

УДК 621.039.5, 621.039.6, 533.9.07  
DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-5-24

**Изменения изотопного состава  
топливной сборки гибридного реактора с источником нейтронов  
на основе D-D-реакции в плазменном столбе  
(компьютерное моделирование длительного рабочего цикла)**

**А. В. Аржанников<sup>1</sup>, С. В. Беденко<sup>2</sup>, А. А. Иванов<sup>1</sup>, Д. Г. Модестов<sup>3</sup>  
В. В. Приходько<sup>1</sup>, С. Л. Сеницкий<sup>1</sup>, И. В. Шаманин<sup>2</sup>  
В. М. Шамаков<sup>3</sup>, А. М. Титова<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
Новосибирск, Россия*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
Томск, Россия*

<sup>3</sup> *Российский федеральный ядерный центр ВНИИТФ им. Е. И. Забабахина  
Снежинск, Россия*

**Аннотация**

Для изучения нейтронно-физических характеристик ториево-плутониевого топлива ранее нами была предложена установка, состоящая из подкритической сборки высокотемпературного ядерного реактора и источника дополнительных нейтронов в виде плазменного столба, пронизывающего эту сборку. Дополнительные нейтроны генерируются в результате реакции D-D-синтеза в этом столбе высокотемпературной плазмы, которая создается и удерживается в длинной магнитной ловушке. В статье представлены результаты компьютерного моделирования эволюции ядерного топлива в предложенной установке. Моделирование проводилось для параметров плазмы, при которых реакция D-D-синтеза дает суммарный выход  $N = 2 \cdot 10^{16}$  нейтронов в секунду из плазменного столба внутри подкритической сборки длиной 3 м. Рассмотрены два варианта работы топливной сборки, отличающиеся содержанием плутония в исходном ториево-плутониевом топливе. В первом варианте исходная доля плутония составляет 4 %, что обеспечивает подкритическое состояние топливной сборки с эффективным коэффициентом размножения нейтронов  $k_{\text{eff}} = 0,95$ . Во втором варианте доля плутония повышена до 5 %, что позволяет иметь рабочее состояние сборки с  $k_{\text{eff}} = 0,99$ . Выбор таких величин процентного содержания плутония был сделан по результатам детального компьютерного моделирования основных нейтронно-физических процессов в активной зоне реактора. Эволюция изотопного состава топлива рассчитывалась за все время эксплуатации сборки – 3 000 дней. В процессе «горения» топлива при неизменном суммарном выходе нейтронов из плазменного столба было обнаружено уменьшение коэффициента размножения нейтронов и мощности процесса ядерного деления в активной зоне реактора с течением времени от начала рабочего цикла. Для компенсации этого снижения мощности установки рассчитано необходимое увеличение выхода нейтронов от плазменного источника. В статье приведены результаты моделирования и обсуждаются различные аспекты полученных решений.

**Ключевые слова**

ториевая подкритическая сборка, источник термоядерных нейтронов, открытая магнитная ловушка, эволюция топливных компонентов

**Благодарности**

Авторы выражают благодарность Д. В. Юрову за предоставление результатов компьютерного моделирования по оптимизации параметров плазмы в длинной магнитной ловушке применительно к ее использованию в качестве источника дополнительных нейтронов в подкритической топливной сборке

**Для цитирования**

Аржанников А. В., Беденко С. В., Иванов А. А., Модестов Д. Г., Приходько В. В., Сеницкий С. Л., Шаманин И. В., Шамаков В. М., Титова А. М. Изменения изотопного состава топливной сборки гибридного реактора с источником нейтронов на основе D-D-реакции в плазменном столбе (компьютерное моделирование длительного рабочего цикла) // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 4. С. 5–24. DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-5-24

© А. В. Аржанников, С. В. Беденко, А. А. Иванов, Д. Г. Модестов,  
В. В. Приходько, С. Л. Сеницкий, И. В. Шаманин,  
В. М. Шамаков, А. М. Титова, 2018

# Isotopic Composition Changes in the Fuel Assembly of a Hybrid Reactor with a Neutron Source Based on D-D Reaction in plasma Column (Computer Simulation of a Long Operation Cycle)

A. V. Arzhannikov<sup>1</sup>, S. V. Bedenko<sup>2</sup>, A. A. Ivanov<sup>1</sup>, D. G. Modestov<sup>3</sup>  
V. V. Prikhodko<sup>1</sup>, S. L. Sinitsky<sup>1</sup>, I. V. Shamanin<sup>2</sup>  
V. M. Shmakov<sup>3</sup>, A. M. Titova<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS  
Novosibirsk, Russian Federation

<sup>2</sup> National Research Tomsk Polytechnic University  
Tomsk, Russian Federation

<sup>3</sup> Russian Federal Nuclear Center  
Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics  
Snezhinsk, Russian Federation

## Abstract

To study the neutron-physical characteristics of thorium-plutonium fuel, we have previously proposed to construct a facility consisting a subcritical assembly of a high-temperature nuclear reactor and a source of additional neutrons in the form of a plasma column. Additional neutrons are generated as a result of the D-D synthesis in this column of high-temperature plasma, which is created and confined in a long magnetic trap. The article presents the computer simulation results of the nuclear fuel evolution in the proposed facility. The simulation was carried out for plasma parameters, in which the D-D synthesis reaction gives the total neutron yield of  $2 \times 10^{16}$  neutrons/s from the plasma column inside the subcritical assembly with a length of 3 m. Two variants of the fuel assembly operation mode, differing in the content of plutonium in the original thorium-plutonium fuel, are considered. In the first one, the initial plutonium fraction is 4 %, which ensures the subcritical state of the fuel assembly with an effective neutron multiplication factor  $k_{\text{eff}} = 0.95$ . In the second variant, the part of plutonium is increased up to 5 %, which allows the assembly to have  $k_{\text{eff}} = 0.99$  at the operation conditions. The choice of such values of plutonium percentage was made according to the results of a detailed computer simulation of the main neutron-physical processes in the reactor core. The evolution of the fuel isotopic composition was calculated for the total time of the assembly operation – 3000 days. In the process of the fuel “burning” at the conditions of unchanged neutron yield from the plasma, a time decrease in the neutron multiplication factor and the power of the nuclear fission process in the reactor core from the beginning of the operating cycle was detected. To compensate this reduction in produced power, the required increase in the neutron yield from a plasma source is calculated. The article presents the simulation results and discusses various aspects of the solutions obtained.

## Keywords

thorium subcritical fuel assembly, source of thermonuclear neutrons, open magnetic trap, evolution of fuel composition

## Acknowledgements

Authors thank D. Yurov for presenting the results of computer simulation on optimization of the plasma parameters in a long open magnetic trap as source of additional neutrons in subcritical fuel assembly

## For citation

Arzhannikov A. V., Bedenko S. V., Ivanov A. A., Modestov D. G., Prikhodko V. V., Sinitsky S. L., Shamanin I. V., Shmakov V. M., Titova A. M. Isotopic Composition Changes in the Fuel Assembly of a Hybrid Reactor with a Neutron Source Based on D-D Reaction in Plasma Column (Computer Simulation of a Long Operation Cycle). *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 4, p. 5–24. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-5-24

## Введение

Торий-урановый цикл ядерной энергетики имеет ряд преимуществ по сравнению с уран-плутониевым циклом. Цена тория в качестве источника энергии в ядерном реакторе минимальна, поскольку природный торий состоит из одного изотопа и не требует сложной технологии разделения изотопов при подготовке топлива перед его загрузкой в реактор. При этом немаловажно и то, что торий уже накоплен в больших объемах в отвалах, возникших при добыче и переработке редкоземельного сырья. В случае ториево-уранового реактора, практически невозможно несанкционированное использование делящихся материалов из-за наличия в них изотопа урана U-232, который дает жесткое гамма-излучение. В то же время

другой изотоп урана U-233, который образуется в рабочем цикле и служит источником энергии в результате его деления тепловыми нейтронами, является наиболее привлекательным с точки зрения нейтронной физики при сравнении трех изотопов, используемых в ядерной энергетике: U-235, Pu-239 и U-233. Более того, нарабатываемый изотоп U-233 может быть использован в качестве топлива, пригодного практически для любого типа реакторов деления. Учитывая эти преимущества, высокотемпературный ториевый реактор со съемом тепловой энергии потоками гелия представляется нам очень привлекательным для применения в Российской Федерации [1]. Для получения тепловой мощности такого реактора на уровне 60 МВт плотность нейтронного потока в критической сборке активной зоны реактора должна составлять  $(3-4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при стационарном режиме работы (см. [1]). В случае гибридного реактора (синтез-деление) с аналогичной сборкой в докритическом состоянии необходимо разместить на оси сборки источник быстрых нейтронов с удельным выходом нейтронов  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$  [2; 3].

Необходимо отметить, что гибридный реактор синтеза-деления, в котором используется расплавленная соль тория, а в качестве источника дополнительных нейтронов применен плазменный столб в осесимметричной магнитной ловушке, был ранее предложен исследователями из Ливерморской национальной лаборатории (LNLL, США) и обсуждался ими на конференциях и в научных публикациях [4–6]. Однако нами рассматривается другой тип топливной сборки, который существенно отличается от указанного. Вместо подачи топлива в активную зону реактора в виде расплава солей тория, как описано в указанных публикациях, мы предлагаем использовать загрузку в графитовую матрицу микрокапсулированной смеси оксидов тория и плутония [1], что обеспечивает формирование топливной сборки реактора, которая будет эксплуатироваться в открытом топливном цикле в течение  $\sim 10$  лет.

Поскольку такого типа тепловыделяющие сборки ранее не изучались в нейтронно-физических экспериментах для режимов газоохлаждаемого реактора, то необходимо решить несколько задач как с помощью компьютерного моделирования, так и в экспериментальных исследованиях. Одной из ключевых задач является изучение влияния кинетики накопления и распада протактиния Pa-233 на критичность системы реактора в условиях сильной критичности, которая возникает из-за использования «пусковых» нуклидов деления при загрузке активной зоны торием в начале периода использования топливныхборок. Также необходимо разработать новые и усовершенствовать существующие методы контроля критичности в связанных системах типа «импульсный источник нейтронов – подкритическая топливная сборка». Необходимо также исследовать расходящуюся «волну» деления по объему подкритической сборки в случае импульсного источника быстрых нейтронов. Для проведения экспериментальных исследований по этим тематикам необходимо создать специальную установку. Такая установка должна состоять из подкритической ториевой сборки в сочетании с источником быстрых нейтронов [2; 3]. По нашему мнению, длинная магнитная ловушка с инжекцией высокоэнергетических нейтральных пучков в плазменный столб будет наиболее подходящим источником термоядерных нейтронов с энергией 2,45 МэВ (реакция D-D) или 14 МэВ (реакция D-T). В статье приведена общая структура предлагаемого экспериментального стенда, объединяющего в себе плазменный источник термоядерных нейтронов с подкритической ториевой сборкой ядерного реактора, дан анализ требований к плазме как источнику нейтронов, и кратко обсуждены основные особенности технического решения по нагреву и удержанию плазмы. Основную часть статьи занимает описание результатов компьютерного моделирования эволюции изотопного состава в топливной сборке предлагаемого экспериментального стенда в течение длительного времени его эксплуатации. Мы надеемся, что математическая модель, составленная для описания процессов, протекающих в этом стенде, подойдет и для анализа ториевого топливного цикла в гибридном реакторе, предназначенном для ядерной энергетики.

## Стенд для изучения эволюции изотопного состава топлива

### Схема установки

Установка состоит из топливной подкритической сборки и длинной магнитной ловушки для удержания плазмы, которая служит источником термоядерных нейтронов (рис. 1). Источник D-D термоядерных нейтронов пронизывает приосевую область активной зоны реактора, составленной из гексагональных графитовых топливных блоков. Подробное описание активной зоны подобного реактора приведено в работе [1]. В активной зоне этого реактора применены тепловыделяющие блоки с двумя несколько различающимися составами торий-плутониевого топлива. Изотопные составы плутония в этих двух составах топлива приведены в табл. 1. Три слоя тепловыделяющих блоков в поперечном сечении активной зоны реактора представлены оттенками красного цвета в отдельном фрагменте рис. 1, в его верхней части. Выбор геометрических размеров области, занимаемой этими тепловыделяющими блоками в поперечном сечении активной зоны реактора, был сделан по результатам оптимизации ее структуры с помощью компьютерного моделирования. Область активной зоны реактора, содержащая топливо, покрыта снаружи двумя слоями чистого графита, образующими гексагональный блок (синие шестиугольники на рис. 1). Активная зона реактора состоит из трех слоев топливных блоков единой конструкции (ТБЕК) и имеет высоту 2,4 м [1]. Каждый из этих ТБЕК представляет собой изготовленный из графита шестиугольный блок с шириной поперечного сечения 0,2 м и высотой 0,8 м. В каждом блоке имеется 78 отверстий диаметром  $8,2 \cdot 10^{-3}$  м для топливных таблеток и 7 отверстий диаметром  $2,4 \cdot 10^{-2}$  м для прохождения газообразного теплоносителя (гелия) [1]. В левом верхнем углу рисунка изображена цилиндрическая топливная таблетка и микрокапсула, содержащая в себе ядерное топливо. Такие микрокапсулы заполняют внутреннюю полость таблеток, что позволяет осуществлять пространственное распределение микрокапсулированного топлива по необходимому закону в объеме топливной сборки. Чистый графит толщиной 0,3 м закрывает верх и низ активной зоны реактора.

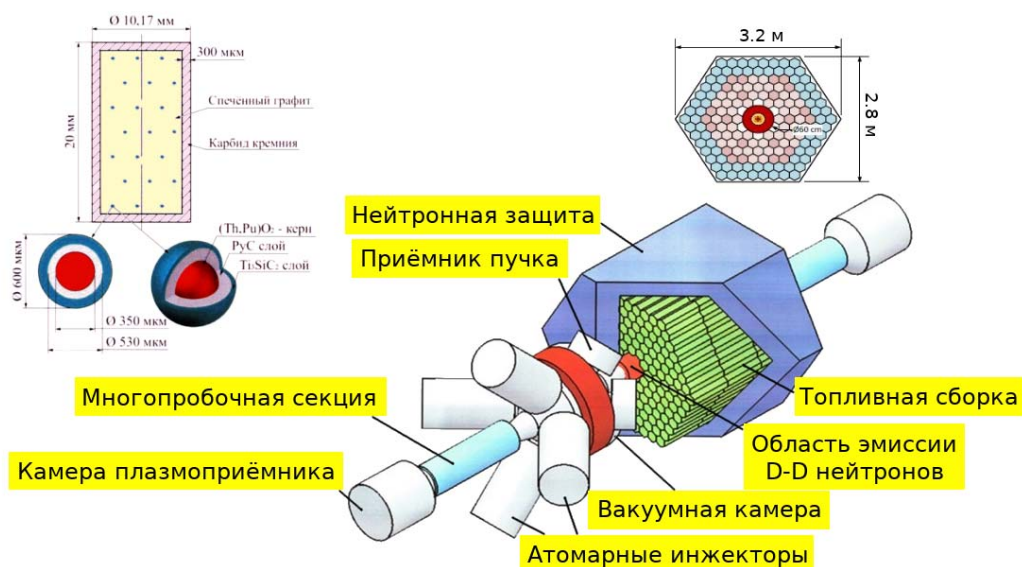


Рис. 1. Схема установки для изучения эволюции изотопного состава торий-плутониевого топлива

Fig. 1. Schematic of facility for studying the evolution of thorium-plutonium fuel composition

Таблица 1

Процентное содержание изотопов плутония в его исходном оксиде для двух разновидностей топливных тепловыделяющих блоков на основе смеси оксидов  $\text{ThO}_2$  и  $\text{PuO}_2$

Table 1

Percentage of plutonium isotopes in its original oxide for two types of fuel assemblies based on the mixture of oxides  $\text{ThO}_2$  and  $\text{PuO}_2$

Тип	Изотопы Pu, %				
	Pu-238	Pu-239	Pu-240	Pu-241	Pu-242
1	1,8	59	23	12,2	4
2	0	94	5	1	0

Второй ключевой составляющей предлагаемого экспериментального стенда является длинная магнитная ловушка, которая включает в себя зону для инъекции нейтральных нагревающих пучков, плазменный столб внутри подкритической сборки и две части с многопробочным магнитным полем для минимизации продольных потерь энергии плазмы вдоль оси плазменного столба. Общая длина плазменного устройства составляет около 12 м. Красный кружок в центральной части поперечного сечения активной зоны реактора, изображенный в левом верхнем углу на рис. 1, показывает положение плазменного источника быстрых термоядерных нейтронов. Подробное описание активной зоны реактора с плазменным столбом в его центральной части приведено в работе [3]. В соответствии с [3], плазменный источник нейтронов по своим геометрическим размерам должен заменить семь топливных блоков в приосевой области поперечного сечения активной зоны реактора. Магнитная система плазменного источника нейтронов построена в виде цилиндрического соленоида с медной обмоткой. Схематическое изображение этого охлаждаемого водой соленоида, размещенного внутри топливной сборки, представлено на рис. 2. Обмотка этого соленоида охватывает вакуумную камеру, в которой удерживается плазма, генерирующая термоядерные нейтроны. Левый конец этой камеры подсоединен к расширяющемуся по диаметру вакуумному объему, к которому под углом к его оси присоединены инжекторы высокоэнергетических нейтральных пучков. Для подавления продольных потерь высокотемпературной плазмы из центральной части длинной магнитной ловушки, к этой центральной части присоединены участки вакуумной камеры с многопробочным магнитным полем. Распределение магнитного поля вдоль оси  $Z$  в пределах той области центральной части установки, где плазменный источник дополнительных нейтронов охватывается топливной сборкой активной зоны ядерного реактора, также представлен на рис. 2. На этом рисунке, в качестве точки начала отчета по оси  $Z$  был выбран центр вакуумной камеры, в которой осуществляется нагрев плазмы путем инъекции в нее нейтральных пучков. Геометрия вакуумной камеры, а также упрощенная конструкция соленоида, изображенные на рис. 2, были использованы в компьютерном моделировании нейтронных полей в этой части установки.

Из представленного на рисунке распределения индукции магнитного поля видно, что она имеет величину около 2,5 Тл, которая вполне приемлема для технической реализации такого соленоида.

#### *Параметры плазменного источника термоядерных нейтронов*

Из приведенного выше краткого описания предлагаемого исследовательского стенда можно прийти к заключению, что термоядерный источник нейтронов (ТИН) является наиболее



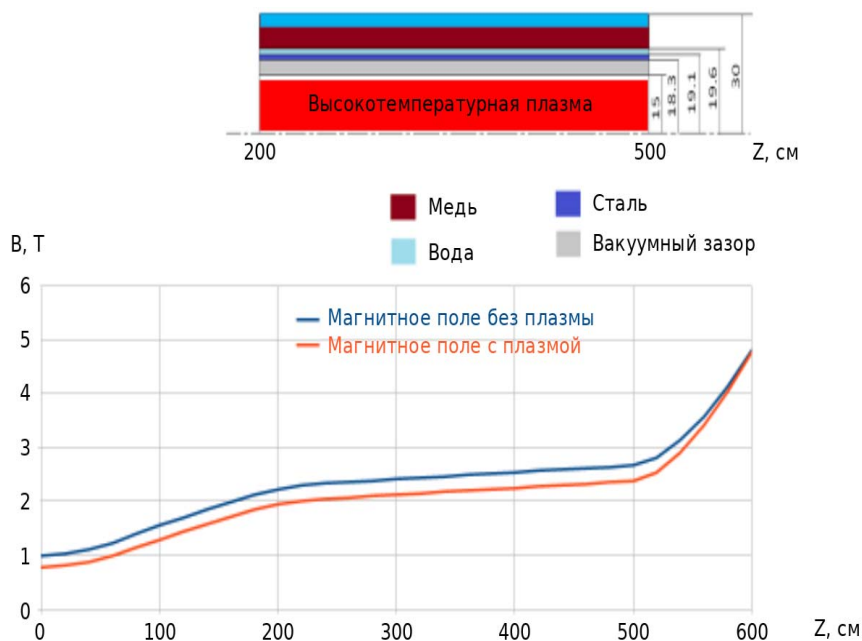


Рис. 2. Схематическое изображение той части вакуумной камеры, которая с соленоидом размещена на оси топливной сборки ядерного реактора, и распределение магнитного поля на оси этой части установки (вверху и внизу рисунка соответственно). Все пространственные размеры даны в сантиметрах

Fig. 2. A schematic drawing of the part of vacuum chamber with the solenoid placed on the axis of the fuel assembly of a nuclear reactor, and the distribution of the magnetic field along the axis of this part of the facility (at the top and bottom of the figure, respectively). All spatial dimensions are in centimeters

сложной составляющей установки. В основу инженерного решения по этому плазменному генератору D-D (или D-T) термоядерных нейтронов положена разрабатываемая в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера концепция газодинамической многопробочной ловушки (ГДМЛ) [7]. Заявленные цели проекта ГДМЛ включают в себя создание и удержание в течение  $\sim 1$  с двухкомпонентной дейтериевой плазмы, состоящей из быстрых плещущихся ионов со средней энергией около 80 кэВ и основной (так называемой фоновой) плазмы с температурой электронов до 1 кэВ и плотностью  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Именно эти параметры плазмы служат нам ориентиром при разработке экспериментального стенда для исследований нейтронно-физических характеристик рассматриваемого ядерного топлива. Как представлено на рис. 1, левая часть центральной области всей магнитной системы нашей установки представляет собой открытую магнитную пробочную ловушку с наклонной инжекцией высокоэнергетичных нейтральных атомов в основную теплую плазму, что приводит к образованию в ней неравновесной компоненты в виде высокоэнергетических плещущихся ионов (дейтерия и/или трития). Правая часть этой центральной области магнитной системы представляет собой соленоид с вакуумной камерой, окруженной подкритической топливной сборкой. Плещущиеся ионы имеют анизотропную функцию распределения в пространстве скоростей. Выбирая угловой разброс плещущихся ионов, а также профиль магнитного поля на оси соленоида, можно сместить максимум интенсивности радиальной эмиссии термоядерных нейтронов в область плазмы, которая расположена именно в приосевой области подкритической топливной сборки. Геометрические размеры узлов, входящих в состав плазменного источника нейтронов, а также оценки его основных технических параметров приведены в табл. 2.

Основные технические параметры плазменного источника нейтронов

Таблица 2

Main technical parameters of plasma neutron source

Table 2

Показатель	Численная оценка
Длина плазменного столба в нейтронно-генерирующей части ловушки, м	3
Внешний радиус соленоида внутри подкритической сборки, м	0,6
Внутренний диаметр вакуумной камеры в нейтронно-генерирующей части ловушки, м	0,35
Магнитное поле в ней, Тл	2–3,5
Длина плазменной камеры для инъекции нейтральных пучков, м	2
Энергия частиц инжектируемых пучков, кэВ	200
Полная мощность нейтральной инъекции, МВт	20
Магнитное поле в области инъекции пучков нейтралов, Тл	0,7–1
Длина многопробочных секций соленоида ловушки, м	2,5
Магнитное поле в многопробочных секциях (мин/макс), Тл	4,5 / 9

Моделирование генерации термоядерных нейтронов в длинной магнитной ловушке с нагретой плазмой осуществлялось с использованием компьютерного кода DOL и с учетом параметров плазмы, которые планируется достигнуть в экспериментах на установке ГДМЛ [7]. В основе кода DOL лежат три основные составляющие его модели [7; 8]. Первая из них рассчитывает решение нестационарного кинетического уравнения (Фоккера – Планка), в котором функция распределения усреднена по периодическому продольному движению иона внутри магнитной ловушки. С его помощью можно моделировать временную динамику функции распределения высокоэнергетических быстрых плещущихся ионов в ловушке. Вторая составляющая кода DOL вычисляет решение нестационарных уравнений баланса частиц и энергии для фоновой плазмы. Эта плазма включает в себя теплые ионы и электроны с температурой порядка 1 кэВ. Предполагается, что фоновая плазма имеет максвелловскую функцию распределения частиц с температурой, которая на порядок величины меньше средней энергии быстрых плещущихся ионов. Третья составляющая кода DOL обеспечивает решение стационарного кинетического уравнения, которое описывает состояние функции распределения нейтрального газа в ловушке. В таком подходе к решению задачи удастся количественно описать взаимодействие с плазмой атомарных пучков, которые создаются системой инжекторов нейтральных пучков. Эта система инжекторов вносит главный вклад в нагрев плазмы в магнитной ловушке предлагаемого проекта гибридного реактора. В процессе моделирования все указанные уравнения решаются одновременно, а полученные функции распределения ионов используются для расчета скоростей реакций термоядерного синтеза.

Конфигурация силовых линий магнитного поля в соленоиде, расположенном внутри подкритической топливной сборки, была подобрана специальным образом для достижения квазигомогенного распределения интенсивности выходящих из плазмы термоядерных нейтронов вдоль оси сборки (график распределения индукции поля по оси установки представлен на рис. 2). В результате проведенных расчетов был найден набор параметров плазмы, магнитной системы и инжекторов нейтральных пучков, которые обеспечивают требуемую интенсивность генерации быстрых нейтронов в единице объема плазмы для поддержания процесса делением ядер топлива в подкритической сборке<sup>1</sup>. Полученный в результате расчетов

<sup>1</sup> См.: Юров Д. В., Аржанников А. В. Расчет параметров источника нейтронов на основе длинной магнитной ловушки для проекта стенда, предназначенного для отработки режимов рабочего цикла подкритических топливных сборок // Отчет о проведенных расчетах с использованием ресурсов информационно-вычислительного центра НГУ. 2016. 5 с.

Таблица 3

Параметры плазмы в части магнитной ловушки,  
расположенной внутри топливной сборки

Table 3

Plasma parameters in the part of the magnetic trap,  
which is located inside the fuel assembly

Показатель	Численная оценка
Диаметр плазменного столба в нейтронно-генерирующей секции, м	0,3
Плотность ионов основной плазмы в нейтронно-генерирующей секции, $\text{см}^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{13}$
Ионная температура плазмы в нейтронно-генерирующей секции, кэВ	0,4
Электронная температура плазмы в нейтронно-генерирующей секции, кэВ	1,4
Плотность высокоэнергетических плещущихся ионов дейтерия, $\text{см}^{-3}$	$15 \cdot 10^{13}$
Средняя энергия плещущихся ионов, кэВ	80
Относительное давление плазмы, $\beta$	0,64
Время удержания частиц фоновой плазмы, мс	0,8
Время удержания быстрых ионов, мс	50
Скорость производства D-D нейтронов на единицу длины установки, $\text{н} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$6 \cdot 10^{13}$

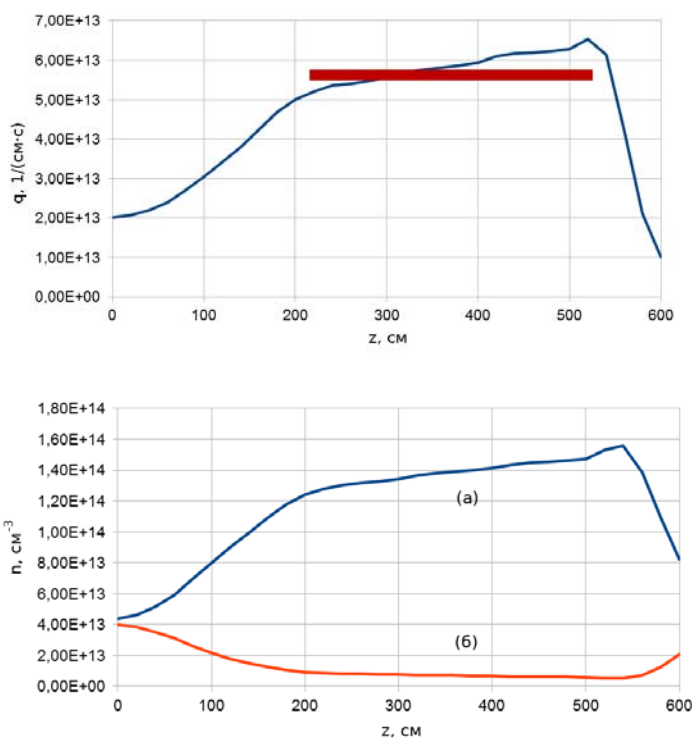


Рис. 3. Зависимости параметров от координаты вдоль оси системы внутри подкритической сборки (в верхней части рисунка эта область отмечена полосой): вверху – удельная эмиссия D-D нейтронов на единицу длины установки, внизу – плотность высокоэнергетических плещущихся ионов (а) и ионов фоновой плазмы (б)

Fig. 3. The dependences of the parameters along the system axis inside the subcritical assembly (in the upper part this area is marked with a stripe): at the top is the specific emission of DD neutrons per unit length of the device, at the bottom is the density of high-energy sloshing ions (a) and the ions of background plasma (b)



набор параметров плазмы в магнитной ловушке приведен в табл. 3. Эти параметры далее были использованы для расчета радиального потока нейтронов из плазменного столба через соленоид в топливную сборку. Результат расчета распределения нейтронной эмиссии по оси плазменного столба, который с соленоидом пронизывает топливную сборку, показан на рис. 3. Из рисунка видно, что на том участке плазменного столба, который находится внутри подкритической сборки (этот участок отмечен полосой на верхнем графике рис. 3), эмиссия нейтронов распределена по его длине практически однородно.

**Компьютерные коды для расчета эволюции изотопного состава.  
Выбор начального состава топлива**

*Использованные компьютерные коды*

Выбор между двумя изотопными составами плутониевой компоненты (см. табл. 1) в исходной топливной смеси  $\text{ThO}_2\text{-PuO}_2$  был сделан на основе результатов расчетов с помощью программного кода серии MCU5 [9]. Этот же код был использован нами для проработки структуры топливной сборки с плазменным источником быстрых нейтронов внутри нее, а также для расчета эволюции топлива в подкритической сборке в течение продолжительного по времени рабочего цикла. Как было описано выше, процесс генерации термоядерных нейтронов с энергией 2,45 МэВ (реакция D-D) в плазменном столбе, расположенном внутри топливной сборки, был смоделирован с использованием компьютерного кода DOL. Для моделирования дальнейшего переноса и размножения нейтронов внутри сборки мы использовали несколько компьютерных кодов. Эффективный коэффициент размножения нейтронов, коэффициент воспроизводства нейтронов, а также распределения потоков нейтронов и энерговыделения по объему топливной сборки были получены с помощью кода PRISMA [10], основанного на методе Монте-Карло с непрерывными данными для нейтронов, взятыми из ENDF / B-VII.1. Расчеты кинетики ядерного топлива были проведены с использованием кода RISK [11] на основе данных по распадам из ENDF / B-VII.0, а также с учетом результатов расчета выгорания топлива. Сам процесс выгорания топлива рассчитывался вместе с переносом нейтронов посредством кода PRISMA. Кроме того, в дополнение к результатам, полученным с помощью кода PRISMA, были проведены расчеты коэффициента выгорания различных компонентов топлива с использованием компьютерного кода MCU5 (ENDF/B-VII.0) [9]. Схема, по которой выполнялся процесс моделирования эволюции изотопного состава в топливной сборке на основе использования метода Монте-Карло, представлена на рис. 4.

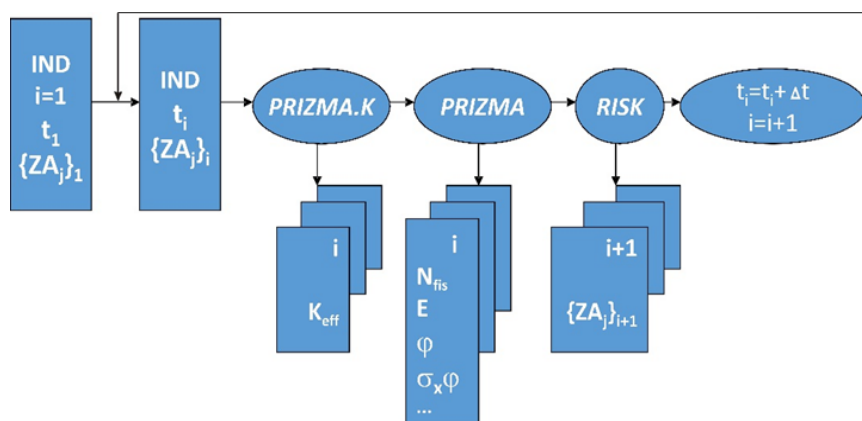


Рис. 4. Схема процесса моделирования эволюции изотопного состава в топливной сборке  
Fig. 4. Diagram of the procedure used for modeling the evolution of the isotopic composition in the fuel assembly

Расчет начинался с ввода файла исходных данных (IND) и начального изотопного состава  $(ZAj)_1$ . На следующем шаге рассчитывался эффективный коэффициент размножения нейтронов ( $k_{ef}$ ) в установке с использованием кода Монте-Карло *PRIZMA.K*. Затем с использованием кода *PRIZMA* вычислялись различные акты ядерных реакций ( $N_{fis}$ ), выделение энергии ( $E$ ), нейтронные потоки ( $\phi$ ), скорость образования ядер ( $\sigma_{x\phi}$ ) и т. д. На заключительном этапе отдельного цикла компьютерных вычислений, мы использовали код RISK для расчета эволюции изотопного состава  $\{ZAj\}$  за отрезок времени  $\Delta t$  для топливной подкритической сборки. Для второго расчетного цикла использовались файлы, содержащие исходные данные (IND) при  $t_2$  и изотопный состав  $(ZAj)_2$ , полученные в результате первого расчетного цикла. Для третьего цикла использовались результаты расчетов второго цикла и т. д.

#### Выбор исходного состава топлива

На первом этапе моделирования мы изучили поведение эффективного коэффициента размножения нейтронов ( $k_{ef}$ ) нашей установки для случая отсутствия поступления нейтронов из плазменного столба в топливную сборку. Мы рассчитали коэффициент  $k_{ef}$  нашей установки как функцию процентного содержания плутония в составе топлива: Pu ( $\alpha$ ), Th ( $1 - \alpha$ ). Этот результат представлен на рис. 5. По результатам проведенного моделирования мы пришли к выводу, что для сильно подкритического состояния нашей установки требуется, чтобы  $k_{ef}$  было на уровне 0,95. Согласно результату, представленному на рис. 5, для обеспечения  $k_{ef} = 0,95$  в нашей установке необходимо, чтобы процентное содержание плутония в топливе имело величину  $\alpha = 4\%$ . Что касается содержания различных изотопов плутония в этой компоненте топлива, то ядерная плотность этих компонент представлена в табл. 4.

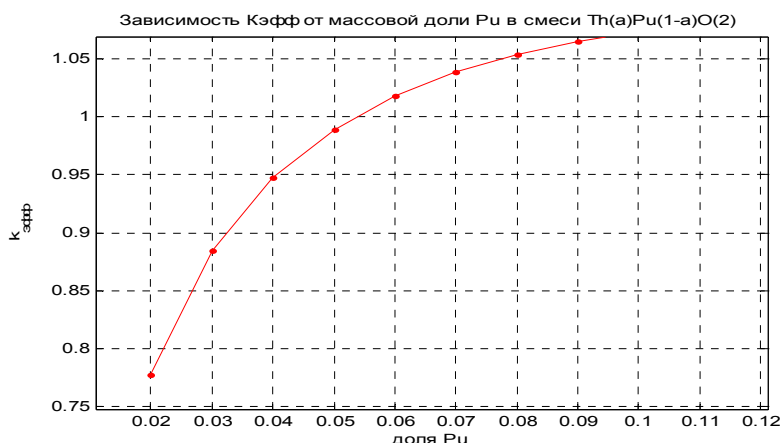


Рис. 5. Эффективный коэффициент размножения нейтронов ( $k_{ef}$ ) установки в зависимости от доли содержания плутония в топливной смеси: Pu ( $\alpha$ ), Th ( $1 - \alpha$ )

Fig. 5. Effective neutron multiplication factor ( $k_{ef}$ ) of the facility depending on the fraction of the plutonium content in the fuel mixture: Pu ( $\alpha$ ), Th ( $1 - \alpha$ )

Таблица 4

Процентное содержание различных изотопов плутония  
в плутониевой компоненте загружаемого топлива

Table 4

Percentage of various plutonium isotopes  
in the plutonium component of the feed fuel

Th, %	Pu, %	Pu-239, $\text{cm}^{-3}$	Pu-240, $\text{cm}^{-3}$	Pu-241, $\text{cm}^{-3}$	Th-232, $\text{cm}^{-3}$	$k_{ef}$
96	4	0.1994e20	0.1061e19	0.2123e18	5.0947e20	0.9480

### Результаты расчетов нейтронно-физических характеристик топливной сборки и эволюции изотопного состава в ней

Для геометрии и параметров нашей установки, которая предназначена для использования в качестве экспериментального стенда по изучению эволюции ториево-плутониевого топлива, мы провели компьютерное моделирование процессов, протекающих в топливной сборке, с целью проследить изменения во времени эффективного коэффициента размножения нейтронов ( $k_{\text{ef}}$ ) и выделяемой в топливной сборке мощности ( $P$ ). Это моделирование проводилось для случая нейтронной эмиссии из плазменного столба с интенсивностью  $2 \cdot 10^{16}$  н/с. Следует подчеркнуть, что моделирование с использованием метода Монте-Карло должно проводиться с учетом специфики цепочки ядерных реакций, которые протекают при использовании изотопа Th-232 в качестве ядерного топлива. Эта цепочка реакций реализуется в следующей последовательности: Th-232 +  $n \rightarrow$  Th-233 (через 22 минуты)  $\rightarrow$  Pa-233 (через 27 дней)  $\rightarrow$  U-233 ( $1,6 \cdot 10^6$  лет). Этот изотоп урана, возникающий в конце цепочки реакций, является источником энергии в ядерном реакторе с ториевым топливом, поскольку он делится при захвате нейтрона. Так как производство делящегося изотопа U-233 из Th-232 проходит через промежуточную стадию с изотопом протактиния Pa-233, из которого U-233 получается в результате процесса бета-распада с периодом полураспада 27 дней, переход к стационарному уровню ядерной концентрации U-233 может быть реализованным только в течение нескольких месяцев с начала рабочего цикла. Необходимо также учитывать отравление активной зоны реактора в результате накопления ксенона (Xe-135) и самария (Sm-149). В соответствии с этими особенностями, мы провели моделирование эволюции изотопного состава в топливе с использованием Монте-Карло расчетов в два этапа. На первом этапе расчетов, моделирующих работу активной зоны реактора в первые 70 часов после его запуска, использовался шаг по времени, равный одному часу. На втором этапе расчетов, в котором моделировалась работа активной зоны в течение последующих 3 000 дней, использовался шаг по времени, равный одному дню. Мы провели моделирование для двух значений коэффициента размножения:  $k_{\text{ef}} = 0,95$  ( $\alpha = 4\%$ ) – режим установки со сборкой в сильно подкритическом состоянии, и  $k_{\text{ef}} = 0,99$  ( $\alpha = 5\%$ ) – режим установки со сборкой, находящейся в условиях, близких к критическому состоянию.

#### *Топливная сборка в сильно подкритическом состоянии*

Результаты моделирования методом Монте-Карло процессов, протекающих в топливной сборке, позволили вычислить изменение во времени коэффициента эффективного размножения нейтронов  $k_{\text{ef}}$  и генерируемой мощности деления  $P$ . Для первых семидесяти часов работы установки (около трех дней) результаты расчетов представлены на рис. 6. Средняя величина этих параметров представлена линиями с точками. Полоса событий, охватывающих 95 % из  $10^7$  расчетных траекторий в моделировании по методу Монте-Карло, отмечена по границе розовыми линиями. В свою очередь, временная эволюция состава топлива и генерируемых в ходе ядерных реакций изотопов показана на рис. 7.

На этих рисунках по оси ординат откладывается величина, получаемая вычитанием из ядерной концентрации описываемого в данный момент времени изотопа величины ядерной концентрации этого изотопа в момент начала моделирования рабочего цикла. Поскольку протекание ядерных реакций в локальной области топливной сборки сильно зависит от энергии нейтронов в ней, то мы тщательно контролировали распределение нейтронов по энергиям на всех этапах компьютерного моделирования эволюции состава топлива. Спектр нейтронов в основной части сборки (четыре слоя топливных блоков в активной зоне реактора) представлен на рис. 8 для первых дней работы реактора. Здесь отражено процентное содержание нейтронов с энергией, величина которой меньше той энергии, которая указана на оси абсцисс. Видно, что около 90 % нейтронов имеют энергию менее 1 эВ. Поскольку сечение захвата таких низкоэнергетических нейтронов исключительно велико, то полученный нейтронный спектр хорошо подходит для осуществления ядерных реакций деления, обеспечивающих энерговыделение в топливной сборке.

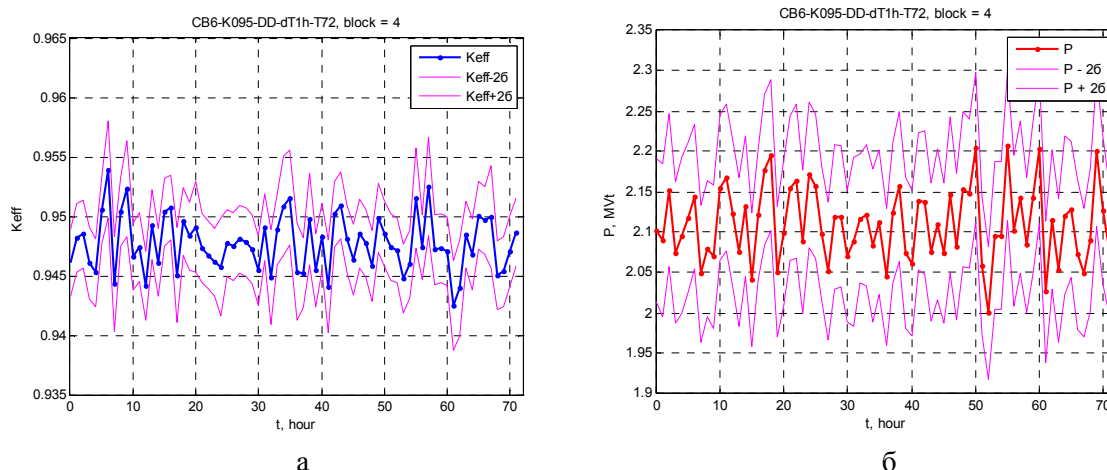


Рис. 6. Эффективный коэффициент размножения нейтронов в установке (а) и мощность, выделяемая в топливной сборке в результате ядерных реакций (б), в первые 70 часов работы установки

Fig. 6. The effective multiplication factor of neutrons in the facility (a) and the power released in the fuel assembly as a result of nuclear reactions (b), in the first 70 hours of the operation

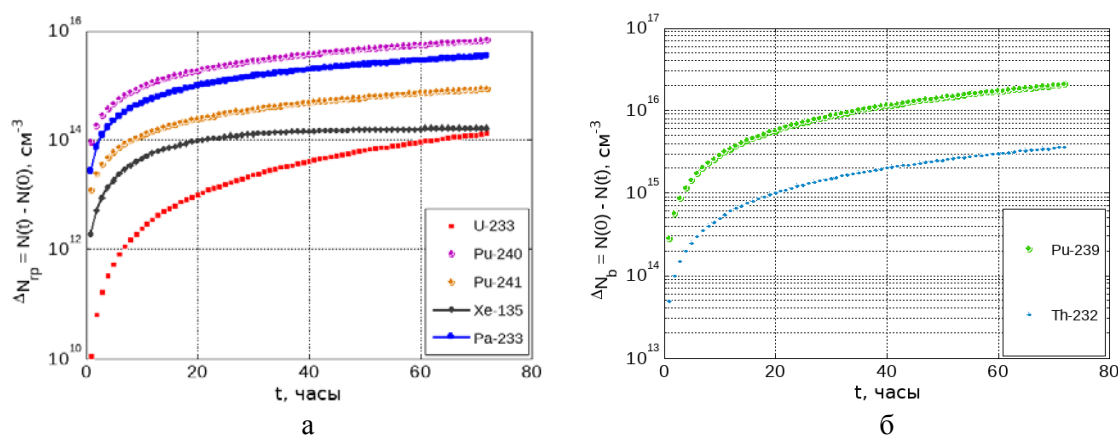


Рис. 7. Изменение концентрации изотопов в зависимости от времени в первые дни рабочего цикла: а – топливные и не радиоактивные изотопы; б – радиоактивные изотопы

Fig. 7. Changes in the concentration of isotopes depending on the time during the first few days of the working cycle: a – fuel and non-radioactive isotopes; b – radioactive isotopes

Как показали расчеты, спектр энергий нейтронов мало изменялся в течение всего рабочего цикла установки. Ядерная плотность различных изотопов (нукл/см<sup>3</sup>) в зависимости от времени работы установки показана на рис. 9 для ее рабочего цикла продолжительностью 3 000 дней. Прежде всего следует отметить плавное снижение ядерной плотности Pu-239 в течение рабочего цикла. Параллельно с этим осуществляется процесс увеличения ядерной плотности изотопа U-233. Именно процесс наработки изотопа U-233 может поддерживать уровень мощности, генерируемой в активной зоне реактора деления. Графики на рис. 10 демонстрируют некоторую компенсацию снижения вырабатываемой мощности по причине выгорания изотопа Pu-239.

Рис. 8. Интегральная доля нейтронов с энергией меньше заданной на оси абсцисс  
 Fig. 8. Integral part of neutrons with the energy less than the specified one on the x-axis

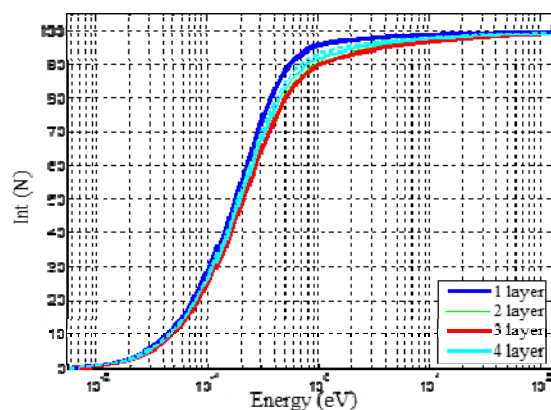


Рис. 9. Ядерная плотность различных изотопов (нукл/см<sup>3</sup>) в зависимости от времени работы установки  
 Fig. 9. Nuclear density of different isotopes (nucl. · cm<sup>-3</sup>) depending on the operation time of the facility

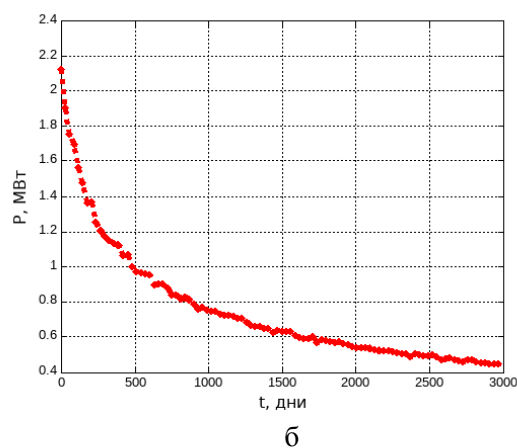
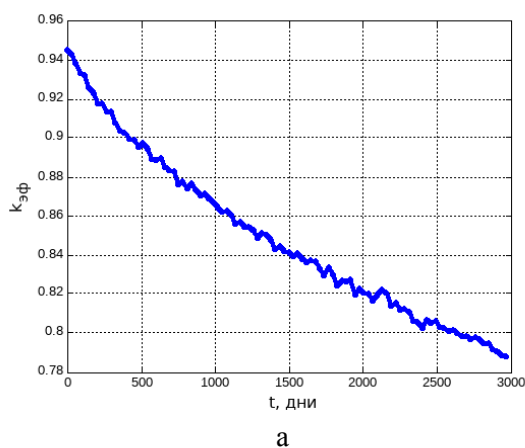
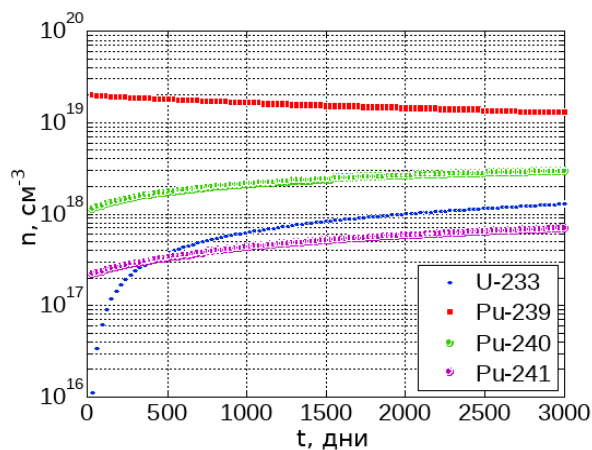


Рис. 10. Зависимость эффективного коэффициента размножения нейтронов (а) и тепловой мощности, выделяемой топливной сборкой (б), от времени работы установки

Fig. 10. Dependence of the effective neutron multiplication factor (a) and the thermal power, produced by the fuel assembly (b), on the operation time

Видно, что  $k_{\text{эф}}$  монотонно снижается с 0,95 до 0,8 за время рабочего цикла. Первоначальное снижение генерируемой мощности  $P$ , начиная с уровня 2,1 МВт, очень велико в первые 500 дней, а затем этот процесс замедляется, так что мощность падает до 0,4 МВт в рабочем цикле 3 000 дней.



## Топливная сборка установки в условиях, близких к критическому состоянию

В случае использования плазменного источника, осуществляющего генерацию нейтронов в процессе DD-реакции с выходом их из плазменного столба на уровне  $2 \cdot 10^{16}$  н/с, интересно проанализировать поведение ториевого топлива во времени также и для  $k_{\text{ef}} = 0,99$ . Исходный состав топлива для этого случая представлен в табл. 5.

Таблица 5

Исходный состав топлива для варианта загрузки, при которой  $k_{\text{ef}} = 0,99$

Table 5

The initial fuel composition for the assembly version with  $k_{\text{ef}} = 0,99$

Pu, %	Th-232, %	Th-232, $\text{cm}^{-3}$	Pu-239, $\text{cm}^{-3}$	Pu-240, $\text{cm}^{-3}$	Pu-241, $\text{cm}^{-3}$	$k_{\text{eff}}$
5	95	3.98e20	1.97e19	1.05e18	2.10e17	0.9847

Мы провели моделирование этого режима работы установки в условиях, когда состояние топливной сборки очень плавно подходит к критическому. Результаты расчетов методом Монте-Карло коэффициента эффективного размножения нейтронов  $k_{\text{ef}}$  и генерируемой в ходе ядерных реакций мощности  $P$  за первые 50 часов (около двух дней) приведены для этого режима на рис. 11. Представленные результаты охватывают 95 % из  $10^7$  траекторий в моделировании процессов методом Монте-Карло. Как видно, эффективный коэффициент размножения нейтронов и мощность, генерируемая сборкой в этих условиях, постепенно понижаются во время работы установки, что гарантирует безопасность выбранного режима работы.

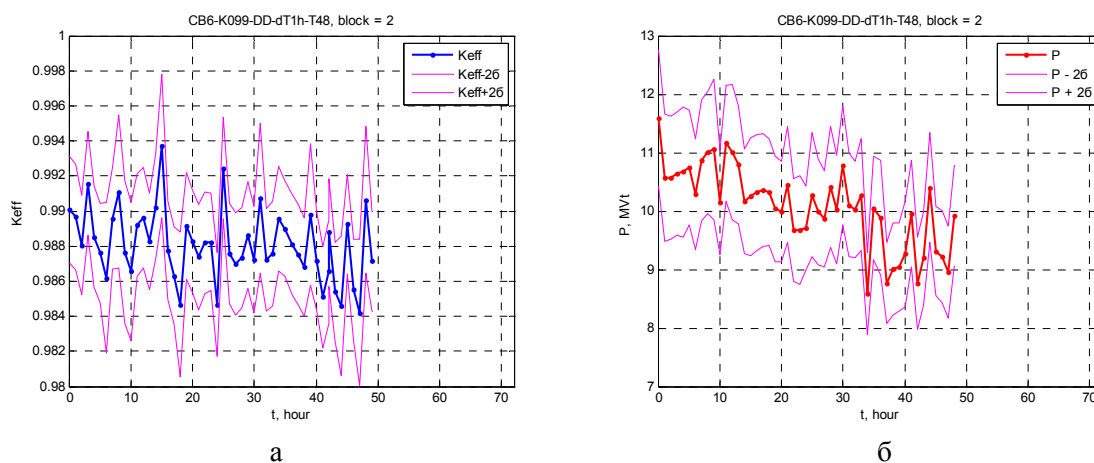


Рис. 11. Зависимость эффективного коэффициента размножения нейтронов (а) и тепловой мощности, выделяемой топливной сборкой (б), от времени работы установки в первые 50 часов работы

Fig. 11. Dependence of the effective neutron multiplication factor (a) and the thermal power, produced by the fuel assembly (b), on the operation time of the facility in the first 50 hours

Можно сравнить результаты для  $k_{ef} = 0,99$  с результатами для  $k_{ef} = 0,95$  (см. рис. 6 и 7). Из сравнения следует, что в случае плавного приближения параметров топливной сборки к области, описывающей ее критическое состояние, тепловая мощность, выделяемая в ней в начале рабочего цикла, в пять раз больше, чем ее величина для сильно подкритического состояния. Временная эволюция компонентов топлива и генерируемых изотопов показана на рис. 12. Эти графики демонстрируют временную эволюцию разницы между ядерной концентрацией описанных изотопов и их начальной концентрацией. Отметим, что концентрация ядер U-233 возрастает при  $k_{ef} = 0,99$  более интенсивно, чем при  $k_{ef} = 0,95$ . При длительной эксплуатации топливной сборки соотношение вкладов в производство энергии от двух компонентов (Pu-239 и Th-232) ядерного топлива значительно изменяется во времени. Графики на рис. 13, на которых изображен процесс расходования этих изотопов, демонстрируют этот факт.

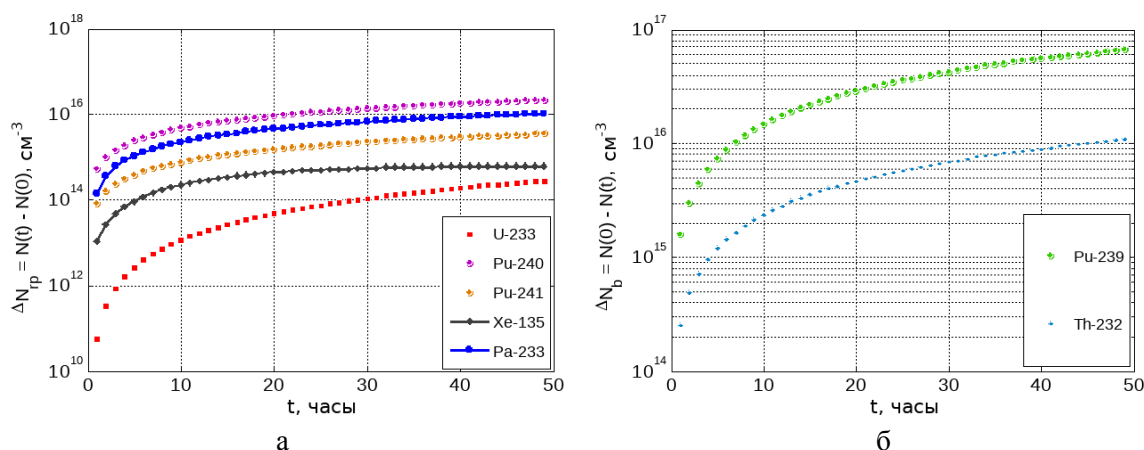


Рис. 12. Изменение концентрации изотопов в зависимости от времени в течение первых суток работы установки: а – топливные и не радиоактивные изотопы; б – радиоактивные изотопы

Fig. 12. Concentration of isotopes on the time during the first days of the facility operation: а – the fuel and non-radioactive isotopes; б – radioactive isotopes

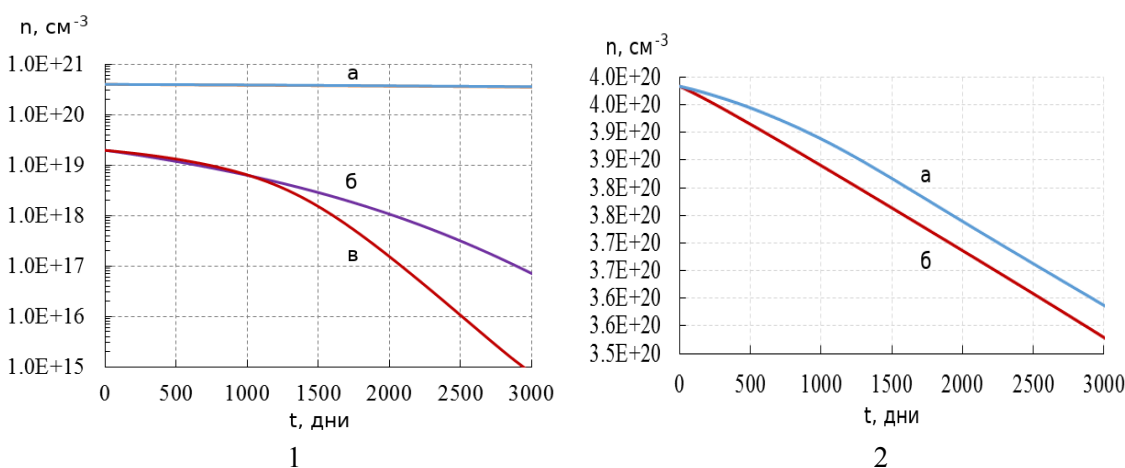


Рис. 13. Зависимость концентрации изотопов от времени: 1 – Th-232 (а, см. также рис. 13, 2); Pu-239, ТИН выключен (б); Pu-239, ТИН работает (в); 2 – Th-232, ТИН выключен (а); ТИН работает (б)

Fig. 13. Dependence of the isotope concentration on time: 1 – Th-232 (а, see also fig. 13, 2); Pu-239, Thermonuclear Source of Neutrons (TSN) is off (b); Pu-239, TSN is on (c); 2 – Th-232, TSN is off (а); TSN is on (b)

В начале рабочего цикла выработка энергии в процессе распада изотопа Pu-239 в топливной сборке является доминирующей; после 700 дней работы сборки энерговыделение от деления этого изотопа становится меньше, чем от деления изотопа урана U-233, который получается из тория Th-232 по цепочке ядерных реакций. При этом энерговыделение в топливной сборке всё время монотонно снижается.

Существует несколько способов предотвратить снижение уровня генерируемой мощности в топливной сборке. Одним из способов является постепенное увеличение уровня генерации нейтронов в единице объема плазменного столба начиная с уровня  $6 \cdot 10^{11}$  н/(с·см<sup>3</sup>). Это значение соответствует средней по объему плотности нейтронной эмиссии, интеграл от которой по поперечному сечению дает удельную эмиссию на единицу длины установки  $6 \cdot 10^{13}$  н/(с·см) (см. табл. 1). Требуемое увеличение плотности нейтронов, генерируемых в единице объема плазмы, которое обеспечит поддержание выделяемой в сборке мощности на неизменном уровне, показано на рис. 14. Видно, что к концу рабочего цикла продолжительностью 3 000 часов необходимо поднять уровень генерации нейтронов в единице объема плазменного столба до  $5,5 \cdot 10^{13}$  н/(с·см<sup>3</sup>). По сравнению с исходной величиной эмиссии нейтронов из плазменного столба требуется ее подъем на два порядка величины. Частично, необходимый подъем наработки дополнительных нейтронов в плазме может быть реализован путем постепенного увеличения доли трития в высокоэнергетичном нейтральном пучке, инжектируемом в плазменный столб. Но, по-видимому, этого будет недостаточно. Возможна также реализация процесса дополнительного размножения нейтронов, выходящих в топливную сборку из плазменного столба.

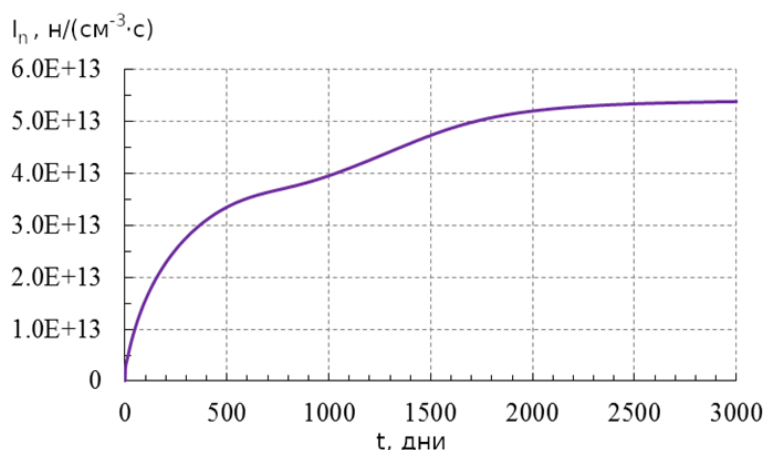


Рис. 14. Рост объемной плотности нейтронной эмиссии ТИН в зависимости от времени работы установки

Fig. 14. The increase in the specific density of neutron emission from TSN on the time of the facility operation

Другим способом поддержания уровня генерируемой мощности является увеличение доли радиоактивного плутония в загружаемом топливе при одновременном размещении в топливной сборке управляющих стержней, которые должны обеспечить поддержание эффективного коэффициента размножения нейтронов на уровне  $k_{ef} = 0,95$  для гарантии ее строго подкритического состояния.

### Суммирование результатов и заключение

Мы разработали компьютерные коды для расчета нейтронно-физических характеристик и эволюции изотопного состава в ходе длительной работы установки, состоящей из подкри-

тической топливной сборки высокотемпературного ториевого реактора в сочетании с плазменным источником термоядерных нейтронов, генерируемых в длинной магнитной ловушке. Эти коды позволяют проанализировать перспективы использования такой модифицированной подкритической ториевой сборки для решения задач по проблеме эволюции состава топлива за семилетний цикл работы активной зоны ядерного реактора.

С использованием разработанных кодов проведено компьютерное моделирование работы такой модифицированной подкритической сборки, в результате установлены следующие закономерности.

1. При выбранной геометрии и рабочих параметрах ториевой сборки в условиях строго подкритического состояния в длительном рабочем цикле происходит монотонное снижение эффективного коэффициента размножения нейтронов  $k_{\text{эф}}$  и, как следствие, генерируемой мощности  $P$ . При уровне генерации нейтронов в плазменном столбе, пронизывающем топливную сборку, на уровне  $2 \cdot 10^{16}$  н/с и исходной загрузке ее топливом в составе 96 % тория и 4 % плутония, происходит постепенное снижение коэффициента размножения нейтронов  $k_{\text{эф}}$  с уровня 0,95 до уровня 0,8 в течение рабочего цикла продолжительностью 3 000 дней. При этом тепловая мощность  $P$ , выделяемая в топливной сборке в результате деления радиоактивных ядер, снижается с 2,1 до 0,4 МВт.

2. Полученный в ходе моделирования энергетический спектр нейтронов внутри модифицированной топливной сборки показывает, что около 90 % общего количества нейтронов сосредоточено в области энергий менее 1 эВ, что хорошо подходит для реализации ядерных реакций деления, ответственных за производство энергии.

3. Эволюция компонентов топлива во времени и генерация различных изотопов в ходе ядерных реакций сильно зависят от исходной величины эффективного коэффициента размножения нейтронов в топливной сборке и интенсивности выхода термоядерных нейтронов из плазменного столба. Приближением величины эффективного коэффициента размножения нейтронов к области его значений, которые дают состояние активной зоны реактора, близкое к критическому, можно выводить уровень вырабатываемой в модифицированной топливной сборке тепловой мощности к тем значениям, которые ожидаются для промышленного реактора. При этом безопасный запас реактивности для установки обеспечивается управляемым потоком дополнительных нейтронов, поступающих из плазменного столба.

Таким образом, полученные результаты моделирования демонстрируют, что с помощью модификации подкритической ториевой сборки путем размещения в ее приосевой области плазменного источника нейтронов на основе высокотемпературной дейтериевой плазмы можно построить специальную установку для проведения экспериментальных исследований нейтронно-физических характеристик топливной сборки и эволюции состава топлива в ней в течение многолетнего цикла ее эксплуатации. Чтобы сделать окончательный вывод по исследуемым вопросам, требуется спроектировать и соорудить специальный экспериментальный стенд, параметры которого выбираются в ходе моделирования с использованием описанных в работе компьютерных кодов.

#### Список литературы / References

1. **Shamanin I., Bedenko S. et al.** Gas-Cooled Thorium Reactor with Fuel Block of the Unified Design. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2015, vol. 1084, p. 275–279.
2. **Arzhannikov A. V., Anikeev A. V., Beklemishev A. D. et al.** Gas-dynamic trap with  $Q \sim 0.1$  as a driver for hybrid thorium reactor. In: Conference Program of the OS2014. OS5-04.URL: [www.os2014.org](http://www.os2014.org)
3. **Arzhannikov A. V., Anikeev A. B., Beklemishev A. D. et al.** Subcritical Assembly with Thermonuclear Neutron Source as Device for Studies of Neutron-physical Characteristics of Thorium Fuel. In: AIP Conference Proceedings, 2016, vol. 1771, p. 090004. DOI 10.1063/1.4964246
4. **Moir R. W., Martovetsky N. N., Molvik A. W., Ryutov D. D., Simonen T. C.** Axisymmetric Magnetic Mirror Fusion-Fission Hybrid. In: 15<sup>th</sup> International Conference on Emerging Nucle-

- ar Energy Systems ICENES 2011 May 15–19, 2011. San Francisco, Transactions of Fusion Science and Technology, 2012, January, vol. 61, p. 206–215.
5. **Moir R. W., Martovetsky N. N., Molvik A. W., Ryutov D. D., Simonen T. C.** Mirror-based hybrids of recent design. In: FUNFI, Workshop on Fusion for Neutrons and Sub-critical Nuclear Fission, Villa Monastero, Varenna, Italy, September 12–15, 2011. AIP Conference Proceedings, 2012, vol. 1442, p. 43–54.
  6. **Simonen T. C., Moir R. W., Molvik A. W., Ryutov D. D.** A 14MeV fusion neutron source for material and blanket development and fission fuel production. *Nucl. Fusion*, 2013, no. 53.
  7. **Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V. et al.** Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap. *Fusion Science and Technology*, 2013, vol. 63, no. 1T, p. 46–51. DOI 10.13182/FST13-A16872
  8. **Юров Д. В., Приходько В. В., Цидулко Ю. А.** Нестационарная модель для описания осесимметричной открытой ловушки с неравновесной плазмой // Физика плазмы. 2016. Т. 42, № 3. С. 217–233.  
**Yurov D. V., Prikhodko V. V., Tsidulko Yu. A.** Nonstationary model of an axisymmetric mirror trap with nonequilibrium plasma. *Plasma Physics Reports*, 2016, vol. 42, no. 3, p. 217–233. (in Russ.)
  9. **Oleynik D. S., Shkarovskiy D. A., Gomin E. A. et al.** The status of MCU-5. *Physics of Atomic Nuclei*, 2012, no. 75, p. 1634–1646.
  10. **Зацепин О. В., Кандиев Я. З., Кашаева Е. А., Малышкин Г. Н., Модестов Д. Г.** Расчеты методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА нейтронно-физических характеристик активной зоны ВВЭР-1000 // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. 2011. Вып. 4. С. 64–74.  
**Zatsepin O. V., Kandiev Ya. Z., Kashaeva E. A., Malishkin E. N., Modestov D. G.** Raschety metodom Monte-Carlo po programme PRIZMA neytronno-fizicheskikh characteristic aktivnoy zoni WVER-1000 [Monte Carlo calculations using the PRIZMA code for neutron-physical characteristics of the WVER-1000 core]. *VANT. Seria: Fizika yadernikh reaktorov [Physics of Atomic Nuclei]*, 2011, iss. 4, p. 64–74. (in Russ.)
  11. **Модестов Д. Г.** Компьютерная программа РИСК-2014 для решения задач ядерной кинетики. Препринт РФЯЦ – ВНИИТФ. Снежинск, 2014. № 243.  
**Modestov D. G.** Computernaya programma RISK-2014 dlya reshenia zadach yadernoy kinetiki [Computer code RISK-2014 for solution of nuclear kinetics problems]. Preprint RFNC-VNIITF. Snezhinsk, Russia, 2014, no. 243. (in Russ.)

*Материал поступил в редколлегию  
Received  
21.05.2018*

### Сведения об авторах / Information about the Authors

**Аржанников Андрей Васильевич**, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия); профессор, физический факультет, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

**Andrey V. Arzhannikov**, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Chief Scientist, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (1 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

arzhan1@ngs.ru



**Беденко Сергей Владимирович**, кандидат физико-математических наук, доцент, Национальный исследовательский Томский политехнический университет (пр. Ленина, 30, Томск, 634050, Россия)

**Sergey V. Bedenko**, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Associate Professor, National Research Tomsk Polytechnic University (30 Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russian Federation)

**Иванов Александр Александрович**, доктор физико-математических наук, заместитель директора по научной работе, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия); профессор, физический факультет, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

**Aleksandr A. Ivanov**, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Deputy Director for Science, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (1 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

**Модестов Дмитрий Геннадьевич**, старший научный сотрудник, Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е. И. Забабахина (ул. Васильева, 13, а/я 245, Снежинск, Челябинская область, 456770, Россия)

**Dmitry G. Modestov**, Senior Scientist, Russian Federal Nuclear Center – Zababakhin All-Russia Research Institute of technical Physics (13 Vasiliev Str., Snezhinsk, Chelyabinsk Region, 456770, Russian Federation)

**Приходько Вадим Вадимович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

**Vadim V. Prikhodko**, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

v.v.prikhodko@inp.nsk.su

**Синицкий Станислав Леонидович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия); доцент кафедры общей физики и кафедры физики плазмы Новосибирского государственного университета (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

**Stanislav L. Sinitsky**, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Associate Professor, Novosibirsk State University (1 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

**Шаманин Игорь Владимирович**, доктор физико-математических наук, профессор, руководитель НИ ИАТ ИЯТШ, Национальный исследовательский Томский политехнический университет (пр. Ленина, 30, Томск, 634050, Россия)

**Igor V. Shamanin**, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Scientific Laboratory of isotope analysis and technology at School of Nuclear Engineering, National Research Tomsk Polytechnic University (30 Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russian Federation)

**Шмаков Владимир Михайлович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник, Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е. И. Забабахина (ул. Васильева, 13, а/я 245, Снежинск, Челябинская область, 456770, Россия)

**Vladimir M. Shmakov**, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, Leading Scientist, Russian Federal Nuclear Center – Zababakhin All-Russia Research Institute of technical Physics (13 Vasiliev Str., Snezhinsk, Chelyabinsk Region, 456770, Russian Federation)

**Титова Александра Михайловна**, младший научный сотрудник, Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е. И. Забабахина (ул. Васильева, 13, а/я 245, Снежинск, Челябинская область, 456770, Россия)

**Aleksandra M. Titova**, Junior Scientist, Russian Federal Nuclear Center – Zababakhin All-Russia Research Institute of technical Physics (13 Vasiliev Str., Snezhinsk, Chelyabinsk Region, 456770, Russian Federation)