Среднее обогащение топлива по  $^{235}\text{U}$  в кассетах при этом может быть любым. Схемы со стандартным размещением твэгов в данной статье обозначаются буквами W или F [6].

Разработанная новая схема профилирования топлива среднего обогащения 4,82% для кассет сортов JS (a) и JA (б) показана на рис. 5 [6—8]. Аналогичная схема профилирования рассмотрена также для кассет со стандартным размещением твэгов (типа W, см. рис. 1).

Изменение местоположения твэгов позволило скорректировать форму зависимости коэффициента размножения нейтронов от выгорания топлива. На рис. 6 показана зависимость

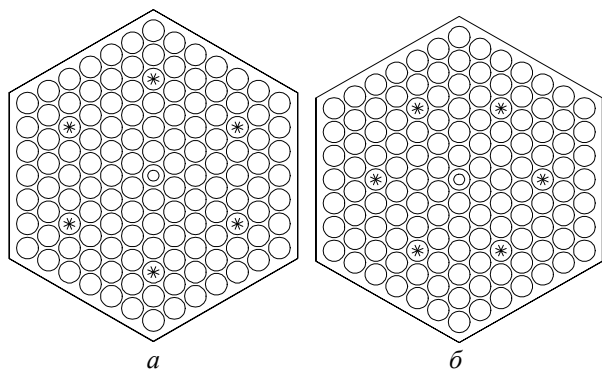


Рис. 4. Схема размещения твэгов в топливных кассетах по типам JA (a) и JS (б)

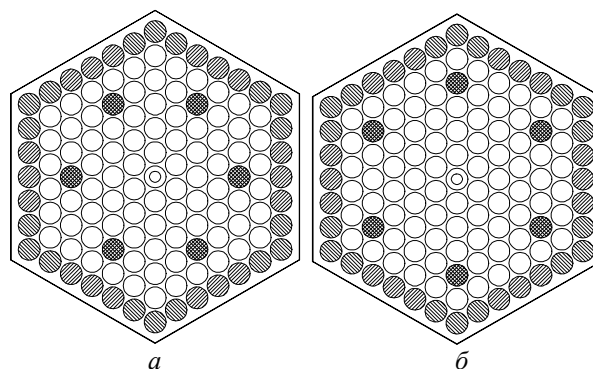


Рис. 5. Схема профилирования обогащения топлива в топливных кассетах сортов 482JS (a) и 482JA (б) (среднее по кассете обогащение 4,82%, выгорающий поглотитель  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ): ○ — 4,95% (84); ⊗ — 4,6% (18); ⊙ — 4,4% (18); ⊕ — твэги (4,4%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ) (6); ⊙ — центральная трубка

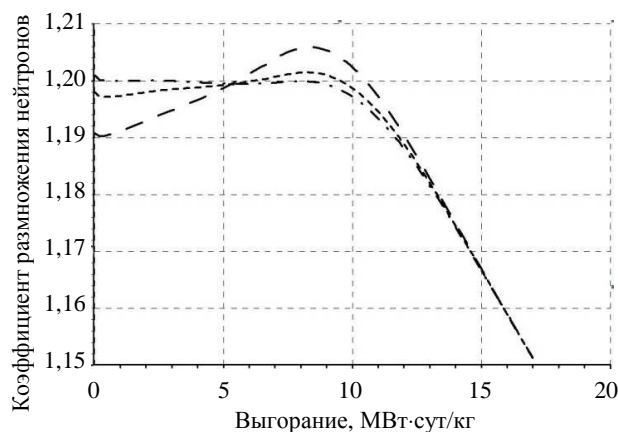


Рис. 6. Изменение коэффициентов размножения нейтронов тепловыделяющих сборок в процессе выгорания топлива: - - - - 482JS (4,4%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ); - - - - 482JA (4,4%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ); — — — — 482W (4,4%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ )

от выгорания коэффициента размножения нейтронов в топливных сборках второго поколения со средним обогащением топлива 4,82% по  $^{235}\text{U}$  с твэгами (4,4%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ), размещенными по схемам W, JA, JS.

Графики для новых типов JA и JS демонстрируют отсутствие всплеска в отличие от графиков для используемых в настоящее время топливных сборок типа W с уран-гадолиниевым топливом (см. рис. 3 и 6), что существенно отличается от опубликованных результатов исследований, например, [9, 10].

В работах [9, 10] представлены зависимости от выгорания топлива коэффициентов размножения, которые аналогичны кривым на рис. 3. Рассматриваются при сравнении исключительно ТВС ВВЭР-440 с шестью твэгами и концентрацией  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  ~3—4%. Все графики на рисунках в [9, 10] демонстрируют рост коэф-

фициента размножения на начальной стадии из-за выгорания поглотителя, в некоторый момент достигают максимума, а затем спадают по мере выгорания диоксида урана. Но, оказывается, можно подобрать такое местоположение твэгов в ТВС ВВЭР-440, где рост реактивности из-за выгорания поглотителя будет скомпенсирован поглощением нейтронов продуктами деления. Тем самым уменьшен коэффициент неравномерности микрополя энерговыделения в ТВС.

Зависимости коэффициента размножения нейтронов от выгорания для топливных сборок типов JA и JS при профилировании обогащения по схеме на рис. 5 представляют почти горизонтальную прямую до момента выгорания  $Gd_2O_3$ . Фактически эти топливные сборки в первый год эксплуатации сохраняют постоянные размножающие свойства в процессе выгорания, что отличает топливные кассеты новых типов профилирования обогащения топлива и размещения твэгов от ТВС, используемых в настоящее время в реакторах ВВЭР-440.

В табл. 1 приведены основные параметры одного из множества вариантов абсолютно идентичных по номенклатуре загрузки трёх стационарных пятигодичных топливных циклов с кассетами второго поколения среднего

обогащения топлива 4,82% по  $^{235}U$ , с твэгами (4,4%  $^{235}U$  + 3,35%  $Gd_2O_3$ ) типов JA, JS и W. Топливные циклы состоят из нечётной и чётной топливных загрузок. Показана возможность разработки стационарных топливных циклов с уменьшенными до 1,49—1,50 значениями коэффициентов неравномерности мощности твэлов в кассете [6—8].

Анализ нейтронно-физических характеристик различных вариаций топливных циклов на основе кассет новых типов показал целесообразность в дальнейшем использовать тип профилирования JA [6—8], поскольку при увеличении количества свежих ТВС в загрузке топливные циклы с кассетами этого типа имеют несколько большую длительность.

**Анализ влияния схемы размещения твэгов и профилирования обогащения топлива в поперечном сечении топливного пучка на неравномерность внутрикассетного поля энерговыделения**

Бесчехловые рабочие кассеты поколения 3+ имеют преимущество перед чехловыми кассетами второго поколения за счёт повышения энерговыработки при одинаковом среднем обогащении [8, 9, 11], так как, во-первых, за счёт

**Таблица 1.** Нейтронно-физические характеристики для загрузок ТВС РК-2 различных типов при работе в пятигодичном топливном цикле, тепловая мощность реактора 1471 МВт (107% от номинальной)

Характеристика	Номер стационарной топливной загрузки					
	JS (1)	JS (2)	JA (1)	JA (2)	W (1)	W (2)
Количество свежих ТВС, загружаемых при перегрузке, по типам	482JS (60) OG* (12)	482JS (66) OG* (6)	482JA (60) OG* (12)	482JA (66) OG* (6)	482W (60) OG* (12)	482W (66) OG* (6)
Длительность работы между перегрузками топлива (включая работу на мощностном—температурном эффекте), эф. сут	333(14)	338(14)	333(14)	338(14)	334(14)	339(14)
Максимальное выгорание топлива, МВт·сут/кг:						
в среднем по ТВС	56,7	56,7	57,0	56,8	57,1	56,9
в твэле	62,9	62,3	62,9	62,4	63,6	63,0
Коэффициент неравномерности мощности ТВС в активной зоне $K_q^{**}$	1,39	1,40	1,40	1,40	1,40	1,41
Коэффициент неравномерности мощности твэлов в активной зоне $K_r^{**}$	1,50	1,49	1,50	1,49	1,52	1,52

\*OG — ТВС АРК средним обогащением 3,84%, тип расположения твэга F согласно рис. 1.

\*\*Максимальное значение коэффициента за всё время работы топливной загрузки.

увеличения диаметра топливной таблетки твэла и твэга и исключения центрального отверстия в таблетке твэла увеличивается загрузка урана, во-вторых, за счёт снижения массы циркониевых конструкционных материалов в кассете снижается паразитный захват нейтронов.

Как было отмечено, уровень неравномерности внутрикассетного микрополя энерговыделения определяется схемой расстановки твэгов и твэлов разного обогащения и не зависит от величины среднего обогащения топлива в кассете. Поэтому на следующем этапе работы оптимизировалась схема расположения твэлов различного обогащения по поперечному сечению кассеты, исходя из условия минимизации неравномерности микрополя энерговыделения в кассете и требуемого среднего обогащения топлива кассеты. Предложены две новые топливные кассеты конструкции РКЗ+ типа профилирования JA среднего обогащения 4,68% и 4,76% по  $^{235}\text{U}$  (рис. 7) [6—8]. Отличительными особенностями данных кассет являются размещение в центре кассеты твэлов пониженного по сравнению с фоновым обогащения и изменение обогащения твэга по  $^{235}\text{U}$  с 4,4% до 4,6%, что также способствует выравниванию микрополя энерговыделения по поперечному сечению кассеты.

Преимущества нового профилирования обогащения топлива можно увидеть при сравнении аналогичных показателей новых и используемых топливных кассет равного среднего обогащения топлива.

Схемы профилирования используемых в настоящее время в активной зоне ТВС представлены на рис. 8: топливная кассета второго поколения среднего обогащения 4,68% по  $^{235}\text{U}$ ,

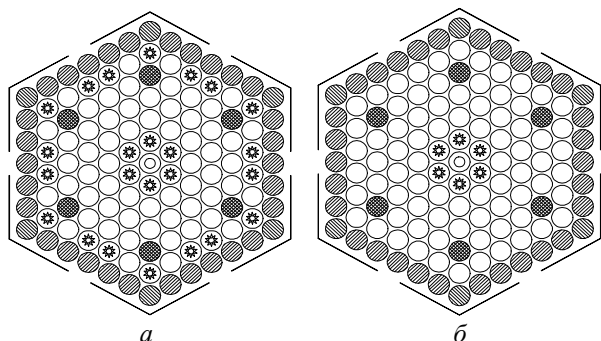


Рис. 7. Схема профилирования обогащения топлива в топливных кассетах РКЗ+ типов 468JA (среднее обогащение 4,68%) (а) и 476JA (среднее обогащение 4,76%) (б): ○ — 4,95% (60); ⊖ — 4,0% (6); ⊗ — 4,2% (30); ⊕ — 4,6%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  (6); \* — 4,8% (24); ⊙ — центральная трубка

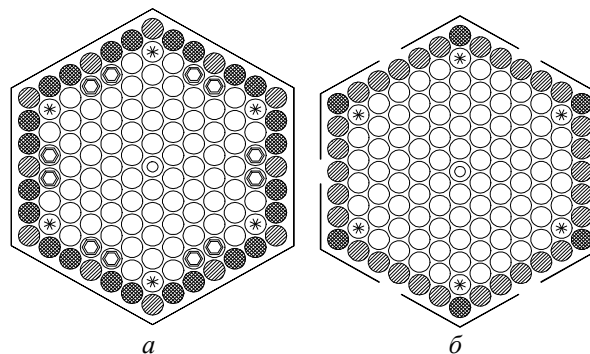


Рис. 8. Схема профилирования обогащения топлива в топливных кассетах типов РК-2 47W (4,68%) (○ — 4,95% (60); ⊖ — 4,0% (12); ⊗ — 4,4% (6); ⊕ — 4,6% (12); \* — 4,4%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  (6); ⊙ — центральная трубка) (а) и РКЗ+ 476W (4,76%) (○ — 4,95% (84); ⊖ — 4,4% (30); ⊗ — 4,2% (6); \* — 4,4%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  (6); ⊙ — центральная трубка) (б)

тип 47W, профилирование разработано венгерскими специалистами (см. рис. 8, а); кассета поколения 3+ среднего обогащения 4,76% по  $^{235}\text{U}$ , тип 476W, профилирование разработано чешскими специалистами (см. рис. 8, б). Топливные циклы на основе указанных типов могут быть реализованы на любых АЭС с ВВЭР-440 при условии удовлетворения граничным и рамочным параметрам безопасности конкретной станции.

На рис. 9 представлена схема топливной части ТВС АРК с твэлами третьего поколения со средним обогащением топлива 4,38% по  $^{235}\text{U}$ , тип 438F.

Кассета типа 438F имеет в топливной части самое низкое среднее обогащение по  $^{235}\text{U}$  среди рассматриваемых сборок, соответственно у неё самый низкий коэффициент размножения нейтронов. Кассета приведена в сравнительном анализе с целью более наглядной демонстрации

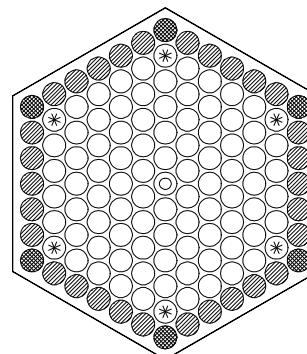


Рис. 9. Схема профилирования обогащения топлива в топливной части ТВС АРК типа 438F (4,38%): ○ — 4,6% (84); ⊖ — 4,0% (30); ⊗ — 3,6% (6); \* — 4,0%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  (6); ⊙ — центральная трубка

**Таблица 2.** Характеристики ТВС

Тип	Вид	Профилирование обогащения	Среднее обогащение топлива, % <sup>235</sup> U	Вес таблеток урана в ТВС, кг	Тип твэлов	Шаг между твэлами, см	Толщина чехла/уголка* ТВС, мм	Состав твэга
482JS	РК	см. рис. 5	4,82	126,3	1	1,23	1,5	4,4% <sup>235</sup> U + 3,35% Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
482JA	РК	см. рис. 5	4,82	126,3	1	1,23	1,5	4,4% <sup>235</sup> U + 3,35% Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
468JA	РК	см. рис. 7	4,68	135,8	2	1,26	0,65*	4,6% <sup>235</sup> U + 3,35% Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
476JA	РК	см. рис. 7	4,76	135,8	2	1,26	0,65*	4,6% <sup>235</sup> U + 3,35% Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
47W	РК	см. рис. 8	4,70	126,3	1	1,23	1,5	4,4% <sup>235</sup> U + 3,35% Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
476W	РК	см. рис. 8	4,76	135,8	2	1,26	0,65*	4,4% <sup>235</sup> U + 3,35% Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
438F	АРК	см. рис. 9	4,38	129,9	3	1,23	1,5	4,0% <sup>235</sup> U + 3,35% Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>

**Таблица 3.** Характеристики твэлов

Тип твэла	Внешний диаметр твэла/твэга, мм	Внутренний диаметр оболочки твэла/твэга, мм	Эффективная высота топливного столба в холодном состоянии, мм	Внешний диаметр топливной таблетки твэла/твэга, мм	Диаметр центрального отверстия твэла/твэга, мм
1	9,1/9,1	7,73/7,73	2480	7,60/7,60	1,2/1,2
2	9,1/9,1	7,93/7,93	2480	7,80/7,80	0/1,2
3	9,1/9,1	7,93/7,93	2360	7,80/7,80	0/1,2

необходимости оптимизации расстановки твэлов по поперечному сечению кассеты.

Параметры ТВС и твэлов рассматриваемых топливных сборок приведены в табл. 2 и 3.

На рис. 10 представлены коэффициенты размножения для рассматриваемых ТВС в зависимости от глубины выгорания топлива.

На рис. 11 приводятся максимальные значения коэффициента неравномерности микрополя энерговыделения для рассматриваемых ТВС в зависимости от глубины выгорания топлива.

Кривая максимальных значений коэффициента неравномерности микрополя энерговыде-

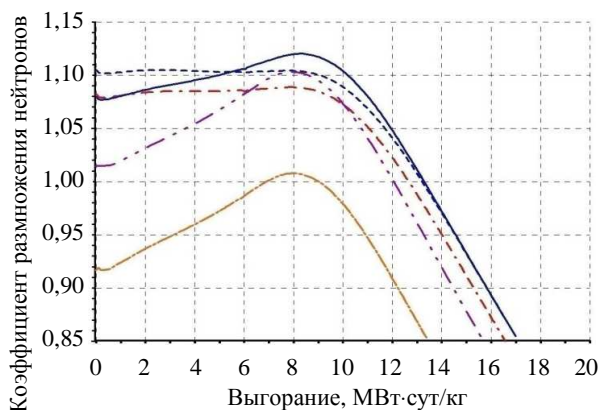


Рис. 10. Изменение коэффициентов размножения нейтронов тепловыделяющих сборок в процессе выгорания топлива: — 468JA (4,6% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 476JA (4,6% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 476W (4,4% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 47W (4,4% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 438F (4,4% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)

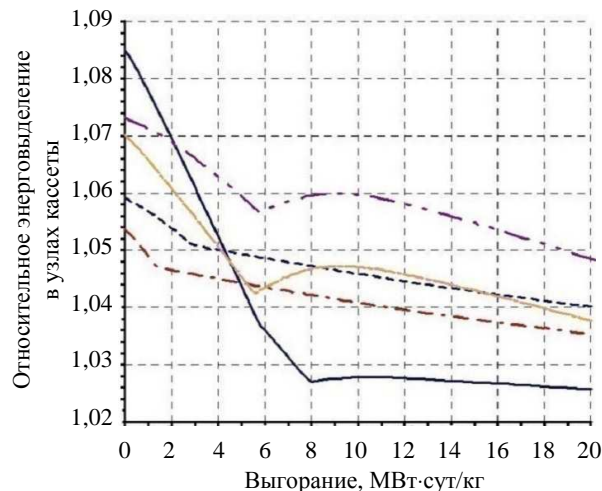


Рис. 11. Максимальные значения коэффициента неравномерности микрополя энерговыделения в расчётных узлах кассет в процессе выгорания топлива: — 468JA (4,6% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 476JA (4,6% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 476W (4,4% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 47W (4,4% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>); — 438F (4,4% <sup>235</sup>U + 3,35% Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)

ления в поперечном сечении кассеты 438F (с меньшим средним обогащением топлива) на начальном этапе выгорания (до 4—5 МВт·сут/кг) лежит выше кривых для кассет нового типа профилирования обогащения топлива, имеющих более высокие значения коэффициентов размножения нейтронов (см. рис. 10, 11).

Кассета второго поколения типа 47W имеет также меньшее значение коэффициента размножения, чем кассета поколения 3+ нового

профилирования, но более высокие значения максимальных коэффициентов неравномерностей микрополя энерговыделения в поперечном сечении кассеты. Самые высокие значения максимальных коэффициентов неравномерности микрополя энерговыделения в поперечном сечении кассеты имеют место в начальный момент выгорания в кассете типа 476W поколения 3+ (см. рис. 11). Среднее обогащение топлива и конструкция этой ТВС такие же, как у новой топливной кассеты типа 476JA, максимальные коэффициенты неравномерности микрополя энерговыделения которой имеют более низкие значения и сглаженную форму зависимости от глубины выгорания топлива. Это особенно актуально для начального момента работы топливного цикла, когда в активную зону загружено свежее топливо. Именно смещение твэга по типу JA, оптимизация расстановки твэлов различного обогащения по поперечному сечению кассеты, увеличение обогащения твэгов по урану-235 позволяют уменьшить максимальные значения и сгладить форму зависимостей коэффициента неравномерности микрополя энерговыделения.

#### **Сравнительный анализ теплогидравлических характеристик РК3+ нового оптимизированного профилирования обогащения топлива и РК2**

Профилирование центральной зоны кассеты в новом типе профилирования обогащения топлива позволяет избежать ещё одной проблемы, связанной с теплогидравлическими параметрами активных зон ВВЭР-440, — проблемы интерпретации показаний штатной термопары СВРК, расположенной в канале блока защитных труб (БЗТ).

В соответствии с проектом реактора показание штатной термопары должно соответствовать средней температуре теплоносителя на выходе из ТВС, но в большинстве случаев это не так. На показания штатной термопары влияет профиль температуры, сформировавшийся в канале БЗТ, который существенно зависит от поля энерговыделения в ТВС. Расчётно-экспериментальные исследования перемешивания теплоносителя в головке кассеты ВВЭР-440, проведённые на стенде КС НИЦ “Курчатовский институт” в 2005—2006 гг., показали [12, 13], что теплоноситель на выходе из кассеты перемешивается недостаточно [14], вследствие чего на термопару, находящуюся в канале БЗТ, может попадать струя теплоносителя с температу-

рой, отличающейся (в отдельных случаях существенно) от средней. В этой связи важно разработать профилирование обогащения топлива таким образом, чтобы температура теплоносителя в центральной части кассеты была близка к средней температуре по ТВС.

Для исследования влияния схем профилирования обогащения в поперечном сечении топливного пучка кассет на теплогидравлические параметры в активной зоне разработаны два топливных цикла с ежегодной загрузкой 90 свежих кассет. В качестве рабочих кассет для одного цикла выбраны топливные кассеты РК3+ нового профилирования типа 468JA со средним обогащением топлива 4,68% по  $^{235}\text{U}$ , для другого — РК-2 типа 47W, разработанные венгерскими специалистами, со средним обогащением топлива 4,69% по  $^{235}\text{U}$ . Кассеты имеют практически равное среднее обогащение топлива по  $^{235}\text{U}$ . В качестве ТВС АРК используется кассета типа 438F среднего обогащения по  $^{235}\text{U}$  4,38%. На рис. 12, 13 представлены основные нейтронно-физические характеристики (НФХ) и схемы стационарных загрузок спроектированных топливных циклов. Название топливных циклов определено по названиям используемых рабочих кассет.

Расчёты теплогидравлических характеристик РК3+ нового оптимизированного профилирования обогащения топлива и РК-2 были выполнены с помощью ячеекового кода SC-INT [15]. Расчётная область представляла собой семикассетный фрагмент активной зоны реактора ВВЭР-440. На рис. 14 представлена расчётная область, где в центре расположена топливная сборка 468JA конструкции РК3+ в окружении ТВС того же типа. Так как топливная сборка РК3+ является бесчехловой, то необходимо моделировать обмен теплоносителем из периферийной части ТВС с окружающим зазором. Для топливных сборок 47W конструкции РК-2 такой необходимости нет из-за наличия чехла, но для единообразия также проводился расчёт семикассетного фрагмента активной зоны, состоящей из топливных сборок 47W конструкции РК-2. Расчёты проведены для трёх моментов кампании: начала (0 эф. сут), середины (160 эф. сут) и конца (240 эф. сут). Расход через фрагменты активной зоны задавался в качестве граничных условий из предварительного расчёта всей активной зоны.

Мощность реактора в расчёте принималась равной 1471 МВт, температура на входе в активную зону 269,0 °С. Поля энерговыделения были взяты из расчётов по комплексу программ

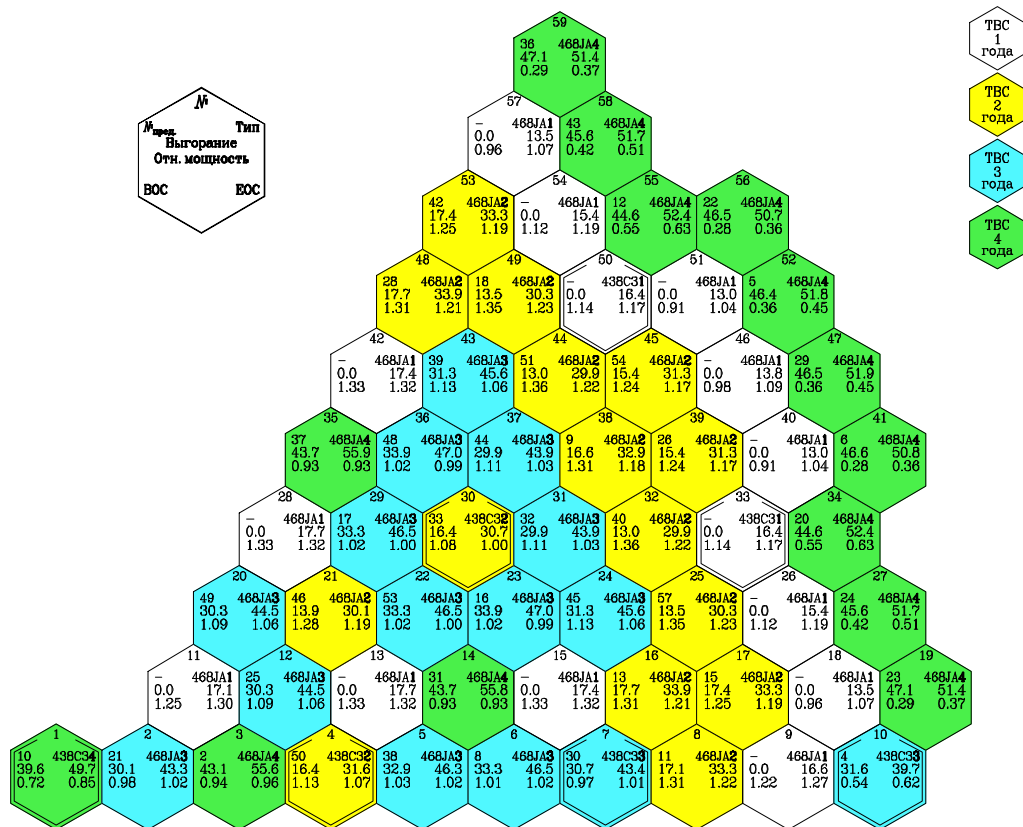


Рис. 12. Основные НФХ топливной загрузки в начале (ВОС) и конце (ЕОС) стационарного топливного цикла 468JA

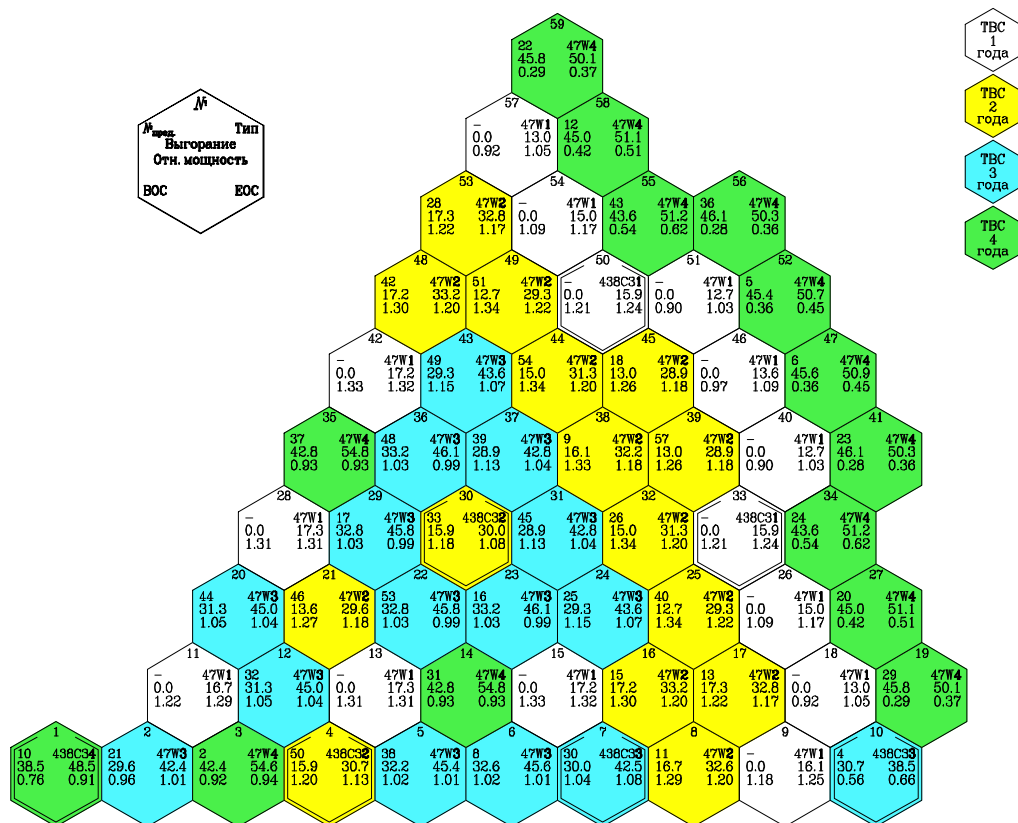


Рис. 13. Основные НФХ топливной загрузки в начале (ВОС) и конце (ЕОС) стационарного топливного цикла 47W

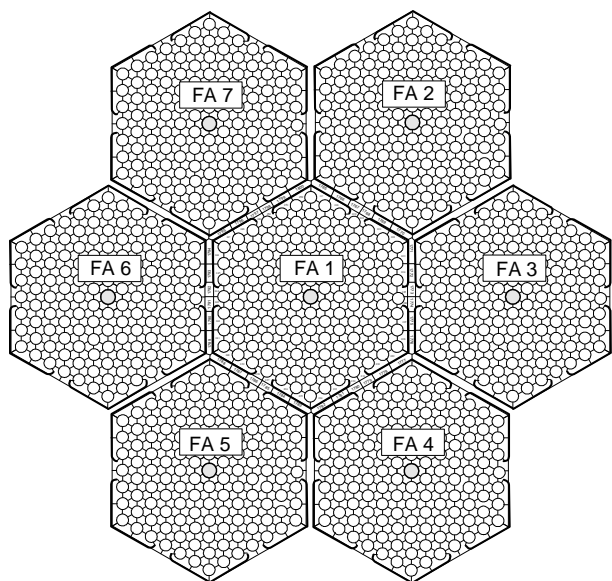


Рис. 14. Расчётная область для РК3+

КАСКАД. Результаты расчёта представлены на рис. 15. Видно, что теплоноситель в центральной части топливных сборок 47W конструкции РК-2 более горячий, чем в топливной сборке 468JA конструкции РК3+. Это явилось результатом не только увеличения шага расположения твэлов в РК3+, но и оптимизации схемы профилирования обогащения топлива в поперечном сечении топливного пучка кассеты. Профилирование центральной зоны кассеты твэлами пониженного обогащения (см. рис. 7, 8) существенным образом сказалось на распределении микрополя энерговыделения и температуры теплоносителя по сечению кассеты. В топливной сборке 468JA конструкции РК3+ температура теплоносителя более равномерно распределена по сечению ТВС. В уголках топливной сборки 468JA конструкции РК3+ появились зоны с повышенной температурой. Причиной появления горячих пятен является уменьшенное расстояние от уголка до углового твэла. Однако нельзя не заметить, что максимальные значения температуры в этих горячих пятнах меньше или равны среднему значению температуры в топливной сборке 47W конструкции РК-2.

В целом максимальная температура теплоносителя на выходе из топливной сборки 468JA конструкции РК3+ ниже, чем в топливной сборке 47W конструкции РК-2, также в РК3+ больше запасы до кипения и до кризиса теплоотдачи. Максимальные расчётные значения температуры в топливной сборке 47W конструкции РК-2 наблюдаются по всей центральной области поперечного сечения кассеты в отличие от топливной сборки 468JA конструк-

ции РК3+. При этом в ходе кампании разность между максимальными температурами в топливных сборках РК-2 и РК3+ снижается с 4,9 °C в начале кампании до 1,6 °C на 240-е сутки. Таким образом, с точки зрения стационарной теплогидравлики топливная сборка 468JA конструкции РК3+ имеет лучшие характеристики.

### Заключение

Изучение влияния местоположения твэгов на неравномерность внутрикассетного микрополя энерговыделения и оптимизация схемы профилирования обогащения топлива в поперечном сечении топливного пучка кассеты РК3+ показали, что размещение твэгов по типу JA в кассетах РК3+ приводит к уменьшению коэффициентов неравномерности мощности твэлов в топливных циклах ВВЭР-440. Новые кассеты РК3+ имеют среднее обогащение топлива 4,68% или 4,76% по  $^{235}\text{U}$ , содержат шесть твэгов нового обогащения по  $^{235}\text{U}$  (4,6%  $^{235}\text{U}$  + 3,35%  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ). Следует отметить, что коэффициенты неравномерности мощности твэлов в кассете зависят не только от местоположения твэга в кассете, но и от схемы расстановки твэлов разного обогащения по сечению кассеты. Величина среднего обогащения топлива слабо влияет на неравномерность внутрикассетного микрополя энерговыделения.

Использование перспективных ТВС РК3+ нового типа профилирования JA со средним обогащением топлива 4,68% или 4,76% по  $^{235}\text{U}$  позволяет разрабатывать перспективные 15-месячные топливные циклы с уменьшенными значениями коэффициентов неравномерности мощности твэлов в активной зоне.

Теплогидравлические расчёты показали, что неравномерность распределения температуры на выходе из ТВС 468JA конструкции РК3+ ниже, чем из ТВС 47W конструкции РК-2, что повышает представительность показаний выходных термопар СВРК. Также в ТВС нового профилирования больше величины запасов до кипения и до кризиса теплоотдачи. Разница между максимальными температурами теплоносителя в топливных сборках РК-2 47W и РК3+ 468JA снижается с 4,9 °C в начале кампании до 1,6 °C на 240-е сутки. С точки зрения стационарной теплогидравлики ТВС 468JA РК3+ имеет лучшие характеристики.

Таким образом, размещение твэгов по типу JA, оптимизация расстановки твэлов различного обогащения, увеличение обогащения твэгов по  $^{235}\text{U}$  позволяют:

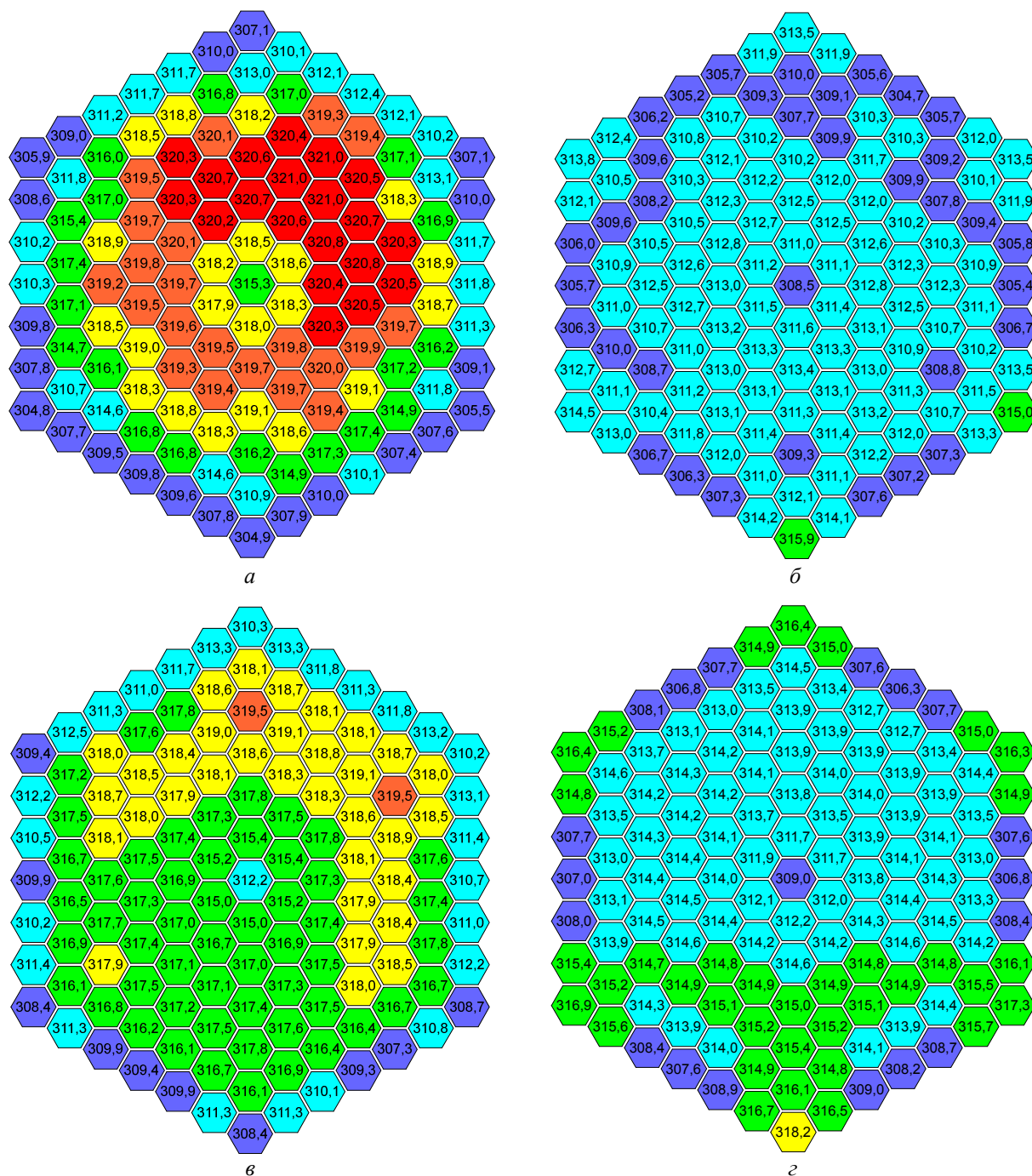


Рис. 15. Сравнение расчётных распределений температуры теплоносителя на выходе из ТВС. Начало кампании (0 эф. сут): *а* — 47W конструкции РК-2, *б* — 468JA конструкции РК3+; конец кампании (240 эф. сут): *в* — 47W конструкции РК-2, *г* — 468JA конструкции РК3+

— сохранять почти неизменными размножающие свойства ТВС в процессе выгорания топлива в первый период эксплуатации, так что коэффициент размножения таких ТВС почти не изменяется вплоть до полного выгорания  $Gd_2O_3$  в твэгах;

— уменьшить максимальные значения и сгладить форму зависимости коэффициента неравномерности микрополя энерговыделения в ТВС от глубины выгорания топлива;

— снизить неравномерность распределения температуры теплоносителя на выходе из ТВС;  
 — увеличить запас до кипения и до кризиса теплоотдачи.

### Список литературы

1. *Программа* БИПР-7А (версия 1.5). Аттестационный паспорт № 468 от 30.05.2019. Федеральная служба РФ по экологическому, технологическому и атомному надзору.

2. *Программа* ПЕРМАК-А (версия 1.5). Аттестационный паспорт № 469 от 30.05.2019. Федеральная служба РФ по экологическому, технологическому и атомному надзору.
3. *Программа* ТВС-М (версия 1.4). Аттестационный паспорт № 470 от 30.05.2019. Федеральная служба РФ по экологическому, технологическому и атомному надзору.
4. *Горохов А.К., Драгунов Ю.Г., Лунин Г.Л., Новиков А.Н., Цофин В.И., Ананьев Ю.А.* Обоснование нейтронно-физической и радиационной частей проектов ВВЭР. — М.: ИКЦ Академкнига, 2004.
5. *Андреев Б.М. и др.* Изотопы: свойства, получение, применение. Под ред. В.Ю. Баранова. — М.: Физматлит, 2005, т. 2. 728 с.
6. *Liventseva Z.Y., Gagarinsky A.A.* New Fuel of Third-Plus-Generation with Modified JA-Profile Enrichment in the Fuel Assembly of VVER-440. Advanced 15 Month Fuel Cycles for VVER-440. — In: Proc. of the 28th Symposium of AER. Olomouc, Czech Republic, 2018, vol. 2, p. 519—535.
7. *Liventseva Z.Y., Gagarinski A.A.* New Fuel of Third-Plus-Generation with Modified JA-Profile Enrichment in the Fuel Assembly of VVER-440. — In: Proc. of the 13th International Conference on WWER Fuel Performance, Modeling and Experimental Support. Nesebar, Bulgaria, 2019, p. 102—111.
8. *Gagarinskiy A.A., Liventseva Z.Y.* Optimization of power microfield distribution in JA profiles RK3+ fuel assemblies with 4.68% average enrichment for VVER-440 prospective fuel cycles. — *Kerntechnik*, 2020, vol. 85, № 4, p. 213—225; doi: 10.3139/124.190112.
9. *Адеев В.А., Кавун В.О., Кавун О.Ю.* Особенности эксплуатации кассет с уран-гадолиниевым топливом реакторов ВВЭР-440. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2018, вып. 1, с. 73—80.
10. *Муфазаров А.Р., Савандер В.И.* Использование выгорающих поглотителей в реакторах типа ВВЭР для снижения доли запаса реактивности, компенсируемого жидкостной системой при удлиненных кампаниях. — Глобальная ядерная безопасность, 2022, № 43, с. 42—54.
11. *Гагаринский А.А., Лизоркин М.П., Проселков В.Н., Соловьева Е.Г., Адеев В.А.* Состояние и перспективы усовершенствованного топливного цикла ВВЭР-440. — *Атомная энергия*, 2013, т. 114, вып. 2, с. 76—82.
12. *Брик А.Н., Олексюк Д.А.* О методике введения поправки на неполное перемешивание теплоносителя в головке кассеты ВВЭР-440. Корректировка мощности кассет, полученной по показаниям термопар. — В сб.: Труды 16-го Международного симпозиума АЕР. Братислава, Словакия, 2006.
13. *Арестова А.А., Олексюк Д.А., Вертиков Е.А., Гагаринский А.А., Осипова Е.С., Щербинин А.А.* Анализ влияния радиальных неравномерностей энерговыделения в кассетах реактора ВВЭР-440 на показания выходных термопар для АЭС “Моховце”. — В сб.: Международная научно-техническая конференция “Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики”. Тезисы докладов. Москва, 18—19 сентября 2024 г.
14. *Олексюк Д.А., Брик А.Н., Кобзарь Л.Л., Семченков Ю.М.* Экспериментальное исследование полей температуры теплоносителя в полномасштабной модели ТВС реактора ВВЭР-440. — В сб.: Материалы 5-й Международной научно-технической конференции “Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР”. Подольск, ОКБ “ГИДРОПРЕСС”, 29 мая — 1 июня 2007 г.
15. *Kireeva D.R., Oleksyuk D.A.* Validation of the SC-INT code using experimental data on coolant mixing in a 37-rod fuel assembly with heat exchange intensifying spacer grids. — In: International Conference on Mathematics & Computational Methods Applied to Nuclear Science & Engineering M&C. Jeju, Korea, 2017.

*Контактная информация —  
Ливенцева Жанна Юрьевна,  
ведущий инженер,  
тел.: 8(499)196-90-98,  
e-mail: Liventseva\_ZY@nrcki.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 52—62.

УДК 004.896

## Разработка расчётной модели фильтрации шумов в показаниях датчиков КИП на основе нейронных сетей применительно к стратегии управления ЗПА

*А.В. Николаева, И.Н. Гриценко, А.В. Литышев, С.И. Пантюшин, В.В. Астахов,*  
АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС", Подольск, Московская обл., ул. Орджоникидзе, д. 21

Статья поступила в редакцию 07.08.2025

После доработки — 09.03.2026

Принята к публикации 09.03.2026

На показания датчиков всегда накладываются шумы и помехи. Это обусловлено рядом объективных внешних и внутренних причин. Для снижения уровня шума в показаниях используется множество разноплановых решений: оптимизация выбора места установки и типа измерительного оборудования, защита измерительного оборудования от внешних воздействий, аппаратная и программная фильтрация.

В рамках настоящего исследования рассмотрен ряд традиционных способов программной фильтрации шумов: среднее арифметическое, медианный фильтр, экспоненциальное бегущее среднее с адаптивным коэффициентом, фильтр Калмана. Показано, что при использовании данных фильтров происходят искажение и смещение данных, потеря существенных признаков сигналов. Это может стать причиной неточности результата (или даже возникновения ошибок) работы диагностических моделей для поддержки оператора в условиях запроектных аварий на атомной электростанции.

Для решения проблемы рассмотрен альтернативный метод фильтрации шумов с применением архитектуры AANN и разработана соответствующая модель, применение которой при тех же временных затратах на фильтрацию данных позволяет решить проблемы смещения и искажения данных с существенным повышением качества фильтрации (удалось снизить значение метрик качества MAE минимум в 4 раза и MSE минимум в 22 раза по сравнению с рассмотренными традиционными подходами к программной фильтрации шумов при сопоставимых вычислительных затратах).

**Ключевые слова:** шумы, программное шумоподавление, медианный фильтр, фильтр Калмана, нейронная сеть.

**Development of the Computational Model for Noise Filtration in Data Reserved from Sensors of I&C System on the Base of Artificial Neural Network for Implementation in the Framework of Accident Management Strategy.** *A.V. Nikolaeva, I.N. Gritsenko, A.V. Lityshev, S.I. Pantushin, V.V. Astakhov, OKB Gidropress JSC, 21, Ordzhonikidze st., Podolsk, Moscow region, 142103.*

Data received from sensors are always accompanied by noise and interferences. This is due to a number of objective external and internal reasons. To reduce the noise level in the data, many different solutions are used: optimization of the sensor location and its type, physical protection of sensors from external noises, hardware and software filtering.

The study considers a number of traditional methods of software noise filtering (arithmetic mean, median mean filter, exponential running average with an adaptive coefficient, Kalman filter). It is shown that use of the considered filters is accompanied by data distortion and bias, loss of essential features. It could be the reason of low accuracy (or even errors) of diagnostic models to support the operator in conditions of beyond design basis accidents at nuclear power plants.

To solve the problem, an alternative noise filtering method using the AANN architecture is considered and a corresponding model is developed, the use of which, with the same time costs for data filtering, allows solving the problems of data bias and distortion with significant increase in the quality of filtering (values of the quality metrics MAE were reduced by at minimum 4 times and MSE — by at minimum 22 times compared to the considered traditional approaches to software noise filtering with the comparable computational costs).

**Key Words:** noise, noise software suppression, median filters, Kalman filter, neural network.

EDN: RIERQA

### Введение

Сигнал, получаемый от датчиков, всегда содержит шумы, что связано с рядом объективных внешних и внутренних факторов:

— наличие нестационарных высокочастотных процессов (например, процессы турбулентного смешения);

— коррозия и загрязнение оборудования;  
— электромагнитные помехи;  
— вибрации оборудования;  
— несовершенство технологических процессов;  
— повреждение датчика и проводов и др.

Шумы вносят искажения в результаты измерений и оказывают существенное влияние на

результаты аналитики и диагностики. При разработке любой современной системы автоматического управления [1] на атомной электростанции (АЭС) и высокоуровневой диагностики систем [2, 4] требуется выполнять фильтрацию шумов в показаниях датчиков. Ввиду современных тенденций развития технологий в атомной отрасли [1] (цифровые двойники [2], системы поддержки операторов в части диагностики состояния реакторной установки [3, 4] в аварийных режимах и др.) значимость процесса фильтрации шумов при работе с результатами измерений возросла и приобрела новые смыслы. В частности, диагностические модели для поддержки оператора в условиях запроектных аварий (ЗПА) [4] строятся на основе интерпретации результатов расчётных анализов с применением интегральных кодов, где модели не рассматривают наличие возможных шумов в результатах измерений аварийными контрольно-измерительными приборами (АКИП). Данные, получаемые в результате моделирования [5], имеют сглаженную структуру по причине своего интегрального характера как по времени, так и по пространству (рис. 1, *а*), в то время как реальные данные, получаемые по результатам измерений, могут иметь не столь идеализированную структуру (см. рис. 1, *б*). Таким образом, шумы, попадающие на вход диагностических моделей для поддержки оператора, могут вносить искажение в результаты диагностики с применением подходов [2—4].

Качественная фильтрация шума способна уменьшить погрешность и увеличить качество измерения датчика. Для снижения уровня шума в показаниях используется множество разноплановых решений: оптимизация выбора места установки и типа измерительного оборудова-

ния, защита измерительного оборудования от внешних воздействий, аппаратная и программная фильтрация.

Наибольшее распространение нашли следующие виды программной фильтрации сигнала датчиков и устройств фотовидеофиксации [7—12]: среднее арифметическое (однократная выборка), растянутая выборка, скользящее среднее [7], адаптивное экспоненциальное скользящее среднее [7], медианный фильтр [8], вейвлет-преобразование [9], фильтр Калмана [10, 11], альфа-бета фильтр, метод наименьших квадратов и др. В последнее время активно развиваются методы фильтрации шумов, основанные на применении нейронных сетей [9, 13]. Идеально подходящих для каждого отдельного случая методов фильтрации не существует. Каждый из методов фильтрации имеет свои преимущества, недостатки и область применения.

В данной статье рассмотрены основные типы программной фильтрации сигнала в части их применимости для фильтрации входного сигнала, поступающего на диагностику на уровнях 1—5 концепции интерактивного руководства по управлению аварией [4]. Цель фильтрации в данном случае — устранение паразитных шумов в безразмерном временном ряду заданной длины без потери или искажения информации.

### Постановка задачи

На первом этапе исследования рассматриваются два основных вида шумов, фильтруемых программно:

— тип шума 1: аддитивный белый шум (постоянный шум с относительно стабильной

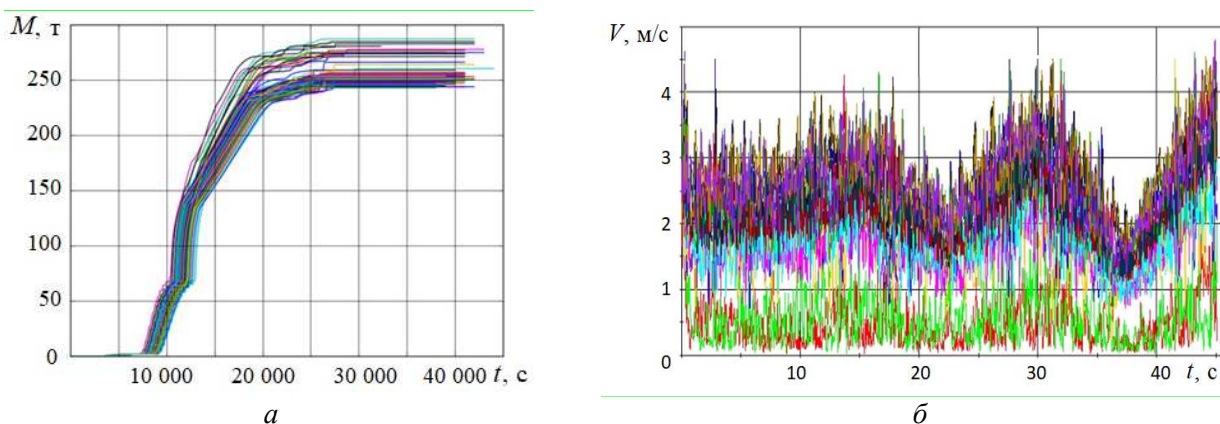


Рис. 1. Пример характера изменения параметров во времени: *а* — характерный для расчётных данных, получаемых с применением интегральных кодов (зависимость массы пара, выброшенной из первого контура в ходе тяжёлой аварии — анализы чувствительности) [17]; *б* — характерный для данных, поступающих от датчиков [16]; примеры данных для верификации НС-моделей: 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—), 5 (—), 6 (—), 7 (—), 8 (—) и др.

амплитудой) с добавлением случайных импульсов большей амплитуды. Часто такой шум в данных обусловлен процессами смещения и отрыва потока в проточном тракте в районе местных сопротивлений, работой насосов, наведёнными вибрациями от работающего оборудования, термомеханическими колебаниями в теплообменниках, процессом кавитации, электрическими помехами от переменного тока и др.;

— тип шума 2: случайные импульсы, обусловленные внешними факторами. Такой шум в данных от измерительного оборудования может быть вызван, например, возникновением гидроударов, помехами (электрические наводки) от работающего оборудования, артефактами в расходомерах, вызванными попаданием пузырьков или частиц загрязнения в тракт, вибрациями оборудования (например, при запуске насосов) и др.

С программной фильтрацией этих двух типов шумов, как правило, возникает наибольшее количество проблем, что продемонстрировано далее.

В качестве исходной функции для тестирования методов фильтрации шумов рассматривались три типа наиболее часто встречающихся сигналов, а также их различные сочетания:

— синусоидный сигнал (сигнал тип 1). Часто фиксируются данные с таким характером изменения при измерении теплогидравлических характеристик — давления, скорости и температуры потока теплоносителя, что обусловлено особенностями турбулентного и теплового смещения (процесс формирования, жизни и диссипации вихревых структур);

— дискретный сигнал (сигнал тип 2). Подобный сигнал формируется при фиксации факта срабатывания различного оборудования на АЭС;

— треугольный (или пилообразный) сигнал (сигнал тип 3). Данный тип сигнала можно наблюдать в аварийных режимах при работе оборудования по уставкам паросбросных устройств.

Рассмотрены следующие широко используемые методы программной фильтрации шумов (методы нашли широкое применение в силу своей простоты и относительно низких вычислительных затрат):

— фильтр 1 — скользящее среднее [7]. Алгоритм работает по принципу буфера, где хранятся  $n$  последних элементов функции ( $y_i, y_{i+1}, \dots, y_{i+n-1}$ ) для последующего осреднения как среднее арифметическое. При каждом вызове

фильтра буфер сдвигается, в него добавляется новое значение, а значение с наименьшим индексом удаляется из буфера. Получившийся вектор ( $y_{i+1}, y_{i+2}, \dots, y_{i+n}$ ). Процедура повторяется в цикле для всей рассматриваемой выборки данных;

— фильтр 2 — медианный фильтр [8]. Алгоритм также предполагает нахождение среднего значения. Однако алгоритм не усредняет значения параметров в буфере, а выбирает среднее значение из параметров, представленных в буфере. Фильтр предназначен для устранения резких изменений параметров, случайных импульсов (тип шума 1);

— фильтр 3 — адаптивное экспоненциальное скользящее среднее [7]. Алгоритм аналогичен фильтру 1, но включает в себя поправочный коэффициент  $k$ , который позволяет снизить искажение, вносимое фильтром в данные. Например, чтобы скользящее среднее работало корректно с резкоизменяющимися сигналами (если фильтрованное значение параметра далеко от реального, коэффициент  $k$  увеличивается, позволяя сократить разницу между величинами, в обратном случае коэффициент  $k$  уменьшается для оптимальной фильтрации шумов);

— фильтр 4 — фильтр Калмана [10, 11]. Алгоритм заключается в оценке вектора состояния динамической системы на основе ряда неполных и зашумлённых данных. Работают в два этапа: на первом этапе фильтр экстраполирует значения переменных состояния и их неопределённостей; на втором этапе по данным измерения, полученным с некоторой погрешностью, результат экстраполяции уточняется.

Для удобства дальнейшего анализа в статье рассматриваются временные ряды  $y_i$  размером  $N = 100$  элементов с исходными, незашумлёнными сигналами типов 1—3 и различных их сочетаний, а также соответствующие данные с различными сочетаниями шумов 1 и 2  $y'_i$ . Все исходные  $y_i$  и зашумлённые  $y'_i$  данные (сигналы) приведены к безразмерному виду  $\bar{y}_i \in [0, 1]$  с диапазоном изменения от минимальных ( $y'_{\min}$ ) до максимальных ( $y'_{\max}$ ) значений зашумлённых данных на рассмотренном интервале:

$$\bar{y}_i = \frac{y_i - y'_{\min}}{y'_{\max} - y'_{\min}}; \quad (1)$$

$$\bar{y}'_i = \frac{y'_i - y'_{\min}}{y'_{\max} - y'_{\min}}. \quad (2)$$

Качество фильтрации шумов оценивалось на основе двух количественных метрик:

— среднее абсолютное отклонение MAE (Mean Absolute Error) [14]

$$MAE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\bar{a}(\bar{y}'_i) - \bar{y}_i| \quad (3)$$

оценивает среднюю абсолютную ошибку между отфильтрованными  $\bar{a}(\bar{y}'_i)$  и реальными данными  $\bar{y}_i$ . MAE легко интерпретировать, так как MAE выражена в тех же единицах измерения, что и исходные данные. Используется, если необходимо узнать, насколько в среднем прогнозы близки к реальности (актуально для типа шума 1);

— средний квадрат ошибки MSE (Mean Squared Error) [15]

$$MSE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\bar{a}(\bar{y}'_i) - \bar{y}_i)^2 \quad (4)$$

измеряет средний квадрат ошибки между  $\bar{a}(\bar{y}'_i)$  и  $\bar{y}_i$ . Более чувствительна к большим ошибкам, чем MAE. Обычно используется в задачах, где требуется минимизировать большие шумы (тип шума 2).

Некоторые результаты фильтрации аддитивного белого шума (шум 1) и случайного импульсного шума (шум 2) в данных, изменение которых характерно для большинства тепло-гидравлических процессов, характерных для работы АКПП, приведены на рис. 2—7.

Настройки используемых фильтров выбирались эмпирическим путём с целью минимизации рассматриваемых метрик. Для получения представленных далее результатов рассмотрен,

например, размер буфера  $n$ , равный 7 и 3 для фильтров 1 и 2 соответственно. Для фильтра 3 применялись адаптивный коэффициент  $d = 1,5$  и коэффициент важности  $k \in [0,2; 0,5]$ . Для фильтра 4 коэффициент Калмана принят равным  $k = 0,3$ . Подробно процедура выбора коэффициентов в статье не приводится ввиду ограниченности объёма статьи.

На рис. 2—5 приведено качественное сопоставление результатов фильтрации шумов рассмотренных типов с применением четырёх программных фильтров в зависимости от типа исходного сигнала.

На основе анализа результатов применения фильтров, представленных на рис. 2—5, можно сделать ряд выводов для рассмотренной постановки задачи (характера изменения и размерности данных, типов зашумлённости):

— все четыре фильтра приводят к искажению данных и их смещению (запаздыванию) относительно исходных измеряемых значений. Особенно чувствителен данный вопрос при больших градиентах измеряемого сигнала (дискретный и треугольный типы сигналов);

— все четыре рассмотренных фильтра требуют “тонкой” настройки для каждого отдельного случая (содержат ненулевое количество настроечных коэффициентов, подбираемых экспертом вручную эвристическим методом). В этой связи результаты применения рассмотренных методов в значительной степени зависят от человеческого фактора;

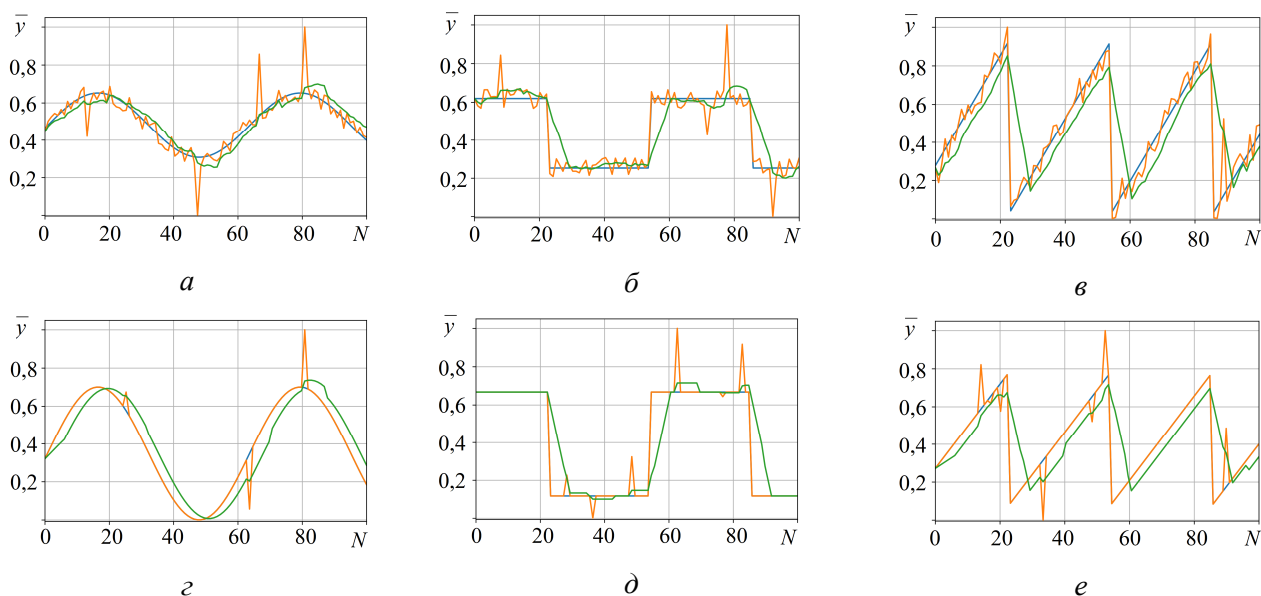


Рис. 2. Результаты фильтрации шума методом скользящего среднего [7] (фильтр 1): а — тип сигнала 1, тип шума 1; б — тип сигнала 2, тип шума 1; в — тип сигнала 3, тип шума 1; г — тип сигнала 1, тип шума 2; д — тип сигнала 2, тип шума 2; е — тип сигнала 1, тип шума 3; — исходный сигнал без наложения шумов; — сигнал с наложением шумов; — сигнал после применения фильтра

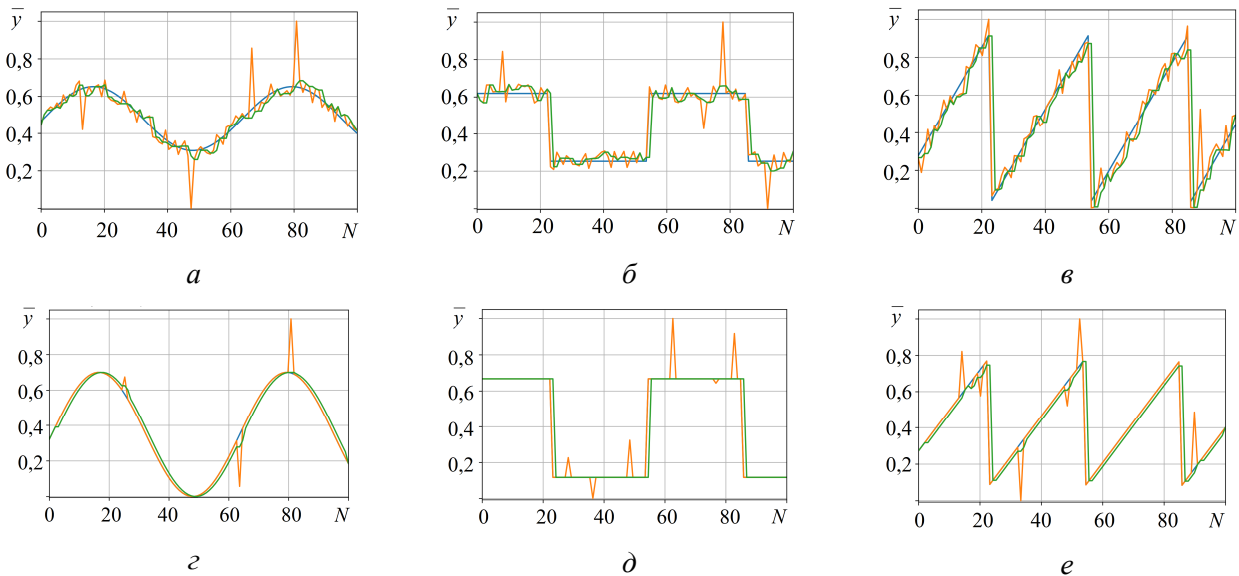


Рис. 3. Результаты фильтрации шума медианным фильтром [8] (фильтр 2): *a* — тип сигнала 1, тип шума 1; *б* — тип сигнала 2, тип шума 1; *в* — тип сигнала 3, тип шума 1; *г* — тип сигнала 1, тип шума 2; *д* — тип сигнала 2, тип шума 2; *е* — тип сигнала 1, тип шума 3; — исходный сигнал без наложения шумов; — сигнал с наложением шумов; — сигнал после применения фильтра

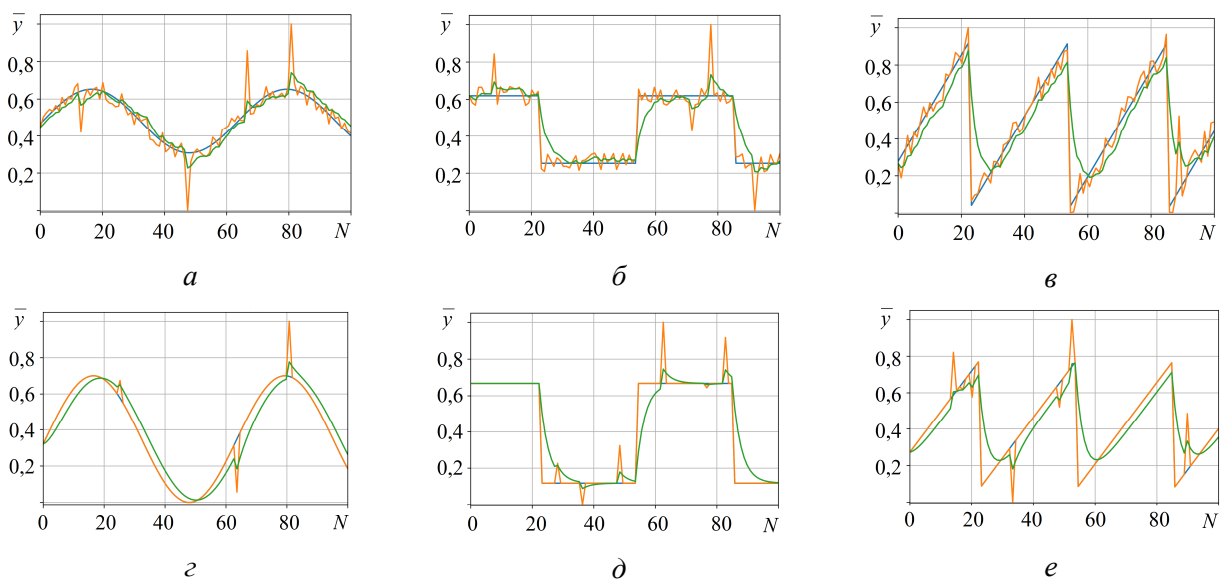


Рис. 4. Результаты фильтрации шума методом адаптивного экспоненциального скользящего среднего [7] (фильтр 3): *a* — тип сигнала 1, тип шума 1; *б* — тип сигнала 2, тип шума 1; *в* — тип сигнала 3, тип шума 1; *г* — тип сигнала 1, тип шума 2; *д* — тип сигнала 2, тип шума 2; *е* — тип сигнала 1, тип шума 3; — исходный сигнал без наложения шумов; — сигнал с наложением шумов; — сигнал после применения фильтра

— результаты фильтрации аддитивного белого шума с добавлением случайных импульсов большей амплитуды (тип шума 1) хуже, чем для фильтрации случайных импульсов (тип шума 2).

Количественное сопоставление рассмотренных видов фильтрации шумов по таким показателям, как средние (осреднение выполнено для 1000 запусков фильтров на случайно сгенерированных временных рядах  $y'_i$ ) значения метрик качества MAE и MSE, а также по сред-

ним временным затратам на фильтрацию шума представлено на рис. 6, 7 соответственно.

Как показывает выполненный количественный анализ:

— все рассмотренные методы затрачивают на фильтрацию данных во временном ряду размерностью 100 элементов от 0,13—0,19 мкс реального времени (здесь и далее для расчётов применялся персональный компьютер с процессором Intel Xeon с четырьмя физическими ядрами частотой 3,2 ГГц), где меньше всего

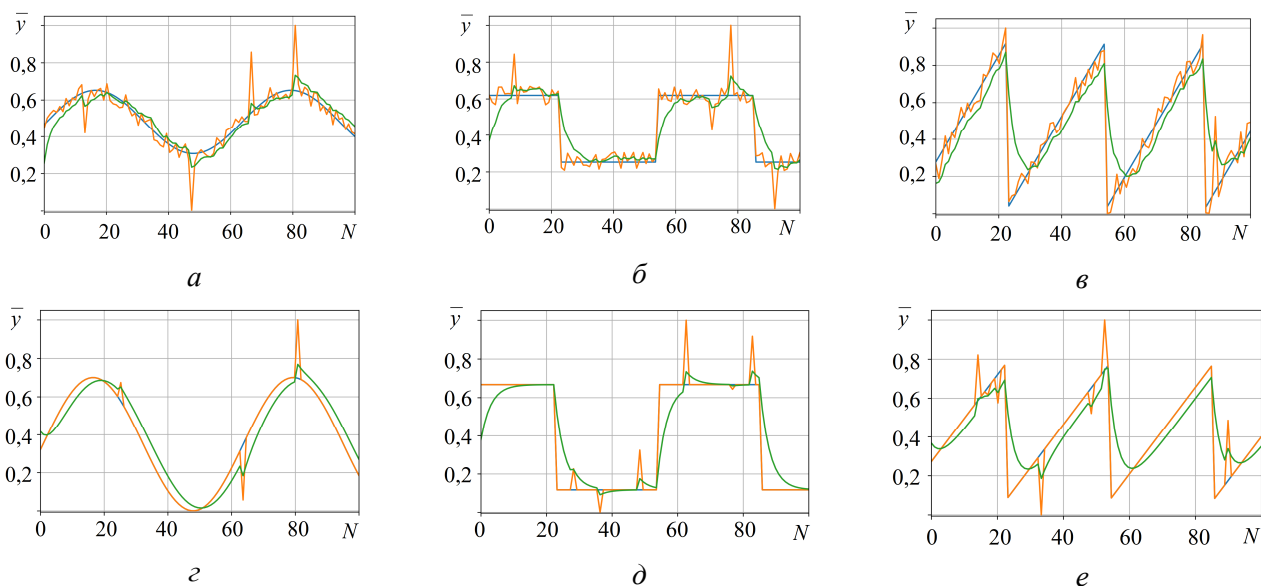


Рис. 5. Результаты фильтрации шума методом Калмана [10, 11] (фильтр 4): *a* — тип сигнала 1, тип шума 1; *б* — тип сигнала 2, тип шума 1; *в* — тип сигнала 3, тип шума 1; *г* — тип сигнала 1, тип шума 2; *д* — тип сигнала 2, тип шума 2; *е* — тип сигнала 1, тип шума 3; — исходный сигнал без наложения шумов; — сигнал с наложением шумов; — сигнал после применения фильтра

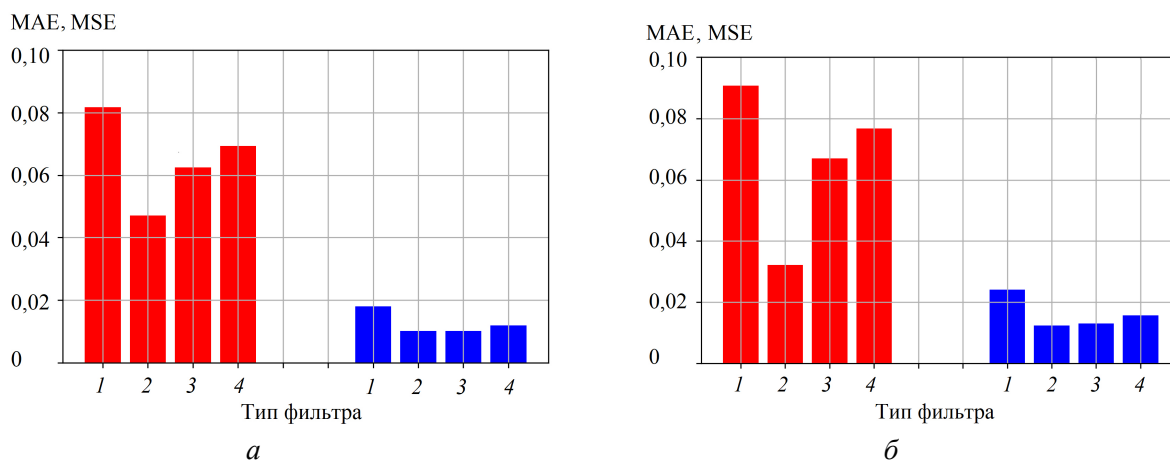


Рис. 6. Результаты анализа метрик качества MAE и MSE: *a* — результаты фильтрации шума типа 1; *б* — результаты фильтрации шума типа 2; ■ — MSE; ■ — MAE; 1 — фильтрации шума методом скользящего среднего; 2 — фильтрации шума медианным фильтром; 3 — фильтрации шума методом адаптивного экспоненциального скользящего среднего; 4 — фильтрации шума методом Калмана

временных затрат у метода Калмана, а больше всего — у медианного фильтра (см. рис. 7);

— сравнительный анализ метрик качества показал, что лучше всего себя показал медианный фильтр (см. рис. 6). Фильтрация шума методом скользящего среднего по рассмотренным метрикам фильтрует шумы на рассмотренном типе данных практически в 2 раза хуже, что подтверждается и результатами качественного сравнения данных (см. рис. 2—5).

Суммируя результаты выполненного анализа, можно сделать промежуточный вывод, что при использовании рассмотренных стандартных фильтров происходят искажение и

смещение данных, потеря существенных признаков сигналов. Это может стать причиной искажения результата работы диагностических моделей для поддержки оператора в условиях ЗПА на АЭС.

Для решения этой проблемы требуется снижение значений метрик MAE и MSE минимум в несколько раз (при решении других задач может не потребоваться повышение точности фильтрации).

Достичь поставленной цели можно двумя способами:

— выполнить повторную фильтрацию данных одним из фильтров (различные сочетания

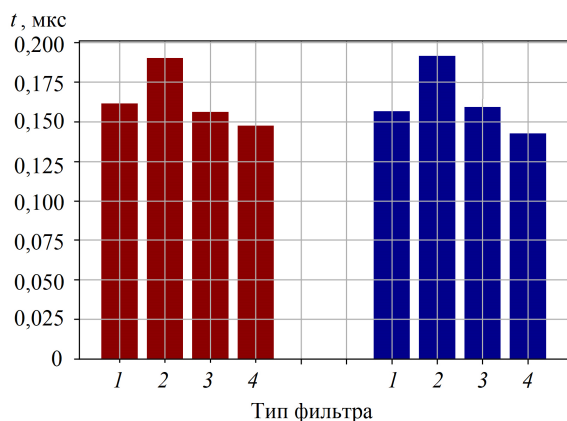


Рис. 7. Временные затраты на фильтрацию шума: ■ — фильтрация шума типа 1; ■ — фильтрация шума типа 2; 1 — фильтрации шума методом скользящего среднего; 2 — фильтрации шума медианным фильтром; 3 — фильтрации шума методом адаптивного экспоненциального скользящего среднего; 4 — фильтрации шума методом Калмана

фильтров). Недостатки подхода: вычислительные затраты на фильтрацию возрастают минимум вдвое, усугубляется проблема смещения данных, возникающая при их фильтрации;

— применение альтернативных методов фильтрации с применением автоассоциативной нейронной сети AANN (auto associative neural networks) [18].

Очевидно, что в силу перечисленных недостатков первый подход малоприменим.

Поэтому далее рассмотрен второй подход в целях проверки целесообразности его применения для предобработки данных, подаваемых на вход моделей нейронных сетей в рамках концепции интерактивной поддержки оператора в условиях ЗПА [4]. В этой связи предполагается решение следующих задач:

— повышение качества фильтрации шума (снижение метрик качества MAE и MSE минимум на порядок);

— решение проблемы смещения данных;

— решение проблемы искажения данных (все существенные характеристики данных должны быть сохранены, например, ступенчатое изменение параметров для дискретного и треугольного сигналов);

— оптимизация временных затрат. Разрабатываемая модель должна обеспечивать скорость счёта не менее чем у рассмотренных ранее методов фильтрации.

### Решение поставленной задачи

Рассмотрен альтернативный метод фильтрации шумов с применением автоассоциативной нейронной сети AANN [18].

Формирование набора данных для обучения осуществляется аналогично подходу, приведённому для тестирования методов программной фильтрации, рассмотренных в предыдущем разделе, включая подходы к формированию эталонного  $y_i$  и зашумлённого  $y'_i$  сигналов, подходы к их обезразмериванию  $\bar{y}_i$  (1) и  $\bar{y}'_i$  (2) и оценке качества моделей по метрикам качества MAE (3) и MSE (4). В данном случае в качестве функции потерь также использовались метрики MAE (3) и MSE (4).

Данные для обучения формировались “на лету”, что подразумевает формирование набора данных не заранее, а случайным образом непосредственно в процессе обучения. Такой подход позволяет разгрузить оперативную память (нет необходимости сразу загружать в память весь набор данных), охватить большее разнообразие примеров (аугментация данных), чем при стандартном подходе. Как следствие, качество обучения моделей возрастает.

Для корректного проведения процедур обучения, верификации и валидации моделей данные на обучение, верификацию и тестирование модели подавались в пропорции 80%/10%/10% соответственно.

На вход в модель подавались зашумлённые данные  $\bar{y}'_i$ , а на выход — эталонные данные  $\bar{y}_i$ . Каждый элемент входных/выходных данных представляет собой одномерный массив, содержащий 100 элементов, значения которых меняются в диапазоне [0, 1].

Для обработки наборов исходных данных и разработки моделей нейронных сетей применялся язык Python [19] с открытым исходным кодом. В частности, применялась специализированная библиотека TensorFlow [20].

Разработанная в рамках данного исследования модель представляет собой нейронную сеть с архитектурой AANN (рис. 8, а), состоящую из энкодера и декодера. В энкодер и декодер включено по семь слоёв. В модели использована библиотека TensorFlow [20]: одномерные свёрточные слои Conv1D и Conv1D Transpose с ядром свёртки 3. Для снижения размерности задачи и зависимости модели от последовательности задания данных с датчиков применяется фильтр MaxPooling1D [20] — понижающая выборка карты функций с выбором максимального значения в пределах окна фильтра размером три элемента. Во всех полносвязных и свёрточных слоях использована функция активации нейронов скрытого слоя ReLU

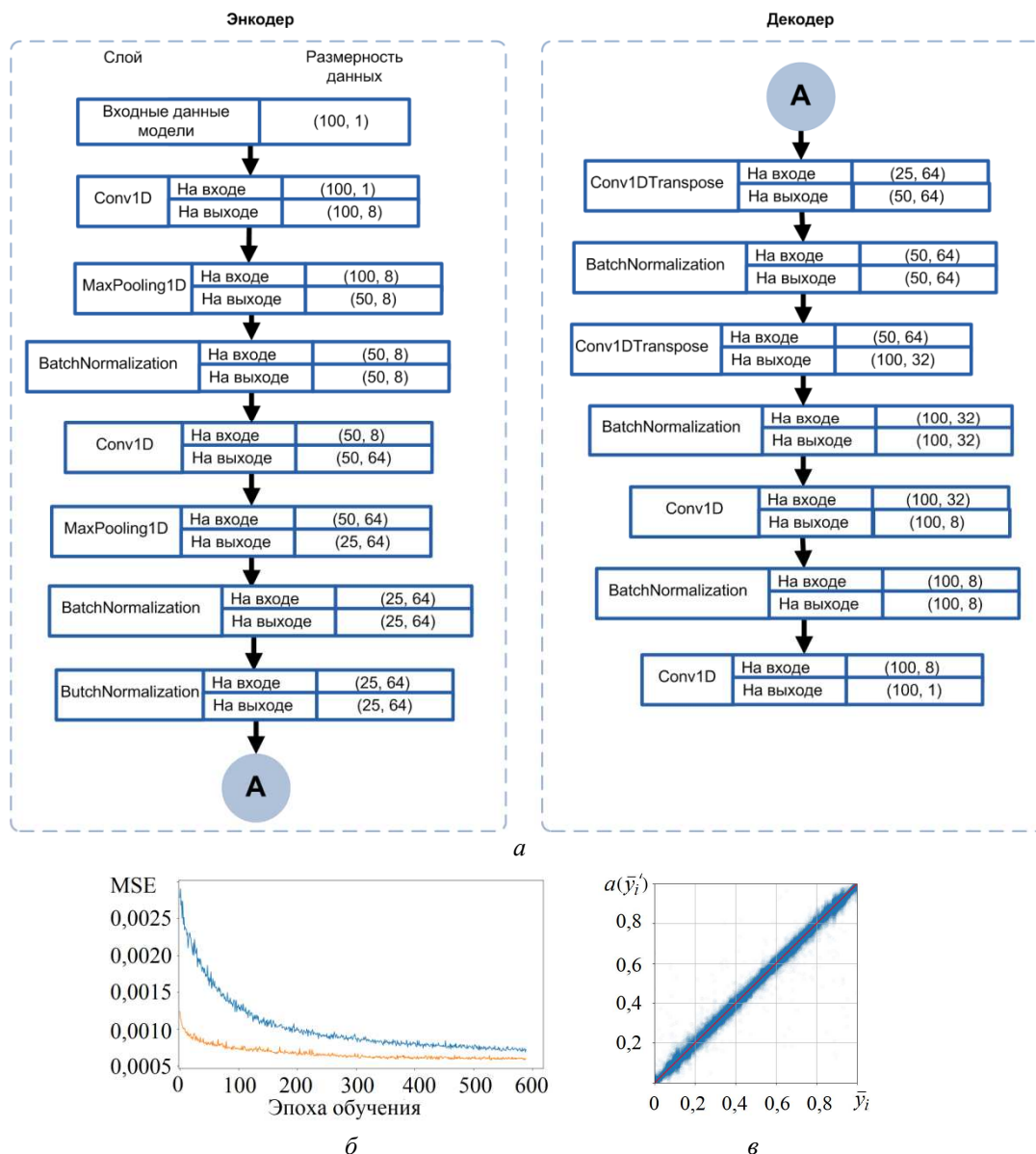


Рис. 8. Описание модели для определения места течи: *а* — схема модели; *б* — обучение и верификация модели (— на обучающей выборке, — на проверочной выборке); *в* — валидация модели на тестовой выборке

(rectified linear unit) [21], в выходном слое применяется сигмоидная функция активации Sigmoid [20]. С целью исключения переобучения модели применены слои пакетной нормализации BatchNormalization [22]. Схема модели представлена на рис. 8, *а*.

Модель предназначена для решения задачи фильтрации шумов в данных, поступающих от датчиков.

Модель данной нейронной сети (см. рис. 8, *а*) включает 21 177 обучаемых параметров.

Для обучения модели использовались алгоритмы глубокого обучения с оптимизатором Adam (Adaptive moment estimation — адаптивная оценка моментов) [23].

По результатам применения разработанной модели в ходе её валидации на независимых данных (тестовая выборка размером 8192 элемента) показано (см. рис. 8, *б*, *в*), что:

— переобучение модели отсутствует (см. рис. 8, *б*);

— средний квадрат ошибки фильтрации данных с применением разработанной нейронной сети составляет  $MSE = 0,00054$ ;

— среднее абсолютное отклонение  $MAE = 0,013$ .

При этом время, затрачиваемое на выполнение одного расчёта с применением данной модели, составляет 0,2 мкс, что позволяет выполнять диагностику в режиме реального времени.

### Анализ результатов

На рис. 9 приведено качественное сопоставление результатов фильтрации шумов рассмотренных типов с применением разработанной в рамках исследования модели AANN в зависимости от типа исходного сигнала. По факту анализа результатов применения разработанной модели можно сделать ряд существенных выводов:

— применение модели позволяет повысить качество фильтрации шума. Удалось снизить значение метрик качества MAE минимум в 4 раза и MSE минимум в 22 раза по сравнению с рассмотренными традиционными подходами к программной фильтрации шумов;

— решена проблема смещения данных;

— решена проблема искажения данных (все существенные характеристики данных сохранены, например, ступенчатое изменение параметров для дискретного и треугольного сигналов);

— оптимизированы временные затраты. Разрабатываемая модель обеспечивает скорость счёта, близкую к рассмотренным ранее методам фильтрации, — модель затрачивает 0,2 мкс на фильтрацию шумов в рассмотренном наборе данных (100 элементов). Судя по результатам обучения, имеется возможность снизить временные затраты на вычисления ещё в несколько раз посредством оптимизации архитектуры модели (см. рис. 8, а).

Также выявлен недостаток модели: необходима её оптимизация для более корректной работы с временными рядами с нулевым градиентом параметров по времени. Вопрос будет исследован в последующих работах.

К недостаткам модели также можно отнести отсутствие гибкости в задании параметров фильтрации зашумлённого сигнала. К примеру, в общем случае может потребоваться выполнить “тонкую” фильтрацию сигнала по заданной частоте или амплитуде шумов, если эти параметры известны для рассматриваемой системы. Проблема с практической точки зрения решается относительно просто — достаточно модифицировать модель, изменив архитектуру искусственной сети на модель AANN с дополнительным условием по амплитуде и/или частоте фильтруемого шума. В этом случае процедура обучения также предполагает использование синтетически сгенерированных данных для обучения и в целом аналогична процедуре обучения, представленной в данной статье.

Апробация разработанной модели проведена на примере зашумлённых данных с датчиков для измерения скорости потока из работы [16]. Результаты апробации приведены на рис. 10 (рисунок приведён для демонстрации применения подхода для реального масштаба данных). На основе анализа результатов применения модели можно сделать вывод, что данные после применения предложенного подхода удовлетворяют требованиям, предъявляе-

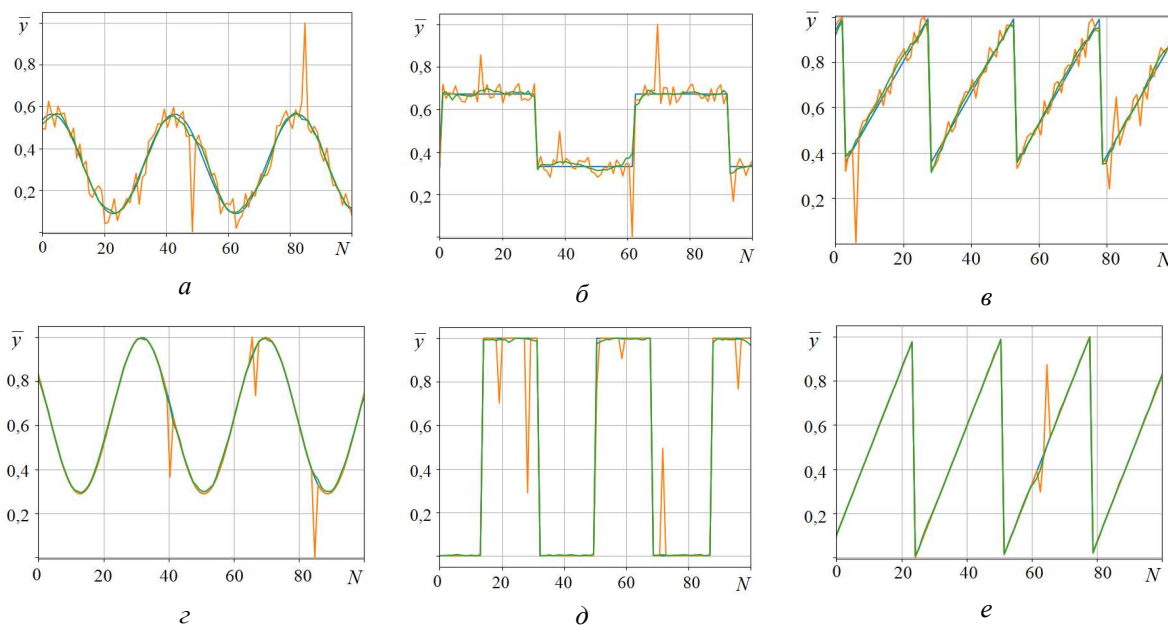


Рис. 9. Результаты фильтрации шума с применением модели AANN (см. рис. 8, а): а — тип сигнала 1, тип шума 1; б — тип сигнала 2, тип шума 1; в — тип сигнала 3, тип шума 1; г — тип сигнала 1, тип шума 2; д — тип сигнала 2, тип шума 2; е — тип сигнала 1, тип шума 3; — исходный сигнал без наложения шумов; — сигнал с наложением шумов; — сигнал после применения фильтра

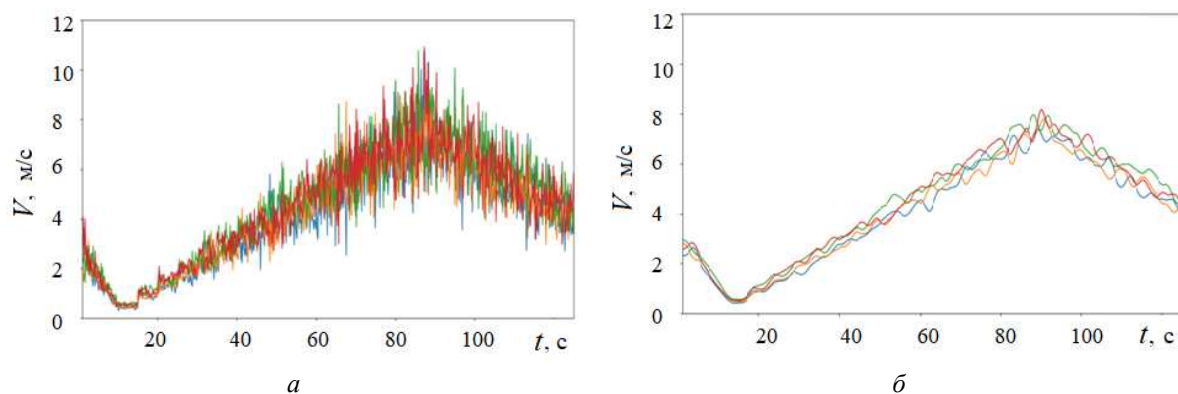


Рис. 10. Аprobация разработанной модели AANN на данных из работы [16]: *a* — исходные зашумлённые данные из [16]; *б* — результаты применения модели фильтрации шумов; — сигнал с первого датчика; — сигнал со второго датчика; — сигнал с третьего датчика; — сигнал с четвёртого датчика

мым моделями, разработанными для уровней 1—5 концепции интерактивного руководства по управлению аварией [4], а именно уровень шума сигнала после фильтрации снижен до удовлетворительного без искажения данных и потери существенной информации. При этом предложенный метод не приводит к снижению скорости обработки данных по отношению к традиционным методам фильтрации, проанализированным ранее в статье.

### Заключение

Рассмотрен ряд традиционных способов программной фильтрации шумов в показаниях датчиков (среднее арифметическое, медианный фильтр, экспоненциальное бегущее среднее с адаптивным коэффициентом, фильтр Калмана) в целях фильтрации шумов в данных, подаваемых на вход моделей, разработанных в рамках концепции интерактивного руководства по управлению аварией [4]. Для выбранных сигналов и шумов определены метрики качества фильтрации MAE и MSE. Показано, что при использовании данных фильтров происходят искажение и смещение данных, потеря существенных признаков сигналов. Это может стать причиной искажения результата работы диагностических моделей для поддержки оператора в условиях ЗПА на АЭС.

Для решения проблемы рассмотрен альтернативный метод фильтрации шумов с применением автоассоциативной нейронной сети AANN и разработана соответствующая модель, применение которой при тех же временных затратах на фильтрацию данных позволяет решить проблемы смещения и искажения данных с существенным повышением качества фильтрации (удалось снизить значение метрик каче-

ства MAE минимум в 4 раза и MSE минимум в 22 раза по сравнению с рассмотренными традиционными подходами к программной фильтрации шумов).

Метод апробирован на зашумлённых данных с датчиков для измерения скорости потока, приведённых в статье [16], и планируется к применению в рамках уровней 1—5 концепции интерактивного руководства по управлению аварией [4] для фильтрации входного сигнала, поступающего на диагностику.

Намечены дальнейшие направления исследований:

- оптимизация для более корректной работы с временными рядами с нулевым градиентом параметров по времени;
- оптимизация архитектуры модели с уменьшением количества её параметров (слоёв, весов) и увеличением скорости её работы;
- доработка модели с целью возможности её использования для широкого круга задач в рамках специализированного программного обеспечения, позволяющего выполнить “тонкую” фильтрацию сигнала по заданной частоте и/или амплитуде шумов. С этой целью архитектура нейронной сети будет модифицирована до модели AANN с дополнительным условием по амплитуде и/или частоте фильтруемого шума.

### Список литературы

1. **Тучков М.Ю.** Повышение безопасности ядерно-энергетических установок на основе моделирования технологических процессов и совершенствования управления в рамках верхнего блочного уровня. Диссертация на соискание ученой степени к.т.н. Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”. 2024. 164 с.

2. **Kochunas B., Huang X.** Digital twin concepts with uncertainty for nuclear power applications. — *Energies*, 2021, vol. 14 (14), p. 2—32.
3. **Nikolaeva A.V., Yvakin M.F., Pantyushin S.I., Sotskov E.V., Antipov M.V., Nikolaev A.L., Lityshhev A.V., Bezrukov Yu.A., Kavun O.Yu., Bykov M.A.** Artificial Intelligence in Field of Atomic Energy Usage — Existing Possibilities and Perspectives. — *Physics of Atomic Nuclei*, 2024, vol. 87, № 8, p. 1—10.
4. **Николаева А.В., Литышев А.В., Астахов В.В., Пантюшин С.И., Шебанова О.В., Власенкова Н.А.** Применение машинного обучения для ранней диагностики аварий на АЭС с ВВЭР. Концепция интерактивного руководства по управлению аварией. — *ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов*, 2023, вып. 3, с. 51—63.
5. **Pantyushin S.I., Lityshhev A.V., Nikolaeva A.V. et al.** Experience gained in analyzing severe accidents for WWER RP using SOCRAT. — *Frontiers in Energy*, 2021, vol. 15 (4), p. 872—886.
6. **Hines J.W., Uhrig R.E., Erest D.J.** Use of autoassociative neural networks for signal validation. — *J. Intell. Rob. Syst.*, 1998, vol. 21 (2), p. 143—154.
7. **Smith S.W.** The scientist and engineer's guide to digital signal processing. Secyd edition. California Technical Publishing. San Diego. California. 1999. 650 p.
8. **Червяков Н.И., Ляхов П.А., Оразаев А.Р.** Два метода адаптивной медианной фильтрации импульсного шума на изображениях. — *Компьютерная оптика*, 2018, т. 42, № 4, с. 667—678.
9. **Ким Д.В., Беляев А.С.** Сравнение методов фильтрации цифровых сигналов. — В сб.: XV Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых учёных “Молодёжь и современные информационные технологии”. Томск, Россия, 6—10 ноября 2017 г., с. 102—103.
10. **Ma'arif A., Nuryono A.A., Alfian R.I.** Kalman filter for noise reducer on sensor readings. — *Signal and Image Processing Letters*, 2019, vol. 1, № 2, p. 50—61.
11. **Diversi R., Guidorzi R., Soverini U.** Kalman filtering in extended noise environments. — *IEEE Transactions on Automatic Control*, 2005, vol. 50, № 9, p. 1396—1402.
12. **Эльдарова Э.Э., Старовойтов В.В., Исаков К.Т.** Оценка эффективности методов подавления шума цифровых изображений. — *Вестник Евразийского национального университета имени Л.Н. Гумилева. Сер. Технические науки и технологии*, 2020, № 1(130), с. 114—121.
13. **Le T.T., Mason J.S.** Artificial neural networks for nonlinear time-domain filtering of speech. — *IEE Proc. on Vis Image Signal Processing*, 1996, vol. 143, № 3, p. 149—154.
14. **Khair U., Fahmi H., Hakim S.A., Rahim R.** Forecasting error calculation with mean absolute deviation and mean absolute percentage error. — *J. of Physics. Conf. Series*, 2017, 012002 (6 p.); doi: 10.1088/1742-6596/930/1/012002.
15. **Hodson T.O., Over T.M., Foks S.S.** Mean Squared Error, Deconstructed. — *J. of Advances in Modeling Earth Systems*, 2021, vol. 13(12), p. 10. Research article 10.1029/2021MS002681.
16. **Николаева А.В., Литышев А.В., Астахов В.В., Пантюшин С.И.** Диагностика работы датчиков контрольно-измерительных приборов на основе моделей автоассоциативных нейронных сетей. — *ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов*, 2024, вып. 4, с. 38—48.
17. **Николаева А.В., Гаспаров Д.Л., Пантюшин С.И., Литышев А.В., Букин Н.В., Быков М.А.** Анализ чувствительности при моделировании тяжёлых аварий с применением кода улучшенной оценки. — *ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов*, 2017, вып. 1, с. 66—84.
18. **Kramer M.A.** Autoassociative neural networks. — *Comput. Chem. Eng.*, 1992, vol. 16(4), p. 313—328.
19. **Sanner M.F.** Python: a programming language for software integration and development. — *J. Mob. Graph. Model.*, 1999, vol. 17(1), p. 57—61.
20. **Abadi M. et al.** TensorFlow: a system for large-scale machine learning. — In: 12th USENIX Symposium on Operating Systems Design and Implementation (OSDI). Savannah, GA, 2016.
21. **Nair V., Hinton G.E.** Rectified Linear Units Improve Restricted Boltzmann Machines. — In: Proc. of the 27th International Conference on Machine Learning. Dallas, TX, USA, 21 June 2010, p. 807—814.
22. **Iofe S., Szegeda C.** Batch Normalization: Accelerating Deep Network Training by Reducing Internal Covariate Shift. *Computer Science*. arXiv: 1502.03167. 2015. 10 p.
23. **Kingma D.P., Ba J.** Adam: A Method for Stochastic Optimization. *Computer Science CoRR*. ID: 6628106. 2014. 15 p.

*Контактная информация —  
Николаева Анна Владимировна,  
ведущий инженер-конструктор,  
тел.: 8(4967)54-04-79,  
e-mail: Nikolaeva\_av@grpress.podolsk.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 63—73.

УДК 621.039.50

## Область маневрирования ВВЭР-ТОИ при работе в суточном графике нагрузки

А.А. Дубов, Т.В. Кузнецова,

НИИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Статья поступила в редакцию 07.10.2025

После доработки — 09.02.2026

Принята к публикации 10.02.2026

В статье рассматривается вопрос о влиянии технологических ограничений со стороны системы подпитки-продувки первого контура при работе в режиме борного регулирования и ограничения по максимально допустимой скорости увеличения мощности на работу в суточном графике нагрузки.

**Ключевые слова:** ВВЭР-ТОИ, программа ИР, алгоритм, офсет, маневрирование.

**Daily Load-Following Range of VVER-TOI.** A.A. Dubov, T.V. Kuznetsova, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182.

This paper discusses how the primary makeup-blowdown system’s process constraints involved with boron control, as well as the limitation of the highest admissible power increase rate, do affect the reactor operation in daily load-following modes.

**Key Words:** VVER-TOI, IR program, algorithm, offset, load following.

EDN: RSRQJU

### Введение

Существует ряд факторов, ограничивающих возможность работы ВВЭР-ТОИ в маневренном режиме, в частности, в суточном графике нагрузки, под которым понимается работа реактора по заранее заданному графику нагрузки в соответствии с сезонными, недельными и суточными изменениями нагрузки энергосистемы. Сезонные и недельные изменения мощности энергоблока АЭС представляют собой единичные, изолированные во времени манёвры. Работа в режиме суточных изменений нагрузки представляет собой несколько идущих подряд манёвров мощности.

В проекте ВВЭР-ТОИ существует ряд ограничений со стороны оборудования первого контура, сужающих возможность работы реактора ВВЭР-ТОИ в маневренном режиме, в частности, в суточном графике нагрузки.

В статье рассматривается вопрос о влиянии технологических ограничений со стороны системы подпитки-продувки первого контура при работе в режиме борного регулирования и ограничения по максимально допустимой скорости увеличения мощности на работу в суточном графике нагрузки.

### Описание алгоритмов управления полем энерговыделения и технологических ограничений

Для управления мощностью и распределением энерговыделения активной зоны в суточ-

ном графике нагрузки используются усовершенствованные алгоритмы управления [1]. В качестве способа управления полем энерговыделения рассматриваются три алгоритма, удовлетворяющие требованиям усовершенствованных алгоритмов:

— алгоритм поддержания постоянного офсета (алгоритм № 1);

— алгоритм поддержания офсета в пределах рекомендуемой области на офсет-мощностной диаграмме (алгоритм № 2);

— алгоритм пространственной локализации ксеноновых процессов (алгоритм № 3).

Использование алгоритма № 1 подразумевает поддержание постоянного значения офсета в диапазоне  $\pm 2\%$  от стационарного значения на всём протяжении суточного манёвра мощности. При использовании алгоритма № 2 ограничения для офсета менее жёсткие — значение офсета может изменяться в пределах рекомендуемой области на офсет-мощностной диаграмме [2, 3]. Рекомендуемая область офсет-мощностной диаграммы для ВВЭР-ТОИ аналогична применяемой на ВВЭР-1000 и ВВЭР-1200. При использовании алгоритма № 3 возможно проведение манёвров мощности с разгрузкой не ниже  $75\% N_{\text{ном}}$  без использования борного регулирования [4]. Алгоритм № 1 является наиболее консервативным из всех рассматриваемых с точки зрения интенсивности использования системы подпитки-продувки в режиме борного регулирования в качестве управляющего воздействия на активную зону. Действи-

тельно, в связи с тем, что необходимо постоянно поддерживать значение офсета в пределах  $\pm 2\%$ , группы регулирования системы управления и защиты будут выполнять, в основном, функцию поддержания постоянного офсета, а для компенсации мощностных и ксеноновых эффектов будет задействована система борного регулирования.

Оборудование системы борного регулирования имеет ряд технологических ограничений, которые оказывают влияние на возможность работы реактора в режиме суточного графика нагрузки. В частности, основными ограничениями являются:

— максимальная скорость подачи чистого конденсата и раствора борной кислоты в активную зону 60 т/ч;

— максимальный суточный объём выводимого из первого контура на переработку теплоносителя в процессе борного регулирования 100 т/сут.

В настоящее время для ВВЭР-ТОИ определены следующие максимально допустимые скорости изменения нагрузки реактора: повышение мощности со скоростью 3%  $N_{\text{ном/мин}}$  на интервале 0—45%  $N_{\text{ном}}$  и 1%  $N_{\text{ном/мин}}$  на интервале 45—100%  $N_{\text{ном}}$ , снижение мощности со скоростью 3%  $N_{\text{ном/мин}}$  на интервале мощностей 0—100%  $N_{\text{ном}}$ . Одним из требований к проекту ВВЭР-ТОИ является также обеспечение возможности работы в режиме маневрирования с изменением мощности турбогенератора в диапазоне 0—50% на протяжении 90% длительности кампании.

### Результаты моделирования

Основные этапы работы реактора в режиме суточного графика нагрузки:

— разгрузка от номинальной до пониженной мощности;

— работа на пониженной мощности в течение 5—7 ч;

— нагрузка от пониженной до номинальной мощности;

— работа на номинальной мощности до конца текущих суток.

По программе ИР [5] для реализуемого в проекте ВВЭР-ТОИ 18-месячного топливного цикла было определено, что на протяжении всей кампании для любого из трёх рассматриваемых алгоритмов управления в процессе снижения мощности реактора с максимально допустимой скоростью в активную зону вводится раствор борной кислоты с расходом ме-

нее 60 т/ч. После снижения мощности происходит отравление реактора ксеноном. Для компенсации этого эффекта в активную зону вводится чистый конденсат с расходом менее 60 т/ч на протяжении 90% длительности кампании. При увеличении мощности с максимально допустимой скоростью в активную зону вводится чистый конденсат с расходом, превышающим 60 т/ч, начиная с некоторого момента кампании. После увеличения мощности и при дальнейшей работе на номинальном уровне мощности для компенсации выгорания топлива и ксеноновых эффектов (отравление ксеноном) используется борное регулирование с расходом подачи раствора борной кислоты и чистого конденсата менее 60 т/ч на протяжении 90% длительности кампании. Из этих рассуждений следует, что самым проблемным этапом при работе в режиме суточного графика нагрузки с точки зрения интенсивности использования борного регулирования является этап увеличения мощности.

С помощью расчётов по программе ИР было определено, что, начиная с некоторого момента кампании, в процессе манёвра мощности требуется вводить в первый контур большое количество чистого конденсата и выводить из первого контура на переработку соответствующее количество теплоносителя, которое превышает максимальную суточную производительность очистных систем (100 т/сут).

Таким образом, ограничивающими факторами работы в режиме маневрирования на протяжении кампании являются максимальная скорость подачи чистого конденсата на этапе увеличения мощности и количество выводимого на переработку теплоносителя.

Введём следующие обозначения:  $\tau_a$  — предельный по скорости водообмена момент кампании для работы в суточном графике нагрузки, % от продолжительности кампании;  $\tau_b$  — предельный по суточному накоплению выводимого на переработку теплоносителя момент кампании для работы в суточном графике нагрузки, % от продолжительности кампании.

Величина  $\tau_a$  определяется как момент кампании, при котором достигается скорость водообмена 60 т/ч,  $\tau_b$  — как момент кампании, при котором достигается суточный объём выводимого из первого контура на переработку теплоносителя 100 т/сут.

С помощью программы ИР были смоделированы суточные графики изменения мощности 100—80—100%, 100—60—100%, 100—50—100%, 100—20—100% на начало, середину и

конец первой, переходных и стационарной кампаний ВВЭР-ТОИ соответственно. По результатам расчётного моделирования были получены значения  $\tau_a$  и  $\tau_b$ . Работа реактора моделировалась с применением алгоритма № 1 как наиболее консервативного с точки зрения интенсивности использования борного регулирования в качестве управляющего воздействия. Момент начала увеличения мощности соответствовал максимальному отравлению реактора ксеноном. Результаты моделирования подтверждают тезис о том, что в ходе первой кампании требуется наиболее интенсивное воздействие на активную зону со стороны борного регулирования ввиду того, что интенсивность ксеноновых процессов в первой кампании выше, чем в следующих. Обогащение топлива в первой кампании ниже, что приводит к более интенсивным ксеноновым процессам, поскольку ядра урана и ксенона конкурируют в процессе поглощения нейтронов. Ксеноновые переходные процессы в активной зоне реактора обусловлены нарушением равновесного состояния — динамического равновесия между плотностью потока нейтронов и концентрацией ядер  $^{135}\text{Xe}$  и  $^{135}\text{I}$ . Под ксеноновой устойчивостью (далее — устойчивость) понимается способность активной зоны восстанавливать равновесное состояние. Устойчивость находится в прямой зависимости от абсолютной величины коэффициентов реактивности по температуре топлива и теплоносителя, которые обеспечивают активной зоне отрицательную обратную связь по мощности энерговыделения. При переходе от первой к стационарной кампании абсолютное значение коэффициентов реактивности возрастает — реактор более устойчив в отношении ксеноновых переходных процессов. На устойчивость влияет соотношение между плотностью потока нейтронов и концентрацией ядер ксенона, а также “эффективность” ксенона (способность поглощать нейтроны). Анализ классических уравнений ксеноновых процессов показывает, что с точки зрения физики ксенонового процесса уменьшение концентрации делящихся изотопов в результате выгорания или уменьшения исходного обогащения загрузки ведёт к снижению устойчивости.

По результатам расчётов построены графики зависимости предельного момента кампании работы в суточном графике нагрузки от нижнего уровня мощности реактора (рис. 1). Параметр  $\tau_a$  уменьшается со снижением нижнего (начального) уровня мощности в связи с тем, что в момент начала увеличения мощности для

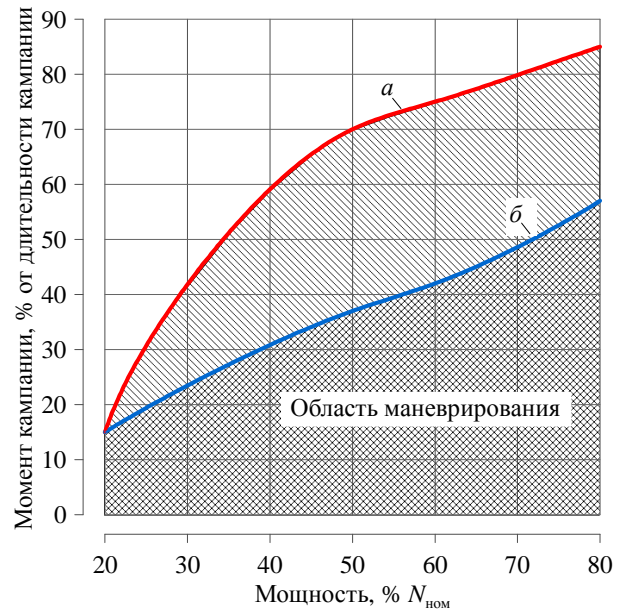


Рис. 1. График зависимости предельного момента кампании работы в суточном графике нагрузки от нижнего (начального) уровня мощности реактора:  $a$  —  $\tau_b$ ;  $b$  —  $\tau_a$

обеспечения требуемой скорости увеличения мощности реактора требуется вводить дистиллят с большим расходом из-за меньшей концентрации борной кислоты в теплоносителе в момент максимума йодной ямы. Параметр  $\tau_b$  уменьшается со снижением нижнего уровня мощности в связи с тем, что чем глубже разгружается реактор (чем быстрее реактор должен набрать необходимую мощность), тем больше накапливается ксенона в активной зоне и соответственно более интенсивно работает система борного регулирования в процессе манёвра мощности и быстрее наступает тот момент кампании, когда количество выводимого на переработку теплоносителя начинает превышать предельное значение (100 т/сут). Результаты расчётного моделирования показывают, что ограничение со стороны скорости водообмена (60 т/сут) определяет область маневрирования (на рис. 1 кривая  $b$  ниже кривой  $a$  для любого значения нижнего уровня мощности и момента кампании).

Заштрихованная часть графика на рис. 1 означает, что в данной области допустимо проведение манёвра мощности при использовании предельно допустимой скорости увеличения мощности реактора в условиях существующих ограничений на производительность оборудования системы борного регулирования (так называемая “область маневрирования”).

Для оценки скорости увеличения мощности, достигаемой в конце кампании (на момент

90% длительности), характеризующейся минимальной эффективностью управляющего воздействия за счёт ввода чистого конденсата, дополнительно были смоделированы манёвры мощности при максимальном расходе чистого конденсата (60 т/ч), в результате чего была определена средняя скорость увеличения мощности в зависимости от нижнего (начального) уровня мощности (рис. 2). Видно, что скорость увеличения мощности растёт по мере снижения нижнего уровня мощности в связи с тем, что чем более низкая мощность была до начала её увеличения, тем больше накопилось ксенона в активной зоне и тем интенсивнее он будет выгорать при увеличении мощности, обеспечивая рост скорости набора мощности.

На рис. 3 показан график зависимости суточного количества выводимого на переработку теплоносителя от значения нижнего уровня мощности реактора на момент 90% длительности кампании. Из рис. 2 и 3 видно, что, например, для манёвра мощности 100—75—100 на момент 90% длительности кампании необходимо увеличивать мощность со средней скоростью 0,3%  $N_{\text{ном/мин}}$  и при этом обеспечить переработку около 210 т/сут выводимого на переработку при водообмене теплоносителя. Из рис. 3 также видно, что для осуществления манёвра мощности на протяжении 90% длительности кампании со снижением мощности до минимально требуемого уровня 20%  $N_{\text{ном}}$  необходимо увеличить производительность очистных

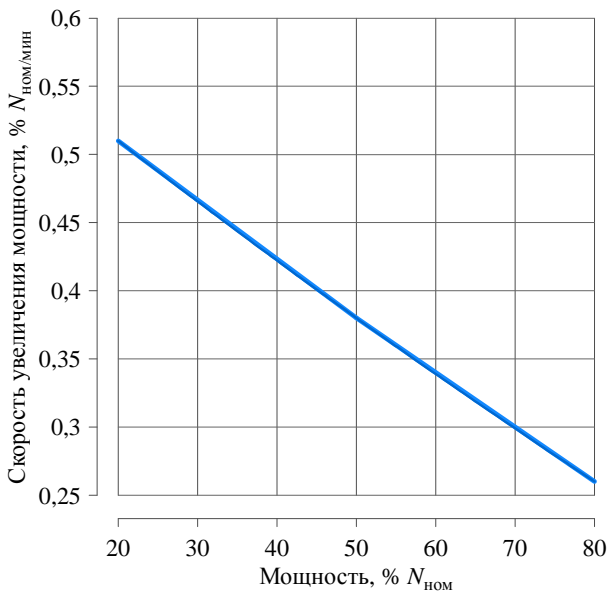


Рис. 2. График зависимости максимальной скорости увеличения мощности при расходе чистого конденсата 60 т/ч от нижнего уровня мощности реактора на момент 90% длительности кампании

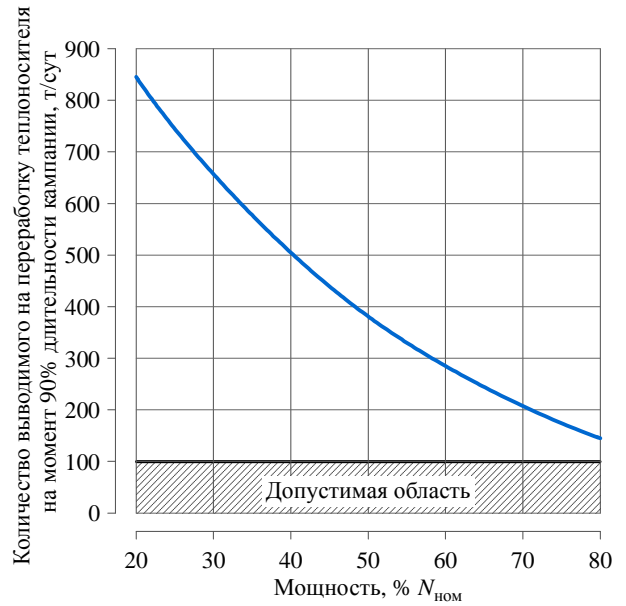


Рис. 3. График зависимости количества выводимого на переработку теплоносителя от нижнего уровня мощности реактора на момент 90% длительности кампании

систем до 850 т/сут, или в 8,5 раза относительно предельного значения (100 т/сут).

На рис. 4 схематично показано, до какой величины необходимо увеличить скорость подачи чистого конденсата (~500 т/ч) и производительность очистных систем (~850 т/сут) для того, чтобы при условии увеличения мощности с максимальной скоростью при использовании алгоритма поддержания постоянного оффсета реактор мог работать в режиме суточного гра-

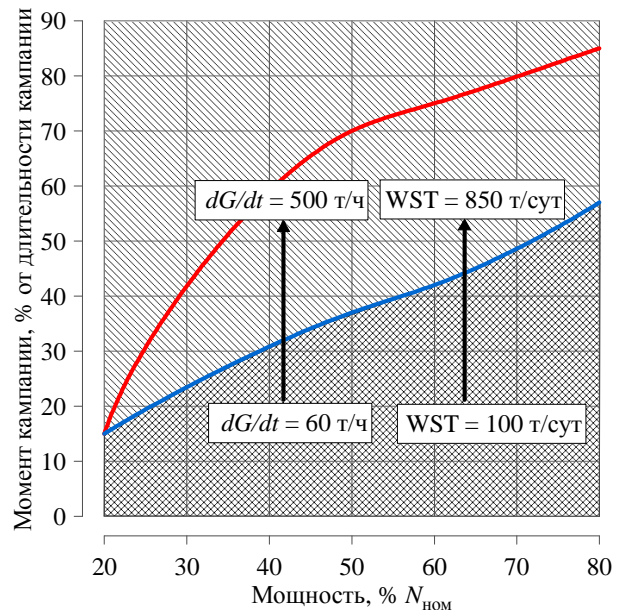


Рис. 4. График зависимости предельного момента кампании работы в суточном графике нагрузки от нижнего уровня мощности реактора

фика нагрузки на протяжении 90% длительности кампании при снижении мощности до любого уровня в диапазоне от 20 до 80%  $N_{ном}$ .

### Заключение

По программе ИР была получена область маневрирования (см. рис. 1), с помощью которой можно оценить интервал кампании для данного нижнего уровня мощности, в течение которого возможна работа реактора ВВЭР-ТОИ в режиме суточного графика нагрузки с использованием алгоритма поддержания постоянного офсета с учётом существующих ограничений со стороны борного регулирования и требований по скорости увеличения мощности. Полученный результат является наиболее консервативным, поскольку для управления энерговыделением в активной зоне использовался алгоритм поддержания постоянного офсета на всём протяжении суточного манёвра мощности. С точки зрения практической реализации возможности работы реактора в суточном графике нагрузки вне диапазона представленной в настоящей статье области маневрирования необходимо использовать менее жёсткие в части поддержания офсета алгоритмы управления полем энерговыделения, температурное регулирование. В перспективе для расширения возможности применения алгоритма поддержания постоянного офсета рекомендуется модернизировать систему подпитки-продувки в части увеличения скорости подачи дистиллята и количества выводимого на переработку теплоносителя.

### Список литературы

1. Филимонов П.Е., Семченков Ю.М., Мезенцев П.П., Ширванянц А.Э., Еремеев С.А., Калинин А.В. Испытания ВВЭР-1200 в режиме суточного графика нагрузки на 1-м энергоблоке Ленинградской АЭС-2. — Атомная энергия, 2025, т. 138, вып. 4, с. 175—181.
2. Филимонов П.Е., Дубов А.А., Семченков Ю.М., Бондарь А.М., Воробьев Д.Ф. Испытания нестационарных режимов работы реактора ВВЭР-1200 на первом энергоблоке Белорусской АЭС. — Там же, 2021, т. 131, вып. 5, с. 243—248.
3. Аверьянова С.П., Вохмянина Н.С., Злобин Д.А. и др. Метод офсет-мощностной фазовой диаграммы для управления энерговыделением реактора. — Там же, 2016, т. 121, вып. 3, с. 123—127.
4. Филимонов П.Е., Семченков Ю.М., Малышев В.В., Долгополов Н.Ю., Поваров В.П., Гусев И.Н. Испытания ВВЭР-1200 при эксплуатации в режиме суточного графика нагрузки на 6-м энергоблоке Нововоронежской АЭС. — Там же, 2020, т. 129, вып. 3, с. 123—129.
5. Аверьянова С.П., Вохмянина Н.С., Злобин Д.Н., Шумский Б.Е., Филимонов П.Е. Развитие расчетной модели реактора в программе ИР по экспериментальным данным о ксеноновых колебаниях энерговыделения. — Там же, 2016, т. 120, вып. 1, с. 9—12.

*Контактная информация —  
Дубов Алексей Андреевич,  
начальник лаборатории,  
тел.: 8(499)196-99-40,  
e-mail: dubov\_aa@nrcki.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 74—78.

## Исследование выхода радиоактивности из АПЛ “Комсомолец” с помощью подводной гамма-спектрометрической аппаратуры

А.Ю. Казеннов, С.А. Калмыков, О.Е. Кикнадзе, Н.Я. Книвель, А.В. Королев, А.О. Никитин,  
НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Статья поступила в редакцию 02.09.2025

После доработки — 02.03.2026

Принята к публикации 02.03.2026

В статье приведён обзор основных результатов многолетнего изучения выхода радиоактивности из АПЛ К-278 “Комсомолец” в окружающую акваторию с помощью подводных гамма-спектрометров серии РЭМ, разработанных в НИЦ “Курчатовский институт”. Исследована динамика выхода радиоактивности из реакторного отсека АПЛ в морскую среду и сделаны выводы о состоянии защитных барьеров. Особое внимание уделено наиболее актуальным результатам, полученным во время обследования в 2022—2024 гг., которые могут служить основой для оценки угрозы для экосистемы Норвежского моря и показали необходимость долгосрочного мониторинга из-за продолжающейся коррозии ядерного топлива в активной зоне реактора. Предложена разработка автономной подводной станции для непрерывного мониторинга.

**Ключевые слова:** радиационное обследование, подводные гамма-спектрометры, АПЛ “Комсомолец”.

**Study of Radioactivity Release from the “Komsomolets” Nuclear Submarine using Underwater Gamma-Spectrometric Equipment.** A.Yu. Kazennov, S.A. Kalmykov, O.E. Kiknadze, N.Ya. Knivel, A.V. Korolev, A.O. Nikitin, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182.

This paper presents an overview of basic results yielded by long-term study of radioactivity released from the K-278 Komsomolets submarine into the surrounding waters using underwater gamma spectrometers of the REM series developed by NRC “Kurchatov Institute”. It analyzes the dynamics of radioactivity releases from the submarine reactor compartment into the marine environment, and concludes about the status of protective barriers. Particular attention is paid to the latest results obtained during the 2022—2024 survey, which can underlie an assessment of threats to the Norwegian Sea ecosystem and highlight the need for long-term monitoring due to ongoing nuclear fuel corrosion in the reactor core. The paper also suggests a preliminary design of an autonomous underwater station for continuous monitoring.

**Key Words:** radiation survey, underwater gamma spectrometers, “Komsomolets” nuclear submarine.

EDN: SOHJKR

### Введение

Растущая экономическая значимость арктических морей, а также ожидаемое в ближайшем будущем увеличение интенсивности внутренних и международных арктических перевозок вызывают интерес мирового сообщества к освоению этого региона.

Однако наряду с новыми возможностями сохраняются и серьёзные экологические угрозы для уязвимых локальных экосистем и экономической деятельности человека. Особую озабоченность вызывает проблема радиоактивного загрязнения, связанная с массовым затоплением радиоактивных отходов и объектов с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ), в числе которых затонувшие и затопленные атомные подводные лодки (АПЛ). В настоящее время считается, что эти объекты не оказывают существенного воздействия на экологию, поскольку уровень радиоактивных выбросов остаётся низким и носит локальный характер. Тем не менее наибольшую потенциальную опасность пред-

ставляют объекты, которые содержат ОЯТ. Коррозия и разрушение защитных барьеров могут вызвать более масштабный выброс радионуклидов, что приведёт к долгосрочному накоплению радиоактивных веществ в донных отложениях и их распространению по пищевым цепочкам. Особый интерес представляет АПЛ К-278 “Комсомолец”, затонувшая в Норвежском море в 1989 г. Глубина её затопления (1680 м) создаёт особые технические сложности для организации мониторинга и проведения возможных восстановительных работ.

АПЛ К-278 “Комсомолец” со вторым экипажем отправилась на боевую службу 28 февраля 1989 г. На 38-е сутки похода (7 апреля 1989 г.), когда лодка шла в Норвежском море на глубине 386 м со скоростью 8 узлов, начался пожар в седьмом отсеке [1]. Спустя 6 ч лодка затонула, погибли 46 человек.

АПЛ “Комсомолец” была оснащена одним водо-водяным реактором ОК-650Б-3 мощностью 190 МВт [2]. Согласно расчётным оценкам, проведённым в НИЦ “Курчатовский ин-

ститут”, суммарная активность долгоживущих продуктов деления ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ) в реакторе на 2025 г. составляла  $\sim 68,9$  кКи (2,5 ПБк). В момент гибели АПЛ её ядерная энергетическая установка (ЯЭУ) была заглушена штатными средствами регулирования и находилась в расхоложенном состоянии, однако в торпедных аппаратах находились две ракето-торпеды с ядерной боевой частью.

В настоящей статье представлены основные результаты изучения выхода радиоактивности из АПЛ К-278 “Комсомолец” в окружающую акваторию.

### Результаты исследований и их обсуждение

Вскоре после аварии, 27 апреля 1989 г. в район гибели АПЛ “Комсомолец” было отправлено научно-исследовательское судно “Академик Мстислав Келдыш”. С помощью глубоководных обитаемых аппаратов (ГОА) “Мир-1” и “Мир-2”, имевшихся на борту судна, требовалось выполнить ряд важнейших оперативных задач: установить точное местоположение субмарины, определить масштабы разрушений и обнаружить места возможного выхода радиоактивных веществ из АПЛ в окружающую среду. Для радиационного мониторинга в ходе этой экспедиции на аппаратах “Мир” применялся стандартный заборный дозиметрический датчик гамма-излучения с точностью 0,5 мкР/ч [3]. Однако дозиметрическая съёмка радиационной обстановки не выявила превышения радиационного фона.

Всё это показало необходимость разработки прямых высокочувствительных методов для

обследования радиационной ситуации около АПЛ и прогноза состояния реакторной установки.

Впоследствии с 1991 по 1997 г. в район нахождения АПЛ “Комсомолец” были организованы шесть экспедиций, в которых участвовали специалисты из более чем 20 научных и технических организаций [4]. За эти годы учёными и инженерами был разработан и применён комплекс специализированного оборудования, включая устройства для прямых измерений на корпусе АПЛ, системы отбора проб с помощью ГОА “Мир”, аппаратуру обработки данных и лабораторного анализа полученных образцов.

НИЦ “Курчатовский институт” разработал ряд подводных спектрометров типа РЭМ (радиоэкологический модуль) для размещения на аппарате “Мир” и осуществления прямых радиационных измерений на АПЛ.

В 1991 г. во второй экспедиции к месту затопления АПЛ “Комсомолец” с помощью гамма-спектрометра РЭМ-1, размещённого на ГОА “Мир”, в воде вблизи АПЛ впервые были обнаружены техногенные радионуклиды  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{134}\text{Cs}$ . Всего за время погружений ГОА было зарегистрировано несколько сотен спектров гамма-излучения, что позволило составить подробную картину радиационного состояния окружающей АПЛ морской среды (рис. 1). Анализ данных позволил точно определить источник поступления радионуклидов из АПЛ в окружающую среду — открытая труба вентиляции реакторного отсека, расположенная на кормовой оконечности рубки. Максимальная концентрация  $^{137}\text{Cs}$ , зарегистрированная гамма-

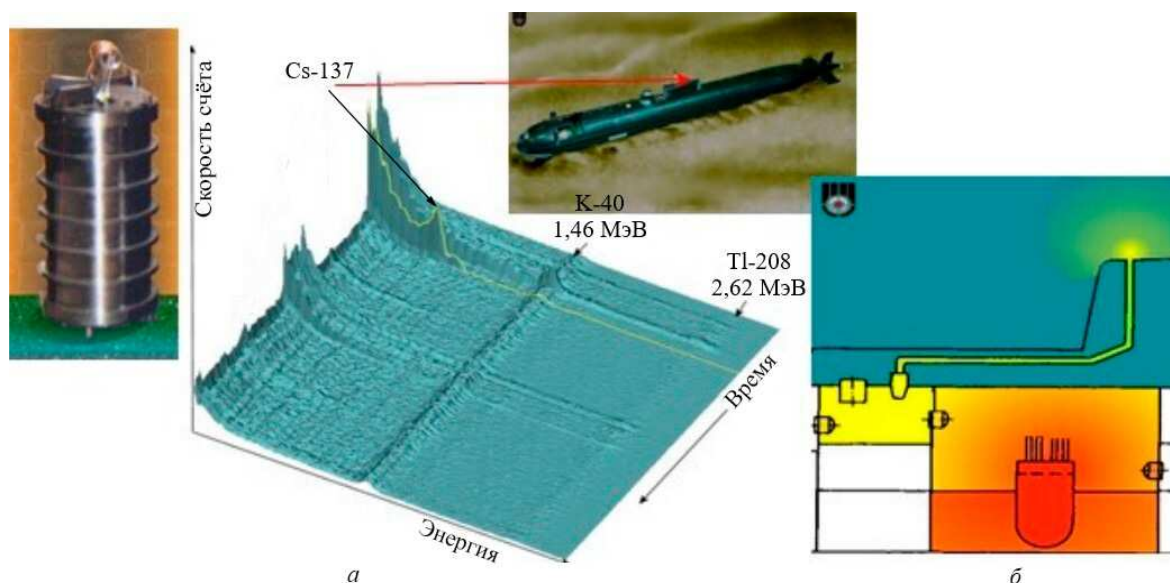


Рис. 1. Обнаружение выхода радионуклидов из АПЛ “Комсомолец” в 1991 г. с помощью гамма-спектрометра РЭМ-1 (а) и схема выхода радионуклидов из реактора АПЛ “Комсомолец” (б)

спектрометром РЭМ-1 в 1991 г., составила ~4 Бк/л на расстоянии 1—2 м от трубы.

В ходе исследований, проведённых в 1992—1993 гг., поиск мест выхода радионуклидов из АПЛ был продолжен. При этом совместно с подводными спектрометрами типа РЭМ использовались аналогичные спектрометры “ЭКО”, разработанные к этому времени в Крыловском ГНЦ. Это позволило повысить эффективность обследования путём одновременного проведения измерений с двух ГОА “Мир”. По результатам всех измерений было установлено, что труба вентиляции реакторного отсека — единственное место выхода радионуклидов из АПЛ. При этом из-за разбавления область, где спектрометрами могла быть зарегистрирована выходящая из реакторного отсека радиоактивность, не превышала нескольких метров от места выхода.

На основе полученных результатов был сделан вывод, что при гибели АПЛ “Комсомолец” произошли разрушение переборок и разгерметизация первого контура с последующим выходом продуктов деления из первого контура в объём реакторной выгородки. При этом происходило заполнение первого контура морской водой с солёностью 35 г/л. В этих условиях начинаются коррозионное разрушение тепловыделяющих элементов активной зоны реактора и диффузионный выход в воду продуктов деления ядерного топлива и активации конструкций АПЛ. Далее радиоактивные вещества выходят в аппаратную выгородку над реактором, откуда через трубу наружной вентиляции реакторной выгородки вытягиваются в забортное пространство (см. рис. 1).

Первые попытки определить концентрацию радионуклидов непосредственно в месте выхода (в трубе вентиляции) проводились в экспедициях 1992—1993 гг. путём установки в трубу селективных к  $^{137}\text{Cs}$  сорбентов. В экспедиции 1993 г. измерение активности селективного сорбента, находившегося в течение восьми суток в трубе вентиляции, дало оценку содержа-

ния  $^{137}\text{Cs}$  в воде на уровне 13 Бк/л. Вместе с тем полученный результат содержал значительную неопределённость из-за трудностей с точным определением уровня расхода воды через сорбент.

Для точного измерения концентрации радионуклидов и исследования динамики их выхода были разработаны автономные подводные гамма-спектрометры, которые позволяли по заданной программе регистрировать спектры гамма-излучения в течение длительного времени. С помощью манипулятора ГОА “Мир” устанавливал датчик в трубу вентиляции, диаметр которой составлял 220 мм.

Первые успешные измерения в трубе вентиляции с помощью автономных спектрометров были проведены в 1994 г. В дальнейшем такой метод измерений стал основным для определения поступления радионуклидов из реактора АПЛ в окружающую среду.

С течением времени спектрометры модифицировались — уменьшались их габариты и вес, расширялись возможности применения. В табл. 1 приведены основные характеристики подводных спектрометров, использовавшихся при исследованиях выхода радионуклидов из реакторной установки АПЛ “Комсомолец”. В качестве детекторов во всех спектрометрах использовались сцинтилляционные кристаллы йодистого натрия, активированного таллием  $\text{NaI(Tl)}$ . На рис. 2 показаны фотографии размещения спектрометров в трубе вентиляции реакторного отсека АПЛ “Комсомолец”.

Для определения концентрации  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{Cs}$  и фонового  $^{40}\text{K}$  в воде внутри трубы чувствительность гамма-спектрометров к этим радионуклидам была рассчитана методом Монте-Карло по программе MCNP.

Следует отметить, что спектры, зарегистрированные подводным спектрометром в трубе вентиляции, обусловлены излучением как радионуклидов, непосредственно находящихся в воде, заполняющей трубу, так и радионуклидов, осевших на стенки трубы. Для пра-

**Таблица 1.** Основные характеристики подводных спектрометров, использовавшихся при исследованиях выхода радионуклидов из реакторной установки АПЛ “Комсомолец”

Спектрометр	Размеры детектора, мм	Кол-во спектров в памяти	Число каналов спектра	Суммарная экспозиция, ч	Материал капсулы	Габариты спектрометра, мм	Вес в воздухе, кг
РЭМ-4АМ	Ø25×25	15	128	10	Нержавеющая сталь	Ø90×1000	10
РЭМ-11	Ø25×25	31	256	20	Титан	Ø160×800	12
РЭМ-4АМ1	Ø40×40	64	256	100	Титан	Ø160×800	12
РЭМ-26	Ø60×100	500	512	8	Титан	Ø72×450	3

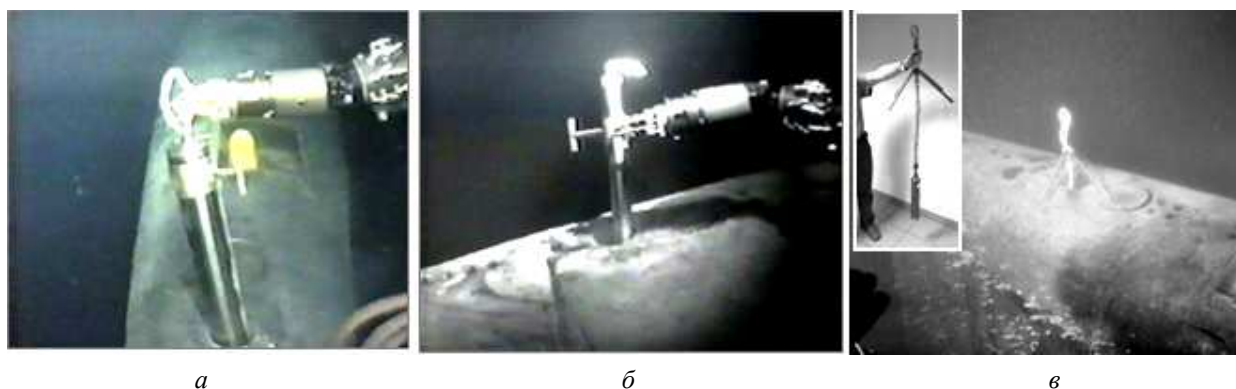


Рис. 2. Размещение автономных спектрометров в месте выхода радионуклидов из реактора АПЛ “Комсомолец”: РЭМ-11 в 1994 г. (а), РЭМ-4АМ1 в 1995 г. (б) и РЭМ-26 в 2007, 2022, 2023 гг. (в)

вильной оценки скорости выхода радионуклидов, в частности  $^{137}\text{Cs}$ , из АПЛ “Комсомолец” по результатам прямых гамма-спектрометрических измерений эти два “источника” излучения должны быть разделены. Для этого было проведено сравнение скоростей счёта спектрометра в энергетических диапазонах, соответствующих области рассеянного излучения  $^{137}\text{Cs}$  (200—580 кэВ) и области пика полного поглощения (580—750 кэВ), и были рассчитаны по МСНР отклики спектрометра для геометрий “источник в воде” и “источник на стенке” трубы. На рис. 3 приведены отношения скоростей счёта спектрометра РЭМ-4АМ1 в этих диапазонах при измерениях в 1995 г. и расчётные значения этого отношения для геометрий “источник в воде” и “источник на стенке” трубы. Как видно на рис. 3, на протяжении первых 2,5 суток нахождения спектрометра в трубе вентиляции основной вклад в спектр излучения давал  $^{137}\text{Cs}$ , осевший на стенках трубы, т.е. выхода радионуклидов в окружающую среду практически не наблюдалось. Затем начинается резкий рост скорости счёта, при этом отношение быстро (~10 ч) падает до значения, характерного для геометрии нахождения источника излучения в воде трубы, т.е. именно в это время происходил выход радионуклидов из АПЛ в окружающую среду.

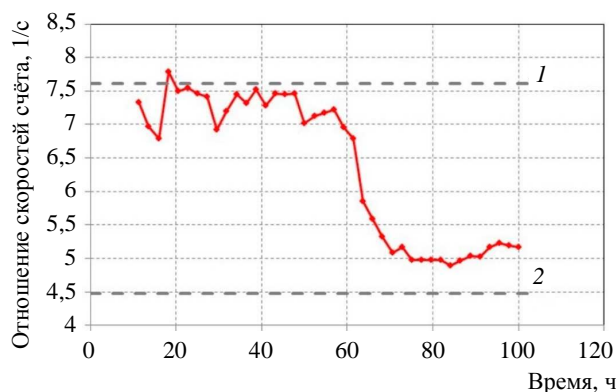


Рис. 3. Отношение скоростей счёта спектрометра в диапазонах (200—580)/(580—750) кэВ в зависимости от времени. Расчётные значения для геометрий: 1 — “источник на стенке”; 2 — “источник в воде”

Используя полученные экспериментальные значения скорости счёта в указанных энергетических диапазонах и соответствующие расчётные значения эффективностей для двух геометрий, были определены удельные активности радионуклидов в воде и на стенках трубы.

В табл. 2 приведена статистическая информация обо всех измерениях, проведённых с помощью автономных спектрометров в трубе вентиляции — месте выхода радионуклидов из АПЛ “Комсомолец”.

В табл. 3 представлены результирующие данные по всем измерениям, проведённым с

**Таблица 2.** Данные по измерениям, проведённым с помощью автономных спектрометров в трубе вентиляции — месте выхода радионуклидов из АПЛ “Комсомолец”

Год	Спектрометр	Время измерений (длительность)	Число спектров	Экспозиция одного спектра, с
1994	РЭМ-4АМ	13—15.07 (30 ч)	6	3600
	РЭМ-11	21.07 (4,5 ч)	9	1500
1995	РЭМ-4АМ1	11—15.07 (4 сут)	40	1200
2007	РЭМ-26	16—17.08 (30 ч)	208	200
2022	РЭМ-26	Июль (22 ч)	22	300
2023—2024	РЭМ-26	Июнь—февраль (235 сут)	235	100

**Таблица 3.** Результаты прямых спектрометрических измерений удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в воде трубы вентиляции АПЛ “Комсомолец” и соответствующие оценки среднего годового поступления этого радионуклида в окружающую морскую среду

Год	Среднее значение активности $^{137}\text{Cs}$ в воде трубы, Бк/л	Разброс значений активности, Бк/л	Период измерений	Оценка среднего годового поступления $^{137}\text{Cs}$ в окружающую среду, ГБк/год (Ки/год)
1994	550	210—830	35 ч	6,9 (0,2)
1995	202	0—600	100 ч	2,3 (0,06)
2007	5,0	0—12	30 ч	0,03 ( $8,1 \cdot 10^{-4}$ )
2022	14	10—22	22 ч	0,18 (0,005)
2023—2024	17	0—52	235 сут	0,21 (0,006)

помощью автономных спектрометров в трубе вентиляции — месте выхода радионуклидов из АПЛ “Комсомолец”. Для оценки среднего годового поступления  $^{137}\text{Cs}$  в окружающую среду использовалось значение среднего расхода воды  $\sim 0,4$  л/с, полученное из анализа видеоматериалов установки и извлечения аппаратуры в полость вентиляционной трубы. Следует отметить, что эта величина требует уточнения с помощью специальных измерений.

Как видно из табл. 3, средняя скорость поступления  $^{137}\text{Cs}$  в окружающую морскую среду за 30 лет снизилась более чем в 30 раз. При этом к настоящему времени в спектрах, зарегистрированных в трубе вентиляции, уже не наблюдается присутствия относительно короткоживущих  $^{60}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5,27$  лет) и  $^{134}\text{Cs}$  ( $T_{1/2} = 2,06$  лет) из-за их радиоактивного распада. На рис. 4 и 5 приведены спектры, зарегистрированные спектрометром РЭМ-4АМ1 в 1995 г. и спектрометром РЭМ-26 в 2007 и 2022 гг.

Вместе с тем выход радионуклидов продолжается до сих пор, причём за последние

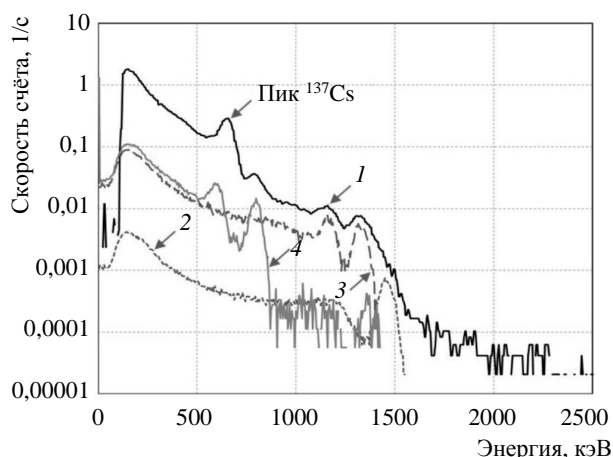


Рис. 4. Спектр гамма-излучения, зарегистрированный в трубе вентиляции реакторного отсека АПЛ в 1995 г.: 1 — экспериментальный спектр; 2 — вклад фонового  $^{40}\text{K}$  (11 Бк/л); 3 — расчётный вклад  $^{60}\text{Co}$ ; 4 — расчётный вклад  $^{134}\text{Cs}$

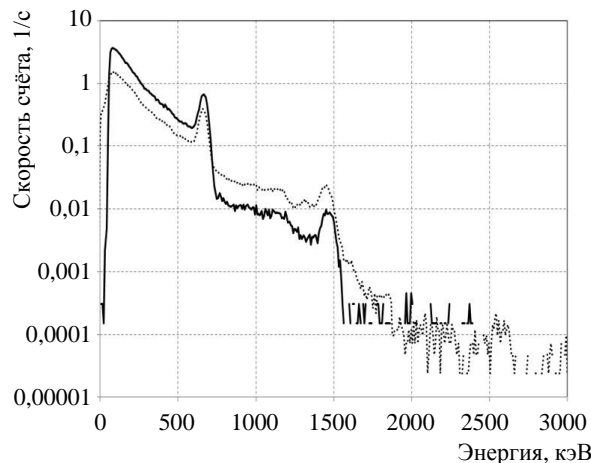


Рис. 5. Спектр гамма-излучения, зарегистрированный в трубе вентиляции реакторного отсека АПЛ в 2022 г. (—) в сравнении с 2007 г. (.....)

несколько лет этот выход практически не меняется.

Полученные экспериментальные данные показывают, что выход радионуклидов из АПЛ “Комсомолец” в окружающую морскую среду характеризуется двумя стадиями: “пассивной”, в которой выход минимален, и “активной”, при которой скорость выхода увеличивается в несколько раз.

Это связано с изменением скорости и направления придонных течений в районе затопления — при определённых условиях возникает сквозной ток воды внутри АПЛ, который приводит к выносу воды из реакторного отсека в окружающую среду, т.е. к активной стадии выхода радионуклидов. Такому потоку воды, в частности, способствуют как явно наблюдаемые разрушения прочного корпуса в носовой части, так и скрытые разрушения в кормовой части, через которые произошло затопление лодки. В пассивной стадии проток воды отсутствует и внутри АПЛ образуется застойная зона, при этом вышедшие из реактора радионуклиды вместе с продуктами коррозии в виде взвеси оседают на внутренних поверхно-

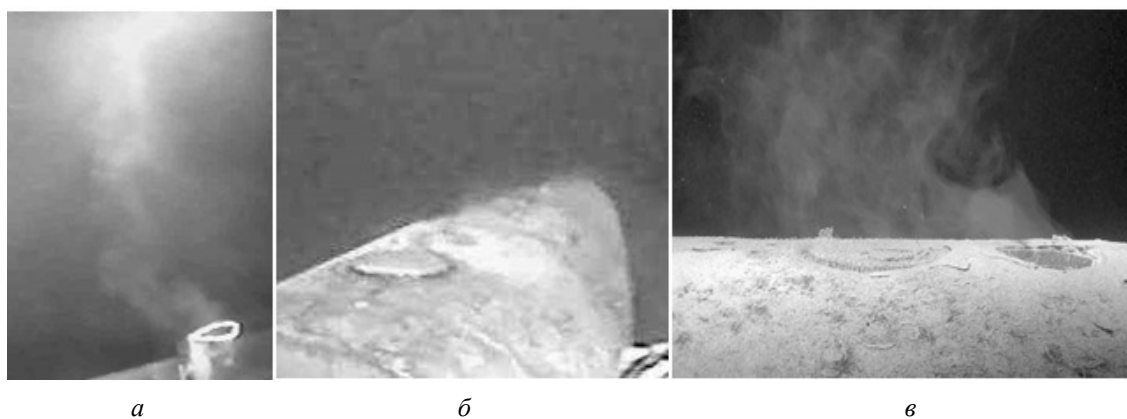


Рис. 6. “Дымление” из трубы вентиляции АПЛ “Комсомолец” в 1994 (а), 1995 (б) и 2019 гг. (в)

стях внутри отсеков АПЛ. Возможно, может иметь место даже обратный процесс — окружающая “чистая” вода через трубу втягивается внутрь АПЛ, “очищая” от взвеси её поверхность, что объясняет колебания скорости счёта спектрометра в пассивной стадии выхода. При новом начале активной фазы взвесь снова смывается потоком воды, образуя на выходе из трубы характерное “дымление” (рис. 6).

На рис. 7 показана динамика изменения содержания  $^{137}\text{Cs}$  в воде трубы при измерениях,

проведённых в 1995 и 2007 гг. По данным годовых измерений, полученным с помощью долговременных океанологических станций [4], максимальный сезонный разброс скорости течений в месте затопления АПЛ составляет  $\pm 20$  см/с, при этом разброс от полусуточных и суточных приливных колебаний не превосходит  $\pm 2$  см/с.

Как видно из рис. 7, в 1995 г. измерения проводились как в пассивной стадии (когда спектр определялся  $^{137}\text{Cs}$ , находящимся во

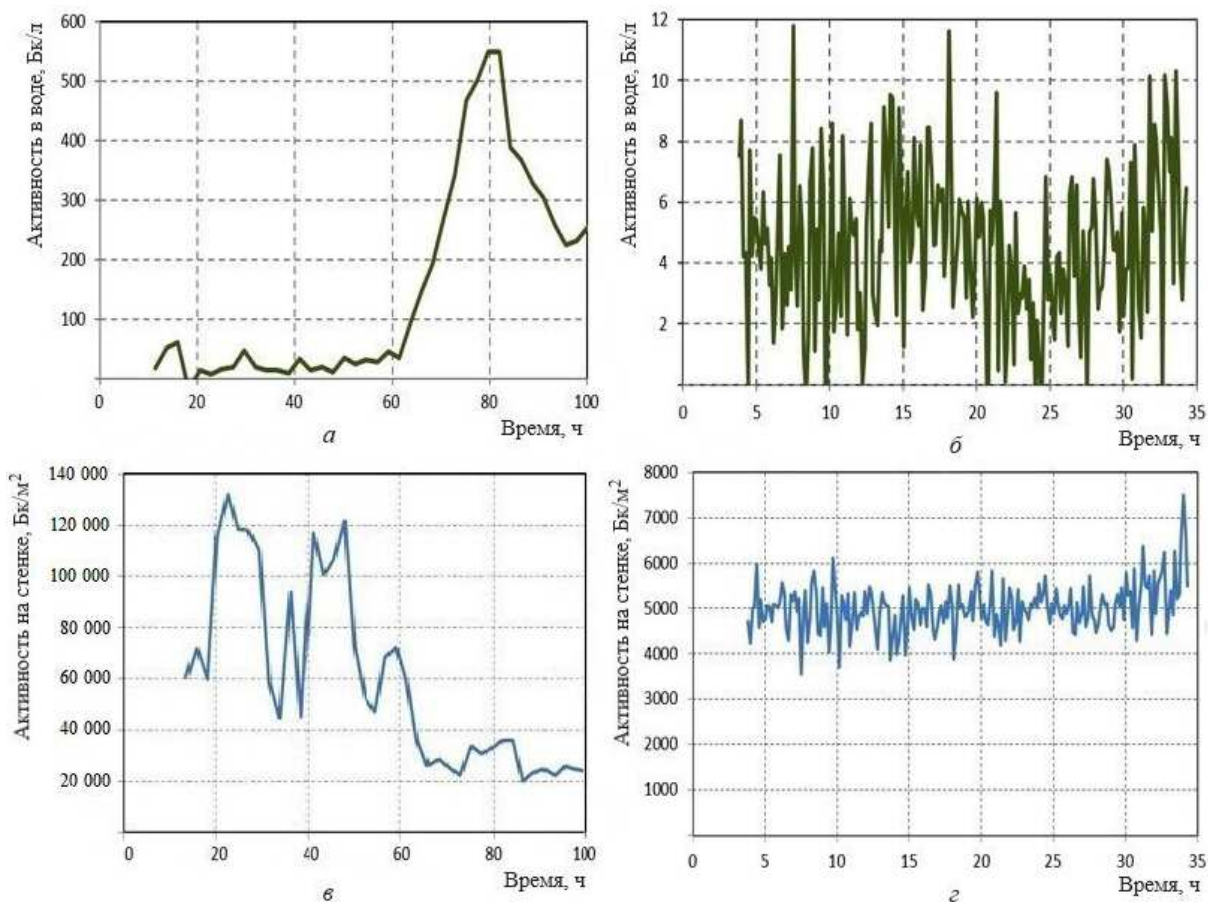


Рис. 7. Изменение содержания  $^{137}\text{Cs}$  в воде (а, б) и на стенке трубы (в, г) вентиляции: а, в — 1995 г., б, г — 2007 г.

взвеси, осевшей на стенки трубы), так и в активной стадии (когда преобладал  $^{137}\text{Cs}$ , содержащийся в воде, выходящей вместе со взвесью из трубы). В 2007 г. измерения проводились только при пассивной стадии, когда отклик детектора определялся главным образом  $^{137}\text{Cs}$ , находящимся на стенках трубы. Это подтверждается, в частности, отсутствием “дымления” из трубы при измерениях в 2007 г. При этом изменение со временем удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в воде трубы явно имеет периодический характер, причём этот период практически совпадает с периодом приливно-отливных течений для этого района моря.

Наиболее полно подтверждают такой механизм выхода радиоактивности из АПЛ “Комсомолец” долговременные измерения, проводившиеся в 2023—2024 гг. ежесуточно в течение восьми месяцев [5]. Ранее все экспедиционные исследования АПЛ “Комсомолец” проводились в летний период, поэтому необходимо было провести измерения и в другие периоды, когда возможно значительное изменение сезонных течений в районе затопления АПЛ.

Результат анализа зарегистрированных спектров подтверждает переменный характер выхода радионуклидов из реакторного отсека АПЛ “Комсомолец”, при этом концентрация  $^{137}\text{Cs}$  в воде трубы изменяется от 0 до 50 Бк/л (рис. 8).

В отличие от ранее проводившихся достаточно краткосрочных измерений в этой серии для целого ряда спектров отношения рассеянной части спектра к пику полного поглощения превышают расчётное значение для геометрии, когда весь  $^{137}\text{Cs}$  находится на стенке трубы. Это свидетельствует о значительном увеличении в этих спектрах рассеянной части, связанной с вкладом источников  $^{137}\text{Cs}$ , находящихся либо

вне трубы вентиляции, либо в самой трубе, но на значительном удалении от детектора (например, упавшие в низ трубы в 1990-х гг. селективные сорбенты  $^{137}\text{Cs}$ ). Вероятно, в этом случае имеет место обратный ток воды внутрь АПЛ, который “очищает” поверхность трубы. На рис. 9 показаны характерные спектры, соответствующие максимальному и минимальному отношениям, а также спектр, усреднённый по всей серии.

Как видно на рис. 9, в спектре, соответствующем максимальному отношению, пик полного поглощения практически отсутствует, что говорит о том, что для этого момента времени содержание  $^{137}\text{Cs}$  как в воде трубы, так и на её стенке минимально и этот спектр для всей серии можно считать фоновым, а содержание  $^{137}\text{Cs}$  в воде трубы равно нулю.

Усреднённое по всем измерениям 2023—2024 гг. значение концентрации  $^{137}\text{Cs}$  в воде трубы составляет 17 Бк/л [5], что близко к значению, полученному в 2022 г. (14 Бк/л) [6], и более чем в три раза превосходит значение 2007 г. (5 Бк/л), полученное при пассивной стадии выхода радиоактивности. Усреднённое значение концентрации  $^{137}\text{Cs}$  на стенке трубы составило 200 Бк/м<sup>2</sup>. На основании полученных в 2023—2024 гг. данных была дана оценка скорости поступления  $^{137}\text{Cs}$  из АПЛ в окружающую среду на уровне 0,2 ГБк/год. Для сравнения, аналогичную активность за счёт естественного радионуклида  $^{40}\text{K}$  содержит куб морской воды со стороны 26 м.

Среди экспедиций по обследованию АПЛ “Комсомолец” следует отметить совместную российско-норвежскую экспедицию в июле 2019 г., организованную Норвежским агентством по радиационной защите (NRPA). В ходе работ норвежские специалисты провели детальный визуальный осмотр корпуса подвод-

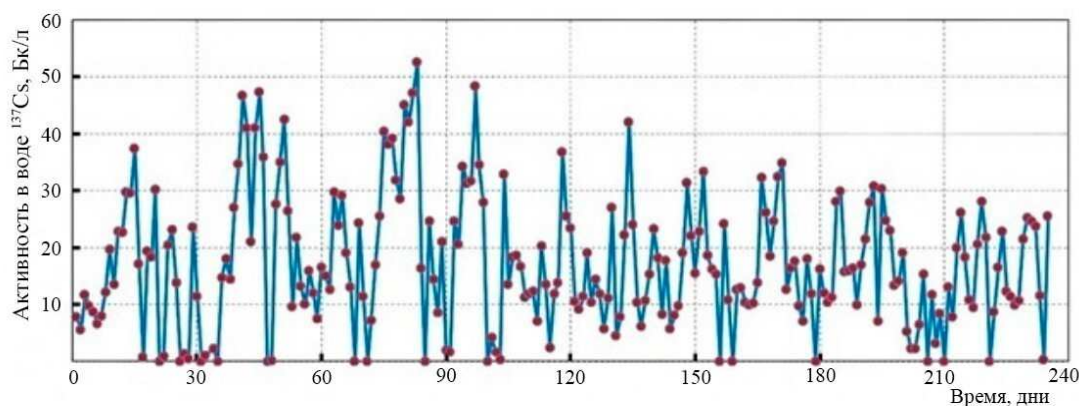


Рис. 8. Изменение концентрации  $^{137}\text{Cs}$  в воде трубы вентиляции АПЛ “Комсомолец” за восемь месяцев непрерывного мониторинга в 2023—2024 гг.

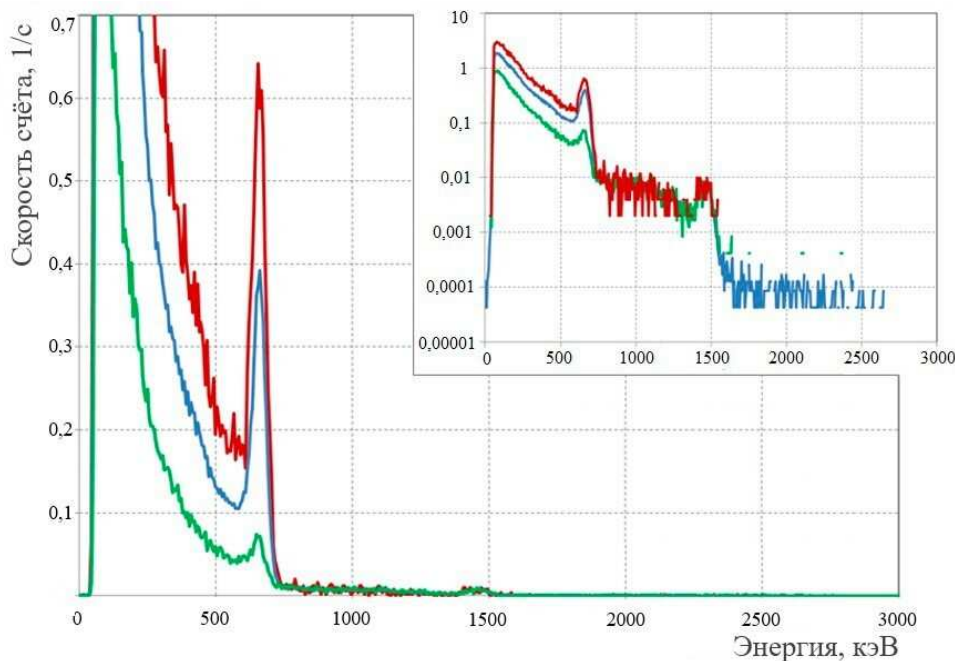


Рис. 9. Характерные спектры, зарегистрированные в 2023—2024 гг.: — минимум; — среднее; — максимум

ной лодки и отобрали пробы окружающей среды, включая морскую воду, донные отложения и представителей морской флоры и фауны в непосредственной близости от объекта [2].

Для отбора проб были совершены четыре погружения телеуправляемого подводного аппарата *Aegir6000*. В ходе первого погружения выход взвеси донных отложений из вентиляционной трубы визуально не фиксировался, тогда как в последующих трёх погружениях данный процесс наблюдался отчётливо. Анализ пробы воды, отобранной при первом погружении (в отсутствие видимого выхода взвеси), показал, что концентрация  $^{137}\text{Cs}$  не превышала  $60 \text{ Бк/м}^3$ . В отличие от этого пробы, взятые в непосредственной близости от вентиляционной трубы при активном выходе взвеси, продемонстрировали значительное увеличение концентраций: для  $^{137}\text{Cs}$  — от 14 до  $792 \text{ кБк/м}^3$  и для  $^{90}\text{Sr}$  — от 3,2 до  $398 \text{ кБк/м}^3$  [5]. Стоит подчеркнуть, что активность проб, отобранных на высоте 40 см над выходом трубы, оказалась на два порядка ниже, что свидетельствует о быстром рассеивании радиоактивных веществ в водной среде.

Максимальная концентрация  $^{137}\text{Cs}$  была зафиксирована в пробе, отобранной с поверхности решётчатого отверстия, расположенного рядом с вентиляционной трубой. Результат анализа ( $\sim 800 \text{ Бк/л}$ ) не только превышает значения 2007 г. более чем на два порядка, но и оказался выше средних значений, зарегистрированных в 1995 г. Такое значительное превышение, веро-

ятно, связано с попаданием в пробу седиментационных отложений, длительное время накапливавшихся на поверхности решётки и соответственно аккумулировавших радиоактивность. Данное обстоятельство ставит под сомнение точность оценки скорости выхода радионуклидов по результатам всех проб, отобранных в 2019 г. в районе вентиляционной трубы, поскольку аналогичный эффект мог исказить и другие измерения. Исследование продемонстрировало ограниченную информативность метода отбора проб для количественной оценки выхода радионуклидов. Для получения объективных результатов необходимы прямые долгосрочные измерения с помощью подводных гамма-спектрометров. Достоверным результатом исследований 2019 г. является подтверждение импульсного характера выхода радиоактивных веществ из реакторного отсека АПЛ “Комсомолец”.

В табл. 4 для сравнения приведены обобщённые результаты оценки концентрации  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$ , полученные при анализе радиоактивности отобранных проб воды и селективных сорбентов за всё время исследований. Как видно из таблицы, результаты измерений  $^{137}\text{Cs}$  в отобранных пробах воды в 1994—1995 гг. хорошо согласуются с результатами прямых измерений (см. табл. 3). Кроме того, можно отметить, что отношение концентраций  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$  в воде, выходящей из АПЛ “Комсомолец”, составляет  $\sim 2$  за всё время наблюдений.

**Таблица 4.** Концентрация  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$  в воде трубы вентиляции АПЛ “Комсомолец”, полученная при анализе радиоактивности отобранных проб воды и селективных сорбентов

Год	Концентрация $^{137}\text{Cs}$ , Бк/л	Концентрация $^{90}\text{Sr}$ , Бк/л	Метод отбора пробы
1993	13	—	Селективный сорбент
1994	580	$260 \pm 70$	Поршневой батометр
1995	370	—	Поршневой батометр
2019	<0,060—800	<0,02—400	Поршневой батометр

### Заключение

Представлены результаты многолетних исследований выхода радиоактивности из АПЛ К-278 “Комсомолец” в окружающую акваторию. Полученные значения скорости поступления радиоактивности в морскую среду — это необходимые исходные данные для определения дозовых нагрузок на биоту и население, оценки угрозы для локальных экосистем Норвежского моря, жителей прибрежных территорий и потребителей продукции рыболовного промысла, осуществляемого в этом районе.

Учитывая то, что АПЛ “Комсомолец” находится на морском дне уже 37 лет и все эти годы происходит коррозионное разрушение ядерного топлива в активной зоне реактора, такой мониторинг должен и впредь проводиться непрерывно. Для этой цели следует провести разработку специальной подводной автономной станции долговременного радиационного мониторинга (ПАСДРМ).

В 1995 г. в НИЦ “Курчатовский институт” была разработана экспериментальная модель такой станции. В её состав вошли подводный спектрометр типа РЭМ-4АМ1, роторный измеритель скорости и направления течений, блок плавучестей и гидроакустический размыкатель (рис. 10). В 1995 г. комплекс был установлен на АПЛ “Комсомолец” для работы в течение одного года. Однако в 1996 г. поднять станцию не удалось из-за невозможности организовать специальную экспедицию, а в 1997 г. при погружении ГОА “Мир” всплывающая часть со спектрометром не была обнаружена.

Следует также отметить, что проведение работ по обследованию затонувшей АПЛ “Комсомолец” требует тщательной подготовки и специального оснащения. В первую очередь это касается выбора средства проведения работ — подводного аппарата. Ранее в экспедициях по обследованию этой АПЛ использова-

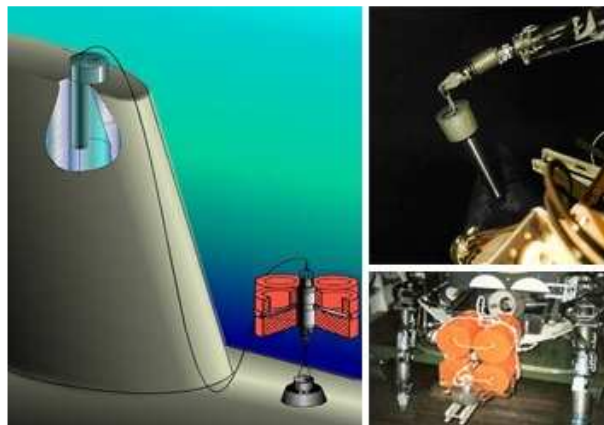


Рис. 10. Прототип станции долговременного мониторинга выхода радиоактивности из АПЛ “Комсомолец”, разработанной в 1995 г.

лись глубоководные обитаемые аппараты “Мир”. Сейчас возможно использование телеуправляемых аппаратов рабочего класса (типа “Веном”, “Тритон”, “Пантера” и др.) с борта специального судна, оборудованного системой динамического позиционирования. Другими составляющими успешного выполнения работ являются правильный выбор аппаратуры и разработка соответствующих методик измерения.

В частности, измерительный комплекс, помимо подводного спектрометра, должен включать в себя гидрологический зонд либо инклинометр для измерения скорости и направления течения, а также гидрологический датчик для измерения расхода воды в трубе вентиляции реакторного отсека. Такой комплекс аппаратуры, размещённой на АПЛ “Комсомолец” на срок не менее одного года, позволит:

- точно оценить ежегодный выход радиоактивности в окружающую среду;
- оценить годовую и сезонную динамику выхода радиоактивности;
- связать скорость поступления радиоактивности в окружающую среду со скоростью и

направлением придонных течений в районе затопления АПЛ.

Прототип такого измерительного комплекса (автономной подводной станции радиационного мониторинга) в настоящее время разрабатывается в НИЦ “Курчатовский институт”.

Несмотря на многолетнюю историю исследований, в настоящее время данных о степени коррозионного разрушения в морской воде топливных элементов с отработавшим топливом явно недостаточно для полного понимания динамики их разрушения. Затонувшая АПЛ “Комсомолец” является не только единственным ядерно-опасным объектом в Мировом океане, выход радиоактивности из которого в окружающую среду доказан, но и уникальным экспериментальным стендом для исследования поведения ядерного топлива при его долговременном нахождении в морской воде. По этой причине АПЛ “Комсомолец” является наиболее предпочтительным объектом для долговременной установки на неё автономной подводной станции радиационного мониторинга, контролирующей радиационную и гидрологическую обстановку вблизи лодки.

Результаты исследований будут использованы для расчёта интегрального годового выхода радионуклидов из реакторного отсека, оценки динамики поступления радиоактивности в окружающую морскую среду, а также для прогнозирования дальнейшего развития радиологической ситуации в районе затопления АПЛ “Комсомолец”.

## Список литературы

1. **Апальков Ю.В.** Подводные лодки советского флота 1945—1991 гг. Монография. Т. 3. — М.: Изд-во “Моркнига”, 2012. 308 с.
2. **Саркисов А.А., Сивинцев Ю.В., Высоцкий В.Л., Никитин В.С.** Атомное наследие холодной войны на дне Арктики. Радиологические и технико-экономические проблемы радиационной реабилитации морей. — М.: Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2015. 699 с.
3. **Гладков Г.А., Сивинцев Ю.В.** Радиационная обстановка в районе затонувшей подводной лодки “Комсомолец”. — Атомная энергия, 1994, т. 77, вып. 5, с. 379—386.
4. **Сагалевиц А.М. и др.** Океанологические исследования и подводно-технические работы на месте гибели атомной подводной лодки “Комсомолец”. — М.: Наука, 1996. 362 с.
5. **Кикнадзе О.Е., Казеннов А.Ю.** Результаты долговременных измерений выхода радионуклидов из реактора АПЛ “Комсомолец”. Отчет о НИР № 113-19/65 от 16.10.2024. — М.: НИЦ “Курчатовский институт”, 2024.
6. **Кикнадзе О.Е., Казеннов А.Ю.** Результаты исследования выхода радионуклидов из реактора АПЛ “Комсомолец”. Предварительный отчет о НИР № 113-19/09 от 12.10.2022. — М.: НИЦ “Курчатовский институт”, 2022.

*Контактная информация —  
Калмыков Сергей Александрович,  
начальник группы,  
тел.: 8(906)721-26-73,  
e-mail: Kalmykov\_SA@nrcki.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 79—88.

УДК 621.039

## Кинетика накопления газообразных продуктов деления в буферном слое микротвэлов ВТГР

*Н.С. Безрук, А.С. Иванов,*

НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Статья поступила в редакцию 02.10.2025

После доработки — 20.02.2026

Принята к публикации 24.02.2026

Проведён теоретический анализ механизмов выхода газообразных продуктов деления (ГПД) из топливного зерна в буферный слой микротвэла ВТГР — термически активируемой диффузии, радиационно-стимулированной диффузии, “прямой отдачи” и “нокаута”. Разработан расчётный код, с помощью которого выполнена оценка кинетики роста избыточного давления ксенона в температурном диапазоне 1000—1300 °С. Показано, что при низких температурах около 1000 °С вклад эффекта “прямой отдачи” в формирование давления сопоставим с диффузионным, а при температурах выше диффузия начинает доминировать. Выполнен анализ зависимости коэффициента диффузии от выгорания. Установлено, что наибольший вклад в выход ГПД вносит термически активируемая диффузия, усиливающаяся по мере выгорания топлива.

**Ключевые слова:** микротвэл, ксенон, криптон, диффузия, “нокаут”.

**Kinetics of Fission Gas Accumulation in the Buffer Layer of HTGR Coated Fuel Particles.** *N.S. Bezruk, A.S. Ivanov, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182.*

A theoretical analysis of mechanisms of fission gas releases from fuel kernels into the buffer layer of HTGR coated fuel particles has been carried out, including thermally activated diffusion, radiation-induced diffusion, direct recoil, and knockout. A computational code was developed to evaluate the kinetics of excess xenon pressure buildup in the temperature range of 1000—1300 °C. It was shown that at low temperatures of about 1000 °C, the recoil effect contribution to pressure buildup is comparable to that of diffusion, while at higher temperatures the diffusion begins to dominate. An analysis of how the diffusion coefficient depends on burnup established the largest contribution to fission gas releases to source from thermally activated diffusion, which increases with fuel burnup.

**Key Words:** coated fuel particle, xenon, krypton, diffusion, knockout.

EDN: TIYGVA

### Введение

Топливо в высокотемпературных газоохлаждаемых реакторах (ВТГР) представляет собой микротвэлы (МТ). В центре каждого МТ находится топливный зерно из  $\text{UO}_2$ , окружённый защитными слоями из пироуглерода и карбида кремния [1]. Зерно покрывает буферный слой из пористого пироуглерода (ВРУС-слой), основными назначениями которого являются компенсация распухания топливного зерна в процессе выгорания и аккумуляция газов, образующихся в процессе работы реактора. Накопление газов в порах буферного слоя может привести к разрушению оболочки МТ под воздействием избыточного давления.

Основной вклад в формирование избыточного давления в буферном слое вносят газообразные продукты деления (ГПД) и оксиды углерода. Оксиды углерода, преимущественно  $\text{CO}$ , появляются вследствие реакции углерода буферного слоя с “высвободившимся” после деления урана кислородом и покинувшим топливное зерно. Вопрос о механизме миграции

атомов кислорода из зерна в буферный слой является нетривиальной задачей. В состоянии термодинамического равновесия весь “высвободившийся” кислород связывается с продуктами деления и компонентами топлива [2]. Однако в реакторных условиях в результате процессов воздействия быстрых частиц (нейтронов, гамма-квантов, осколков деления) происходит отклонение рассматриваемой системы от термодинамически равновесного состояния, в результате чего некоторая часть кислорода всё-таки высвобождается из зерна. Более детальное решение этой задачи будет выполнено позднее.

Не менее важный, а может, и основной вклад в формирование давления вносят газообразные продукты деления, механизмы накопления которых в буферном слое существенно отличаются от принципов возникновения там оксидов углерода, поскольку ГПД не вступают ни в какое химическое взаимодействие с продуктами деления и компонентами топлива. Среди ГПД наибольшую долю занимает ксенон, а оставшуюся — криптон. Оба элемента в подавляющем большинстве случаев образуются в

топливе не сразу при делении ядра урана, а чуть позже вследствие последовательных  $\beta$ -распадов. Основным механизмом в вопросе выхода ГПД из ядра в буферный слой является диффузия. Ксенон и криптон способны перемещаться по образующимся в топливе вакансиям, диффундируя таким образом к поверхности ядра. Коэффициент диффузии при этом описывается уравнением Аррениуса и может быть определён экспериментально. Имеется несколько работ [3—6], в которых была получена зависимость коэффициента диффузии ГПД в диоксиде урана  $D(T)$  для слабо облучённого топлива. Однако по мере выгорания топлива в ядре накапливаются различные дефекты, количество которых существенно усиливает диффузию ГПД. Помимо этого, имеют место и эффекты, связанные с нахождением топлива непосредственно в условиях активной зоны реактора. Эти эффекты, проявляющиеся под воздействием быстрых частиц, рассмотрены в настоящей статье.

Если оценивать количество ксенона и криптона в буферном слое по предельной величине, т.е. предполагать, что все ГПД выходят из ядра моментально, то доля разрушенных МТ под воздействием избыточного давления оказывается завышенной. Благодаря более точной оценке кинетики выхода ГПД из ядра в ВРУС-слой можно существенно снизить расчётную долю разгерметизировавшихся МТ в активной зоне реактора ВТГР, что позволит повысить прогнозируемую эксплуатационную надёжность микротоплива.

### Постановка задачи

За выход ГПД из ядра отвечает ряд механизмов. Прежде всего это термически активируемая диффузия, а также радиационно-стимулированная диффузия. Согласно работам [7—8] коэффициент диффузии  $D$  ксенона в ядре можно представить в виде суммы

$$D(T, B, \phi) = D_1(T) + D_2(T, B) + D_3(\phi), \quad (1)$$

где  $D_1$  — термически активируемая диффузия,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $D_2$  — диффузия, индуцированная вакансиями,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $D_3$  — радиационно-стимулированная диффузия,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $T$  — температура топлива, К;  $B$  — выгорание топлива, % FIMA;  $\phi$  — скорость деления топлива,  $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Первое слагаемое  $D_1$  описывает термически активируемую диффузию необлучённого топлива и зависит только от температуры. Второе диффузионное слагаемое  $D_2$  описывает

возрастание диффузии ксенона в диоксиде урана из-за наличия вакансий, образующихся в топливе при выгорании. В соответствии с работой [7] параметр  $D_2$  описывается с помощью соотношения

$$D_2(T, B) = \delta^2 j_v(T) V(B), \quad (2)$$

где  $\delta$  — размер атомного скачка, м;  $j_v$  — скорость атомного скачка,  $\text{с}^{-1}$ ;  $V(B)$  — безразмерная концентрация вакансий (количество вакансий, делённое на число узлов в решётке).

Произведение  $\delta^2 j_v(T)$  характеризует способность атома или дефекта к миграции в структуре, а доминирующее влияние на величину диффузионного коэффициента оказывает именно концентрация вакансий  $V(B)$ , зависящая от условий облучения.

В работе [9] рассчитывалась концентрация вакансий с использованием кода MFPR (Module for Fission Product Release), в котором реализована модель эволюции точечных и протяжённых дефектов в  $\text{UO}_2$  под облучением. В результате расчёта авторам удалось получить зависимость концентрации вакансий в топливе от выгорания, которую можно использовать в слагаемом  $D_2$ .

Третье диффузионное слагаемое  $D_3$  представляет собой радиационно-стимулированный диффузионный вклад и описывает внутриреакторные условия топлива. Коэффициент  $D_3$  определяется по формуле

$$D_3(\phi) = A\phi, \quad (3)$$

где  $A = 2 \cdot 10^{-40}$  — константа [8, 10]. Коэффициент  $D_3$  не зависит ни от степени выгорания, ни от температуры, а лишь от скорости деления ядер урана, приведённой к объёму топлива.

Скорость деления в объёме была оценена из расчёта 200 МВт тепловой мощности реактора,  $0,1436 \text{ м}^3$  объёма топлива в активной зоне и составила  $4,35 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для дальнейших расчётов скорость деления консервативно была принята  $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Таким образом, коэффициент диффузии состоит из члена, зависящего от температуры, члена, зависящего от концентрации вакансий, и члена, зависящего от внутриреакторных условий. Однако второе слагаемое  $D_2$  не описывает в полной мере усиление диффузии в зависимости от выгорания. Достаточно быстро концентрация вакансий начинает уменьшаться, поскольку вакансии перерастают в более крупные дефекты, образуется система сначала мелких, а затем и крупных пор. В связи с этим необходимо учитывать интегральное усиление диффузии в зависимости от выгорания топлива.

### Зависимость диффузии от выгорания

В работе [11] Б.Ф. Майерс рассматривает усиление диффузии ГПД в диоксиде урана при выгорании. Автор приводит феноменологическое соотношение для описания зависимости приведённого эффективного коэффициента диффузии при различных температурах и выгораниях:

$$\lg(\bar{D}') = -5,94 - \frac{5463}{T} + \frac{3,24}{1+11/B}, \quad (4)$$

где  $\bar{D}'$  — приведённый коэффициент диффузии.

В ряде работ [11—12] для описания выхода ГПД вводится приведённый коэффициент диффузии  $\bar{D}'$ , который нормируется на характерный размер  $a$  зерна материала ( $\bar{D}' = D/a^2$ ). В результате такой приведённый коэффициент диффузии перестаёт быть характеристикой материала, а обратный пересчёт к истинному коэффициенту диффузии требует знания, использованного в работах [11—12] для нормировки характерного размера, значение которого не приводится.

В связи с этим термическая часть соотношения Майерса (4) не используется в настоящей работе. Однако представленная в формуле (4) зависимость от выгорания сохраняет принципиальную ценность как эмпирический безразмерный множитель, отражающий ускорение диффузии при выгорании топлива:

$$\lg D(T, B) = \lg D_i(T) + \frac{3,24}{1+11/B}, \quad (5)$$

где  $D(T, B)$  — эффективный коэффициент диффузии,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $D_i(T)$  — коэффициент термически активируемой диффузии без учёта выгорания,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

При выгорании 16,42% FIMA увеличение коэффициента диффузии по сравнению со свежим топливом составляет практически два порядка. В связи с этим следует отметить, что зависимость коэффициента диффузии от выгорания чрезвычайно важна для корректной оценки кинетики выхода ГПД под оболочки микротоплива.

На рис. 1 изображены зависимости коэффициента термически активируемой диффузии ксенона в диоксиде урана в соответствии с данными работ [3—6]. На рисунке видно, что результаты, полученные в работе [6], располагаются довольно близко к данным, приведённым в работе [3]. Следует отметить, что в работе [3] представлены экспериментальные данные, ана-

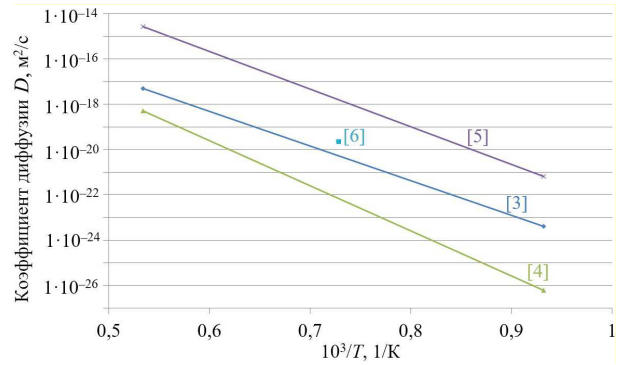


Рис. 1. Зависимости коэффициента диффузии  $D$  от  $1/T$  в соответствии с работами [3—6]

логичные данным, полученным в работе [6] на основе экспериментов с утечкой ксенона из  $\text{UO}_2$ -керна. Такое совпадение подтверждает достоверность результатов [6] и указывает на хорошую сходимость с независимыми экспериментальными исследованиями.

Отличия в коэффициентах диффузии, приведённые в работах [3—6], составляют более четырёх порядков величины, что указывает на существенные различия в используемых подходах и условиях получения результатов измерений.

Помимо диффузии, атомы ксенона и криптона могут покидать поверхностный слой зерна под воздействием осколков деления, что и является вторым механизмом выхода. В работе [13] описаны эффекты “прямой отдачи” и “но-каута”, а в работе [14] построена математическая модель, позволяющая количественно оценивать вклады этих эффектов. Вылет осколков деления с поверхностного слоя существенно изменяет профиль концентрации ГПД в объёме зерна.

Целями настоящей работы являются анализ механизмов выхода ГПД и реализация кода для расчёта давления ГПД в буферном слое МТ.

### Оценка выхода ГПД

В рамках настоящего исследования разработан код расчёта давления ГПД в буферном слое МТ. Методология кода основана на решении дифференциального уравнения диффузии с членом-источником, отражающим скорость образования ГПД в топливе в результате выгорания уранового топлива:

$$\frac{\partial C(r, t)}{\partial t} = -\text{div } \mathbf{j} + Q; \quad \mathbf{j} = -D \nabla C(r, t); \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial C(r, t)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0;$$

$$C(R_k, t) = 0;$$

$$C(r, 0) = 0,$$

где  $C(r, t)$  — концентрация ксенона в керне,  $\text{м}^{-3}$ ;  $t$  — время, с;  $\mathbf{j}$  — диффузионный поток атомов ксенона,  $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ ;  $Q$  — скорость образования ксенона в керне,  $\text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ .

Граничное условие первого рода  $C(R_k, t) = 0$  принято потому, что растворимость ксенона в двуокиси урана при рабочих температурах топлива ( $<1400$  °С) близка к нулю (см., например, [15, 16]).

Количество образующегося в керне ксенона растёт линейно с выгоранием топлива. При этом кампания 800 эф. сут соответствует выгоранию 16,42% FIMA. Скорость образования ксенона в керне определяется через отношение количества ксенона в конце кампании к длительности этой кампании. Значение  $Q$  составило  $1,51\cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$  для ксенона и на порядок меньшую величину  $1,67\cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$  для криптона.

Радиоактивный распад ксенона не учитывается в уравнении диффузии. Это связано с тем, что расчёт ведётся не для конкретного изотопа, а для суммарной концентрации ксенона. На таких временных масштабах, как кампания реактора ВТГР, доля распадающегося ксенона по сравнению с общим накопленным количеством становится несущественной, а его накопление представляет собой линейную функцию, зависящую от степени выгорания топлива. Большая часть изотопов ксенона нестабильна и имеет небольшие периоды полураспада, а основной вклад в увеличение концентрации со временем вносят стабильные изотопы  $^{131}\text{Xe}$ ,  $^{132}\text{Xe}$ ,  $^{134}\text{Xe}$  и  $^{136}\text{Xe}$ .

Расчётный код реализован на языке программирования Python с использованием стандартных библиотек NumPy [17], SciPy [18] и Matplotlib [19]. Решение дифференциального уравнения диффузии выполнено методом конечных разностей с разбиением радиуса керна на 1000 ячеек. Разбиение по времени составило 8000 шагов.

Решение уравнения позволяет получить радиальные профили концентрации ксенона и криптона в керне. На основании градиента концентрации на границе керна—буфер вычисляется диффузионный поток атомов ксенона. Интегрирование этого потока по времени и по поверхности керна даёт общее количество атомов  $N_D$ , мигрировавших из топливного керна в буфер за счёт диффузии (7):

$$N_D(t) = \int_0^t \oint (\mathbf{j} ds) dt, \quad (7)$$

где  $ds$  — площадь поверхности керна,  $\text{м}^2$ .

Для расчёта был принят коэффициент диффузии, который представляет собой сумму слагаемых, учитывающих не только температурную зависимость, а также выгорание топлива и реакторные условия. В качестве коэффициентов термически активируемой диффузии в настоящей работе были приняты данные работы [3] Д. Дэвиса и Г. Лонга. С учётом рассмотренных эффектов коэффициент диффузии определяется соотношением

$$D(T, B, \phi) = \exp\left(\frac{7,46}{1+11/B}\right) \cdot 7,6 \cdot 10^{-10} \times \exp\left(-\frac{293314}{RT}\right) + \delta^2 j_v V(B) + A\phi, \quad (8)$$

где  $R$  — газовая постоянная.

На рис. 2 изображена зависимость коэффициента диффузии ГПД в керне от степени выгорания топлива при 1100 °С. На начальном этапе кампании наблюдается резкий рост диффузии вакансий  $D_2$ , который быстро достигает максимума и затем снижается более чем на два порядка величины [9], практически не влияя на суммарный коэффициент диффузии на поздних стадиях выгорания. Вклад радиационно-стимулированной диффузии  $D_3$  остаётся постоянным на протяжении всей кампании. Основной вклад в суммарный коэффициент диффузии в рассматриваемых условиях вносит термически активируемая диффузия, величина которой растёт по мере увеличения выгорания. Таким

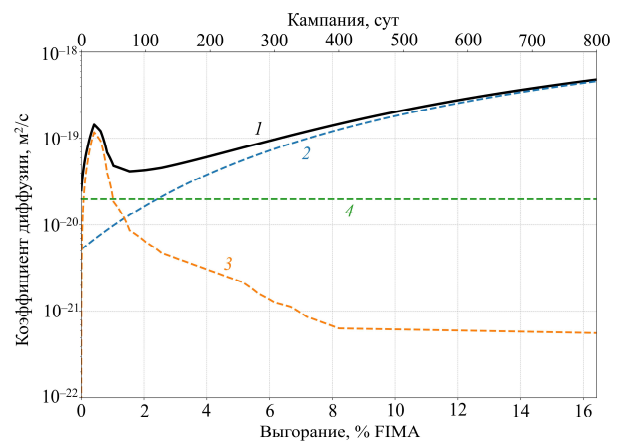


Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии ГПД в керне от степени выгорания топлива при 1100 °С: 1 — суммарный коэффициент диффузии; 2 — коэффициент термически активируемой диффузии; 3 — коэффициент диффузии, индуцированной вакансиями; 4 — коэффициент радиационно-стимулированной диффузии

образом, в рассматриваемых условиях поведение суммарного коэффициента диффузии на поздних стадиях выгорания определяется, главным образом, термически активируемой диффузией, усиленной структурными изменениями топлива из-за выгорания, а вклад других механизмов, за исключением начального периода кампании, несущественен.

В расчётах отдельно рассмотрены эффекты “нокаута” и “прямой отдачи”, которые оказывают влияние на форму профиля концентрации вблизи поверхности керна. В частности, в случае плоской поверхности эффект “прямой отдачи” реализуется через линейное уменьшение в 2 раза концентрации ГПД в слое толщиной, равной длине свободного пробега осколка деления [14]. В рассматриваемом случае длина свободного пробега осколка деления  $\mu_f$  существенно меньше радиуса керна  $R_k$ . В связи с этим запишем уравнение диффузии с учётом уменьшения интенсивности источника ГПД в приповерхностном слое керна за счёт эффекта “прямой отдачи” в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial C(r, t)}{\partial t} &= -\operatorname{div} \mathbf{j} + Q\theta(r) + Q \times \\ &\times \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{r - \mu_f}{R_k - \mu_f} \right) (1 - \theta(r)); \quad (9) \\ \frac{\partial C(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0; \\ C(R_k, t) &= 0; \\ C(r, 0) &= 0, \end{aligned}$$

где  $R_k$  — радиус керна, мкм;  $\mu_f$  — длина свободного пробега осколка деления, мкм;  $\theta(r)$  — функция Хевисайда:

$$\theta(r) = \begin{cases} 1, & r \in (0, R_k - \mu_f); \\ 0, & r \in (R_k - \mu_f, R_k). \end{cases} \quad (10)$$

При этом в силу непрерывности функции источника в уравнении диффузии (9) сохраняется непрерывность потока в точке  $r = R_k - \mu_f$ :

$$\frac{\partial C(r, t)}{\partial t} \Big|_{r=R_k - \mu_f - 0} = \frac{\partial C(r, t)}{\partial t} \Big|_{r=R_k - \mu_f + 0}. \quad (11)$$

На рис. 3 представлены концентрационные профили атомов ксенона в кернах, полученные в результате решения уравнения (9) в различные моменты времени.

Число атомов ксенона, вышедших из керна к моменту времени  $t$  вследствие диффузионно-го переноса, определяется соотношением (7).

Согласно работам [13—14] вклад эффекта “нокаут” в выход ГПД из топлива является

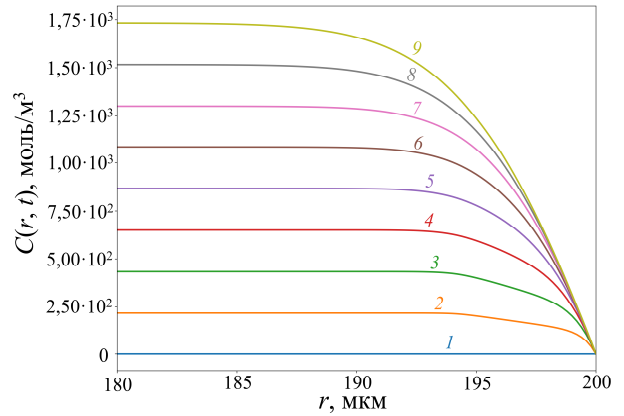


Рис. 3. Профили концентрации ксенона в кернах из диоксида урана в разные моменты времени при 1100 °C: 1 — начальный момент времени; 2 — спустя 100 суток; 3 — спустя 200 суток; 4 — спустя 300 суток; 5 — спустя 400 суток; 6 — спустя 500 суток; 7 — спустя 600 суток; 8 — спустя 700 суток; 9 — спустя 800 суток

пренебрежимо малым. В отличие от “прямой отдачи”, которая представляет собой непосредственный вылет осколка деления на длину его свободного пробега за пределы керна, эффект “нокаута” заключается в том, что осколок выбивает ГПД из приповерхностного слоя топлива. Вероятность такого процесса довольно низка из-за сравнительно малой концентрации ГПД в топливе [14]. Кроме того, если осколок деления вместо собственного вылета передаёт энергию другому атому, то сам остаётся в кернах и соответственно не реализуется эффект “прямой отдачи”. Таким образом, можно сказать, что оба механизма как бы взаимодополняют друг друга и эффектом “нокаут” в выходе ГПД можно пренебречь. По предельным оценкам, выполненным по аналитическим формулам из работы [14], доля атомов ГПД, выходящих из топлива за счёт эффекта “нокаут”, составляет лишь около 0,00375% от всего ксенона в кернах. По этой причине в рамках данной работы эффект “нокаута” не учитывается. Для оценки выхода газообразных продуктов деления среди эффектов воздействия быстрых частиц рассматривается только механизм “прямой отдачи”.

Помимо изменения профиля концентрации, в расчёте давления необходимо учитывать ту часть ксенона, которая вышла из керна в буферный слой именно за счёт эффекта “прямой отдачи”. Это количество  $N_{dr}$  (direct recoil) можно получить путём интегрирования профиля концентрации по объёму поверхностного сферического слоя:

$$N_{dr} = 4\pi \int_0^t \int_{R_k - \mu_f}^{R_k} (C_1(r, t) - C_2(r, t)) r^2 dr dt, \quad (12)$$

где  $C_1(r, t)$  — профиль концентрации ксенона в керне без учёта эффектов диффузии и “прямой отдачи”,  $\text{см}^{-3}$ ;  $C_2(r, t)$  — линейный профиль концентрации ксенона в керне с учётом “прямой отдачи”,  $\text{см}^{-3}$ .

Итоговое давление в буферной зоне определяется с учётом как диффузионного переноса, так и выхода ГПД из-за эффекта “прямой отдачи”.

### Анализ результатов

Значение давлений ксенона и криптона в буферном слое рассчитывалось по уравнению состояния идеального газа (13)

$$PV_{\text{ВРЭС}} = \{N_D(t) + N_{\text{др}}(t)\} k_B T, \quad (13)$$

где  $P$  — давление ГПД, Па;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $V_{\text{ВРЭС}}$  — свободный объём буферного слоя,  $\text{м}^3$ .

Расчёты выполнялись при температурах 1000, 1100, 1200 и 1300 °С. Полученные результаты представлены на рис. 4—7. Давление рассчитывалось отдельно по результатам диффузионного выхода и выхода за счёт эффекта “прямой отдачи”.

Анализ полученных результатов показывает, что в диапазоне температуры 1000—1300 °С вклад эффекта “прямой отдачи” при низких температурах сопоставим с давлением ксенона, мигрирующего из керна за счёт диффузии. При повышении температуры диффузионный механизм начинает доминировать, однако даже в условиях максимальной рассмотренной темпе-

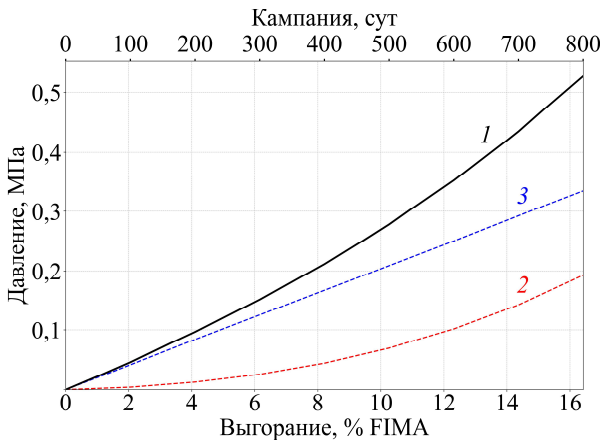


Рис. 4. Зависимость давления ксенона от выгорания топлива при 1000 °С: 1 — суммарное давление; 2 — давление ксенона, вышедшего посредством диффузии; 3 — давление ксенона, вышедшего посредством эффекта “прямой отдачи”

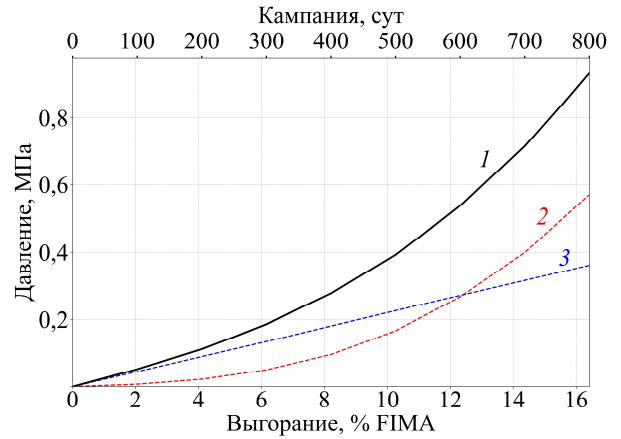


Рис. 5. Зависимость давления ксенона от выгорания топлива при 1100 °С: 1 — суммарное давление; 2 — давление ксенона, вышедшего посредством диффузии; 3 — давление ксенона, вышедшего посредством эффекта “прямой отдачи”

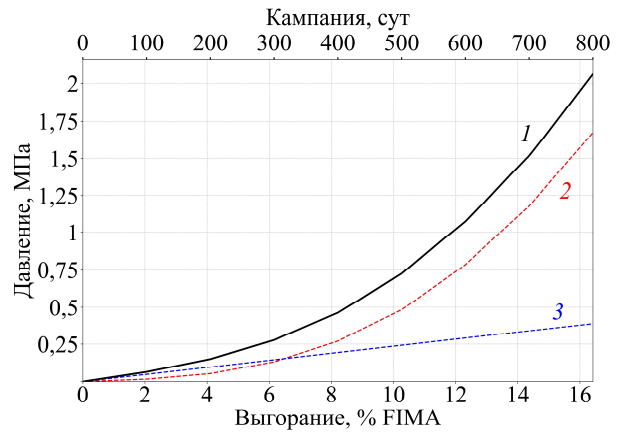


Рис. 6. Зависимость давления ксенона от выгорания топлива при 1200 °С: 1 — суммарное давление; 2 — давление ксенона, вышедшего посредством диффузии; 3 — давление ксенона, вышедшего посредством эффекта “прямой отдачи”

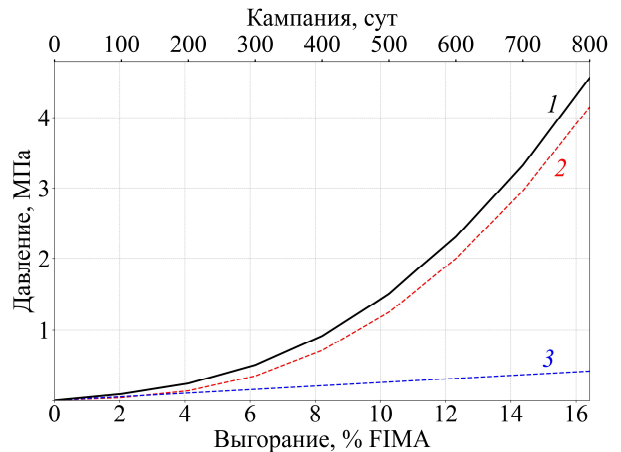


Рис. 7. Зависимость давления ксенона от выгорания топлива при 1300 °С: 1 — суммарное давление; 2 — давление ксенона, вышедшего посредством диффузии; 3 — давление ксенона, вышедшего посредством эффекта “прямой отдачи”

ратуры 1300 °С расчётное давление ксенона в буферном слое не превышает 5 МПа. Для сравнения, если консервативно предполагать, что абсолютно весь ксенон в топливе моментально выходит в буферный слой, то это значение достигало бы 18,75 МПа. Таким образом, расчёт количества ГПД с учётом реальных физических процессов демонстрирует более чем четырёхкратное снижение давления по сравнению с максимально возможным значением при температуре 1300 °С.

В таблице приведены значения давлений ксенона в буферном слое МТ в конце кампании при различных температурах  $P_{\text{расч}}$ , рассчитанные с помощью разработанной методики, и для сравнения значения давления  $P_{\text{мгн}}$ , полученные в модели “мгновенного выхода”.

При температуре 1000 °С величина давления не достигает даже 1 МПа, что свидетельствует о крайне малом выходе ксенона из топливного ядра в буферный слой. Эти результаты позволяют сделать вывод, что в реальных условиях эксплуатации, даже при высоких температурах, накопление ксенона в буферном слое не приводит к критическим давлениям, что должно положительно сказаться на оценке эксплуатационной надёжности МТ. В таблице для сравнения приведены значения давлений ксенона в буферном слое МТ при максимальном выгорании и разных температурах. Можно заметить, что давления ксенона, полученные расчётным путём, значительно меньше консервативной оценки. При увеличении температуры топлива, конечно, можно добиться полного выхода ГПД за кампанию реактора, однако в рабочем диапазоне температуры 1000—1300 °С реальный выход ГПД из ядра в буферный слой существенно меньше величины, получаемой в модели “мгновенного выхода”.

### Заключение

В настоящей работе проведена теоретическая оценка избыточного давления ГПД в буферном слое МТ. На основе анализа механизмов выхода ГПД из ядра отмечено, что на

начальном этапе кампании наблюдается резкий рост диффузии вакансий, который быстро достигает максимума и затем снижается более чем на два порядка величины, практически не влияя на суммарный коэффициент диффузии на поздних стадиях выгорания. Вклад радиационно-стимулированной диффузии остаётся постоянным на протяжении всей кампании.

Установлено, что среди механизмов, усиливающих диффузию ксенона, при повышенных температурах определяющим фактором, формирующим избыточное давление ГПД, является термически активируемая диффузия. Влияние радиационно-стимулированной диффузии и диффузии, индуцированной вакансиями, в данном случае оказывается менее значимым.

Показано, что диффузия ГПД в ядре существенно усиливается по мере выгорания топлива, что связано с изменением его микроструктуры. Зависимость коэффициента диффузии от выгорания чрезвычайно важна для корректной оценки кинетики выхода ГПД под оболочки МТ.

Расчёт избыточного давления ксенона в температурном диапазоне 1000—1300 °С позволил выявить два ключевых момента: при более низких температурах вклад “прямой отдачи” сравним с диффузионным или даже превышает его, тогда как при повышении температуры диффузия явно начинает доминировать. При высоких температурах и выгораниях накопление ксенона в буферном слое не вызывает критических давлений, что может существенно повысить оценку эксплуатационной надёжности МТ.

Криптон демонстрирует близкое к ксенону диффузионное поведение. Коэффициенты диффузии криптона и ксенона можно принимать равными, так как оба газа представляют собой тяжёлые инертные атомы с сопоставимыми размерами и механизмами перемещения в топливе. Однако в эффекте “прямой отдачи” различия становятся заметны. Криптон, относясь к более лёгкому осколку деления, обладает большей энергией и соответственно большей

Значения давлений ксенона в буферном слое МТ в конце кампании

Температура, °С	Расчётное давление $P_{\text{расч}}$ , МПа	Давление в модели “мгновенного выхода” $P_{\text{мгн}}$ , МПа	Отношение давлений $P_{\text{мгн}}/P_{\text{расч}}$
1000	0,53	15,17	28,79
1100	0,93	16,36	17,59
1200	2,06	17,56	8,52
1300	4,56	18,75	4,11

длиной свободного пробега (около 9 мкм против 6 мкм для ксенона), что увеличивает долю его выхода из поверхностного слоя топлива в результате эффекта “прямой отдачи”. Необходимо отметить, что ксенон и криптон в большинстве случаев появляются в топливе не мгновенно, а через цепочки  $\beta$ -распадов своих предшественников, что, впрочем, не меняет принципиальных выводов по кинетике их накопления в буферном слое МТ. При этом суммарное содержание криптона в топливе на порядок ниже, чем ксенона, что определяет его меньший вклад в формирование избыточного давления. Учёт выхода криптона приводит к увеличению полученных давлений на 10—15%.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

#### Список литературы

1. *International Atomic Energy Agency*. Coated Particle Fuels for High Temperature Gas Cooled Small Modular Reactors: Progress in Design, Manufacturing, Experimentation, Modelling and Analysis Technologies. — Vienna: IAEA, 2025 (IAEA-TECDOC-2090).
2. *Безрук Н.С., Иванов А.С.* Оксиды углерода в микротрещлах с кернами из диоксида урана. — Атомная энергия, 2024, т. 137, вып. 1—2, с. 90—96.
3. *Davies D., Long G.* The emission of xenon-133 from lightly irradiated uranium dioxide spheroids and powders. Technical Report AERE. Rep. № 4347. Atomic Energy Research Establishment, Harwell, 1963.
4. *Cornell R.M.* The growth of Fission Gas Bubbles in Irradiated Uranium Dioxide. — Philosophical Magazine, 1969, vol. 19, № 159, p. 539.
5. *Некрасов К.А., Кичигина Н.В., Куряжский А.Я.* Выход радиогенного ксенона из оксидного топлива ядерных реакторов: моделирование методом молекулярной динамики. — Екатеринбург: Физико-технический институт УрФУ, 2013.
6. *Агульник М.А., Безрук Н.С., Гроль А.В., Иванов А.С.* Оценка коэффициента диффузии ксенона в кернах микротрещлов из диоксида урана. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2024, вып. 5, с. 108—114.
7. *Govers K., Lemehov S., Verwerft M.* In-pile Xe diffusion coefficient in  $UO_2$  determined from the modeling of intragranular bubble growth and destruction under irradiation. — J. Nucl. Mater., 2008, vol. 374, № 3, p. 461—472.
8. *Massih A.R.*  $UO_2$  fuel oxidation and fission gas release. — Swedish Radiation Safety Authority, 2018. 80 p.
9. *Veshchunov M.S., Shestak V.E.* Model for evolution of crystal defects in  $UO_2$  under irradiation up to high burnups. — J. Nucl. Mater., 2009, vol. 384 (1), p. 12—18.
10. *Turnbull J.A., Friskney C.A., Findlay J.R., Johnson F.A., Walter A.J.* The diffusion coefficients of gaseous and volatile species during the irradiation of uranium oxide. — J. Nucl. Mater., 1982, № 107, p. 168—184.
11. *Myers B.F., Morman J.A., Kollie T.G.* The Behavior of Fission Product Gases in HTGR Fuel Material. General Atomic Company. GA-A13723, October 1977. 187 p.
12. *Horsley G., Weldrick G., Turnbull J., Shipp R.* Influence of Irradiation Temperature, Burnup, and Fuel Composition on Gas Pressure (Xe, Kr, CO,  $CO_2$ ) in Coated Particle Fuels. — J. of the American Ceramic Society, 1976, vol. 59, № 1—2.
13. *Дегальцев Ю.Г., Пономарев-Стенной Н.Н., Кузнецов В.Ф.* Поведение высокотемпературного ядерного топлива при облучении. — М.: Энергоатомиздат, 1987. 208 с.
14. *Lewis B.* Fission product release from nuclear fuel by recoil and knockout. — J. Nucl. Mater., 1987, vol. 148 (1), p. 28—42.
15. *MacEwan J.R., Stevens W.H.* Xenon diffusion in  $UO_2$ . — J. Nucl. Mater., 1964, vol. 11 (1), p. 77—93.
16. *Ronchi C.* Thermophysical properties affecting safety and performance of nuclear fuel. — High Temperature, 2007, vol. 45(4), p. 552—571.
17. *Harris C.R., Millman K.J., van der Walt S.J.* Array programming with NumPy. — Nature, 2020, vol. 585, № 7825, p. 357—362.
18. *Virtanen P., Gommers R., Oliphant T.E.* SciPy 1.0: Fundamental algorithms for scientific computing in Python. — Nature Methods, 2020, vol. 17, p. 261—272.
19. *Hunter J.D.* Matplotlib: A 2D graphics environment. — Computing in Science & Engineering, 2007, vol. 9, № 3, p. 90—95.

Контактная информация —  
 Безрук Никита Станиславович,  
 инженер-исследователь,  
 тел.: 8(903)111-77-68,  
 e-mail: Bezruk\_NS@nrcki.ru,  
 bzmidonly@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники.  
 Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
 с. 89—96.

## Динамический изгиб тепловыделяющих элементов в реакторах пульсирующего типа

*М.М. Подлесный, Е.П. Шабалин, А.А. Хассан,*

Объединённый институт ядерных исследований (ОИЯИ), 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, д. 6

Статья поступила в редакцию 15.07.2025

После доработки — 06.03.2026

Принята к публикации 06.03.2026

В статье представлен эффект динамического изгиба, характерный для пульсирующих реакторов вследствие наличия периодических импульсов мощности и неравномерного нейтронного потока в активной зоне реактора. Построена модель теплопередачи в одиночном твэле и рассмотрено нестационарное уравнение теплопроводности в изотропном приближении. Полученная функция распределения температуры топливных таблеток и оболочки в зависимости от времени, которая задаётся в качестве входного параметра с коэффициентом, соответствующим градиенту энерговыделения, используется в математической модели твэла для расчёта динамического поперечного изгиба оболочки. Обсуждаются результаты оценки динамического изгиба твэлов проектируемого реактора НЕПТУН.

**Ключевые слова:** пульсирующий импульсный ядерный реактор, твэл, динамический изгиб.

**Dynamic Bending of Fuel Rods in Pulsed Reactors.** *M.M. Podlesnyy, E.P. Shabalin, A.A. Hassan, Joint Institute for Nuclear Research (JINR), 6, Joliot-Curie st., Dubna, Moscow reg., 141980.*

This paper presents the dynamic bending effect, which is typical for pulsed reactors due to periodic power pulses and nonuniform neutron flux occurring in the reactor core. It describes a heat transfer model developed for a single fuel element, and considers a respective time-dependent heat equation in its isotropic approximation. The resulting time-dependent function of temperature distribution in fuel pellets and cladding, set as an input parameter with a coefficient corresponding to the heat yield gradient, serves in the fuel element mathematical model to calculate the dynamic cross-bending of fuel cladding. Dynamic bending assessment results for fuel elements of the NEPTUNE reactor that is under design are also discussed.

**Key Words:** pulsed reactor, fuel element, dynamic bending.

EDN: TWDOJI

### Введение

Пульсирующие реакторы, или “импульсные реакторы периодического действия”, работают в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ уже более 60 лет: ИБР, ИБР+микротрон, ИБР-30 с инжектором, ИБР-2, ИБР-2М [1—3]. Проектируется новый импульсный реактор с натриевым теплоносителем с ядерным топливом на основе нептуния [4]. В реакторах этого типа цепная реакция деления развивается в периодически повторяющихся коротких импульсах с низким уровнем фоновой мощности. По этому признаку пульсирующие реакторы занимают промежуточное положение между реакторами постоянного действия и самогасящимися импульсными реакторами. Однако динамику процессов в пульсирующих реакторах нельзя назвать “промежуточной”: сочетая в себе черты “родственников”, она имеет свои коренные особенности, ещё недостаточно хорошо изученные.

Пульсирующие реакторы проявляют свойства, характерные для дискретных систем, так как уровень фона между импульсами весьма

мал ( $10^{-5}$ — $10^{-4}$  от пикового значения в импульсе). Обычно применяемый в анализе динамических свойств таких реакторов подход с усреднением выделяемой энергии по времени не позволяет обнаружить быстропротекающие процессы с характерными временами меньше тепловой постоянной охлаждения реактора. В процессе работы над концептуальным проектом реактора НЕПТУН был обнаружен феномен динамического изгиба — особенность динамики пульсирующих реакторов, не проявляющая себя в реакторах другого типа, но играющая значительную роль в оценке устойчивой работы пульсирующих реакторов. В работе расчёт данного эффекта выполнен для одной из концепций реактора НЕПТУН.

### Расчёт градиентов энерговыделения в тепловыделяющих элементах реактора НЕПТУН

Для исследовательских реакторов характерны компактные активные зоны и сравнительно толстые топливные стержни. След-

ствие неравномерности нейтронного потока в активной зоне реактора имеет место заметный градиент температуры в сердечнике твэла и его стальной оболочке в радиальном направлении к центру активной зоны. Следствием градиента температуры является изгиб таблеток и оболочки.

Для исследования феномена изгиба тепловыделяющих элементов выбрана одна из концепций топлива реактора НЕПТУН из работы [5]: нитрид нептуния с заменой его в периферийном ряду около водяного замедлителя на смешанное топливо  $NpN + UN$  с объёмной долей урана 0,4 (40%-ного обогащения). Для этого варианта проведён расчёт энерговыделения с использованием программного обеспечения MCNP и SERPENT. Каждый твэл был поделён на шесть секторов по азимуту ( $60^\circ$  на сектор) и на 40 частей по высоте. На рис. 1 показано распределение энерговыделения по твэлам в верхней половине активной зоны. По полученным значениям рассчитан градиент энерговыделения в каждом твэле, который на рис. 1 показан стрелкой в сторону убывания удельного энерговыделения. На рисунке также указаны значения градиентов энерговыделения, цветом отражено энерговыделение в каждом твэле в шести секторах.

### Расчёт температурного поля в твэле

Температурное поле определялось из решения трёхмерной задачи теплопроводности. Граничные условия в такой задаче позволяют представить пространственное распределение температуры в виде  $\alpha(z, \varphi) \cdot T(t, r)$ , где  $T(t, r)$  является решением одномерного уравнения теплопроводности,  $\alpha(z, \varphi)$  — коэффициент, пропорциональный энерговыделению в секторе.

Решение в данном виде с требуемой точностью совпадает с численным решением трёхмерной задачи, при этом расчёт одномерной задачи выполняется на два порядка быстрее.

Временное распределение температурного поля в твэле для одномерного случая подразумевает его однородность по высоте и изотропность. В качестве оценки энерговыделения в импульсе было выбрано гауссовское приближение, соответствующее нагреву сердечника за импульс на 10 К. Было рассмотрено одномерное уравнение теплопроводности по радиусу в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial T(t, r)}{\partial t} - a\Delta T(t, r) = f(t, r), \quad (1)$$

где  $\Delta T = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right)$ ,  $f(t, r)$  — гауссова функция нагревания сердечника с  $\sigma = 200$  мкс; нагрев в таблетке по  $r$  одинаковый.

Диаметр таблеток  $2R = 17,0$  мм, таблетка без центрального отверстия, толщина оболочки  $d = r_2 - r_1 = 0,45$  мм. Поскольку объёмная теплоёмкость и температуропроводность натриевой прослойки между таблетками и оболочкой много меньше оболочки, в данной задаче ею можно пренебречь. Температура в твэле рассматривается относительно температуры теплоносителя.

Граничные условия для рассматриваемой задачи:

— условие изотропности пространства

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0;$$

— потоки тепла на границе сердечника и оболочки одинаковы:

$$\lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=r_1} = \lambda_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r=r_1};$$

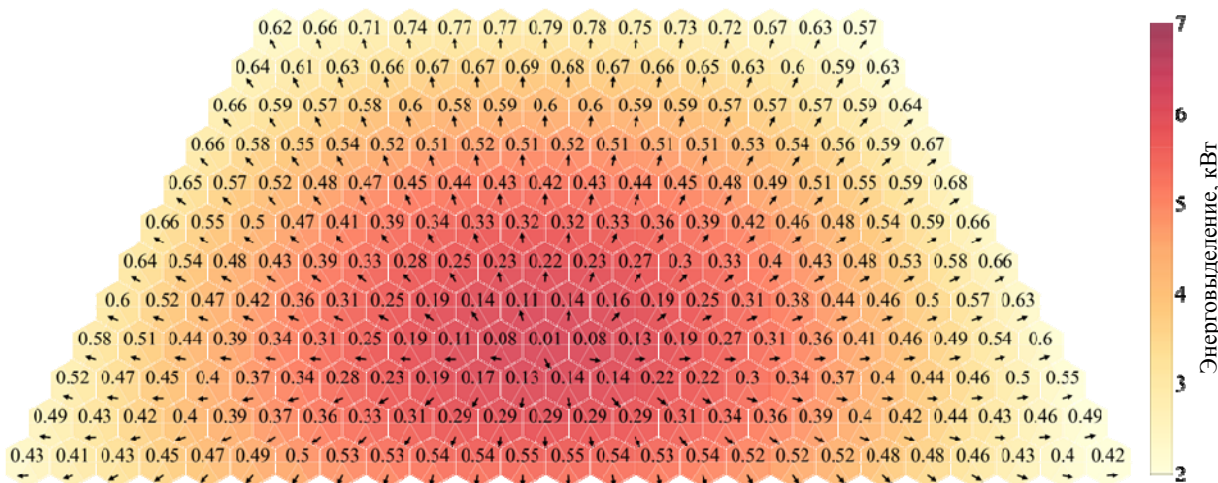


Рис. 1. Энерговыделение в твэлах рассмотренной концепции активной зоны реактора НЕПТУН

— поток тепла на границе оболочки и жидкого натрия

$$\lambda_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r=r_2} = \alpha T_2(r_2).$$

Задача решается в следующих приближениях:

— теплопроводности сердечника и оболочки равны:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 15 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ ;

— температуропроводности таблеток и оболочки равны:  $a_1 = a_2 = 4,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ;

— коэффициент теплоотдачи к Na  $\alpha = 5 \text{ Вт/(см}^2\cdot\text{К)}$ .

Начальное условие — температура внутри сердечника и оболочки равна нулю (относительно температуры теплоносителя):  $T(0, r) = 0, 0 < r < r_2$ .

Для заданных условий было проведено численное моделирование уравнения теплопроводности явным методом. Временной шаг взят  $2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ , пространственный шаг  $0,02 \text{ мм}$ . В первом расчёте рассматривается случай единичного импульса, во втором — случай последовательных импульсов с частотой  $10 \text{ Гц}$ . Результаты исследования приведены далее.

На рис. 2 показана зависимость усреднённой по объёму температуры оболочки

$$\bar{T} = \frac{2}{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_1}^{r_2} r \cdot T(r) dr$$

от времени после однократного импульса с нагревом топлива на  $10 \text{ }^\circ\text{C}$ . Максимум температуры оболочки  $T_{\max} = 3,37 \text{ }^\circ\text{C}$  достигается через  $t_{\max} = 0,045 \text{ с}$  (—). Полученный результат был воспроизведён с помощью теплофизического модуля программного обеспечения ANSYS (—) для дальнейшего исследования деформаций оболочки твэла.

На рис. 3 показана полученная зависимость температуры оболочки твэла от времени при последовательных импульсах с частотой  $10 \text{ Гц}$ . При дальнейшем изучении деформации обо-

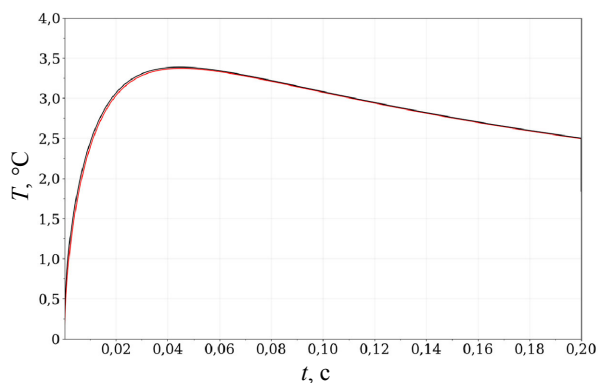


Рис. 2. Зависимость усреднённой по объёму температуры оболочки твэла от времени после единичного импульса

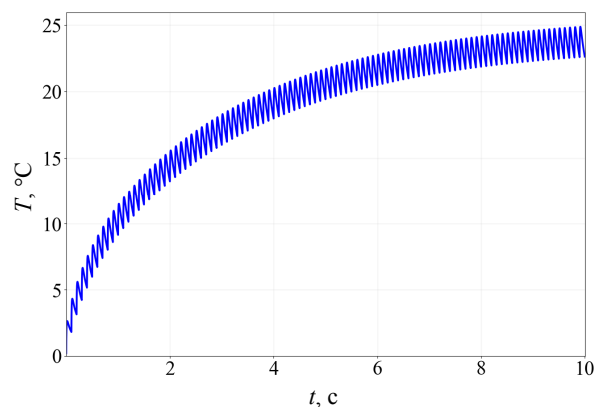


Рис. 3. Зависимость температуры оболочки твэла от времени при последовательных импульсах с частотой  $10 \text{ Гц}$

лочки твэла её температура  $T(t)$  задаётся в виде табличных значений.

Полученные расчёты температурного поля с учётом градиента энерговыделения показывают величину максимального градиента температур по оболочке самого “напряжённого” твэла  $\sim 2 \text{ К}$ .

### Выбор расчётной модели твэла

Для численного решения задачи о термоупругой деформации оболочки твэла в программном пакете ANSYS был выбран один из возможных вариантов конструкции твэла, представленный на рис. 4: твэл состоит из стальной оболочки, внутри которой расположен топливный сердечник высотой  $440 \text{ мм}$ , сердечник выполнен в виде цилиндрических таблеток диаметром  $15,7 \text{ мм}$  с высотой меньше их диаметра. Сверху и снизу столба таблеток находятся торцевые никелевые отражатели высотой  $150 \text{ мм}$  каждый. Оболочка твэла выполнена из стали марки ЧС68-ИД, диаметр оболочки равен  $17 \text{ мм}$ , толщина стенки составляет  $0,45 \text{ мм}$ . В верхней части твэла предусмотрен компенсационный объём, предназначенный для накопления газообразных продуктов деления. Внутри компенсационного объёма размещена пружина, обеспечивающая прижатие таблеток друг к другу и уменьшение высоты кратковременного подскока верхних таблеток в результате теплового удара в импульсе мощности (этот эффект в данном исследовании не учитывался).

Точный механический расчёт термоупругой деформации твэла — трудоёмкая задача. Необходимо описать взаимодействие топливных таблеток между собой и с оболочкой твэла, учесть влияние прижимной пружины. Решение

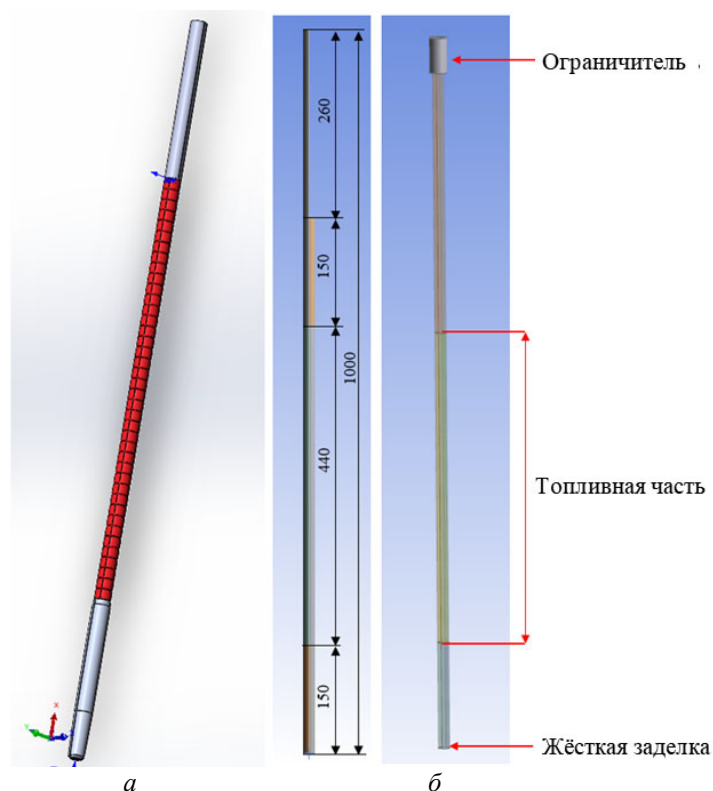


Рис. 4. Рассматриваемая концепция твэла реактора НЕПТУН: *а* — физическая модель твэла в Solidworks; *б* — модель теплофизического расчёта в ANSYS

такой задачи в разумное время не представляется возможным. Для упрощения расчёта было предложено использовать модель оболочки с “присоединённой массой”. Расчётная модель представляет собой цилиндрическую оболочку, соответствующую оболочке твэла, разделённую на несколько частей. Эта оболочка обладает всеми теплофизическими свойствами стали марки ЧС68-ИД, кроме плотности материала. Плотность для каждой части оболочки задаётся как отношение суммарной массы данного элемента твэла к объёму этой части оболочки. Модель была выбрана исходя из условия, что таблетки не добавляют жёсткости в случае деформации оболочки, однако их смещение определяется деформацией оболочки. Это условие будет рассмотрено далее подробнее.

Сектор, соответствующий топливной части твэла, разделён на 240 частей (6 по углу и 40 по высоте). Этим частям задаётся температурная зависимость от времени (см. рис. 3) с коэффициентами  $\alpha(z, \varphi)$ , пропорциональными энерговыделению в этих частях. Температура остальных секторов постоянна во времени (равна температуре теплоносителя). Далее в разделе “Расчёт деформации оболочки твэла” исследуются прогибы оболочки для различных способов заделки концевиков твэла.

#### Взаимодействие топливных таблеток с оболочкой твэла

В качестве критерия отсутствия радиального давления таблеток на оболочку выбран способ упаковки таблеток, когда они плотно прижаты торцами другу к другу пружиной, при этом не давят на оболочку. Это возможно, если максимальный угол деформации цельного топливного стержня вследствие его неравномерного нагрева не превышает максимального допустимого углового отклонения одной таблетки (рис. 5). Это условие вполне реально, так как края таблеток практически всегда неострые.

Была решена геометрическая задача на нахождение угла  $\alpha$  — наибольшего возможного угла отклонения таблетки от нормали внутри

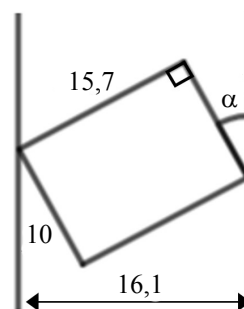


Рис. 5. Максимальное возможное угловое отклонение таблетки в твэле

оболочки (см. рис. 5). Искомый угол составил  $2,369^\circ$ . Результаты механического расчёта термоупругой деформации цельного топливного столба показали максимальный угол отклонения цельного сердечника  $\beta = 0,192^\circ$ . Так как максимальный угол отклонения одной таблетки  $\alpha$  больше угла  $\beta$ , то столб таблеток не давит на оболочку твэла в начале кампании (допускается смещение таблеток относительно друг друга). Однако ввиду наличия зазора не все таблетки будут смещаться вслед за оболочкой.

К концу топливной кампании, когда таблетки распухают от выгорания  $\sim 4$  об. % на 0,3 мм по диаметру, исчезает зазор между таблетками и оболочкой твэла. В таком случае смещение таблеток определяется смещением оболочки, однако появится давление таблеток на оболочку.

Тем не менее описанная модель оболочки твэла с “присоединённой массой” выглядит адекватной, а переход к ней выглядит обоснованным [6].

### Расчёт деформации оболочки твэла

Исследовано поведение описанной упрощённой модели твэла в случае распределения температур (см. рис. 3) с учётом градиента энерговыделения по азимуту (см. рис. 1) и высоте, полученного методом Монте-Карло с помощью нейтронно-физических расчётов. Предполагается отсутствие взаимодействия оболочки с соседними твэлами. Рассмотрены три случая закрепления концевиков твэла. Во всех случаях один конец жёстко закреплён. В первом случае второй концевик свободен, полученный результат представлен на рис. 6. Синей линией показано поперечное отклонение свободного концевика, красной и чёрной линиями показаны максимальное и усреднённое по топливной части смещение оболочки твэла. Сво-

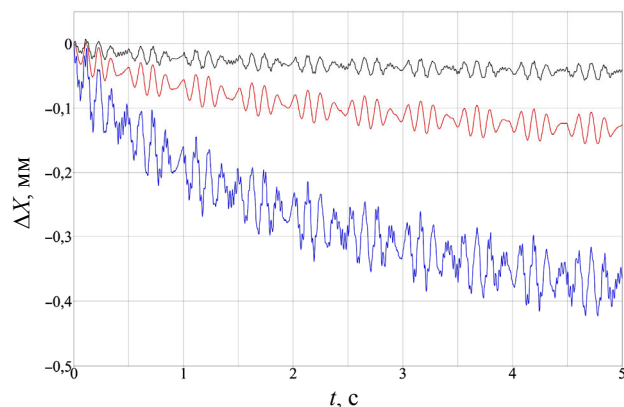


Рис. 6. Прогиб твэла в случае свободного концевика

бодный концевик смещается в сторону более холодной части, т.е. в сторону периферии активной зоны реактора. Величина смещения концевика составляет порядка 0,4—0,5 мм, смещение оболочки по активной зоне в среднем достигает  $\sim 0,05$  мм. Наблюдаются биения, обусловленные собственными частотами (первая и третья моды колебаний 8 и 43 Гц соответственно) и частотой внешней возмущающей силы (импульсы мощности реактора 10 Гц). Такое поведение оболочки твэлов в пульсирующих реакторах принято называть “динамическим изгибом”.

Во втором случае у второго концевика ограничено поперечное смещение и запрещены углы поворота, допустимо только аксиальное удлинение, трения в заделке нет. Полученный результат представлен на рис. 7. Красной и чёрной линиями показаны максимальное и усреднённое по топливной части поперечное смещение оболочки твэла. Свободный концевик смещается в сторону центра активной зоны. Величина максимального смещения оболочки твэла по активной зоне составляет порядка 0,04—0,05 мм, средняя величина достигает  $\sim 0,03$  мм. Наблюдаемые биения соответствуют второй (29 Гц) и четвёртой (88 Гц) модам колебаний.

Рассмотренные способы заделки концевиков являются “предельными” случаями. Эти варианты наиболее легки для аналитического описания, так как поведение оболочки твэлов подчиняется уравнению вынужденных колебаний с постоянными собственными модами колебаний (чётными или нечётными). В реальности вследствие наличия трения между концевиком и заделкой возможно заклинивание концевика. На случай аксиального расширения необходимо оставлять зазор, который допускает частичное поперечное смещение второго концевика. Этот

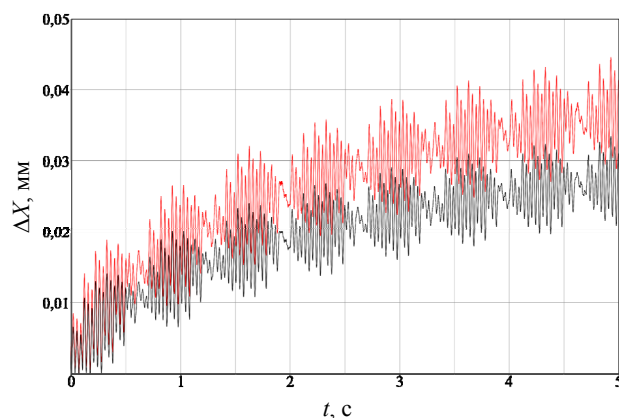


Рис. 7. Прогиб твэла в случае полного ограничения поперечного смещения концевика

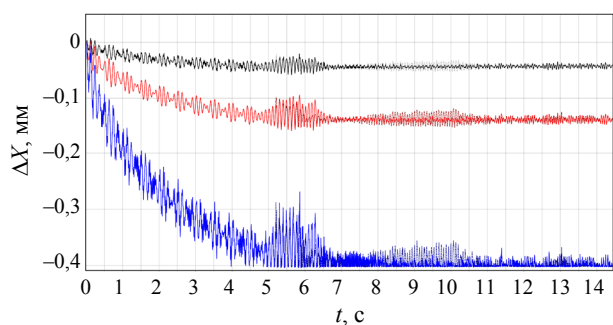


Рис. 8. Прогиб твэла в случае частичного ограничения поперечного смещения концевика (0,4 мм)

случай был рассмотрен при наличии зазора 0,41 мм. Полученный результат представлен на рис. 8. Рассмотрено два варианта: при отсутствии трения в заделке (сплошная линия) и при коэффициенте трения  $\mu = 0,18$  (пунктирная линия). Синей линией показано поперечное отклонение свободного концевика, красной и чёрной линиями показаны максимальное и усреднённое по топливной части смещение оболочки твэла. В начале колебаний свободный концевик смещается в сторону периферии активной зоны, пока “свободный” конец твэла не достигает ограничителя (поведение оболочки соответствует первому рассмотренному случаю). Далее наблюдается сложное поведение оболочки твэла, обусловленное дополнительными модами колебаний и сдвигом их фаз. При больших отклонениях свободный конец прижимается к ограничителю, что приближает дальнейшее поведение оболочки ко второму рассмотренному случаю.

Описанная в этом разделе модель поведения твэла является простой и служит для грубой оценки поведения твэлов в реакторе. Деформация твэлов поддаётся аналитическому расчёту [7] и может быть реализована в расчётных кодах динамики импульсных пульсирующих реакторов. Для более точной оценки необходимо рассматривать конкретную модель твэла, его закрепления, учитывать взаимодействие с теплоносителем, а также вычислять точную форму изгиба и её изменение со временем.

#### Обсуждение модели и полученных результатов в плане влияния на динамику пульсирующего реактора

Топливный сердечник состоит из отдельных топливных таблеток, поджатых пружиной. Между таблетками и оболочкой есть зазор, составляющий 0,15 мм по радиусу, который даёт возможность таблеткам смещаться друг отно-

сительно друга (без учёта набухания таблеток). В настоящем разделе представлены результаты расчёта деформации оболочки твэла в приближении “присоединённой массы”. Такое приближение точно соответствует случаю сцепления таблеток топлива с оболочкой, что реализуется к концу топливной кампании, когда таблетки набухают от выгорания ~4 об. % на 0,3 мм по диаметру. При меньшем выгорании не все таблетки будут смещаться вслед за оболочкой. В результате возникают два фактора, которые могут изменить динамику реактора: первый — эффективная приведённая масса твэла сможет снижаться, флуктуировать, что повышает частоту собственных колебаний оболочки; второй — нагрев таблеток за импульс в несколько раз выше, чем нагрев оболочки.

Если первый фактор поддаётся математическому анализу, то последствия второго не очевидны. Среднее поперечное смещение оболочки порядка 0,01—0,03 мм, а зазор между оболочкой и таблетками на порядок больше в начале кампании. Каково будет поперечное смещение таблеток внутри оболочки при одновременном воздействии колебаний оболочки и их импульсной деформации от более высоких градиентов температуры? Как изменится транзитная реактивность динамического изгиба оболочки в сравнении со случаем жёсткого сцепления? В пользу повышенной реактивности в случае свободы радиального смещения таблеток может быть тот фактор, что таблетки, получая высокую скорость смещения при столкновении с оболочкой, сохраняют её более 0,1 с, в то время как оболочка уже изменяет знак скорости за это время.

Последние соображения могут быть проверены на физических моделях твэлов [8], а возможность точного математического моделирования динамического изгиба твэла при свободных таблетках сердечника пока представляется маловероятной.

#### Заключение

Изучены принципиально важные для построения модели динамики пульсирующих реакторов факторы, влияющие на деформацию твэлов пульсирующего реактора. Полученные оценки амплитуды поперечных смещений твэлов под воздействием периодических колебаний температуры порядка сотых долей миллиметра на первый взгляд кажутся чересчур малыми, чтобы существенно влиять на динамику реактора. Однако ввиду высокой чувствитель-

ности мощности пульсирующего реактора к введённой реактивности (на один-два порядка выше, чем в стационарных реакторах [1—4]), а также вследствие специфических свойств его динамики [9] эффектом динамического изгиба твэлов нельзя пренебрегать. Продолжением работ по созданию модели динамики пульсирующего реактора являются расчётные оценки влияния динамического изгиба на реактивность, уточнение оценок величины изгиба из-за влияния сердечника и выгорания ядерного топлива, осуществление ряда экспериментальных работ [8], что в конечном итоге даст необходимые данные для построения верифицированной математической модели динамики пульсирующего реактора.

#### Список литературы

1. **Блохин Г.Е., Блохинцев Д.И., Блюмкина Ю.А., Бондаренко И.И., Дерягин Б.Н., Займовский А.С., Зиновьев В.П., Казачковский О.Д., Ким Хен Бон, Красноярцев Н.В., Лейпунский А.И., Малых В.А., Назаров П.М., Николаев С.К., Ставиский Ю.Я., Украинцев Ф.И., Франк И.М., Шапиро Ф.Л., Язвический Ю.С.** Импульсный реактор на быстрых нейтронах. — Атомная энергия, 1961, т. 10, вып. 5, с. 437—446.
2. **Ананьев В.Д., Блохинцев Д.И., Булкин Ю.М. и др.** ИБР-2 — импульсный реактор периодического действия для нейтронных исследований. — Приборы и техника эксперимента, 1977, вып. 5, с. 17—35.
3. **Шабалин Е.П.** Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
4. **Аксенов В.Л., Рзянин М.В., Шабалин Е.П.** Исследовательские реакторы ОИЯИ: взгляд в будущее. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2021, т. 52, вып. 6, с. 1349.
5. **Шабалин Е.П., Хассан А.А., Рзянин М.В., Подлесный М.М.** Способ снижения уровня колебаний мощности в импульсном реакторе “Нептун”. — Письма в ЭЧАЯ, 2021, т. 18, вып. 3, с. 283—296.
6. **Верхоглядов А.Е.** Измерения механических свойств твэла импульсного реактора на стенде вибродиагностики: Препринт ОИЯИ Р13-2025-30. — Дубна, ОИЯИ, 2025. 11 с.
7. **Перепёлкин Е.Е., Верхоглядов А.Е., Кушнир И.В., Клименко М.В.** Собственные частоты и собственные функции составного стержня. — Письма в ЭЧАЯ, 2024, т. 21, № 2 (253), с. 175—85.
8. **Хмельницкий Д.В., Попов И.С., Андреев С.А., Луценко А.В., Захаров В.В., Силаев В.А., Жиряков А.С., Белоногов М.Н., Волков И.А., Шуклин Н.А., Шабалин Е.П., Верхоглядов А.Е., Булавин М.В., Рзянин М.В.** Обоснование постановки экспериментов по исследованию динамического изгиба твэла пульсирующего реактора НЕПТУН. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2024, вып. 3, с. 87—97.
9. **Шабалин Е.П.** Три особенности динамики пульсирующего реактора. — Атомная энергия, 2022, т. 33, вып. 2, с. 76—81.

Контактная информация —  
 Подлесный Максим Михайлович,  
 научный сотрудник,  
 тел.: 8(985)689-02-98,  
 e-mail: podlesny@phystech.edu,  
 Шабалин Евгений Павлович,  
 главный научный сотрудник,  
 тел.: 8(916)555-03-34,  
 e-mail: shab36@nf.jinr.ru,  
 Хассан Ахмед Абуельхамд Абдельнаби,  
 научный сотрудник,  
 тел.: 8(916)244-96-26,  
 e-mail: akhassan@mephi.ru

Вопросы атомной науки и техники.  
 Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
 с. 97—103.

## Оценка неоднородности свойств металла обечаек современных корпусов реакторов ВВЭР поколений 3 и 3+

*А.А. Чернобаева, Д.Ю. Ерак, О.Д. Чеботарёв, А.Д. Ерак, В.Б. Папина, Р.О. Полякова,*  
 НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1,  
*О.Б. Максимов,*  
 Филиал АО “АЭМ-технологии” “Ижора”, 196650, Санкт-Петербург, Колпино,  
 ул. Финляндская, д. 13

Статья поступила в редакцию 31.10.2025

После доработки — 16.02.2026

Принята к публикации 16.02.2026

Выполнен анализ результатов испытаний на ударный изгиб образцов из металла штатных заготовок для обечаек корпусов реакторов ВВЭР-1000/ВВЭР-1200. Показано, что значения критической температуры хрупкости ( $T_k$ ), полученные после термической обработки по “минимальному” и “максимальному” циклу, можно рассматривать как единый массив данных. Проведена оценка различий в значениях  $T_k$ , полученных с использованием двух методик, указанных в ПНАЭ Г-7-002-86 и ГОСТ Р 50.05.12-2018, которая показала, что значения  $T_k$ , определённые в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018, систематически ниже на 19—39 °С значений  $T_k$ , определённых в соответствии с ПНАЭ Г-7-002-86. Значения  $T_k$ , полученные при испытаниях металла пробного кольца даже с учётом методической поправки, регулярно ниже значений  $T_k$ , получаемых при испытаниях образцов-свидетелей, которые вырезаются из кольца, примыкающего непосредственно к металлу обечайки и на расстоянии не менее 70 мм от теплового барьера. Показано, что неоднородность металла пробного кольца выше, чем металла кольца для образцов-свидетелей. Выполнена оценка величины неоднородности металла обечаек корпусов реакторов ВВЭР-1000/1200 в азимутальном направлении.

**Ключевые слова:** ВВЭР, обечайка корпуса реактора, термическая обработка, критическая температура хрупкости, стандартное отклонение.

**Shell Metal Heterogeneity Evaluation in Reactor Pressure Vessels for Generation 3 and 3+ VVERs.**  
*A.A. Chernobaeva, D.Yu. Erak, O.D. Chebotaryov, A.D. Erak, V.B. Papina, R.O. Polyakova, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182, O.B. Maksimov, Branch of JSC “AEM-Technologies” “Izhora”, 13, Finlyandskaya st., Kolpino, St. Petersburg, 196650.*

An analysis of impact bending test results for specimens made of standard VVER-1000/VVER-1200 reactor pressure vessel shell metal has been carried out. It shows that the ductile-to-brittle transition temperature ( $T_k$ ) values determined after heat treatment in “minimum” and “maximum” cycles can be considered as a single dataset. An assessment of differences in  $T_k$  values determined by the two methods specified in PNAE G-7-002-86 and GOST R 50.05.12-2018 shows that the  $T_k$  values determined as per GOST R 50.05.12-2018 are systematically lower by 19—39 °C than those determined as per PNAE G-7-002-86. Even with account of the methodological correction, the  $T_k$  values determined for the sample ring metal are consistently lower than those determined for surveillance specimens cut from the ring adjacent directly to the shell metal and at a distance of at least 70 mm from the thermal barrier. Heterogeneity of the test ring metal is shown to be higher than that of the surveillance specimen sample rings. An assessment of heterogeneity magnitude in VVER-1000/1200 reactor pressure vessel shell metal in the azimuthal direction has been also performed.

**Key Words:** VVER, reactor pressure vessel shell, heat treatment, ductile-to-brittle transition temperature, standard deviation.

EDN: UKHYSG

### Введение

Назначенный срок службы корпусов реакторов ВВЭР-1200 — 60 лет с перспективой продления до 90 лет. Это в полтора-два раза больше, чем для корпусов реакторов (КР) ВВЭР-1000. Увеличение срока службы прежде всего связано с тем, что плотность потока быстрых нейтронов на стенку корпуса реактора примерно в 2 раза ниже, чем для предыдущего проекта реакторной установки ВВЭР-1000.

Снижение плотности потока достигается увеличением толщины водяного зазора между активной зоной и стенкой корпуса реактора за счёт увеличения диаметра корпуса.

Элементы корпуса реактора — обечайки и сварные соединения — это крупногабаритные изделия, которые всегда характеризуются неоднородностью в большей или меньшей степени. Совершенствование технологии изготовления элементов корпусов реакторов должно способствовать повышению однородности металла

крупногабаритных изделий. Однако увеличение габаритов корпуса реактора потенциально может способствовать повышению неоднородности. Степень неоднородности металла корпуса реактора принимается во внимание в расчётах на сопротивление хрупкому разрушению в соответствии с ГОСТ Р 59115.14-2021 [1].

Для оценки пространственной неоднородности металла корпусов реакторов ВВЭР-1000, изготовленных до 2000 г., был выполнен ряд работ [2—4], на основании которых была оценена величина пространственной неоднородности обечаек ВВЭР-1000 в радиальном, азимутальном и аксиальном направлениях по значениям критической температуры хрупкости, определяемым при испытаниях образцов-свидетелей.

Фактически различия сталей, из которых изготовлены корпуса реакторов ВВЭР-1000 и ВВЭР-1200, связаны, по большей части, с совершенствованием технологии выплавки стали, применением электродугового переплава и установкой внепечного вакуумирования и рафинирования, что способствует снижению уровня вредных примесей и улучшению свойств, в частности, снижению критической температуры хрупкости [5].

Поскольку для обечаек корпусов реакторов ВВЭР-1200 применяются улучшенные стали, оценки пространственной неоднородности, полученные на металле обечаек корпусов реакторов ВВЭР-1000, изготовленных до 2000-х гг., могут оказаться излишне консервативными для обечаек современных корпусов реакторов ВВЭР-1000/ВВЭР-1200. Это означает, что такие данные не следует использовать без предварительного анализа их совместимости.

Обоснование возможности увеличения срока службы предполагает увеличение объёма используемой информации о материалах, из которых изготовлен корпус реактора, в частности, о металле обечаек. Контроль свойств металла корпуса реактора выполняется на протяжении всего жизненного цикла — от изготовления на заводе до вывода из эксплуатации. В процессе изготовления определяются прочностные характеристики и критическая температура хрупкости.

В процессе эксплуатации контроль свойств (исходных и в процессе эксплуатации) реализуется в рамках Программы контроля свойств металла корпуса реактора в процессе эксплуатации по образцам-свидетелям. С помощью образцов-свидетелей определяются прочност-

ные характеристики, критическая температура хрупкости и параметры вязкости разрушения.

Программа образцов-свидетелей корпусов реакторов ВВЭР-1200 и современных ВВЭР-1000, изготовленных после 2000 г., включает расширенные контрольные комплекты, позволяющие оценить распределение критической температуры хрупкости обечаек и сварных соединений по толщине (в радиальном направлении) и для некоторых обечаек — вдоль окружности (в азимутальном направлении) [6—8]. Для увеличения представительности оценок неоднородности свойств по объёму обечаек было бы разумно учитывать как результаты испытаний, которые выполняются на этапе изготовления корпуса реактора заводом-изготовителем, так и результаты, которые получают в процессе эксплуатации по образцам-свидетелям для одних и тех же объектов. Использование максимально возможного объёма информации для оценки неоднородности в исходном состоянии играет важную роль при оценке срока службы КР.

Оценку неоднородности свойств металла для каждого элемента потенциально возможно выполнить на базе результатов заводских сдаточных испытаний — в азимутальном направлении, на базе образцов-свидетелей — в радиальном и азимутальном направлениях. Также существует потенциальная возможность провести оценку в аксиальном направлении, так как образцы для сдаточных испытаний на заводе-изготовителе и образцы-свидетели вырезают из колец заготовки на разной высоте. Однако созданию объединённого массива данных по радиальному, аксиальному и азимутальному направлениям массива данных для каждого элемента корпуса реактора препятствуют различия в методиках определения величины критической температуры хрупкости, используемых при сдаточных испытаниях на заводе и при испытании образцов-свидетелей. При этом типы образцов, типы испытаний и испытательного оборудования идентичны.

Определение критической температуры хрупкости при испытаниях образцов-свидетелей регламентируется ГОСТ Р 50.05.12-2018 [9]. С 2022 г. действует ГОСТ Р 70431-2022 [10], который предписывает выполнять испытания на заводе-изготовителе по той же методике, что и при испытании образцов-свидетелей. Но целый ряд блоков с реакторными установками ВВЭР-1200 уже находится в эксплуатации, и испытания для определения критической температуры хрупкости в процессе

сдаточных испытаний на заводе-изготовителе регламентировались методическими указаниями в соответствии с ПНАЭ Г-7-002-86 [11].

В рамках настоящей работы проведена оценка неоднородности металла обечаек в азимутальном направлении на базе результатов сдаточных испытаний и испытаний расширенных контрольных комплектов образцов-свидетелей для обечаек современных корпусов реакторов ВВЭР-1000/1200, а также исследование возможности объединения этих данных в единый массив для оценки величины неоднородности в аксиальном направлении.

### Материалы

Для выполнения работы использованы результаты испытаний на ударный изгиб металла штатных обечаек современных корпусов реакторов ВВЭР-1000/ВВЭР-1200.

Обечайки исследуемых корпусов реакторов изготавливаются из заготовок, проходящих технологическую и термическую обработку, и отличаются по марке стали:

— обечайка зоны патрубков верхняя (ОЗПВ), сталь 15Х2НМФА-А;

— обечайка зоны патрубков нижняя (ОЗПН), сталь 15Х2НМФА-А;

— опорная обечайка (ОО), сталь 15Х2НМФА класс 1;

— обечайка активной зоны (ОАЗ), сталь 15Х2НМФА класс 1.

Облучаемые обечайки (ОО и ОАЗ) корпусов современных реакторов ВВЭР-1200/1000 изготавливают из стали 15Х2НМФА класс 1, необлучаемые обечайки (ОЗПВ и ОЗПН) — из стали 15Х2НМФА-А.

Основное отличие в требованиях к сталям 15Х2НМФА-А и 15Х2НМФА класс 1 состоит в допустимом содержании никеля — до 1,5% и до 1,3% соответственно (по ТУ 0893-013-002121179-2003 [12]).

Химический состав исследованных материалов представлен в табл. 1.

На рис. 1 показана схема проведения термической обработки заготовки под обечайку с указанием мест отбора пробного кольца и кольца для изготовления образцов-свидетелей. Для определения механических свойств при сдаточных испытаниях образцы вырезают в два ряда по высоте из средней части толщины пробного кольца 2 высотой 50 мм, которое расположено непосредственно под приставным тепловым барьером 1 высотой от 300 до 450 мм

в зависимости от толщины заготовки. При этом образцы-свидетели вырезаются также в два ряда по высоте, но по всей толщине кольца для изготовления образцов-свидетелей 5.

Основная термическая обработка заготовок для обечаек заключается в закалке в воду с температуры  $910 \pm 10$  °С с последующим высоким отпуском при температуре 640—650 °С в течение 22 ч. Структура стали после данной термической обработки представляет собой бейнит отпуска.

Пробы металла из обечаек для изготовления образцов сдаточных испытаний проходят технологические отпуска по “минимальному” и “максимальному” циклам, режимы которых указаны в табл. 2.

Вырезка четырёх проб проводится в соответствии со схемой, показанной на рис. 2, из средней трети по толщине кольца.

Для оценки неоднородности металла обечайки в азимутальном направлении с внутренней стороны кольца для изготовления образцов-свидетелей были вырезаны и исследованы образцы-свидетели из нескольких слоёв по толщине с различными азимутальными координатами, как показано на рис. 3.

Кольца под образцы-свидетели прошли тот же цикл термообработки, что и обечайки КР в процессе изготовления.

### Методики проведения испытаний и определения значений критической температуры хрупкости на заводе-изготовителе и при испытании образцов-свидетелей

**Методика в соответствии с ПНАЭ Г-7-002-86.** Для определения критической температуры хрупкости ( $T_k$ ) при сдаточных испытаниях на заводе-изготовителе, а также при испытаниях образцов-свидетелей используется один и тот же тип образцов — образец Шарпи размером  $10 \times 10 \times 55$  мм с V-образным надрезом.

Для элементов корпуса реактора заводом-изготовителем значение  $T_k$  определялось в соответствии с требованиями ПНАЭ Г-7-002-86 [11], представленными в табл. 3.

Температура  $T_k$  — минимальная из температур испытаний ( $T_k - 10$ ,  $T_k$ ,  $T_k + 10$ ,  $T_k + 20$ ,  $T_k + 30$ ,  $T_k + 40$ ), при которой выполняются следующие условия:

$$1) \bar{E}(T_k) \geq E_1^{\text{табличное}};$$

$$2) E_{\min}(T_k) \geq 0,7 E_1^{\text{табличное}};$$

**Таблица 1.** Химический состав металла исследуемых элементов КР по данным завода-изготовителя (вес. %)

№	Элемент КР	Марка стали	Химический состав, вес. %									
			C	Ni	P	Cu	S	Mn	Si	Cr	Mo	V
1	ОЗП	15X2НМФА-А	0,17	1,36	0,005	0,02	0,002	0,45	0,27	2,06	0,64	0,11
2	ОЗП	15X2НМФА-А	0,17	1,38	0,005	0,02	0,004	0,44	0,28	2,01	0,64	0,10
3	ОЗП	15X2НМФА-А	0,17	1,34	0,006	0,03	0,003	0,46	0,31	2,06	0,61	0,10
4	ОЗП	15X2НМФА-А	0,16	1,39	0,005	0,02	0,002	0,44	0,28	2,10	0,62	0,10
5	ОЗП	15X2НМФА-А	0,16	1,35	0,005	0,05	0,005	0,44	0,27	1,96	0,63	0,10
6	ОЗП	15X2НМФА-А	0,16	1,38	0,005	0,06	0,003	0,46	0,28	2,05	0,63	0,10
7	ОЗП	15X2НМФА-А	0,16	1,18	0,006	0,03	0,004	0,45	0,30	2,00	0,52	0,10
8	ОЗП	15X2НМФА-А	0,16	1,40	0,004	0,05	0,002	0,46	0,28	2,12	0,62	0,11
9*	ОЗП	15X2НМФА-А	0,17	1,37	0,005	0,04	0,003	0,44	0,29	2,03	0,61	0,10
10*	ОЗП	15X2НМФА-А	0,17	1,36	0,005	0,03	0,002	0,44	0,34	2,06	0,61	0,11
11*	ОЗП	15X2НМФА-А	0,17	1,33	0,005	0,03	0,004	0,44	0,28	2,06	0,63	0,11
12*	ОЗП	15X2НМФА-А	0,16	1,37	0,006	0,04	0,003	0,46	0,32	2,04	0,62	0,11
13	ОО	15X2НМФА	0,17	1,18	0,005	0,03	0,003	0,47	0,29	1,99	0,61	0,11
14	ОО	15X2НМФА класс 1	0,17	1,19	0,004	0,04	0,002	0,44	0,27	2,06	0,62	0,10
15	ОО	15X2НМФА класс 1	0,16	1,14	0,005	0,03	0,003	0,44	0,29	2,02	0,60	0,11
16	ОО	15X2НМФА класс 1	0,18	1,16	0,005	0,02	0,003	0,45	0,31	2,04	0,62	0,11
17*	ОО	15X2НМФА класс 1	0,19	1,26	0,005	0,04	0,003	0,48	0,31	2,00	0,62	0,10
18*	ОО	15X2НМФА класс 1	0,17	1,18	0,004	0,04	0,004	0,43	0,26	2,00	0,63	0,11
19	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,16	1,18	0,004	0,03	0,003	0,46	0,26	2,08	0,60	0,10
20	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,18	1,18	0,006	0,04	0,002	0,45	0,29	2,02	0,62	0,10
21	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,16	1,18	0,005	0,03	0,002	0,45	0,29	2,10	0,61	0,10
22	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,18	1,16	0,006	0,02	0,003	0,44	0,28	1,99	0,63	0,10
23	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,16	1,22	0,006	0,03	0,003	0,45	0,30	2,05	0,62	0,11
24	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,17	1,16	0,005	0,05	0,004	0,46	0,30	2,02	0,62	0,11
25	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,16	1,18	0,005	0,03	0,002	0,45	0,26	2,11	0,63	0,12
26	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,16	1,22	0,005	0,03	0,004	0,45	0,29	2,14	0,63	0,10
27*	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,17	1,22	0,005	0,06	0,003	0,45	0,31	1,98	0,61	0,10
28*	ОАЗ	15X2НМФА класс 1	0,17	1,18	0,005	0,04	0,004	0,44	0,26	1,98	0,63	0,10

\*Обечайки корпусов реакторов ВВЭР-1000, изготовленные после 2000 г. по технологии, используемой для корпусов реакторов ВВЭР-1200.

- 3)  $\bar{E}(T_k + 30) \geq E_2^{\text{табличное}}$  ;
- 4)  $E_{\min}(T_k + 30) \geq 0,7 E_2^{\text{табличное}}$  ;
- 5)  $S_{\min}(T_k + 30) \geq 50\%$ .

Если одно из условий 1—5 не выполняется, допускается испытание по три дополнительных образца при температурах  $T_k$  и/или  $T_k+30$ . После этого повторно проверяется выполнение

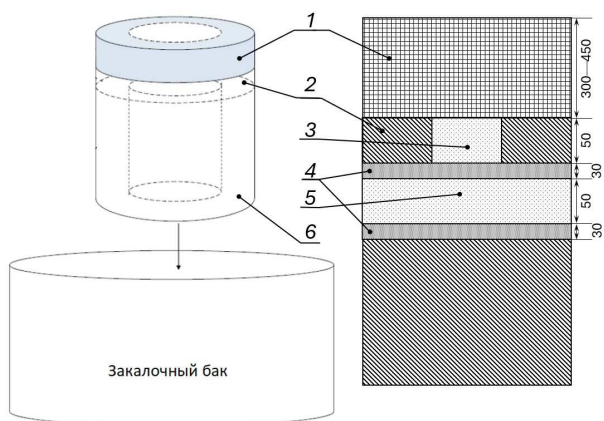


Рис. 1. Схема проведения термической обработки заготовки под обечайку и расположение мест вырезки пробного кольца и образцов для сдаточных испытаний: 1 — тепловой барьер; 2 — пробное кольцо; 3 — место вырезки образцов для сдаточных испытаний; 4 — толщина реза; 5 — кольцо для изготовления образцов-свидетелей; 6 — заготовка под обечайку

Таблица 2. Технологические отпуска

Отпуск	Режим
“Минимальный” цикл	Промежуточные отпуска 620 °С/14 ч
	Окончательный отпуск 650 °С/8 ч
“Максимальный” цикл	Промежуточные отпуска 620 °С/18 ч
	Окончательный отпуск 650 °С/8 ч

условий 1—5 без учёта  $E_{\min}(T_k) \geq 0,7 E_1^{\text{табличное}}$  и/или  $E_{\min}(T_k) + 30 \geq 0,7 E_2^{\text{табличное}}$ , полученного при первом шаге испытаний.

Определённые таким образом значения критической температуры хрупкости в дальнейшем будут иметь обозначение  $T_{\text{к завод}}^{\text{ПНАЭГ}}$ .

**Методика в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018.** Испытания образцов-свидете-

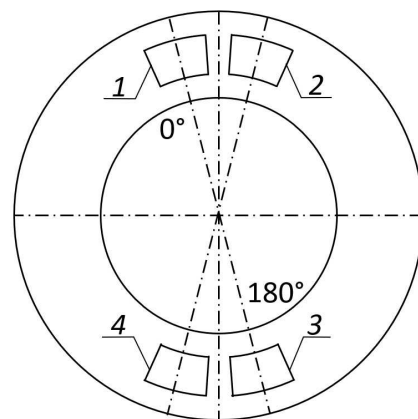


Рис. 2. Схема расположения мест вырезки образцов в пробном кольце для проведения заводских сдаточных испытаний после “минимального” (1, 3) и “максимального” (2, 4) циклов дополнительных отпусков

лей в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018 проводятся следующим образом. На одну серийную кривую (значение  $T_k$ ) испытываются не менее 12 образцов. Не менее трёх образцов испытываются в температурном интервале верхнего шельфа (доля вязкой составляющей в изломе 100%), не менее одного образца — в температурном интервале нижнего шельфа (доля вязкой составляющей в изломе 0%), остальные в переходной области — в интервале температур между верхним и нижним шельфом. В области перехода температура испытаний каждого образца выбирается так, чтобы минимизировать наибольшую длину интервала температур, в котором не проводились испытания. По результатам испытаний строится температурная зависимость работы разрушения. Температурные зависимости должны быть рассчитаны по следующему соотношению:

$$E(T) = \frac{A+2,7}{2} + \frac{A-2,7}{2} \text{th} \left[ \frac{T-B}{C} \right], \quad (1)$$

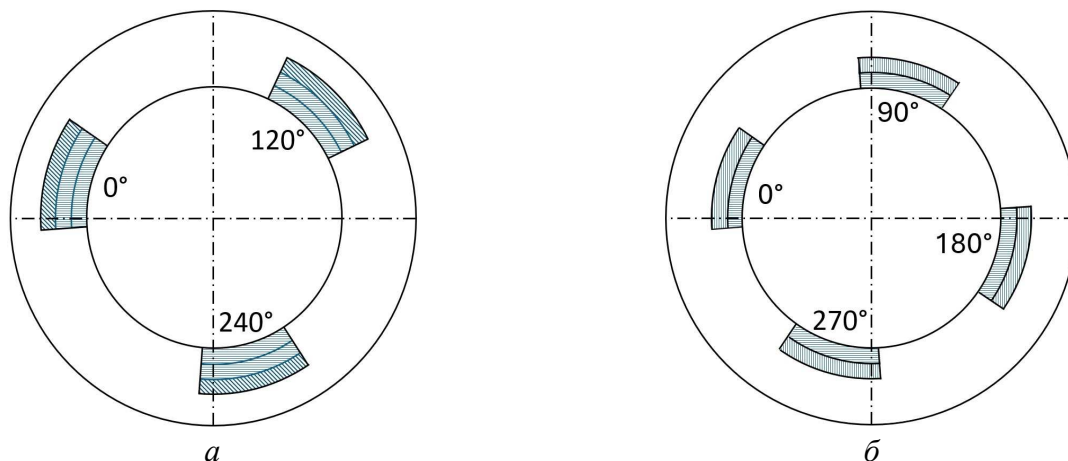


Рис. 3. Схема расположения мест вырезки образцов из колец для образцов-свидетелей из обечайки 15 (а) и обечайки 16 (б)

**Таблица 3.** Требования к проведению испытаний по определению  $T_k$  по ПНАЭ Г-7-002-86

Параметр	Требования к проведению испытаний
Температуры испытаний, °С	* $T_k + 40, T_k + 30, T_k + 20, T_k + 10, T_k, T_k - 10$
Число образцов Шарпи, испытываемых при одной температуре ( $n$ )	$n \geq 3$
Энергия разрушения $E_i$ , доля вязкой составляющей в изломе $S_i$ , поперечное расширение $L_i$	Определяются при испытаниях каждого образца
$\bar{E} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i; E_{\min} = \min\{E_i\}; \bar{S} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n S_i;$ $S_{\min} = \min\{S_i\}$	Определяются для испытаний при каждой температуре
* $T_k$ — критическая температура хрупкости материала обечайки в соответствии с требованиями <sup>1</sup> на изготовление конкретной обечайки; $i$ — номер испытания при данной температуре; $n$ — число образцов, испытанных при данной температуре.	

где  $E$  — работа разрушения, Дж;  $T$  — температура испытания, °С;  $A, B$  и  $C$  — оцениваемые параметры. Параметр  $A$  в (1) определялся как среднее значение энергии разрушения для образцов, имеющих 100% вязкой составляющей в изломе. Параметры  $B$  и  $C$  определяются методом наименьших квадратов.

Для определения значения  $T_k$  используются два критериальных значения энергии разрушения —  $E_1 = 47$  Дж и  $E_2 = 71$  Дж. Значение критической температуры хрупкости определялось как корень уравнения (1) при  $E = 47$  Дж<sup>2</sup>. Второй критерий (71 Дж) практически не используется. Это обусловлено достаточно большим углом наклона температурной зависимости энергии разрушения.

Пример температурной зависимости работы разрушения представлен на рис. 4.

### Статистическая обработка полученных данных

Как показано в [2, 3], распределение значений  $T_k$  по окружности характеризуется отсутствием закономерности.

В качестве меры неоднородности обечаек корпусов реакторов ВВЭР-1000/1200 выбрана оценка верхнего 95%-ного двустороннего доверительного интервала для массива экспериментальных данных (выборки) из отклонений

<sup>1</sup>Для обечаек корпусов реакторов  $T_k$  в зависимости от требований чертежа может быть равно  $-25, -35, -45$  °С.

<sup>2</sup>Существуют и другие критерии, например, 39 Дж. Выбор критерия зависит от предела текучести. Фактические значения предела текучести при испытании металла обечаек выше 550 МПа, поэтому всегда используется критерий 47 Дж.

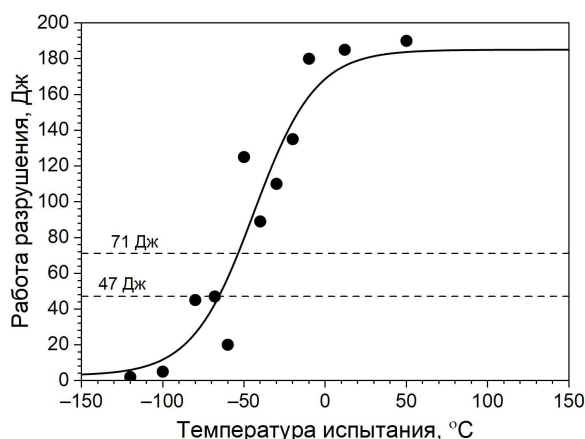


Рис. 4. Пример температурной зависимости работы разрушения

значений  $T_{ki}$  с двумя одинаковыми (например, радиальными и аксиальными) и одной произвольной (например, азимутальной) координатами от их среднего арифметического значения ( $T_k^{cp}$ ) для каждой заготовки под обечайку.

Значения отклонений от среднего ( $\Delta T_{ki}$ ) определялись по формуле

$$\Delta T_{ki} = T_{ki} - T_k^{cp},$$

$$T_k^{cp} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_{ki},$$
(2)

где  $N$  — объём выборки значений  $T_{ki}$ .

Значения  $\Delta T_{ki}$  для разных заготовок объединяли в один массив для дальнейшего анализа. Здесь и далее по тексту имеется в виду общий массив для нескольких заготовок.

Оценка 95%-ного двустороннего доверительного интервала ( $\Delta T_{ki}$ ) проводилась в соответствии с формулой [13]

$$\Delta T_k^{верх\ 95\%} = \Delta T_k^{cp} + St_{0,05},$$

$$\Delta T_k^{cp} = \frac{1}{N} \sum_i \Delta T_{ki},$$
(3)

$$S = \sqrt{\frac{\sum_i^N (\Delta T_{ki} - \Delta T_k^{cp})^2}{N-1}}, \quad (4)$$

где  $\Delta T_k^{cp}$  — среднее арифметическое значений  $\Delta T_{ki}$  в азимутальном направлении по выборке, °С;  $S$  — выборочное стандартное отклонение значений  $\Delta T_{ki}$ ;  $t_{0,05}$  — 5%-ная точка распределения Стьюдента с числом степеней свободы  $k = N - 1$ ;  $N$  — объём выборки значений  $\Delta T_{ki}$ .

### Результаты и их обсуждение

**Оценка неоднородности металла пробного кольца по результатам сдаточных испытаний, полученным в соответствии с ПНАЭ Г-7-002-86.** “Минимальный” и “максимальный” циклы термической обработки заготовок различаются продолжительностью выдержки промежуточного отпуска при температуре 620 °С. Поскольку промежуточный отпуск для “максимального” цикла на 4 ч больше (см. табл. 2), а суммарная продолжительность высокого отпуска при температуре 650 °С составляет от 30 до 40 ч, то можно предположить, что дополнительные 4 ч отпуска при 620 °С не оказывают значимого влияния на изменение свойств после отпуска 650 °С/(30—40) ч. Заготовки под образцы были вырезаны в соответствии с рис. 2.

Для сопоставления свойств после “минимального” и “максимального” цикла отпусков тестировали гипотезу о равенстве средних значений  $T_k$  по выборке из 27 элементов для проб № 1, 2 (см. рис. 2) и аналогичный тест выполнен для проб № 3, 4. Выполненный Т-тест даёт Р-значение ~0,49 и 0,53 для проб № 1, 2 и № 3, 4 соответственно, т.е. нулевая гипотеза о равенстве средних выборочных значений не отвергается на 5%-ном уровне значимости.

На рис. 5 представлено соотношение средних значений температуры хрупкости  $T_k$  ( $T_k^{ПНАЭГ}$ ), определённых на этапе сдаточных испытаний, для “минимального” (пробы № 1, 3) и “максимального” (пробы № 2, 4) цикла отпусков.

Можно заметить, что средние значения  $T_k$  после двух рассматриваемых циклов равномерно распределены вдоль прямой  $y = x$  в диапазоне  $\pm 20$  °С.

На рис. 6 представлены разности средних значений  $T_k^{ПНАЭГ}$  после термической обработки по “минимальному” и “максимальному” циклу для обечаек из сталей 15Х2НМФА-А и 15Х2НМФА класс 1, поскольку они различаются содержанием никеля и, возможно, имеют

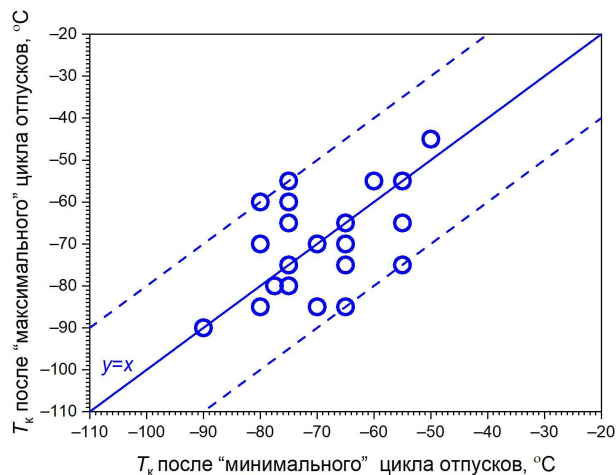


Рис. 5. Соотношение средних значений  $T_k^{ПНАЭГ}$  для одних и тех же обечаек после “минимального” и “максимального” числа циклов

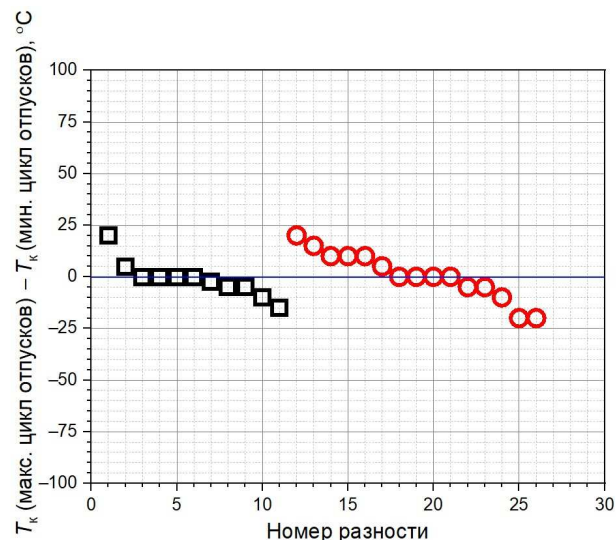


Рис. 6. Разности средних значений  $T_k^{ПНАЭГ}$  после термической обработки по “минимальному” и “максимальному” циклу:  $\blacksquare$  — сталь 15Х2НМФА-А;  $\bullet$  — сталь 15Х2НМФА класс 1

различную чувствительность к дополнительному отпуску.

Среднее значение отклонений от среднего  $T_k^{ПНАЭГ}$  по обеим маркам материала близко к нулю. Все эти данные свидетельствуют о том, что закономерного изменения  $T_k^{ПНАЭГ}$  при увеличении продолжительности промежуточного отпуска на 4 ч не наблюдается как для стали 15Х2НМФА-А, так и для стали 15Х2НМФА класс 1. Различия в значениях критической температуры хрупкости для каждой обечайки после “минимального” и “максимального” циклов отпусков связаны с пространственной неоднородностью, характерной для крупно-

**Таблица 4.** Результаты статистической обработки значений  $\Delta T_{ki}$ , определённых по заводской методике

Марка стали	Объём экспериментальных данных	$S, ^\circ\text{C}$	Верхний 95%-ный доверительный интервал, $^\circ\text{C}$
15X2НМФА-А	44	7,7	15,4
15X2НМФА класс 1	62	7,4	14,7
Объединённый набор	106	7,4	14,8

габаритных изделий. Таким образом, результаты испытаний образцов металла обечаек из стали 15X2НМФА-А и 15X2НМФА класс 1 после “минимального” и “максимального” числа отпусков в дальнейшем анализе будут рассматриваться как единый массив данных.

В табл. 4 представлены результаты оценки неоднородности металла пробного кольца для сдаточных заводских испытаний на основании значений  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭ Г}}$  в азимутальном направлении, определённых в соответствии с методикой, изложенной в [11].

Как видно из табл. 4, значение верхней границы 95%-ного доверительного интервала для  $\Delta T_{ki}$  составляет 15,4  $^\circ\text{C}$  для металла обечаек из марки стали 15X2НМФА-А, 14,7  $^\circ\text{C}$  для металла пробных колец обечаек из марки стали 15X2НМФА класс 1.

Величина неоднородности металла пробных колец обечаек современных КР ВВЭР-1000/1200 по объединённому массиву для заготовок под обечайки из двух марок сталей при обработке результата по методике ПНАЭ Г-7-002-86 составила 14,8  $^\circ\text{C}$ .

**Оценка неоднородности металла пробного кольца по результатам сдаточных испытаний, полученным в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018.** При определении  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭ Г}}$  по методике ПНАЭ Г-7-002-86 на заводе-изготовителе проводятся испытания довольно большого числа образцов (обычно >20 шт.) в области температур хрупко-вязкого перехода и на верхнем шельфе. Для определения значений  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$  в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018 были выполнены дополнительные испытания от 3 до 7 образцов на ударный изгиб в области температур нижнего шельфа температурной зависимости энергии разрушения, в том числе с применением технологии реконструкции [9]. Таким образом, для построения каждой температурной зависимости суммарно было использовано от 26 до 35 экспериментальных точек. Определение  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$  было выполнено для всех групп образцов (четыре значения  $T_{к}$  для каждой обечайки) как после “минимального”, так и после “максимального” цикла термообработки.

В качестве примера на рис. 7 представлены результаты испытаний как первично испытанных при сдаточных испытаниях, так и дополнительно испытанных образцов.

В табл. 5 и на рис. 8 показано соотношение между значениями критической температуры хрупкости, определёнными по методике [9], используемой при выполнении сдаточных испытаний ( $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭ Г}}$ ), и по методике [11], используемой при испытаниях образцов-свидетелей ( $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$ ).

По данным табл. 5 и рис. 8 значения критической температуры хрупкости, определённые по ПНАЭ Г-7-002-86, систематически выше на 19—39  $^\circ\text{C}$  (в среднем на 27  $^\circ\text{C}$ ), чем значения по ГОСТ Р 50.05.12-2018, определённые на расширенном наборе данных. Это означает, что объединять в один массив результаты испытаний, выполненных на заводе-изготовителе, и результаты, полученные при испытаниях образцов-свидетелей, некорректно.

На рис. 9 представлены результаты оценки неоднородности металла обечаек по значениям  $T_{к}$ , полученным по методике ГОСТ Р 50.05.12-2018 на образцах, вырезанных из пробных колец.

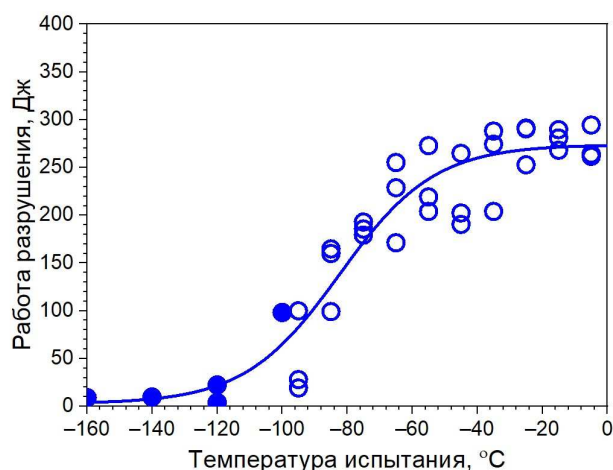


Рис. 7. Пример совместной обработки результатов заводских испытаний и лабораторных испытаний образцов для определения  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$  по методике ГОСТ:  $\circ$  — образцы сдаточных испытаний;  $\bullet$  — доиспытанные образцы

**Таблица 5.** Соотношение значений критической температуры хрупкости, пересчитанной по выбранным методикам

Элемент	$T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭГ}}, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭГ}} - T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}, \text{ }^\circ\text{C}$
Обечайка 15	-65	-96	31
	-55	-74	19
	-55	-77	22
	-55	-94	39
Обечайка 21	*	-118	—
	*	-110	—
	-75	-96	21
	-55	-90	35
Обечайка 25	*	-120	—
	-85	-107	22
	*	-121	—
	*	-115	—
Среднее значение по обечайкам	<b>-64</b>	<b>-91</b>	<b>27</b>

\*Значение  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭГ}}$  не было однозначно определено при испытаниях.

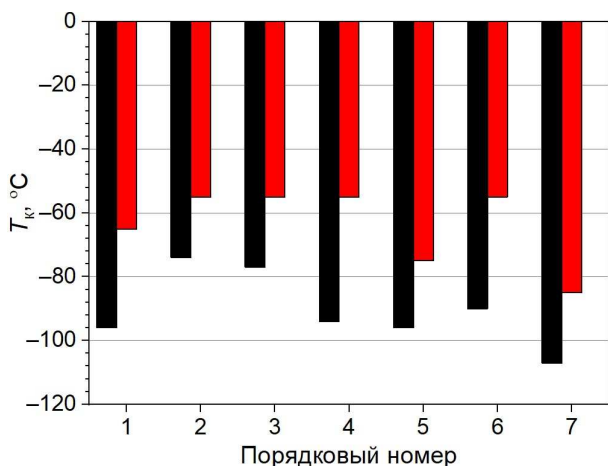


Рис. 8. Сопоставление значений  $T_k$ , определённых по выбранным методикам: ■ —  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$ ; ■ —  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭГ}}$

Оцененное по формуле (3) значение верхней границы 95%-ного доверительного интервала составляет  $21\text{ }^\circ\text{C}$  для металла пробного кольца обечайки из марки стали 15Х2НМФА класс 1.

Таким образом величина неоднородности металла пробных колец обечайки КР ВВЭР-1000/1200, оцененная по значениям  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$  (методика ГОСТ Р 50.05.12-2018), больше, чем по значениям  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭГ}}$  (методика ПНАЭ Г-7-002-86).

**Оценка неоднородности металла обечайки по результатам испытаний образцов-свидетелей.** Данная группа включала значения температуры хрупкости, определённые по испыта-

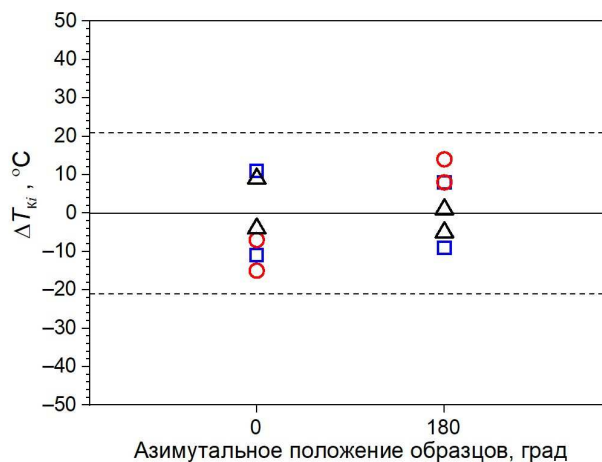


Рис. 9. Отклонения значений  $T_{ki}$  от среднего для металла пробных колец под образцы для сдаточных испытаний обечайки: ■ — обечайка 15; ■ — обечайка 21; Δ — обечайка 25; - - - — граница 95%-ного доверительного интервала

ниям образцов-свидетелей ( $T_{к\text{ ОС}}$ ), изготовленных из колец под образцы-свидетели, которые находятся на расстоянии не менее 70 мм от теплового барьера. Образцы вырезались из одних и тех же слоёв, но с разными координатами по азимуту —  $0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$  (для обечайки 15) и  $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  и  $270^\circ$  (для обечайки 16) (см. рис. 3). Значения  $T_{к\text{ ОС}}$  определены в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018.

На рис. 10 представлены оценки неоднородности металла колец под образцы-свидетели для обечайки 15 и 16.

Значение верхней 95%-ной границы, определённой по формуле (3), для обечайки 15 и 16 составило  $13,3\text{ }^\circ\text{C}$ . Таким образом, металл

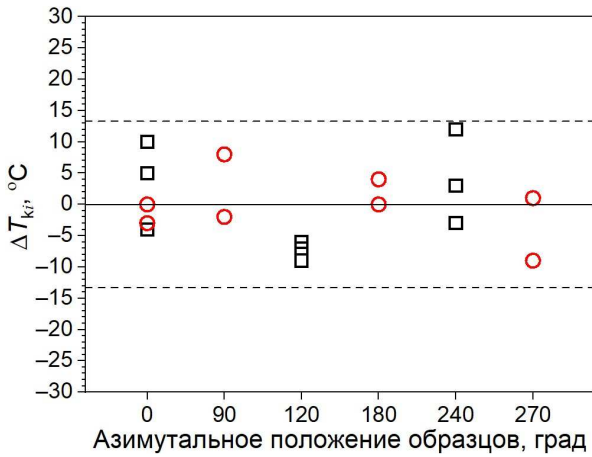


Рис. 10. Отклонения значений  $T_{ki}$  от среднего для металла колец под образцы-свидетели для обечаек:  $\blacksquare$  — обечайка 15;  $\bullet$  — обечайка 16; - - - граница 95%-ного доверительного интервала

колец под образцы-свидетели более однороден, чем металл пробного кольца под статочные испытания.

**Сравнение результатов испытаний образцов из металлов пробного кольца и кольца под образцы-свидетели, обработанных по методике ГОСТ.** На рис. 11 представлены результаты испытаний образцов из средней трети толщины пробного кольца ( $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$ ) и четырёх средних слоёв образцов-свидетелей ( $T_{к\text{ ОС}}$ ) с учётом их относительного азимутального положения для двух обечаек. Эти результаты получены при использовании одной и той же методики ГОСТ Р 50.05.12-2018. Следует отметить, что кольцо, из которого вырезают образцы-свидетели, находится под кольцом для

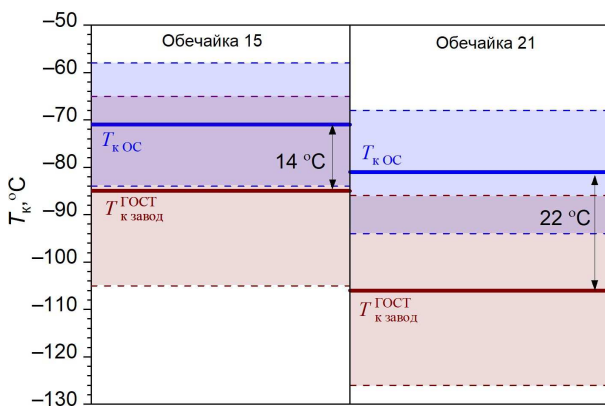


Рис. 11. Сравнение средних значений  $T_k$  образцов: — для вырезанных из пробного кольца; — для вырезанных из кольца для образцов-свидетелей; ■ — диапазон 95%-ного доверительного интервала для значений металла пробного кольца; ■ — диапазон 95%-ного доверительного интервала для значений металла кольца под образцы-свидетели

статочных испытаний на расстоянии не менее 70 мм [3] от приставного барьера и примыкает непосредственно к металлу обечайки, т.е. максимально возможно отражает свойства металла обечайки (см. рис. 1).

Как показано на рис. 11, средние значения  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$ , полученные на образцах металла пробного кольца, ниже средних значений  $T_{к\text{ ОС}}$ . Данные различия, вероятно, связаны с различиями в скоростях охлаждения металла в процессе закалки из-за подкаливания торца заготовки под тепловым барьером.

Для устранения различия в значениях  $T_k$ , определённых по одной и той же методике при испытаниях образцов из пробного кольца и свойств металла обечайки, при выполнении основной термической обработки рекомендуется выполнять два условия: сформировать садку вниз торцом, от которого отрезается пробное кольцо, и установить заготовку на тепловой барьер. При таком формировании садки тепловой барьер не будет двигаться относительно заготовки в процессе закалки и будет обеспечена одинаковая скорость охлаждения металла в пробном кольце и металле обечайки.

На рис. 12 представлено сопоставление средних значений  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭГ}}$  для образцов, вырезанных из пробного кольца, и средних значений  $T_{к\text{ ОС}}$  по результатам испытаний образцов-свидетелей для большего количества обечаек (см. табл. 1) с учётом обработки заводских данных по методике ГОСТ Р 50.05.12-2018 путём вычитания методической поправки 27 °C ( $\Delta T_{к\text{ метод}}^{\text{метод}}$ ).

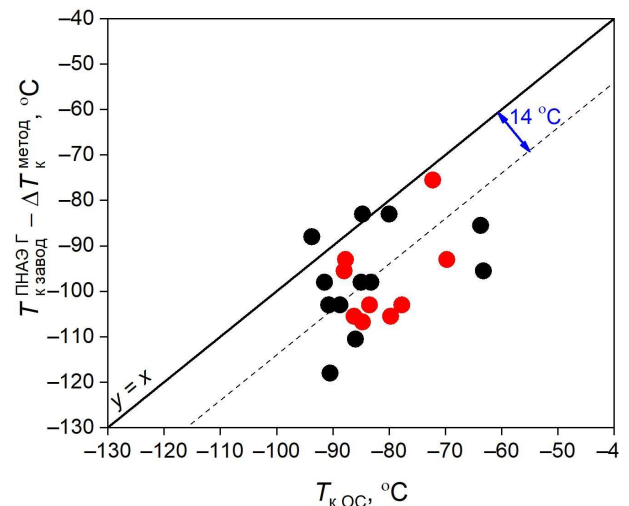


Рис. 12. Сопоставление средних значений  $T_{к\text{ ОС}}$  и  $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭГ}}$  с учётом методической разницы:  $\bullet$  — обечайки 1—5, 7, 9—12 из стали 15ХНМФА-А;  $\bullet$  — обечайки 13—15, 17—20, 22—24, 26—28 из стали 15ХНМФА класс 1

Как видно, значения  $T_{к\text{ ПНАЭ Г-7}}^{\text{ПНАЭ Г-7}}$  с учётом методической поправки  $\Delta T_{к\text{ метод}}$  лежат ниже линии  $y = x$ , показывающей равенство с результатами испытаний образцов-свидетелей. При этом аппроксимация экспериментальных данных линейной зависимостью показала величину среднего отклонения  $14^\circ\text{C}$  между значениями критической температуры хрупкости, определёнными для металла пробного кольца и кольца под образцы-свидетели.

Показано, что значения  $T_{к}$ , полученные на пробном кольце, при расчёте по единой методике в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018 систематически ниже значений  $T_{к}$ , полученных на металле образцов-свидетелей, что связано с более высокой скоростью охлаждения металла вблизи торца первоначальной заготовки.

Это делает некорректным объединение в один массив данных из результатов испытаний пробных колец и колец под образцы-свидетели, обработанных по методикам [9] и [11] соответственно, с целью оценки неоднородности всех исследуемых обечаек в аксиальном и азимутальном направлениях.

**Оценка неоднородности металла обечаек в азимутальном направлении.** Как было показано в предыдущем разделе, металл пробного кольца менее однороден, чем металл обечайки, что делает невозможной оценку неоднородности обечайки в аксиальном направлении с использованием результатов сдаточных заводских испытаний. Тем не менее можно допустить, что разброс свойств в азимутальном направлении металла пробного кольца примерно соответствует неоднородности металла обечайки в азимутальном направлении.

В настоящей работе проводилась оценка неоднородности свойств металлов обечаек современных корпусов реакторов ВВЭР-1000/1200 по трём сформированным группам данных:

1) Результаты испытаний образцов из пробного кольца, вырезанных по азимуту ( $0$  и  $180^\circ$ ). Значения  $T_{к}$  определены по ПНАЭ Г-7-002-86 ( $T_{к\text{ завод}}^{\text{ПНАЭ Г-7}}$ ) (см. рис. 2);

2) Результаты испытаний образцов из пробного кольца, но  $T_{к}$  определено по ГОСТ Р 50.05.12-2018 ( $T_{к\text{ завод}}^{\text{ГОСТ}}$ ) (см. рис. 2);

3) Результаты испытаний из колец под образцы-свидетели, вырезанные с разными координатами по азимуту ( $0^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $240^\circ$  для обечайки  $15$  и  $20^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $270^\circ$  для обечайки  $16$ ). Значения  $T_{к\text{ ОС}}$  определены в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018 (см. рис. 3).

В табл. 6 представлены статистические параметры наборов данных (групп 1—3), определённых с использованием формул (3) и (4).

Из результатов, представленных в табл. 6, следует, что первая группа образцов показывает относительно низкое значение величины неоднородности, однако ввиду неточности определения  $T_{к}$ , связанной с методикой [11], этот результат не может быть учтён. Часть заводских данных, для которых была возможность проведения дополнительных испытаний и, как следствие, обработки по методике ГОСТ Р 50.05.12-2018 (группа 2), показала величину  $21^\circ\text{C}$ , что превышает значение, полученное на металле образцов-свидетелей. Это говорит о большем разбросе свойств металла пробного кольца по сравнению с металлом кольца под образцы-свидетели. Поскольку образцы-свидетели наиболее полным образом отражают свойства корпуса реактора, использование оценок, полученных на металле пробного кольца, для определения величины неоднородности корпусов реакторов в азимутальном направлении может характеризоваться избыточным консерватизмом.

Таким образом, корректной оценкой величины неоднородности металла обечаек корпусов реакторов ВВЭР-1000/1200 в азимутальном направлении может являться только результат, полученный для группы 3, равный  $13,3^\circ\text{C}$ .

### Заключение

Выполнен анализ результатов испытаний на ударный изгиб металла штатных заготовок для обечаек современных корпусов реакторов

**Таблица 6.** Разности значений  $T_{к}$  для групп образцов, отличающихся азимутальными координатами

Группа данных	Материал	Методика определения $T_{к}$	Объём экспериментальных данных	$S$ , $^\circ\text{C}$	Верхний 95%-ный доверительный интервал, $^\circ\text{C}$
1	Пробное кольцо	ПНАЭ Г-7-002-86	106	7,4	14,8
2		ГОСТ Р 50.05.12-2018	12	9,5	21,0
3	Кольцо под образцы-свидетели	ГОСТ Р 50.05.12-2018	17	6,3	13,3

ВВЭР-1000/1200 с использованием двух методик определения  $T_k$  по ПНАЭ Г-7-002-86 и ГОСТ Р 50.05.12-2018.

Показано, что для заводских испытаний значения критической температуры хрупкости  $T_k$  металла обечаек из сталей 15X2НМФА-А и 15X2НМФА класс 1, полученные после термической обработки по “минимальному” и “максимальному” циклу, можно рассматривать как единый массив данных.

Выполнена оценка различий в значениях критической температуры хрупкости, полученных для одного и того же металла, но с использованием разных методик (в соответствии с ПНАЭ Г-7-002-86 и ГОСТ Р 50.05.12-2018). Показано, что  $T_k$ , определённые по ПНАЭ Г-7-002-86, систематически выше на 19—39 °С (в среднем на 27 °С), чем значения  $T_k$  по ГОСТ Р 50.05.12-2018.

Сравнение значений  $T_k$  металла из пробного кольца и кольца для образцов-свидетелей, определённых по единой методике ГОСТ Р 50.05.12-2018, показало, что данные, полученные на образцах-свидетелях, регулярно выше, чем данные, полученные на образцах из пробного кольца. Это может быть связано с большей скоростью охлаждения пробного кольца при термообработке всей заготовки для изготовления корпуса реактора.

В качестве меры неоднородности в азимутальном направлении обечаек корпусов реакторов ВВЭР-1000/1200, изготовленных после 2000-х гг., выбрана оценка верхнего 95%-ного доверительного интервала для массива экспериментальных данных — отклонений значений  $T_{ki}$  с различными азимутальными координатами от их среднего арифметического значения  $T_k^{cp}$ , определённого для каждой обечайки в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018.

Результат оценки величины неоднородности металла обечаек в азимутальном направлении на массиве экспериментальных данных образцов-свидетелей составил 13,3 °С. Такой же анализ для металла пробного кольца показал большее значение — 21 °С для данных, рассчитанных в соответствии с ГОСТ Р 50.05.12-2018. Таким образом, металл колец под образцы-свидетели более однороден, чем металл пробного кольца под сдаточные испытания, и в большей степени соответствует металлу обечайки корпуса реактора.

Для выполнения оценки неоднородности свойств металла современных корпусов реакторов ВВЭР-1000/1200 в радиальном и аксиальном направлениях необходимо провести дополнительные исследования.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

#### Список литературы

1. **Обоснование** прочности оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. Расчет на сопротивление хрупкому разрушению корпуса водо-водяного энергетического реактора. ГОСТ Р 59115.14-2021.
2. **Чернобаева А.А., Шамишурин М.С., Ерак Д.Ю., Журко Д.А., Скундин М.А., Бубякин С.А.** Распределение критической температуры хрупкости в обечайках корпусов реакторов ВВЭР-1000 и ВВЭР-1200. — Деформация и разрушение материалов, 2019, № 4, с. 25—31.
3. **Чернобаева А.А., Николаев Ю.А., Скундин М.А., Журко Д.А., Красиков Е.А., Медведев К.И., Костромин В.Н., Дробков Г.В., Рязанов С.В.** Анализ причин разброса данных температурных образцов-свидетелей ВВЭР-1000. — Атомная энергия, 2012, т. 113, вып. 6, с. 337—343.
4. **Chernobaeva A.A., Shulgan N.A., Shtrombakh Ya.I., Titova T.I., Nikolaev Yu.A., Blinova M.G.** Mechanical properties distribution in welds and forgings of VVER-1000. — In: Proc. of ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference. Prague, Czech Republic, July 26—30, 2009. PVP2009—77236.
5. **Чернобаева А.А., Кулешова Е.А., Мальцев Д.А., Медведев К.И., Красиков Е.А., Папина В.Б., Титова Т.И., Шулган Н.А., Корбатова Е.В., Батов Ю.М.** Сравнительный анализ металла обечаек из стали 15X2НМФА-А современного производства и производства 70—80-х годов. — История науки и техники, 2013, № 8, с. 106—118.
6. **Чернобаева А.А., Николаев Ю.А., Комолов В.М., Банюк Г.Ф., Минеева И.А., Бакалдин В.И., Петров А.А.** Оптимизация программы образцов-свидетелей для АЭС-2006. — Атомная энергия, 2009, т. 107, вып. 1, с. 20—22.
7. **Chernobaeva A., Erak D., Kochkin V.** Russian WVER Surveillance Specimen Programs. International Review of Nuclear Reactor Pressure Vessel Surveillance Programs. STP 1603. 2018/available online at [www.astm.org](http://www.astm.org); doi: 10.1520/STP160320170004.
8. **Ерак Д.Ю., Чернобаева А.А.** Контроль радиационного охрупчивания и температурного старения металла корпусов реакторов РУ типа ВВЭР. — РЭА, 2016, № 2, с. 10—17.
9. **Система** оценки соответствия в области использования атомной энергии. Оценка соответствия в

форме контроля. Контроль радиационного охрупчивания корпуса реактора атомной станции. ГОСТ Р 50.05.12-2018.

10. **Материалы** оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. Методы определения ударной вязкости и критической температуры хрупкости по результатам испытаний на ударный изгиб. ГОСТ Р 70431-2022.

11. **Правила** и нормы в атомной энергетике. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. ПНАЭ Г-7-002-86.

12. **Заготовки** из стали марок 15Х2НМФА, 15Х2НМФА-А и 15Х2НМФА класс 1 для корпусов,

крышек и других узлов реакторных установок. ТУ 0893-013-002121179-2003.

13. **Кобзарь А.И.** Прикладная математическая статистика. — М.: Физматлит, 2006. 816 с.

*Контактная информация —  
Чеботарёв Олег Дмитриевич,  
младший научный сотрудник,  
тел.: 8(969)067-48-56,  
e-mail: Chebotarev\_OD@nrcki.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 104—116.

## Инженерная методика оценки повышения давления при конденсационном гидравлическом ударе

*А.Н. Чуркин,*

АО ОКБ “ГИДРОПРЕСС”, 142103, Подольск, Московская обл., ул. Орджоникидзе, д. 21

Статья поступила в редакцию 02.10.2025

После доработки — 29.01.2026

Принята к публикации 29.01.2026

В статье рассматривается актуальная задача по анализу конденсационных гидравлических ударов (КГУ) в трубопроводах реакторных установок ВВЭР. Поскольку КГУ является существенно неравновесным процессом и протекает в условиях неустойчивой структуры двухфазного потока, в настоящее время не существует достаточно надёжных методик предсказания их возникновения, особенно для сложной геометрии реальных трубопроводов. Поэтому в ряде случаев при выполнении обоснования конструкции приходится постулировать возникновение КГУ. При этом появляется другая важная задача — оценка значения ударного давления, т.е. оценка повышения давления при КГУ. В статье представлено описание разработанной автором инженерной методики расчётной оценки повышения давления при возникновении КГУ в трубопроводах. Рассмотрено несколько вариантов методических допущений, и на тестовой задаче оценены отличия результатов расчётов для каждого варианта методики. По результатам работы делается вывод о возможности применения инженерной методики в расчётах по обоснованию проектов реакторных установок.

**Ключевые слова:** конденсационный гидравлический удар, трубопровод, ударное давление, скорость водяной пробки, инженерная методика расчёта, ВВЭР.

### **Engineering Methodology for Estimating Pressure Increase during Condensation-Induced Water Hammer.**

*A.N. Churkin, OKB Hidropress JSC, 21, Ordzonikidze st., Podolsk, Moscow region, 142103.*

This article addresses the current challenge of analyzing condensation-induced water hammers (CIWHs) in pipelines of VVER reactor plans. Since CIWHs are highly non-equilibrium processes that occur within unstable two-phase flows, they cannot be reliably predicted with currently available methods, especially for complex geometry of real pipelines. Therefore, design evaluations sometimes require postulating CIWH occurrence, which leads to another important task of estimating the shock pressure, i.e., the pressure surge during CIWH. This article describes the engineering methodology developed by the author for computational assessment of CIWH pressure increase in pipelines, considers several optional methodological assumptions, compares calculated data for each option based on a test problem, and concludes on the applicability of this engineering methodology for calculated reactor plant design evaluation.

**Key Words:** condensation-induced water hammer, pipeline, shock pressure, water plug velocity, engineering computing methodology, VVER.

EDN: VMVHMR

### **Введение**

В реакторной установке с водо-водяным энергетическим реактором (РУ ВВЭР) при нормальной эксплуатации насыщенный пар в объёме первого контура находится в компенсаторе давления (КД), а также в трубопроводах, соединённых с паровой частью КД (трубопроводы основного и аварийного впрыска, трубопроводы сброса пара). В аварийных режимах с потерей теплоносителя первого контура возможно появление пара в верхней части реактора, в главном циркуляционном трубопроводе и в других трубопроводах, присоединённых к первому контуру.

Наличие пара в трубопроводах может служить причиной возникновения опасного явления — конденсационного гидравлического удара (КГУ) в случае поступления в трубопровод недогретой до температуры насыщения во-

ды. В работе [1] представлен анализ возникновения КГУ на действующих атомных электростанциях.

Под гидравлическим ударом (ГУ) понимают резкое увеличение давления в трубопроводах при быстром изменении скорости текущей жидкости. Классический ГУ наблюдается при быстром закрытии трубопроводной арматуры, когда кинетическая энергия движущейся среды за короткое время преобразуется в энергию сжатия жидкости, что приводит к резкому повышению давления [2].

Явление КГУ связано с возникновением изолированного объёма пара (полости), окружённого холодной жидкостью. Быстрая конденсация пара и снижение его давления приводят к коллапсу полости, т.е. к резкому ускорению объёмов окружающей её жидкости. При столкновении этих объёмов друг с другом или со стенками трубопровода возникает ГУ.

В горизонтальных трубопроводах КГУ возможны тогда, когда при расслоенном (стратифицированном) режиме течения недогретой до температуры насыщения жидкости и насыщенного пара возникает пробка жидкости, полностью перекрывающая проходное сечение трубы. Возникновение КГУ определяется геометрией трубопровода и режимом течения.

Высказываемая ранее гипотеза о стохастической природе КГУ была проверена и подтверждена специальными экспериментами [3], в рамках которых проводилось от 20 до 30 опытов при одинаковых начальных и граничных условиях (группа опытов). Всего было выполнено 185 опытов. В зависимости от расхода и температуры воды, подаваемой в трубу, заполненную паром при давлении 0,3 МПа, вероятность возникновения КГУ менялась от 0 до 50%. В каждой группе опытов значительно варьировались интенсивность и место возникновения КГУ.

Поскольку КГУ является существенно неравновесным процессом и протекает в условиях неустойчивой структуры двухфазного потока, в настоящее время не существует достаточно надёжных методик предсказания их появления [4, 5], особенно для сложной геометрии реальных трубопроводов или при меняющихся во времени граничных условиях, как, например, в трубопроводе аварийного впрыска [6]. Поэтому в ряде случаев при обосновании конструкции приходится постулировать возникновение КГУ. При этом возникает другая важная задача — оценка величины ударного давления, т.е. величины повышения давления при КГУ. Это необходимо для учёта нагрузки на трубопроводы и оборудование.

Как в классическом, так и в конденсационном ГУ ударное давление определяется по формуле Жуковского [2]

$$\Delta p = \rho_l c w, \quad (1)$$

где  $\rho_l$  — плотность жидкости;  $c$  — скорость распространения ударной волны в трубопроводе;  $w$  — скорость жидкости в момент закрытия арматуры при классическом ГУ или скорость пробки жидкости в момент полного коллапса изолированного парового объёма.

Из формулы (1) следует, что для определения повышения давления при КГУ необходимо знать скорость пробки жидкости перед полным коллапсом паровой полости.

Скорость пробки жидкости при коллапсе определяется размерами водяной пробки и изолированного парового объёма, а также динамикой давления в этом объёме. Создание реалистичной математической модели динамики

давления пара является достаточно сложной задачей, основную неопределённость в которую вносят неизвестная площадь контакта недогретой воды с паром и коэффициент теплоотдачи между ними.

Целями работы были разработка и тестирование достаточно простой для инженерных целей методики расчёта скорости пробки жидкости при КГУ, которая более достоверна по сравнению с асимптотическими подходами, но консервативна по сравнению с более сложными реалистичными моделями.

### Существующие подходы

При изучении двухфазных потоков ряд работ был направлен на исследование динамики роста или схлопывания паровых объёмов в жидкости. Многие результаты обобщены в работе [7]. Обширные исследования по данному направлению проводились в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН [8].

Выполнялись также исследования динамики паровых снарядов в трубах и каналах [9, 10] под действием внешней ударной нагрузки.

Применить напрямую полученные решения для КГУ возможно только для условий, в которых предполагается мгновенное изменение давления в рассматриваемой области, что отличается от предполагаемых условий возникновения КГУ в трубопроводах РУ ВВЭР.

Непосредственно для анализа повышения давления при КГУ также разрабатывались различные модели (см., например, [4, 5]).

Как отмечалось ранее, одним из параметров, влияющих на скорость пробки жидкости в момент коллапса изолированного парового объёма, является давление пара в этом объёме. Первоначально применялась консервативная асимптотическая методика [4], в которой предполагалось мгновенное снижение давления пара до давления насыщения, соответствующего температуре холодной жидкости. Как показывают проведённые оценки, данная методика даёт очень высокие значения ударного давления [11]. В последующем реализовывались и более сложные подходы [12].

В работе [4] приведена простая формула расчёта скорости пробки жидкости в момент полного коллапса парового объёма

$$w = \left( \frac{2p_0}{\rho_l} \right)^{0,5}, \quad (2)$$

где  $p_0$  — давление пара в трубопроводе.

Формула (2) получена в предположении реализации снарядного режима течения с равными объёмами промежутков с паром и с водой, а также в предположении мгновенного снижения давления пара в полости до нуля. Также в этой работе предложена формула для учёта сил трения о стенку трубы

$$w = \left( \frac{2p_0 D}{f \rho_{fl} L_{fl}} \right)^{0,5}, \quad (3)$$

где  $D$  — внутренний диаметр трубопровода;  $f$  — коэффициент трения, который в [4] рекомендуется брать постоянным и равным значению 0,02;  $L_{fl}$  — длина пробки жидкости. Недостатком формулы (3) является отсутствие предельного перехода к случаю, когда трением можно пренебречь, т.е. к формуле (2).

### Уравнение движения

Разработка инженерной методики расчёта начинается с вывода уравнения движения для пробки жидкости.

После формирования изолированного парового объёма движение пробки жидкости происходит под действием перепада давления между двумя областями пара (рис. 1). В той области, которая связана трубопроводом с сосудом с паром (КД или реактор), давление пара

практически не изменяется за время коллапса. В изолированном паровом объёме происходит снижение давления из-за охлаждения и конденсации пара на поверхности холодной жидкости или стенке трубы.

Простейшая расчётная модель ускорения пробки с жидкостью (Модель 1) схематически изображена на рис. 2. В данной модели пробка жидкости рассматривается как “твёрдое” тело, которое не деформируется в процессе движения.

На рис. 2 введены дополнительные условные обозначения:  $L_{st}$  — длина изолированного парового объёма;  $m$  — масса жидкости в пробке;  $p_{st}$  — давление пара в изолированном объёме;  $F$  — площадь сечения трубы.

На рис. 2 стрелкой показана сила, действующая на пробку жидкости в предположении, что  $p_0 > p_{st}$ . Чем больше данная сила, тем большее ускорение испытывает пробка жидкости.

В простейшем случае, без учёта сил трения о стенку и силы тяжести (расчётные оценки показывают малое влияние этих сил на результат), уравнение движения для пробки в Модели 1 может быть записано в виде

$$\frac{d(mw)}{d\tau} = (p_0 - p_{st})F. \quad (4)$$

Масса пробки жидкости определяется по формуле

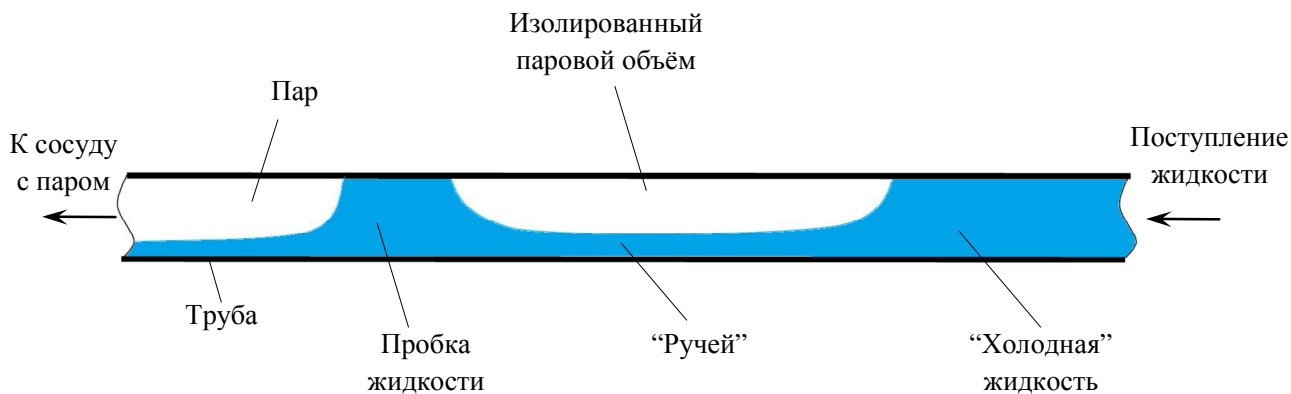


Рис. 1. Схема участка трубопровода с изолированным паровым объёмом

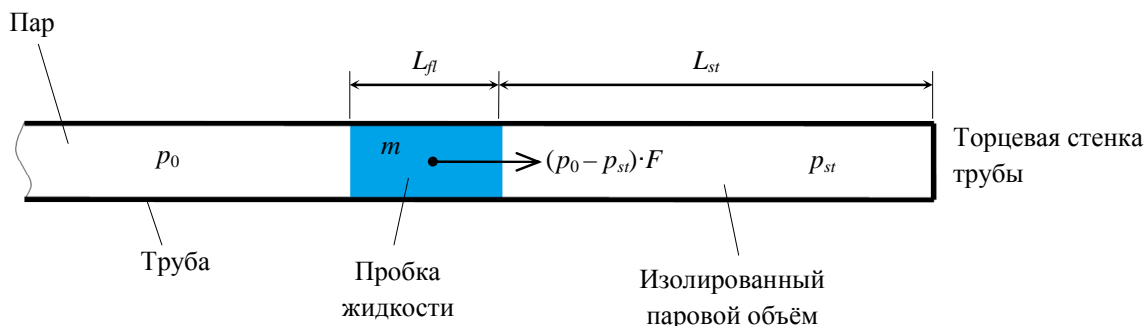


Рис. 2. Схема простейшей расчётной модели (Модель 1)

$$m = FL_{fl} \rho_{fl}. \quad (5)$$

Поскольку масса пробки жидкости в Модели 1 не изменяется во времени, то уравнение (4) запишется в виде

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{(p_0 - p_{st})}{L_{fl} \rho_{fl}}. \quad (6)$$

За время движения пробки давление пара в системе  $p_0$  можно считать постоянным, поэтому для решения уравнения (6) требуется знать только закон изменения давления пара в изолированном объёме, о чём будет идти речь в следующем разделе.

Две другие расчётные модели ускорения пробки с жидкостью (Модели 2 и 3) по-разному учитывают наличие “ручья” в трубе, т.е. слоя жидкости в трубопроводе. Схематически модель горизонтальной трубы с “ручьём” изображена на рис. 3. В вертикально расположенной трубе “ручей” будет иметь форму кольца по периметру трубы.

В Модели 2 считается, что движется только часть пробки, расположенная над “ручьём”, не вовлекая жидкость “ручья” в движение. При этом масса скользящей пробки  $m' = \phi m = \phi FL_{fl} \rho_{fl}$ , где  $\phi$  — доля сечения трубы, занимаемой паром в изолированном объёме (паросодержание), не меняется во времени. Предполагается, что доля пара  $\phi$  постоянна по всей длине изолированного объёма. Уравнение движения для скользящей пробки в Модели 2 совпадает с уравнением (6) для Модели 1. Исходя из этого, можно сделать вывод, что при одном и том же перепаде давления на жидкой пробке скорость пробки в обеих моделях будет одинакова, однако энергия пробки в Модели 2 будет меньше на множитель  $\phi$  из-за меньшей массы, поэтому формула (1) для Модели 2 преобразуется в формулу

$$\Delta p = \phi \rho_{fl} c w. \quad (7)$$

В Модели 3 предполагается полное вовлечение жидкости из “ручья” в движение пробки. Тем самым масса  $m$  движущейся пробки жид-

кости в уравнении (4) будет меняться в процессе движения. Скоростью жидкости в “ручьё” консервативно можно пренебречь, поскольку в безнапорном расслоенном течении в горизонтальном трубопроводе скорость жидкости невелика по сравнению со скоростью пробки на последнем этапе коллапса изолированного парового объёма. Тогда уравнение (4) запишется в виде

$$\frac{dw}{d\tau} = (p_0 - p_{st}) \frac{F}{m} - \frac{w}{m} \frac{dm}{d\tau}, \quad (8)$$

где  $w$  — скорость центра масс пробки.

Обозначим скорость правой границы пробки (со стороны пара)  $w_{st}$ , а левой  $w_0$ . При смещении правой границы пробки на величину  $dx_{st}$ , где  $x$  — продольная координата, происходит изменение массы пробки за счёт жидкости в “ручьё” на величину

$$dm = (1 - \phi) F \rho_{fl} dx_{st} = (1 - \phi) F \rho_{fl} w_{st} d\tau. \quad (9)$$

Подставляя выражения (9) и (5) в уравнение (8), получим

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{1}{L_{fl}} \left\{ \frac{p_0 - p_{st}}{\rho_{fl}} - (1 - \phi) w w_{st} \right\}. \quad (10)$$

Из формулы (5) следует, что  $dm = F \rho_{fl} dL_{fl}$ , тогда, подставляя это выражение в (9), получим, что изменение длины пробки будет равно

$$dL_{fl} = (1 - \phi) dx_{st}. \quad (11)$$

Исходя из баланса массы и условия, что  $\rho_{fl} = \text{const}$ , следует, что изменение координаты левой границы пробки  $dx_0$  будет меньше  $dx_{st}$  на величину  $dL_{fl}$ , или по-другому  $dx_0 = dx_{st} - dL_{fl} = dx_{st} - (1 - \phi) dx_{st} = \phi dx_{st}$ . Поскольку координата центра масс пробки  $x = (x_0 + x_{st})/2$ , то, дифференцируя это выражение, получим  $dx = (dx_0 + dx_{st})/2 = (1 + \phi) dx_{st} / 2$ . Тогда, деля полученное выражение на  $d\tau$ , получим

$$w = (1 + \phi) w_{st} / 2$$

и, подставляя это выражение в уравнение (10), получим финальное уравнение для скорости правой границы пробки

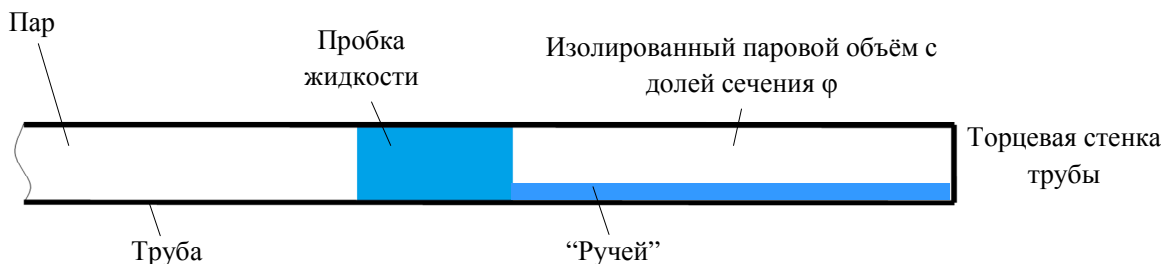


Рис. 3. Схема расчётной модели с “ручьём” (Модели 2 и 3)

$$\frac{dw_{st}}{d\tau} = \frac{2}{(1+\varphi)L_{fl}} \left\{ \frac{p_0 - p_{st}}{\rho_{fl}} - \frac{1}{2}(1-\varphi^2)w_{st}^2 \right\}. \quad (12)$$

В ряде случаев при решении задачи удобно перейти от независимой переменной “время” —  $\tau$  к переменной “координата правой границы” —  $x_{st}$ , дифференциалы которых связаны соотношением  $dx_{st} = w_{st}d\tau$ . А поскольку, интегрируя выражение (11), получаем  $L_{fl} = L_{fl0} + (1-\varphi)x_{st}$ , где  $L_{fl0}$  — начальная длина пробки жидкости, то уравнение (12) преобразуется к виду

$$\frac{dw_{st}}{dx_{st}} = \frac{2}{(1+\varphi)(L_{fl0} + (1-\varphi)x)} \times \left\{ \frac{p_0 - p_{st}}{\rho_{fl}w_{st}} - \frac{1}{2}(1-\varphi^2)w_{st} \right\}. \quad (13)$$

По всей видимости, в реальных условиях только часть жидкости из “ручья” будет вовлекаться в движение пробки, поэтому действительная скорость пробки будет лежать между результатами представленных Моделей 2 и 3.

Также надо сразу отметить, что предложенные модели не учитывают деформацию поверхности пробки жидкости и “прилипание” жидкости к стенкам трубы. Поэтому предложенные модели не применимы к небольшим пробкам, длина которых соизмерима с диаметром трубы и которые, вероятно, будут “разрушаться” в процессе движения, не приводя к КГУ.

### Изменение давления пара в изолированном объёме

Как видно из уравнений движения, представленных в предыдущем разделе, для их решения необходимо знать давление пара в полости  $p_{st}$ .

Как отмечалось ранее, вначале использовался наиболее простой и консервативный (т.е. дающий наибольшее давление при КГУ) подход, суть которого заключается в том, что давление пара мгновенно полагается равным давлению насыщения  $p_s$  при температуре жидкости [4]:

$$p_{st} = p_s(T_{fl}) \quad (14)$$

и остаётся постоянным в ходе всего процесса схлопывания изолированного парового объёма. Такое приближение уместно в случае очень высокой интенсивности теплоотдачи между паром

и холодной жидкостью, т.е. когда  $W \gg 1$ , где параметр фазового превращения  $W$ , предложенный в [8, 13], характеризует отношение энтальпии недогрева массы жидкости  $m_{fl}$ , вовлечённой в теплообмен, к количеству теплоты, которое необходимо отвести для конденсации массы пара в изолированном объёме  $m_{st}$ :

$$W = \frac{m_{fl} c_{p,fl} \Delta t_0}{m_{st} r},$$

где  $\Delta t_0 = (t_s(p) - t_{fl})$  — недогрев жидкости до температуры насыщения;  $c_{p,fl}$  — удельная теплоёмкость жидкости;  $r$  — удельная теплота фазового перехода.

В более реалистичном подходе учитываются динамика охлаждения пара и его сжимаемость. Например, в работе [12] предложено следующее уравнение для давления пара:

$$\left[ \frac{1}{\rho_{st}} - \left( \frac{\partial h_{st}}{\partial p_{st}} \right)_{p_{st}} \right] \frac{dp_{st}}{d\tau} = \frac{1}{V_{st}} \left( \frac{\partial h_{st}}{\partial \rho_{st}} \right)_{p_{st}} \times \left[ \rho_{st} w_{st} F - \left( 1 - \frac{\rho_{st}}{\rho_{fl}} \right) \dot{M}_c \right], \quad (15)$$

где  $h_{st}$  — удельная энтальпия пара;  $w_{st}$  — скорость границы раздела жидкость—пар;  $\dot{M}_c$  — массовый расход конденсации пара. Однако решение системы уравнений динамики жидкой пробки совместно с уравнением (15) — достаточно сложная задача и имеет ряд особенностей, которые будут продемонстрированы на примере тестовой задачи далее.

Поэтому автором данной статьи предложен другой, инженерный подход, основанный на гипотезе о том, что: “Сжатие насыщенного пара, производимое без отвода теплоты, может в зависимости от начальных условий сопровождаться как конденсацией пара, т.е. превращением его в жидкость, так и, наоборот, переходом пара из насыщенного состояния в ненасыщенное. При отводе теплоты сжатие насыщенного пара всегда приводит к конденсации пара” [14, с. 224]. Поскольку КГУ сопровождается отводом тепла от пара холодной воде, то, исходя из представленной гипотезы, “сжатие” пара пробкой жидкости в данном приближении будет приводить не к росту давления, а к дополнительной конденсации пара. Очевидно, что неучёт сжимаемости пара, которая, наверняка, будет наблюдаться в условиях высокой скорости движения водяной пробки в конце этапа схлопывания паровой полости, даёт более консервативный результат, чем реалистичский подход из [12], но он значительно упрощает

расчётную процедуру и даёт более однозначный результат. Сравнение результатов расчётов с использованием описанных подходов будет представлено в следующем разделе. Предложенный автором упрощённый подход становится всё более адекватным и приближенным к реалистичному подходу при увеличении параметра фазового превращения  $W$ .

При выводе уравнения для динамики давления пара в изолированном паровом объёме при использовании нового инженерного подхода принимаются следующие основные допущения:

- 1) давление пара одинаково во всей полости (гомобаричность);
- 2) пар находится в равновесном состоянии;
- 3) пренебрегается влиянием появляющегося конденсата на долю жидкости в трубе (удельный объём пара в предполагаемых условиях возникновения КГУ выше удельного объёма воды в 30—500 раз).

Из первого допущения следует, что пар неподвижен, поэтому не происходит обмен массой между различными слоями (объёмами пара). Из второго и первого допущений следует, что температура пара также одинакова во всём объёме, т.е. пар находится на линии насыщения, поэтому отсутствуют потоки тепла между различными слоями (объёмами пара). В связи с этим динамика давления в любом слое пара соответствует динамике давления во всём изолированном паровом объёме. Рассмотрим в наших моделях (см. рис. 2 и 3) самый последний тонкий слой пара толщиной  $\Delta x$ , примыкающий к глухому торцу трубы (рис. 4).

В этом случае уравнение для изменения давления пара запишется в виде

$$\frac{dp_{st}}{d\tau} = - \left( \frac{dp_{st}}{dp_s} \right)^{-1} \frac{\dot{m}_c}{\phi F}, \quad (16)$$

где  $\dot{m}_c = \dot{M}_c / \Delta x$  — массовый расход конденсации пара на единицу длины. Видно, что уравнение (16) намного проще более реалистичного уравнения (15).

Массовый расход конденсации пара на единицу длины определяется по формуле

$$\dot{m}_c = \frac{\alpha(t_{st} - t_{fl})}{r} a + \frac{\alpha_w(t_{st} - t_w)}{r} a_w, \quad (17)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи от пара к жидкости;  $a$  — площадь поверхности контакта жидкость—пар, приходящаяся на единицу длины трубы;  $\alpha_w$  и  $a_w$  — аналогичные параметры, но для границы контакта стенка—пар;  $t_{st}$ ,  $t_{fl}$ ,  $t_w$  — соответственно температуры пара, жидкости и стенки.

Уравнение (16) получается из уравнения сохранения массы пара в выделенном слое  $\dot{M}_c = -\dot{M}_{st}$ , где производная массы пара по времени

$$\dot{M}_{st} = \frac{d(\rho_{st} \Delta V_{st})}{d\tau} = \frac{d\rho_{st}}{d\tau} \Delta V_{st},$$

а  $\Delta V_{st}$  — объём пара в выделенном слое.

Динамика снижения давления пара в полости определяется скоростью конденсации пара, выраженной в уравнениях (15) и (16) полным  $\dot{M}_c$  или удельным (приходящимся на единицу длины)  $\dot{m}_c$  массовыми расходами конденсации.

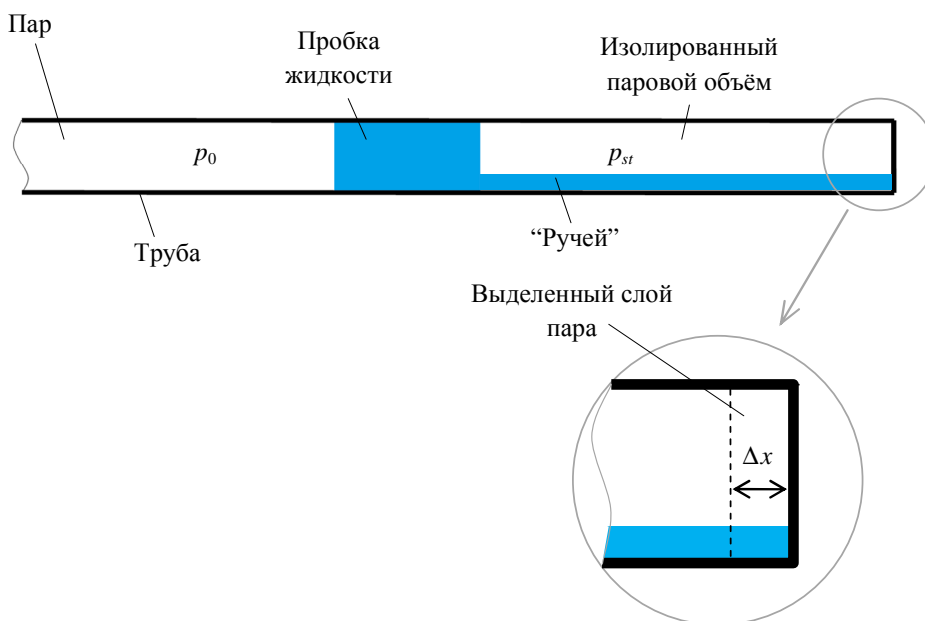


Рис. 4. Выделенный слой пара для анализа

Исходя из выражения (17), скорость конденсации линейно зависит от площади поверхности контакта жидкость—пар и коэффициента теплоотдачи между ними.

В работе [5] проведён достаточно детальный анализ корреляций для теплоотдачи от межфазной поверхности в жидкость при стратифицированном течении и делается вывод, что существует значительный разброс значений коэффициента теплоотдачи, а большинство экспериментальных исследований проведено на каналах прямоугольного сечения при атмосферном давлении.

Таким образом, одним из самых неопределённых параметров разрабатываемой модели является расход конденсации пара ( $\dot{M}_c$  или  $\dot{m}_c$ ).

### Результаты сравнительных расчётов тестовой задачи

Проведём сравнение результатов расчётов тестовой задачи по различным моделям динамики пробки и различным подходам к расчётам изменения давления пара в изолированном объёме.

Для того чтобы избежать при сравнении влияние других факторов, тестовая задача предполагает ряд упрощений: принимаются одинаковыми и неизменными во времени значение коэффициента теплоотдачи от пара к холодной жидкости  $\alpha$  и значение погонной площади контакта жидкости с паром  $a$ ; пренебрегается конденсацией пара на стенках трубы ( $\alpha_w = 0$ ).

Параметры тестовой задачи:

Наружный диаметр трубы, м . . .	0,057
Толщина трубы, м . . .	$3,5 \cdot 10^{-3}$
Температура жидкости $t_{fl}$ , °С . . .	20
Давление пара в сосуде $p_0$ , МПа . . .	1,0

Начальное давление пара в полости $p_{st}$ , МПа . . .	1,0
Начальная длина паровой полости $L_{st}$ , м . . .	0,5
Начальная длина пробки жидкости $L_{fl}$ , м . . .	0,5
Коэффициент теплоотдачи от пара к жидкости $\alpha$ , кВт·м <sup>-2</sup> ·К <sup>-1</sup> . . .	15
Доля пара в изолированном паровом объёме $\phi$ . . .	0,5
Погонная площадь контакта пара с жидкостью $a$ , м <sup>2</sup> /м . . .	0,05

Вначале рассмотрен подход с мгновенным снижением давления в замкнутой паровой области  $p_{st}$  до давления насыщения при температуре жидкости  $p_s(t_{fl})$ . В этом случае уравнения движения Моделей 1 и 2 (6) и Модели 3 (12) имеют аналитические решения. Скорость пробки жидкости в момент коллапса по уравнению (6) будет равна

$$w = \sqrt{2 \frac{L_{st}}{L_{fl}} \frac{p_0 - p_s(t_{fl})}{\rho_{fl}}}, \quad (18)$$

а по уравнению (12)

$$w = \sqrt{\frac{p_0 - p_s(t_{fl})}{2\rho_{fl}} \frac{(1+\phi)}{(1-\phi)} \left\{ 1 - \left[ 1 + (1-\phi) \frac{L_{st}}{L_{fl}} \right]^2 \right\}}. \quad (19)$$

Полученные результаты приведены в таблице. Видно, что в рассмотренной задаче, несмотря на более низкую скорость, ударное давление в момент коллапса паровой полости в Модели 3 выше, чем в Модели 2. Это связано с тем, что движущаяся пробка занимает всё проходное сечение трубы и для ударного давления используется выражение (1), а не (7).

Графики изменения скорости пробки жидкости от координаты её правой границы для асимптотической методики с мгновенным сни-

### Результаты расчётов

Номер варианта	Методика расчёта давления пара	Модель движения пробки воды	Максимальная скорость пробки, м/с	Ударное давление, МПа
1	Мгновенное снижение давления до $p_s(t_{fl})$	Формула (2)	45	62
2		Модель 1	45	62
3		Модель 2	45	31
4		Модель 3	29	40
5	Реалистичный подход	Модель 2	21	14
6	Инженерный подход	Модель 2	29	20
7	Реалистичный подход с резким изменением $a$ на фазе расширения	Модель 2	27	18

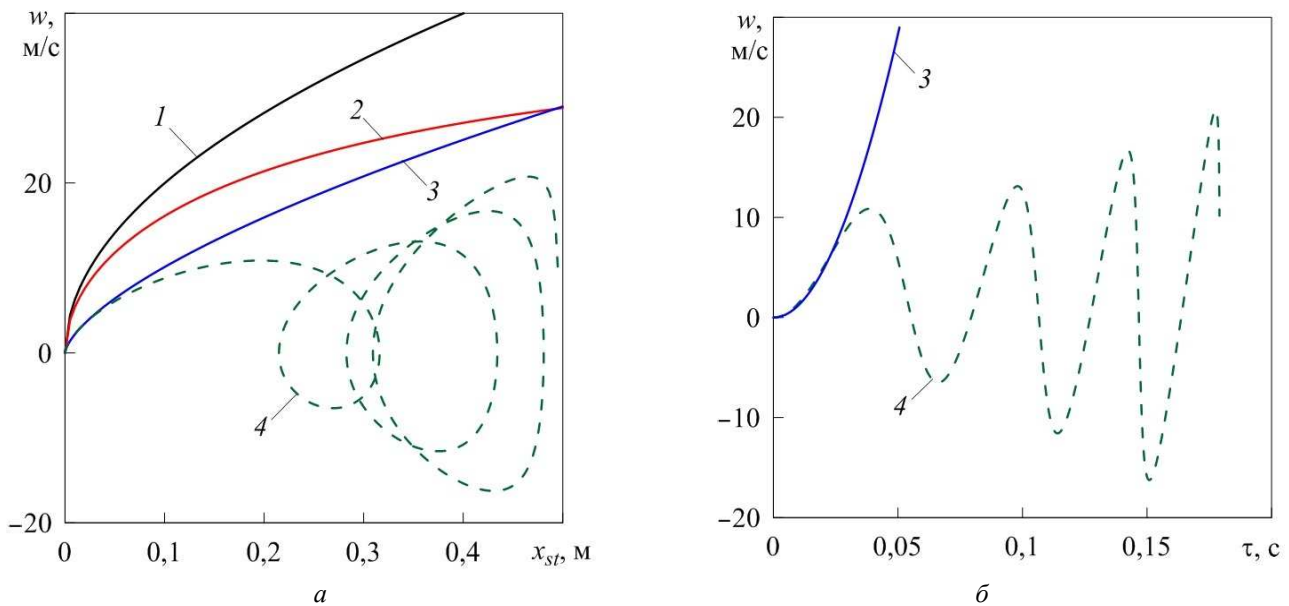


Рис. 5. Результаты расчёта скорости центра массы пробки жидкости в зависимости от координаты её правой границы (а) и времени (б) для различных моделей: 1 — мгновенное снижение давления пара для Моделей 1 и 2; 2 — мгновенное снижение давления пара для Модели 3; 3 — инженерная методика для Модели 2; 4 — реалистичная методика для Модели 2

жением давления пара приведены на рис. 5, а под цифрами 1 и 2. Как видно из результатов, вовлечение в движение пробки жидкости из “ручья” существенно замедляет рост скорости пробки.

На рис. 5 также приведены решения по инженерной 3 и реалистичной 4 методикам для Модели 2 динамики пробки (скольжение части пробки над “ручьем”). На рис. 5, а показаны графики изменений скорости в зависимости от координаты правой границы пробки, а на рис. 5, б — в зависимости от времени.

Из результатов расчёта видно, что упрощённая инженерная методика даёт монотонное движение жидкой пробки. В реалистическом подходе наблюдается осцилляторный режим, который был предсказан теоретическими исследованиями [10], а также наблюдался в экспериментах по схлопыванию пузырей в жидкости под действием внешней ударной нагрузки [15]. Однако в указанных экспериментах фиксировался только один цикл расширения, после чего происходил полный коллапс пузыря с паром. В работе [15] это объяснялось тем, что на стадии расширения из-за развития возмущений на межфазной границе происходило существенное увеличение площади контакта жидкость—пар. Тем самым значительно возрастала скорость конденсации пара в замкнутой полости.

На рис. 6 показано, как изменится решение при реалистичном подходе (15), если в момент начала первого расширения паровой полости

поверхность межфазного взаимодействия, приходящуюся на единицу длины паровой полости, увеличить в 6 раз. Видно, что после этого происходит полный коллапс паровой полости. При коэффициенте увеличения поверхности меньше 5,5 наблюдался второй цикл торможения пробки жидкости из-за противодействия пара. Значения максимальной скорости пробки жидкости и ударного давления различных вариантов расчёта приведены в таблице. Из таблицы видно, что значение ударного давления предлагаемого инженерного подхода (вариант б) значительно ниже консервативного подхода (вариант 3), но остаётся несколько выше реалистичного подхода с меняющимся значением погонной площади контакта пара с жидкостью (вариант 7).

На рис. 7 показано изменение давления пара в полости для различных вариантов расчётов. Видно, что в реалистической модели (15) давление пара в полости перед полным коллапсом достигает критического значения, после которого расчёт прекращается из-за выхода из области определения расчётной модели.

### Заключение

Выполненный анализ и сравнение различных подходов к моделированию схлопывания паровых полостей, окружённых холодной жидкостью, позволяют сделать вывод о возможности применения предложенной инже-

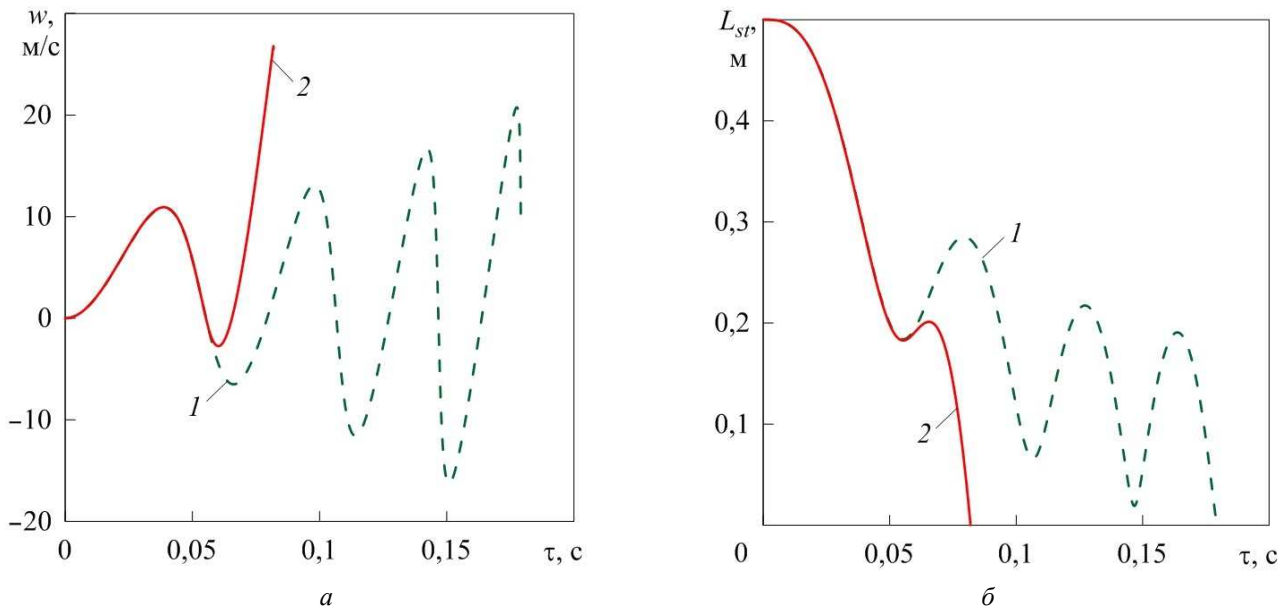


Рис. 6. Изменение во времени скорости пробки жидкости (а) и длины паровой полости (б) для Модели 2 при постоянном значении погонной площади контакта пара с жидкостью (1) и изменяющемся значении погонной площади контакта пара с жидкостью (2)

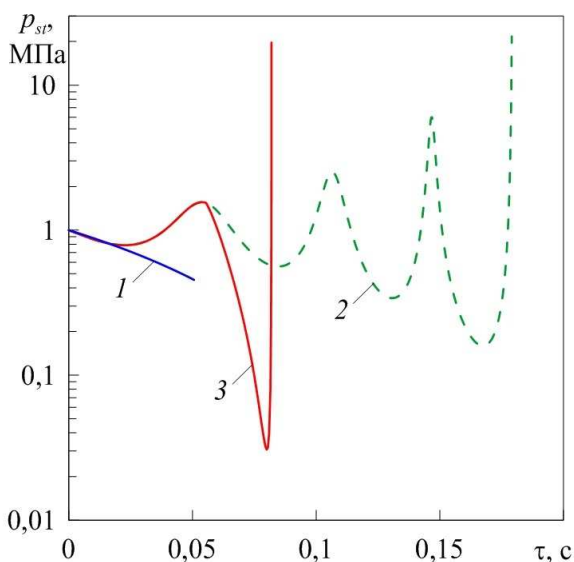


Рис. 7. Изменение во времени давления в паровой полости для Модели 2 при инженерной методике расчёта давления пара (1), реалистичной методике расчёта давления пара (2), реалистичной методике расчёта давления пара с изменяющимся значением погонной площади контакта пара с жидкостью (3)

нерной методики в разрабатываемой в ОКБ “ГИДРОПРЕСС” комплексной методике анализа гидравлических ударов в трубопроводах РУ ВВЭР. Методика реализуется как пользовательская процедура (event) в файле исходных данных расчётного кода КОРСАР [16], что позволит в ходе проектных расчётов переходных режимов оценивать возникновение гидравлических ударов и их интенсивность.

С одной стороны, новая инженерная методика не требует значительных вычислительных ресурсов, которые могут заметно замедлить теплогидравлический расчёт, с другой стороны, получаемое ударное давление значительно менее консервативное, чем асимптотический подход, который используется в настоящее время в расчётном коде КОРСАР.

Большую неопределённость при анализе КГУ создаёт значение интенсивности теплового взаимодействия между жидкостью и паром. Поэтому настройку любых методик необходимо выполнять по экспериментальным данным.

Автор выражает благодарность главному научному сотруднику Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН С.И. Лежнину за ценные замечания по тексту статьи и уточнение математической формулировки Модели 3.

#### Список литературы

1. **Безруков Ю.А., Лисенков Е.А., Селезнев А.В.** Анализ возможности гидроударов в первом контуре реакторов ВВЭР. — Тяжелое машиностроение, 2009, № 10, с. 2—6.
2. **Жуковский Н.Е.** О гидравлическом ударе в водопроводных трубах. — В кн.: Полное собрание сочинений Жуковского Н.Е. — Москва—Ленинград: Главная редакция авиационной литературы, 1937, т. VII, с. 58—146.
3. **Urban C., Schlüter M.** Investigations on the stochastic nature of condensation induced water hammer. — International J. of Multiphase Flow, 2014, vol. 67, p. 1—9.

4. *Griffith P.* Screening Reactor Steam/Water Piping Systems for Water Hammer. NUREG/CR-6519, Massachusetts Institute of Technology, 1997. 38 p.
5. *Волков Г.Ю.* Исследование конденсационных гидроударов в горизонтальных и слабонаклонных трубопроводах. Дисс. канд. техн. наук. — М.: ФГБОУ ВО “НИУ “МЭИ”, 2021. 233 с.
6. *Чуркин А.Н., Крыжановский В.И., Быков М.А., Посысаев Д.А., Баисов А.М., Кучерова В.В.* Анализ экспериментов по исследованию конденсационных гидравлических ударов в трубопроводе аварийного впрыска в компенсатор давления. — *Тепловые процессы в технике*, 2024, т. 16, № 5, с. 222—230.
7. *Присняков В.Ф.* Кипение. — Киев: Наукова думка, 1988. 240 с.
8. *Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р.* Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
9. *Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Прибатурин Н.А., Мулладжанов И.И.* Разрушение газового снаряда при ударном нагружении. — Докл. АН СССР, 1990, т. 311, № 4, с. 826—829.
10. *Лежнин С.И., Актершев С.П.* Динамика парового снаряда в канале. — *Теплофизика и аэромеханика*, 1994, т. 1, № 2, с. 97—111.
11. *Чуркин А.Н.* Инженерная методика оценки повышения давления при конденсационном гидравлическом ударе. — В сб.: Сборник тезисов докладов на научно-технической конференции “Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика-2022)”. Обнинск, АО “ГНЦ РФ — ФЭИ”, 2022, с. 88—89.
12. *Chou Y., Griffith P.* Admitting Cold Water into Steam Filled Pipes Without Water Hammer Due to Steam Bubble Collapse. — *Nuclear Engineering and Design*, 1990, vol. 121, p. 367—378.
13. *Лежнин С.И., Жакупов Б.С.* Разрушение и схлопывание парового снаряда под действием динамической нагрузки. — *Теплофизика и аэромеханика*, 1995, т. 2, № 3, с. 271—280.
14. *Вукалович М.П., Новиков И.И.* Термодинамика. Учебное пособие для вузов. — М.: Машиностроение, 1972. 672 с.
15. *Накоряков В.Е., Вассерман Е.С., Покусаев Б.Г., Прибатурин Н.А.* Усиление амплитуды волн давления в парожидкостной среде пузырьковой структуры. — *Теплофизика высоких температур*, 1994, т. 32, № 3, с. 411—417.
16. *Мигров Ю.А., Волкова С.Н., Юдов Ю.В., Данилов И.Г., Кортаев В.Г., Кутьин В.В., Бондарчик Б.Р., Бенедиктов Д.В.* КОРСАР — теплогидравлический расчётный код нового поколения для обоснования безопасности АЭС с ВВЭР. — *Теплоэнергетика*, 2001, № 9, с. 36—43.

*Контактная информация —  
Чуркин Андрей Николаевич,  
начальник отдела, к.т.н.,  
тел.: (4967) 65-29-06,  
e-mail: churkin@grpress.podolsk.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 117—126.

УДК 621.039.58

## О технологиях и оборудовании для обезжелезивания водного теплоносителя одноконтурного ВВЭР-СКД.

### Часть 2. О целесообразности дозирования цинка в теплоноситель ВВЭР-СКД

*Е.Б. Юрчевский, И.А. Чусов, В.П. Семишкин, О.А. Алёшина,*

АО ОКБ “ГИДРОПРЕСС”, 142103, Подольск, Московская обл., ул. Орджоникидзе, д. 21,

*В.М. Кузнецов,*

ООО “Группа Компаний ИнтеллектСервис”, 115088, Москва, ул. Угрешская, д. 2

Статья поступила в редакцию 30.10.2025

После доработки — 03.03.2026

Принята к публикации 03.03.2026

В первой части настоящей статьи [1] рассмотрены системы обезжелезивания питательной воды для одноконтурного реактора ВВЭР-СКД с использованием насыпных высокотемпературных фильтров, загруженных пористым титаном, а также электромагнитных обезжелезивающих фильтров. Во второй части статьи проанализирована возможность использования дозирования соединений цинка в теплоноситель для снижения радиационных полей, интенсивности общей коррозии и коррозионного растрескивания под напряжением применительно к условиям эксплуатации ВВЭР-СКД. Рассмотрен российский опыт в этой области, полученный в процессе изучения нейтрального и кислородного режимов на отечественной атомной энергоустановке ВК-50. Приведён зарубежный опыт дозирования цинка в водный теплоноситель. Авторами статьи показано, что дозирование ацетата цинка в теплоноситель ВВЭР-СКД неизбежно повысит удельную электропроводимость теплоносителя. Радиационное и термическое воздействие на дозируемый ацетат цинка обусловит появление в теплоносителе уксусной кислоты и других веществ кислого характера, что повысит коррозионную агрессивность этой среды. Разложение ацетата цинка также может приводить к образованию опасных углеродистых отложений на поверхности оболочек твэлов. Важнейшей проблемой для всех технологий дозирования цинка в теплоноситель прямоточного ВВЭР-СКД станет вывод из теплоносителя радиоактивных продуктов коррозии, вытесняемых из поверхностных плёнок на металле после дозирования цинка, а также всплески активности радионуклидов, в первую очередь,  $^{60}\text{Co}$  и  $^{58}\text{Co}$ . По названным причинам дозирование цинка в водный теплоноситель не может быть рекомендовано для ВВЭР-СКД.

**Ключевые слова:** корпусной одноконтурный атомный энергетический водоохлаждаемый реактор, сверхкритические параметры, водно-химический режим, дозирование цинка в водный теплоноситель.

**About Technologies and Equipment for Coolant Water De-ironing in Single-Loop VVER-SKD. Part 2. Expediency of Injecting Zinc into VVER-SKD Coolant.** *E.B. Yurchevsky, I.A. Chusov, V.P. Semishkin, O.A. Alyoshina, OKB Hidropress JSC, 21, Ordzhonikidze st., Podolsk, Moscow region, 142103, V.M. Kuznetsov, Intellectservice Group of Companies LLC, 2, Ugreshskaya st., Moscow, 115088.*

The first part of this article [1] examines feedwater de-ironing systems for a single-loop VVER-SKD reactor using high-temperature filters filled with porous titanium, as well as electromagnetic de-ironing filters. The second part of this article analyzes the possibility of using zinc compound dosing into the coolant to reduce radiation fields, as well as the intensity of general corrosion and stress corrosion cracking in VVER-SKD operating conditions. It considers relevant Russian experience obtained while studying neutral and oxygen modes at the domestic VK-50 nuclear power facility, and also presents foreign experience of zinc injection into coolant water. The authors hereof show that dosed injections of zinc acetate will inevitably increase the specific electrical conductivity of VVER-SKD coolant. Radiation and thermal effects on the dosed zinc acetate will cause the formation of acetic acid and other acidic substances in the coolant, thus increasing its corrosiveness. Zinc acetate decomposition can also trigger the buildup of hazardous carbon deposits on fuel cladding surfaces. All technologies of zinc dosing into the coolant of direct-flow VVER-SKDs will face a critical challenge of removing radioactive corrosion products displaced from metal surface films after zinc injection, as well as dealing with activity spikes of radionuclides (primarily  $^{60}\text{Co}$  and  $^{58}\text{Co}$ ). For these reasons, dosed zinc injections into coolant water cannot be recommended for VVER-SKD reactors.

**Key Words:** pressure vessel single-loop water-cooled nuclear power reactor, supercritical parameters, water chemistry, zinc injection into coolant water.

EDN: XSNPOM

### Отечественный опыт эксплуатации кипящего реактора ВК-50 с повышенной концентрацией цинка в водном теплоносителе

Одной из самых популярных в мире технологий, направленных на совершенствование водно-химического режима (ВХР) АЭС, является технология дозирования соединений цинка в теплоноситель для снижения радиационных полей, интенсивности общей коррозии и коррозионного растрескивания под напряжением сварных соединений из хромоникелевых сталей и никелевых сплавов. Дозирование цинка в теплоноситель перед окончательным останом реактора даёт возможность снизить дозовые нагрузки на персонал, осуществляющий работы по выводу из эксплуатации, а также исключить использование жёстких химических реагентов для дезактивации. Поэтому при рассмотрении систем обеспечения ВХР для инновационного одноконтурного ВВЭР-СКД целесообразно обратиться к мировому опыту испытаний и исследований этой инновационной технологии. Первый российский опыт в этой области получен в процессе изучения нейтрального и кислородного режимов на отечественной атомной энергоустановке ВК-50, которая является первой и единственной в России установкой с корпусным водо-водяным кипящим реактором, с естественной циркуляцией теплоносителя и с подачей пара непосредственно из реактора на турбину. Корпус реактора ВК-50 представляет собой сварной цилиндрический сосуд диаметром 3550 мм и высотой 11230 мм с эллиптическим днищем. Сверху корпус уплотняется плоской крышкой, на которой расположены чехлы приводов СУЗ и ИК, образующие универсальный верхний блок. Толщина стенки корпуса в зоне патрубков для отвода-подвода воды и пара 165 мм, на остальной части — 105 мм. В активной зоне устанавливаются 90 рабочих ТВС. Размеры активной зоны: эффективный диаметр 1,8 м, высота 2,0 м. Охлаждение активной зоны реактора осуществляется за счёт естественной циркуляции теплоносителя, т.е. основано на пассивном принципе действия. Насыщенный пар, генерируемый активной зоной реактора, поступает последовательно в сепараторы высокого давления, на дроссельно-регулирующие клапаны и в сепараторы низкого давления. Осушенный пар поступает на турбину. Далее отработавший пар сбрасывается в конденсатор и в виде конденсата перекачивается в деаэраторы, откуда с помощью питательных насосов

подаётся в реактор. Часть питательной воды направляется в реактор через приводы исполнительных механизмов системы управления и защиты.

Реактор в установке ВК-50 является аналогом широко распространённых в мире реакторов ВWR (Boiling Water Reactor). В этих реакторах пар вырабатывается непосредственно в активной зоне из воды, используемой в качестве замедлителя. В сравнении с реакторами с водой под давлением эти установки имеют более простую схему вследствие отсутствия второго контура и парогенераторов, более низкое давление в контуре циркуляции, что повышает безопасность эксплуатации реактора. В российской реакторной установке ВК-50 32,8% поверхности контура циркуляции изготовлено из углеродистой стали, а остальные поверхности — из аустенитной стали и латуни (конденсатор турбины, подогреватель низкого давления (ПНД), технологические конденсаторы). Проведённые в период с ноября 1965 г. по июль 1978 г. (в течение 13 лет!) исследования нейтрального ВХР и коррозионной стойкости перлитных сталей показали его значительные преимущества в сравнении с гидразинным ВХР, заключающиеся в более высоких показателях надёжности высокотемпературных участков основного оборудования из углеродистой стали, минимальных значениях локальной коррозии, исключении выноса в теплоноситель долгоживущих радионуклидов. В 1978 г. установка была переведена на кислородный режим с дозированием в питательную воду около 200 мг/м<sup>3</sup> кислорода. Сопоставление результатов эксплуатации установки в нейтральном и кислородном режимах показало, что дозирование кислорода замедляет коррозионные процессы на углеродистой стали вследствие образования на поверхности плотных и адгезионно прочных самозалечивающихся защитных окисных плёнок. В ходе исследований установлено, что необходимыми условиями формирования защитных окислов железа являются высокая чистота водного теплоносителя (удельная электропроводность не более 0,2 мкСм/см) и концентрация растворённого кислорода не ниже 0,2 г/м<sup>3</sup>. Предпосылками успешного использования этого ВХР на установке ВК-50 стали:

- удаление из контура медьсодержащих сплавов;
- прекращение дозирования корректирующих добавок в теплоноситель;
- обеспечение высокой чистоты питательной воды (электрическая проводимость до 0,2 мкСм/см).

По результатам проведённых исследований авторы сделали вывод о возможности и целесообразности более широкого использования перлитных сталей для изготовления контура циркуляции одноконтурных атомных энергоустановок [2]. Значительный интерес представляет также опыт эксплуатации реактора ВК-50 с повышенной концентрацией цинка ( $0,04—0,20 \text{ мг/дм}^3$ ) в теплоносителе вследствие его коррозионного выноса из латунных трубных систем конденсаторов турбины (до их замены), ПНД и технологических теплообменников. В ходе эксплуатации было установлено, что даже микроконцентрации цинка на уровне  $0,005—0,02 \text{ мг/дм}^3$  приводили к снижению коррозии стального оборудования и трубопроводов, а также оказывали влияние на поведение её продуктов. По сравнению с кипящими реакторами ВВЭР и РБМК за полувековой срок эксплуатации ВК-50 не было столь серьёзных проблем с повреждаемостью сварных соединений циркуляционных трубопроводов из аустенитных сталей по причине их коррозионного растрескивания, что связывается с особенностью ВХР. Данное обстоятельство использовано при продлении срока службы и позволило рекомендовать дозирование цинка на других отечественных кипящих реакторах. В ходе эксплуатации было установлено, что присутствие цинка в теплоносителе ВК-50 является важнейшим фактором формирования радиационной обстановки. Если в начальный период эксплуатации при повышенной концентрации цинка в теплоносителе ( $\sim 0,05 \text{ мг/дм}^3$ ) природного изотопного состава радиационная обстановка на  $\sim 95\%$  определялась изотопом  $^{65}\text{Zn}$ , то после замены трубных систем конденсаторов на изготовленные из медного сплава МНЖ-5-1 и снижения концентрации цинка до  $\sim 0,01 \text{ мг/дм}^3$  вклад изотопа  $^{65}\text{Zn}$  в радиационные поля в реакторах уменьшился до  $\sim 70\%$  [2]. Данный опыт показал, что и на других отечественных АЭС дозирование обеднённого цинка может обеспечить существенное снижение радиационных полей за счёт его внедрения в оксидные плёнки, учитывая применение однотипных конструкционных материалов. На основании результатов материаловедческих исследований элементов реактора ВК-50 в течение его длительной эксплуатации при наличии микроконцентраций цинка в теплоносителе АО «ГНЦ НИИАР» рекомендовало дозировку микродобавок цинка в теплоносители других реакторов как с целью уменьшения накопления  $^{60}\text{Co}$  в отложениях, так и для защиты аустенитных сталей от коррозионного рас-

трескивания. В 1990—1996 гг. в рамках отраслевой программы «Повышение экологической безопасности АЭС с реакторами РБМК путём организации ВХР с дозированием цинка» АО «НИКИЭТ» при поддержке ряда отраслевых организаций была отработана технология дозирования цинка в теплоноситель РБМК-1000. Исследования завершились испытаниями узла дозирования цинка на энергоблоке № 3 Смоленской АЭС без введения цинка непосредственно в контур многократной принудительной циркуляции (КМПЦ), в результате которых была подтверждена возможность реализации технологии дозирования цинка на АЭС с РБМК-1000.

Исключение из проектов новых российских АЭС систем высокотемпературной очистки теплоносителя первого контура наряду с обнаружением локального подкипания водного теплоносителя в реакторах ВВЭР повышенной мощности ведёт к усилению процессов коррозии в первых контурах реакторов. Для замены обезжелезивания с использованием высокотемпературных обезжелезивающих фильтров рекомендовано принципиальное решение о дозировании цинка в теплоноситель первого контура ВВЭР-ТОИ [3].

#### **Дозирование цинка в теплоноситель на зарубежных АЭС с реакторами BWR и PWR**

В настоящее время в США технология дозирования цинка в теплоноситель первого контура на АЭС заняла лидирующие позиции в организации ВХР для серийных атомных энергоблоков типа ВВЭР. Одноконтурные кипящие реакторы ВВЭР различных модификаций, в которых пар генерируется в активной зоне реактора и направляется непосредственно в турбину, разработаны корпорацией General Electric (США). На базе этих реакторов и их модифицированных версий АВВЭР (Advanced Boiling Water Reactor), СВВЭР (Simplified Boiling Water Reactor) и ЭСВВЭР (Economic Simplified Boiling Water Reactor) сооружены 83 реакторные установки, из которых в эксплуатации находятся 67 реакторов, что составляет 18% от суммарного количества энергетических реакторов во всём мире. ВХР этих реакторов прошёл путь от нейтрального бескоррекционного ВХР до ВХР, которые включают добавление обеднённого оксида цинка для минимизации мощности дозы радиации при останове реактора и для уменьшения межкристаллитного коррозионного рас-

трескивания под напряжением. Целью улучшения ВХР BWR является продление срока эксплуатации трубопроводов, корпуса и внутрикорпусных устройств реактора. С 1980-х гг. на кипящих реакторах типа BWR и с 1990-х гг. на значительной части реакторов с водой под давлением PWR (Pressurized Water Reactor) используются микродобавки цинка в теплоноситель контуров циркуляции с целью подавления процессов коррозии, растрескивания, сокращения количества проводимых дезактиваций и тем самым уменьшения объёма радиоактивных отходов. Проведённые исследования показали, что при дозировании цинка в теплоноситель уже в начальный период эксплуатации реакторной установки наблюдается вынос в теплоноситель радиоактивных продуктов коррозии, вымываемых из поверхностных плёнок, а также всплески активности радионуклидов, в первую очередь,  $^{60}\text{Co}$ . При этом в течение первых нескольких недель дозируемый цинк в значительной степени поглощается оксидной плёнкой. Прекращение всплесков и стабилизация активности активированных продуктов коррозии (АПК) в теплоносителе на низком уровне соответствуют завершению рассматриваемого процесса замещения нуклидов кобальта цинком. Продолжительность данного процесса зависит от количества дозируемого цинка, а также от исходной степени загрязнённости поверхностей трубопроводов и оборудования. Согласно результатам исследований цинк замещает кобальт и ряд других шпинелеобразующих металлов в оксидной плёнке за счёт его способности к замещению кобальта в составе оксидных плёнок на поверхностях контура АЭС, которые обуславливают формирование радиационной обстановки. Эффект дозирования цинка обусловлен его внедрением в защитную плёнку с замещением других шпинелеобразующих элементов, включая кобальт, и формированием термодинамически самой устойчивой цинковой шпинели — франклинита, вследствие чего прекращается дальнейшая генерация радиоизотопов кобальта и наблюдается их интенсивный вынос из ранее сформированных отложений в поток теплоносителя, откуда они выводятся штатными фильтрами очистки. Потенциально каждый атом цинка термодинамически способен к необратимому замещению атома кобальта в кристаллической решётке смешанной шпинели, поэтому количество дозируемого цинка должно быть соизмеримо с количеством кобальта в отложениях и теплоносителе. Чтобы замещение кобальта на цинк не приводило к

генерации радиоактивного изотопа  $^{65}\text{Zn}$  (изотоп с периодом полураспада 245 сут), в водный теплоноситель реакторов дозируется цинк, предварительно обеднённый по изотопу  $^{64}\text{Zn}$ . Если вводится природный цинк, а в природной смеси изотопов  $^{64}\text{Zn}$  содержится в количестве 48,6%, под облучением потоком нейтронов  $^{64}\text{Zn}$  образует радиоактивный  $^{64}\text{Zn}$ , который только увеличивает мощность дозы облучения. Если удалить из природной смеси изотопы  $^{64}\text{Zn}$ , можно значительно сократить дозовую нагрузку ремонтного персонала, уменьшить количество радиоактивных отходов, увеличить срок службы реактора и трубопроводов первого контура АЭС.

Оксидные плёнки на поверхности являются смесью  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и шпинели типа  $\text{MeO}$ ,  $\text{Me}_2\text{O}_3$  (где  $\text{Me} = \text{Fe}, \text{Cr}, \text{Ni}, \text{Co}, \text{Mn}, \text{Cu}$  и  $\text{Zn}$ ). Доказано, что цинк оказывает влияние на эти оксидные плёнки и приводит к увеличению доли оксидов типа шпинели. Сам цинк образует шпинели с более высокими защитными свойствами, чем шпинели, образованные другими двухатомными катионами. Цинк и кобальт конкурируют при заполнении катионных вакансий в решётке шпинели. Поэтому при концентрации цинка в теплоносителе 5—15  $\text{мкг/дм}^3$  и концентрации кобальта менее 0,1  $\text{мкг/дм}^3$  (обычная концентрация кобальта в теплоносителе) катионные вакансии преимущественно занимает цинк и препятствует проникновению кобальта в шпинель. Кроме того, шпинель с заполненными цинком катионными вакансиями затрудняет диффузию других катионов к поверхности раздела теплоноситель—оксидная плёнка и тем самым тормозит коррозию стали. Институтом энергетики США (EPRI) и корпорацией General Electric доказано влияние дозировки цинка в теплоноситель на предотвращение растрескивания. При концентрации цинка  $\sim 5 \text{ мкг/дм}^3$  обеспечивается минимизация радиационных полей, при 20  $\text{мкг/дм}^3$  резко замедляется рост трещин в аустенитной стали, а при 30  $\text{мкг/дм}^3$  скорость роста трещин снижается до низкого уровня (менее 9  $\text{мкм/год}$ ) [4].

Масштаб внедрения технологии ведения ВХР с дозированием цинка на зарубежных АЭС с PWR показан на рис. 1.

Отличительной особенностью данной технологии являются крайне малые добавки изотопно-очищенного препарата цинка в водный теплоноситель ядерных реакторов на уровне нанодолей ( $\sim 5 \times 10^{-9}$ , или 5 нг цинка на 1 г теплоносителя). Это примерно на три порядка меньше обычно используемых химических до-

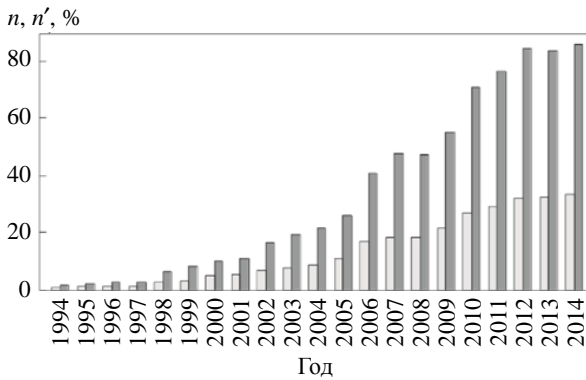


Рис. 1. Количество  $n$  (—) и доля  $n'$  (—) энергоблоков с PWR, на которых используется дозирование цинка, в мире [5]

бавок для коррекции ВХР. Важно подчеркнуть, что образование радиоактивных полей и накопление мощности доз на оборудовании определяются в первую очередь наличием изотопа  $^{60}\text{Co}$ . Также на образование радиоактивных полей существенное влияние оказывает радионуклид  $^{58}\text{Co}$ , который образуется из никеля, являющегося важнейшим компонентом конструкционных материалов реакторов ВВЭР.

На рис. 2 приведены результаты автоклавных коррозионных испытаний образцов отечественных нержавеющей сталей марок 06X18H10T, 08X18H10T, 12X18H10T в модельной среде теплоносителя первого контура реактора ВВЭР-1000 [6]. Результаты подтверждают замедление скорости коррозии упомянутых сталей в присутствии цинка.

Длительный опыт эксплуатации АЭС с PWR показал, что микродозировки цинка в теплоноситель обеспечивают надёжную эксплуатацию оборудования первого контура и ядерного топлива, а также являются экономичным и эффек-

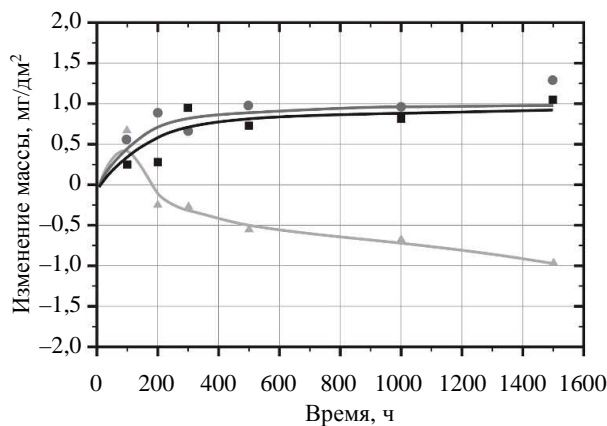


Рис. 2. Зависимость кинетики коррозии образцов стали 08X18H10T в коррозионной среде состава теплоносителя первого контура ВВЭР-1000 без цинка ( $\blacktriangle$ ) [6] и с содержанием цинка 0,01 ( $\blacksquare$ ) и 0,03 мг/дм<sup>3</sup> ( $\bullet$ )

тивным способом снижения дозовых нагрузок на персонал благодаря улучшению радиационной обстановки у реакторного оборудования при стоянках [6]. Широкому внедрению технологии дозирования цинка в теплоноситель PWR способствовало не только уменьшение радиационных полей, но также обнаруженные при этом снижение интенсивности скорости общей коррозии и подавление коррозионного растрескивания под напряжением сварных соединений из хромоникелевых сталей и никелевых сплавов в водной среде теплоносителя первых контуров. Опыт ряда АЭС показал, что наибольшая эффективность дозирования цинка достигается в случае его внедрения с самого начала эксплуатации энергоблоков, поскольку цинк содержащая защитная оксидная плёнка на стальных поверхностях первых контуров наиболее быстро (менее двух недель) формируется на неокисленных поверхностях первого контура на этапе их предпусковой пассивации или функционального опробования оборудования первого контура при рабочей температуре теплоносителя. В случае начала дозирования цинка в последующий период эксплуатации энергоблока АЭС его внедрение в ранее сформированную оксидную плёнку требует значительных затрат времени (до нескольких месяцев) для её фазовой перестройки [7].

В США на первых этапах дозирования цинка в теплоноситель использовался плохо растворимый в воде оксид цинка (растворимость в воде при 18 °C — 0,00052 г/100 мг, при 29 °C — 0,00016 г/100 мг). Это требовало приготовления и дозирования большого количества разбавленного раствора для введения в контур требуемого количества цинка. Чтобы упростить процесс дозирования, оксид цинка с использованием уксусной кислоты переводился в форму хорошо растворимого в воде ацетата цинка (растворимость в воде при 20 °C — 28,5 г/100 мг). Однако при эксплуатации наиболее мощных реакторов PWR с подкипанием теплоносителя под действием излучения ацетат-ион разлагается вплоть до аморфных частиц элементарного углерода. Эти частицы склонны к образованию отложений на топливных оболочках, что может привести к их локальному перегреву [8]. Чтобы избежать перегрева, в ФРГ и США было предложено использовать гидроксид цинка, а также широкий спектр различных водорастворимых соединений цинка.

В проекте руководства МАГАТЭ по безопасности “Программа водно-химического режима для ядерных энергетических установок с

водяным охлаждением” (DS525) рекомендация о введении цинка в теплоноситель конкретизирована с его использованием непосредственно перед первым пуском энергоблока на этапе “горячего кондиционирования” с целью формирования на поверхностях защитного оксидного слоя, при этом отмечена необходимость чётко документировать основания для отказа от применения цинка, если он не используется в этот период [9].

Длительный опыт промышленной эксплуатации реакторных установок на основе PWR и BWR обнаруживает также определённые риски, связанные с дозированием цинка. Например, дозируемый в контур ацетат цинка под действием температуры и реакторного излучения может разлагаться с образованием кислых органических продуктов и элементарного углерода. Кислые продукты провоцируют коррозию твэлов и пароводяного контура, а углерод оседает на поверхности твэлов, что, в конечном счёте, может привести к локальным перегревам и к разрушению топливных оболочек. Анализ показывает, что перевод реакторов типа PWR на ВХР с дозированием цинка начиная с 2009 г. замедлился, а с 2012 г. число энергоблоков с PWR, где проводится дозирование цинка, остаётся практически неизменным как в мире, так и в США. Это связывается с ужесточением условий эксплуатации твэлов при увеличении длительности кампаний топливного цикла и повышении единичной мощности энергоблоков [7]. Возможная передозировка ацетата цинка ведёт к превышению предельно допустимой концентрации органических примесей в теплоносителе. Применение для дозирования растворимых неорганических солей цинка, например, хлоридов (растворимость в воде 432,0 г/100 г при 25 °С) и сульфатов (растворимость в воде 29,4% (0 °С), 37,7% (99 °С)) повышает коррозионную активность теплоносителя и также ведёт к превышению допустимой нормами концентрации хлоридов и сульфатов в теплоносителе [10].

**Состояние и перспективы дозирования цинка в водный теплоноситель на отечественных энергоблоках с реакторами РБМК-1000, ВВЭР-1000 и ВВЭР-СКД**

В России ВХР с дозированием цинка в теплоноситель АЭС активно обсуждается в научной периодике, главным образом специалистами ОАО “НИКИЭТ” в связи с подготовкой реакторов РБМК к выводу из эксплуатации.

Однако практический отечественный опыт ограничен только установкой ВК-50. Собственной научной базы и опыта промышленного применения этой технологии в России пока нет. Зато имеется надёжная производственная и сырьевая база. На ФГУП “ПО ЭХЗ” создано и освоено первое в мире производство обеднённого цинка с применением центрифужной конверсионной технологии с ежегодными поставками на экспорт до 1 т продукции для дозирования в теплоноситель реакторов зарубежных АЭС. В 1990—1996 гг. в рамках отраслевой программы “Повышение экологической безопасности АЭС с реакторами РБМК путём организации ВХР с дозированием цинка” АО “НИКИЭТ” при поддержке ряда отраслевых организаций выполнило комплекс работ по отработке технологии дозирования цинка в теплоноситель РБМК-1000. Исследования завершились испытаниями узла дозирования цинка, сконструированного АО “ВНИПИЭТ”, на энергоблоке № 3 Смоленской АЭС, но без введения цинка непосредственно в КМЩЦ, в результате которых была подтверждена возможность реализации технологии дозирования цинка на АЭС с РБМК-1000. Технология дозирования цинка в теплоноситель перед окончательным остановом реактора даёт возможность снизить дозовые нагрузки на персонал, осуществляющий работы по выводу из эксплуатации, а также позволяет исключить использование жёстких химических реагентов для дезактивации КМЩЦ. На основании расчётов, выполненных НИКИЭТ, ВНИИАЭС, ГИ “ВНИПИЭТ” и НИЦ “Курчатовский институт”, показано, что на один энергоблок РБМК необходимо приблизительно 15—25 кг цинка в год. Стоимость обеднённого цинка составляет \$5—10 за 1 г. Предварительные оценки показали, что затраты на внедрение данной технологии будут существенно меньше расходов на мероприятия по выводу из эксплуатации с использованием традиционных технологий химических дезактиваций реакторного оборудования и трубопроводов.

ФГУП “ПО ЭХЗ” совместно с АО “НИКИЭТ” в 2013—2014 гг. разработаны технические условия (ТУ) 7013-014-07623106-2014 “Цинка оксид, обеднённый по изотопу цинк-64, в форме порошка”. Содержащиеся в ТУ технические требования к качеству обеднённого цинка разработаны и обоснованы исходя из безопасности его дозирования в водный теплоноситель реакторов ВВЭР и РБМК. Дозирование обеднённого оксида цинка высокой чистоты исключит опасность поступления в реакторы

органических загрязнений, для которых недавно введены ограничения в нормах качества теплоносителя в связи с опасностью коксования на поверхностях ТВС и возможных негативных последствий повышения доли углерода в оксидной плёнке (до 10—15%) в условиях дозирования ацетата цинка на PWR [10].

Специалистами АО «НИКИЭТ» также предложена технология введения оксида цинка в водный теплоноситель в виде агрегативно-устойчивого коллоидного раствора. Агрегативная устойчивость создаваемого коллоидного раствора обеспечивается для предотвращения коагуляции и выпадения осадков за счёт измельчения исходных частиц или разбавления раствора до концентрации, гарантирующей его агрегативную устойчивость, которая составляет менее 0,5 мг/дм<sup>3</sup>, что подтверждено данными измерений зета-потенциала коллоидного раствора [11].

Целесообразность дозирования цинка в теплоноситель первого контура энергоблоков с ВВЭР обсуждается уже более 20 лет. Проработка технологии дозирования цинка выполнена для ряда зарубежных АЭС с ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 (в Украине, Чехии, Словакии, Китае и др.). В частности, по результатам петлевых реакторных испытаний различных ВХР для реакторов ВВЭР в Институте ядерных исследований Чехии предусмотрено опытно-промышленное опробование наиболее перспективного ВХР с дозированием цинка на одном из энергоблоков Чехии или Словакии. В рамках программы ТАСИС при технической поддержке АЭС Германии проработана технология опытно-промышленного опробования дозирования цинка на энергоблоке № 3 Запорожской АЭС. Экспериментальные исследования проводятся по обоснованию внедрения дозирования цинка на китайских АЭС. На основании результатов сравнительного анализа особенностей проектов и режимов эксплуатации, радиационной обстановки, дозозатрат персонала, ВХР, а также конструкционных материалов ТВС и элементов первого контура АЭС с ВВЭР и PWR обоснована технико-экономическая целесообразность и принято концептуальное решение о целесообразности внедрения технологии с дозированием обеднённого цинка [12]. Однако пока на реакторных установках с ВВЭР дозирование цинка в водный теплоноситель первого контура не используется. В первую очередь это объясняется лучшей самозащищённостью реакторов ВВЭР в сравнении с реакторами ВВЭР и PWR за счёт оптимального выбора конструкционных материалов

[6]. Формирование радиационных полей и накопление мощности доз на технологическом оборудовании АЭС в наибольшей мере определяются присутствием радионуклида <sup>60</sup>Co (период полураспада 5,27 лет, радиоактивность 1 г <sup>60</sup>Co 1100 Ки). За счёт исключения применения кобальтовых сплавов и сокращения примеси кобальта в используемых конструкционных материалах количество кобальта в первом контуре российских современных ядерных реакторов не превышает нескольких граммов. Однако за счёт чрезвычайной радиационной опасности (жёсткое  $\gamma$ -излучение, сравнительно большая продолжительность жизни изотопа <sup>60</sup>Co) именно радиокобальт обуславливает доминирующий вклад в радиационные поля при ремонтных стоянках, в дозовые нагрузки на персонал, а также в радиоактивность отходов. Также необходимо учитывать наличие радионуклида <sup>58</sup>Co (период полураспада 70,8 сут), который образуется при облучении из никеля. В России в соответствии с [13] содержание кобальта в основных и наплавочных материалах деталей и сборочных единиц, контактирующих с теплоносителем в реакторах ВВЭР, не должно превышать 0,05%. В итоге уровни мощности дозы гамма-излучения от оборудования на российских энергоблоках с ВВЭР, определяемые, в основном, радионуклидами <sup>60</sup>Co и <sup>58</sup>Co, и без дозирования цинка в 5—10 раз ниже, чем на аналогичных зарубежных энергоблоках с реакторами типа PWR (даже там, где дозирование цинка применяется, но используются стеллиты) [6]. На энергоблоках с ВВЭР не используются стеллитовые сплавы Stellite (материалы с содержанием до 50—60% кобальта, около 30% хрома и с добавкой порядка 10% вольфрама), которые применяются на энергоблоках с PWR в системах управления и защиты. Известны проблемы, вызванные применением стеллита и других кобальтсодержащих сплавов в аппаратуре атомных электростанций, где вымывание небольших количеств кобальта теплоносителем и их последующее нейтронное облучение в реакторе приводило к образованию <sup>60</sup>Co и увеличению жёсткого гамма-облучения персонала [14]. Кроме того, в первом контуре энергоблоков с ВВЭР используется нержавеющая сталь с более низким по сравнению с PWR содержанием никеля (источника радионуклида <sup>58</sup>Co). Если в применяемой на энергоблоках с ВВЭР стали марки 08X18N10T содержание никеля составляет около 10%, то в высоконикелевых сплавах типа инконель, инкаллой и пр., используемых в качестве конструкционного материала парогене-

раторов на энергоблоках с PWR, содержание никеля достигает 60—80%. В работе [6] проведена оценка возможных рисков от дозирования цинка в теплоноситель на энергоблоках с ВВЭР-1200 в условиях “энергонапряжённой” активной зоны, определены наиболее вероятные формы существования соединений цинка в условиях первого контура. Также проанализирована растворимость этих соединений и выполнена оценка возможных степеней концентрирования их в капиллярно-пористой структуре отложений при наличии локального поверхностного кипения теплоносителя в активной зоне. Сделан вывод, что возможная кристаллизация соединений цинка в зонах локального поверхностного кипения (“подкипания”) теплоносителя препятствует отводу тепла от поверхности ТВС, приводя к росту термического сопротивления слоя отложений и перегреву оболочек твэлов с последующим их повреждением. Локальное подкипание теплоносителя в реакторах ВВЭР повышенной мощности может усилить процессы накопления в первых контурах радиоактивных продуктов коррозии. В качестве негативных последствий этого следует учитывать усиление роста отложений на ТВС и ухудшение радиационной обстановки в стояночных режимах, а также рост дозовых нагрузок на персонал. К значимым недостаткам технологии дозирования цинка можно отнести увеличение плотности и толщины отложений на оболочках твэлов при дозировании (в том числе из-за образования силикатов цинка, обладающих низким коэффициентом теплопроводности), а также повышение доли углерода в оксидной плёнке (до 15%) при вводе в контур ацетата цинка [15].

### **О целесообразности дозирования соединений цинка в теплоноситель прямоточного ВВЭР-СКД**

В настоящее время в технической литературе не удалось обнаружить какие-либо материалы с оценкой возможности и целесообразности дозирования цинка в теплоноситель ВВЭР-СКД. Авторами ранее для прямоточного одноконтурного ВВЭР-СКД рекомендован нейтральный бескоррекционный ВХР [16]. Для реализации заданного ВХР необходимо выполнение ряда обязательных требований:

— высокая чистота питательной воды. Её электропроводность должна быть не выше 0,10—0,15 мкСм/см;

— поддержание значения  $pH_{25} \geq 7,0$ ;

— отсутствие в питательной воде любых примесей, особенно органических.

При выполнении приведённых требований турбинный конденсат по качеству приближается к теоретически чистой нейтральной воде ( $pH$  порядка 7), электропроводность которой 0,04—0,06 мкСм/см (практически 0,1—0,15 мкСм/см). Такая вода почти не содержит ионогенных примесей. В этих условиях на поверхности металла образуется сплошная защитная плёнка из магнетита  $Fe_3O_4$  и гематита  $Fe_2O_3$ . Оксидные плёнки обеспечивают длительное, устойчивое, пассивное состояние стали. При останове оборудования его консервация не требуется. Ухудшение качества воды (электропроводность свыше 0,2—0,3 мкСм/см) приводит к значительному росту скорости коррозии, защитная плёнка не образуется.

Для прямоточного реактора ВВЭР-СКД качество питательной воды должно быть близким к качеству пара. В прямоточном реакторе СКД примеси питательной воды отложатся на теплопередающих поверхностях или перейдут в пар. Отложения на оболочках твэлов могут вызвать их разгерметизацию вследствие локальной коррозии, вызванной перегревом оболочек и действием продуктов радиолиза воды. Концентрация примесей в перегретом паре лимитируется условиями работы турбины. При отложении примеси в проточной части турбины увеличиваются её шероховатость и коэффициент сопротивления трения, скорость пара за счёт сужения проходного сечения, что приводит к росту перепада давления на ступенях турбины и к увеличению осевого сдвига ротора. Следовательно, условия равенства концентрации примесей в питательной воде и в паре обязательны для выполнения и при подборе композиции для дозирования цинка в теплоноситель АЭС.

За рубежом запатентованы различные композиции для дозирования цинка [17], а практически используются оксид цинка на ВВЭР и ацетат цинка на PWR. Ацетат цинка — это соль уксусной кислоты  $Zn(CH_3CO_2)_2$ , которая обычно встречается в виде дигидрата  $Zn(CH_3CO_2)_2 \cdot 2H_2O$ . Эта соль полностью диссоциирует в воде, повышая её электропроводимость. Для нейтрального бескоррекционного водного режима энергоблоков СКД в тепловой энергетике удельная электропроводимость ограничена величиной  $N$ -катионированной пробы на уровне не более 0,10—0,15 мкСм/см. Такое же значение электропроводимости водного теплоносителя рекомендовано на данном этапе для

прямоточного ВВЭР-СКД. Дозирование ацетата цинка в теплоноситель ВВЭР-СКД неизбежно повысит удельную электропроводимость теплоносителя. Кроме ограничений по электропроводимости питательной воды реакторной установки, радиационное и термическое воздействие на ацетат цинка обусловит появление в теплоносителе уксусной кислоты и других веществ кислого характера, что повысит коррозионную агрессивность этой среды и будет провоцировать коррозионные повреждения трубок подогревателей высокого давления и лопаток турбины. Разложение ацетата цинка также может приводить к образованию опасных углеродистых отложений на поверхности оболочек твэлов. Надо отметить, что массовое использование ацетата цинка на зарубежных АЭС пришлось на временной период, когда отсутствовали нормативные ограничения на содержание органических соединений в питательной воде реакторов. В настоящее время такие ограничения действуют и в России, и за рубежом. Таким образом, ацетат цинка, а также другие металлоорганические соединения цинка не могут быть рекомендованы для дозирования в теплоноситель прямоточного ВВЭР-СКД.

Другая технология введения цинка в теплоноситель, запатентованная корпорацией General Electric, предусматривает дозирование оксида цинка ( $ZnO$ ) циркуляцией теплоносителя через ёмкость с таблетированным оксидом цинка либо в виде суспензии или пасты. Однако ввиду очень низкой растворимости окиси цинка в воде высокой чистоты необходимо приготовление и дозирование большого количества разбавленного раствора для введения в контур требуемого количества цинка. При малой удельной поверхности оксида цинка ограничивается скорость его растворения в водном теплоносителе, поэтому для достижения требуемой концентрации цинка в контуре требуется значительное время. Кроме того, использование суспензий или паст окиси цинка для дозирования приведёт к риску их осаждения на теплопередающих поверхностях.

Специалисты АО «НИКИЭТ» предлагают вводить цинк в водный теплоноситель в виде агрегативно-устойчивого коллоидного раствора с частицами оксида цинка размером не более 0,35 мкм и концентрацией оксида цинка в диапазоне от 0,1 до 2,5 г/дм<sup>3</sup>. Пока все предлагаемые технические решения по организации ввода цинка в теплоноситель АЭС не наработали опыт промышленного использования.

Важнейшей проблемой для всех технологий дозирования цинка в теплоноситель прямо-

точного ВВЭР-СКД станет вывод из теплоносителя радиоактивных продуктов коррозии, вытесняемых из поверхностных плёнок на металле после дозирования цинка, а также всплески активности радионуклидов, в первую очередь <sup>60</sup>Со и <sup>58</sup>Со. В двухконтурных реакторных установках типа PWR или ВВЭР-1000 эта проблема решается очисткой продувки первого контура на штатных низкотемпературных фильтрах. В прямоточных одноконтурных ВВЭР-СКД организовать продувку теплоносителя в принципе невозможно, поэтому при дозировании цинка вытесненные из шпинелей радионуклиды попадут в теплоноситель и разнесутся по контуру циркуляции.

Следовательно, дозирование цинка в водный теплоноситель на данном этапе не может быть рекомендовано для прямоточных одноконтурных ВВЭР-СКД.

В настоящее время из апробированных технических решений для дальнейшего изучения и совершенствования с целью применения их для высокотемпературного обезжелезивания водного теплоносителя прямоточного ВВЭР-СКД можно рекомендовать только электромагнитные фильтры. Фильтры с загрузкой из губчатого титана, учитывая эффективную высоту загрузки, равную 400—600 мм, можно доработать в направлении увеличения их единичной производительности, например, за счёт многопоточного исполнения с выносной регенерацией и использованием для отмывки загрузки органических кислот.

Концепция реакторной установки ВВЭР-СКД была разработана в период 2019—2021 гг. специалистами НИЦ «Курчатовский институт», ГНЦ РФ — ФЭИ, ОАО ОКБ «Гидропресс». По мнению разработчиков концепции, до этапа создания пилотного демонстрационного энергоблока с ВВЭР-СКД необходимо продемонстрировать работоспособность новых технологических и конструкторских решений в реакторной установке и ЯЭУ, надёжную эксплуатацию основного оборудования. Такую работу предлагается провести на базе многоцелевого тестового исследовательского реактора малой мощности с легководным теплоносителем сверхкритических параметров МТИР-СКД. Основным назначением МТИР-СКД является демонстрация работоспособности технологий, оборудования и систем, которые предполагается затем использовать в реакторной установке ВВЭР-СКД. Технологию высокотемпературного обезжелезивания водного теплоносителя целесообразно также отработать на этой установке ввиду её

важности для обеспечения надёжности и безопасности реакторной установки ВВЭР-СКД [18].

### Выводы

Основными примесями питательной воды прямооточного реактора ВВЭР-СКД станут продукты коррозии конструкционных материалов, главным образом, оксиды железа и легирующие добавки.

При условиях организации нейтрального бескоррекционного ВХР, применения конденсаторов турбин с трубками из титана ВТ1-0 и трубных досок, плакированных титаном, и ограничения присоса охлаждающей воды конденсаторов на уровне не более 40—60 мл/ч при работе энергоблока в базовом режиме ожидаемая электропроводимость питательной воды составит 0,10—0,15 мкСм/см, концентрация железа в пределах 2—5 мкг/кг. Дополнительное обезжелезивание питательной воды не требуется.

Максимальные концентрации продуктов коррозии в водном теплоносителе будут при пуске и в период переменных режимов работы энергоблоков. Для удаления этих АПК рекомендуется предусмотреть установку предреакторного высокотемпературного фильтра для полнопоточного обезжелезивания питательной воды.

Дозирование ацетата цинка в теплоноситель прямооточного ВВЭР-СКД неизбежно повысит удельную электропроводимость теплоносителя и обусловит появление в теплоносителе уксусной кислоты и других веществ кислого характера, что повысит коррозионную агрессивность среды. Разложение ацетата цинка также может приводить к образованию опасных углеродистых отложений на поверхности оболочек твэлов. Важнейшей проблемой для всех технологий дозирования цинка в теплоноситель прямооточного ВВЭР-СКД станет вывод из теплоносителя радиоактивных продуктов коррозии, вытесняемых из поверхностных плёнок на металле после дозирования цинка, а также всплески активности радионуклидов. По названным причинам дозирование ацетата цинка в водный теплоноситель для прямооточного ВВЭР-СКД не может быть рекомендовано.

### Список литературы

1. Юрчевский Е.Б., Чусов И.А., Семишкин В.П., Алёшина О.А., Кузнецов В.М. О технологиях и оборудовании для обезжелезивания водного теплоноси-

теля одноконтурного ВВЭР-СКД. Часть 1. Высокотемпературные титановые и электромагнитные фильтры. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2025, вып. 5, с. 163—172.

2. Забелин А.И. Исследование водно-химических режимов АЭС ВК-50: Препринт НИИАР-23(528). 1982. 32 с.

3. Крицкий В.Г., Родионов Ю.А., Березина И.Г., Гаврилов А.В. Особенности массопереноса и формирования отложений в активной зоне АЭС с ВВЭР без высокотемпературных фильтров. — В сб.: 8-я МНТК ОКБ “Гидропресс” “Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР”. Подольск, Россия, 21—24 мая 2013 г.

4. Корнеев А.Е., Европин С.В., Иванов А.Д., Белоус В.Н., Юрманов В.А., Григорович С.М., Юрманов Е.В. Оптимизация способа дозирования цинка в теплоноситель РБМК и ВВЭР. ОАО “НИКИЭТ”, Москва, Россия. Электронный ресурс: <https://belnet.bsu.by/download.php?id=384>.

5. Henshaw J., Gibson C., McGurk J. Zinc Chemistry in PWR Fuel Crud. — In: Intern. Conf. on Nuclear Plant Chemistry. NPC 2016. Brighton, UK, 2—7 Oct. 2016.

6. Мальцева Т.В., Горпинченко Ф.Н., Гумениук Д.В. Влияние дозирования цинка на мощность дозы от петель первого контура для энергоблока PWR и прогнозные оценки для ВВЭР-1000. — Ядерна та радіаційна безпека, 2017, № 1(73), с. 62—65.

7. Харитонова Н.Л., Тяпков В.Ф. Анализ поведения соединений цинка в условиях 1-го контура АЭС с водо-водяными энергетическими реакторами. — Теплоэнергетика, 2018, № 11, с. 87—96.

8. Fruzzetti K., Garcia S., McElrath J. Chemistry control to meet the demands of modern nuclear power plant operation. — In: Intern. Conf. on Nuclear Plant Chemistry. NPC 2016. Brighton, UK, 2—7 Oct. 2016.

9. Руководство МАГАТЭ по безопасности № SSG-13 “Программа по водно-химическому режиму (ВХР) для АЭС с водоохлаждаемыми реакторами”. Вена. 2014; Chemistry Program for Water Cooled Nuclear Power Plants: Specific Safety Guide. IAEA Safety Standards Series. № SSG-13. STI/PUB/1469. — Vienna: IAEA, 2010. 68 p.

10. Юрманов Е.В., Юрманов В.А., Европин С.В., Шутько К.И., Филимонов С.В., Зырянов С.М., Тимофеев Д.В. Разработка технических требований к качеству оксида цинка для дозирования в водный теплоноситель АЭС. — В сб.: 9-я Международная научно-техническая конференция “Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР”. ОКБ “ГИДРОПРЕСС”, Подольск, 22 мая 2015 г.

11. Григорович С.М., Юрманов Е.В., Корнеев А.В., Европин С.В. Оптимизация способа дозирования цинка в теплоноситель РБМК и ВВЭР. — В сб.: VII Межотраслевая научно-техническая конференция “Проблемы и перспективы развития химического и радиохимического контроля в атомной энергетике” (Атомэнергоаналитика-2014). Сборник докладов.

Под ред. А.А. Ефимова. Сосновый Бор, Ленинградская обл., 16—18 сентября 2014 г. — СПб.: ВВМ, 2014, с. 284—285.

12. **Суракин С.Н., Брыков С.И., Задонский Н.В., Быстрова О.С.** Водно-химический режим первого контура для АЭС с ВВЭР-ТОИ. — В сб.: 8-я МНТК ОАО “Концерн “Росэнергоатом” “Водно-химический режим АЭС”. Москва, 23—25.10.2012.

13. **Правила** устройства и безопасной эксплуатации оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. НП-089-15. — М.: Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору, 2016.

14. **Фурман И.Е.** Совершенствование составов и способов литья кобальтовых стеллитов. Автореферат канд. техн. наук. — Екатеринбург: Изд-во УГТУ-УПИ, 2007. 23 с.

15. **Европин С.В., Юрманов В.А., Григорович С.М., Гудков Н.Д., Шутько К.И., Юрманов Е.В.** Инновационный способ дозирования цинка в теплоноситель водоохлаждаемых ядерных реакторов. Электронный ресурс: clinic.nikiet.ru.

16. **Юрчевский Е.Б., Чуркин А.Н., Семишкин В.П., Чусов И.А., Шарый Н.В., Кавун О.Ю.** О водно-химическом режиме ВВЭР-СКД и основных системах его обеспечения. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2023, вып. 3, с. 64—75.

17. **Юрманов В.А., Белоус В.Н.** Перспективы дозирования цинка в теплоноситель отечественных АЭС. — В сб.: Матер. V Межотраслевой научно-техн. конф. “Проблемы и перспективы развития химического и радиохимического контроля в атомной энергетике” (Атомэнергоаналитика-2009). Сосновый Бор, 22—24 сентября 2009 г., с. 139—170.

18. **Седов А.А., Бландинский В.Ю., Котов Я.А., Кузнецова Д.С., Лапин А.С., Невиница В.А., Пустовалов С.Б., Степанов А.С., Субботин С.А., Фомиченко П.А., Фонарев Б.И., Фролов А.А.** Концепция ядерной энергетической установки на базе многоцелевого тестового исследовательского реактора малой мощности с легководным теплоносителем сверхкритических параметров. — Теплоэнергетика, 2023, № 5, с. 5—22.

*Контактная информация —  
Юрчевский Евгений Борисович,  
д.т.н., профессор, консультант,  
тел.: 8(4967)65-29-42,  
e-mail: semishkin@grpress.podolsk.ru*

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1,  
с. 127—137.

## Правила оформления статей

Статьи, представляемые в редакцию журнала, должны быть оригинальными, неопубликованными ранее в других печатных или электронных изданиях. К авторским оригиналам предъявляются следующие требования:

1. Статья должна предоставляться в электронном виде в редакторе Word 97 или более поздних версий, текст набирается шрифтом № 12 Times New Roman, межстрочный интервал — полуторный. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры (“...”). Текст не форматруется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи.

2. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК, заглавие (должно быть конкретным, точно определять содержание статьи), инициалы и фамилии авторов, место работы каждого автора с почтовым адресом, содержательная аннотация (актуальность, постановка проблемы, пути ее решения, результаты, выводы — всего 8—12 строк), ключевые слова (всё перечисленное на русском и английском языках), текст статьи с таблицами и рисунками по тексту, список литературы.

*Структура научной статьи:*

— **Введение.** Обоснование актуальности темы; характеристика имеющихся на эту тему работ; определение целей, задач и методов исследования;

— **Основная часть.** Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных подписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ;

— **Заключение.** Подведение и обобщение итогов исследования; сопоставление полученных результатов с результатами других аналогичных исследований; выводы о достижении цели исследования; возможность и эффективность практического использования полученных результатов; задачи дальнейших исследований.

3. Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (а, б, в, а, β, γ, φ и т.д.) набираются прямо, а латинские (x, y, z, w и т.д.) — курсивом. Те же требования нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включённые в строки текста, следует набирать без увеличения интервала между строками, например,  $b/d$ ,  $\exp(x/e)$ .

4. Таблицы нумеруются по порядку упоминания их в тексте арабскими цифрами, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы.

5. Формулы пишутся с красной строки по центру, нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны колонки в круглых скобках. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении. Формулы выполняются в редакторе MathType при невозможности набора на клавиатуре ( $x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$  и т.д.). Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры ( $x_3, \text{км}^2$  и т.д.), греческие буквы вставляются через Меню Вставка → символ. Не принимаются статьи, в которых формулы набраны в других редакторах.

6. Рисунки включаются в текст, а также представляются в отдельных файлах в формате jpg, tif с разрешением не менее 300 dpi. На рисунках допускается минимальное число обозначений — краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения; эти обозначения набираются курсивом. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. Внутренние надписи на рисунках набираются прямым шрифтом № 10 на русском языке. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 10. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами курсивом а, б, в и т.д. и расшифровывается (весь шрифт Times New Roman).

Рисунки оформляются так, чтобы они были пригодны для публикации в чёрно-белом исполнении в переводной англоязычной версии журнала. В тексте необходимы ссылки на все рисунки.

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 учёной 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 отчётов — фамилии и инициалы **всех** авторов, название отчёта, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников — полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и **не быть избыточным**. Список литературы должен содержать ссылки на доступные источники.

9. В конце текста даётся информация о контактном лице для взаимодействия по статье: фамилия, имя и отчество (полностью), ученая степень, должность, телефон, e-mail.

10. Объём текста статьи должен быть от 17 000 до 60 000 знаков, включая пробелы, сноски и список литературы (от 0,5 до 1,5 п.л.). Редакция оставляет за собой право проводить сокращение и редакционную правку рукописи.

11. Все статьи рецензируются и в случае необходимости направляются авторам на доработку. К переработанному тексту статьи (правки выделяются цветом) необходимо приложить ответы авторов на все замечания и вопросы рецензента.

12. Статьи, оформленные в соответствии с перечисленными требованиями, направляются в редакцию на электронные адреса zhukova\_av@nrcki.ru, Starostina\_EA@nrcki.ru с приложением разрешения на открытое опубликование.

## **ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ**

С е р и я: Физика ядерных реакторов

### **Выпуск 1**

Ответственный за выпуск: **А.В. Жукова**  
(тел.: 8(499)196-96-06, e-mail: zhukova\_av@nrcki.ru)

Редактор Н.В. Бокша  
Компьютерная вёрстка Е.Р. Осьмакова

Подписано в печать 07.04.2026. Печать цифровая  
Усл. печ. л. 17,5. Тираж 260. 14 статей. Заказ 22

Отпечатано в НИЦ “Курчатовский институт”  
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Индекс 32067

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2026, вып. 1, 1—140