

СОДЕРЖАНИЕ

Том 11, номер 6, 2020

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Разработка моделей активной зоны реакторной установки со свинцовым теплоносителем в коде ATHLET

В. А. Чудинова, С. П. Никонов 307

Разработка одномерной модели теплогидравлики, предназначенной для исследования устойчивости реактора с паровым теплоносителем сверхкритического давления

А. М. Суджян, В. С. Харитонов, А. А. Фролов 315

Сопряженный теплогидравлический и нейтронно-физический расчет ТВС реактора ИР-8 с помощью кодов MCU-PTR/ATHLET

К. И. Глыва, С. П. Никонов, Ю. Е. Песня, В. В. Трофимчук 322

БЕЗОПАСНОСТЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Модульный реактор малой мощности с естественной циркуляцией “модест”

Ю. Н. Волков, Е. А. Градова 330

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Применение методов обратной свертки для восстановления энергетического спектра космических лучей

Ю. В. Богомолов, О. А. Леванова, А. Г. Майоров 337

Параллельные вычисления нестационарных процессов в ядерном реакторе

Е. О. Солдатов, Ю. Н. Волков, А. Е. Кругликов 342

Моделирование 27-дневных вариаций ГКЛ

Н. Г. Галикян, А. Г. Майоров, Р. Ф. Юлбарисов 348

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Резонансная фотон-гравитонная конверсия в микрополостях фотонного кристалла

И. С. Алимкина, В. С. Горелик, С. В. Пичкуренко, В. В. Филатов 355

Определение характеристик неупругого взаимодействия легких ядер с вольфрамом по измерениям космических лучей в эксперименте patera

О. А. Голуб, А. Г. Майоров, В. В. Алексеев 360

Contents

Vol. 11, No. 6, 2020

Theoretical and Experimental Physics of Nuclear Reactors

- Development of Models of the Core of a Lead-Cooled Reactor in the Athlet Code
V. A. Chudinova and S. P. Nikonov 307
- Development of a One-Dimensional Thermal-Hydraulics Model Intended
for Studying Stability of a Reactor with a Supercritical Steam Coolant
A. M. Sujyan, V. S. Kharitonov, and A. A. Frolov 315
- Coupled Thermal-Hydraulic and Neutron-Physical Calculation
of IR-8 Reactor's Fuel Assembly Using MCU-PTR/ATHLET Codes
K. I. Glyva, S. P. Nikonov, Y. E. Pesnya, and V. V. Trofimchuk 322
-

Safety of Nuclear Reactors

- Small Nuclear Power Engineering Modular Low
Power Reactor with Natural Circulation "MODEST"
Y. N. Volkov and E. A. Gradova 330
-

Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

- Applying Unfolding Methods for Reconstruction of Cosmic Rays Energy Spectrum
Yu. V. Bogomolov, O. A. Levanova, and A. G. Mayorov 337
- Parallel Calculation of Non-Stationary Processes in the Nuclear Reactor
E. O. Soldatov, Yu. N. Volkov, and A. E. Kruglikov 342
- Simulation of the 27-Day Variations of GCR
N. G. Galikyan, A. G. Mayorov, and R. F. Yulbarisov 348
-

Interaction of Plasmas, Particle Beams, and Radiation with Matter

- The Resonant Two-Photon-to-a-Graviton Conversion
in the Microcavities of the Photonic Crystal
I. S. Alimkina, V. S. Gorelik, S. V. Pichkurenko, and V. V. Filatov 355
- Determination of the Characteristics of Inelastic Interaction of Light Nuclei
with Tungsten by Measuring Cosmic Rays in the PAMELA Experiment
O. A. Golub, A. G. Mayorov, and V. V. Alekseev 360

Подписано к печати 08.08.2022 г.

Формат 60 × 881/8

Усл. печ. л. 8.5

Тираж 50 экз.

Зак. 5564

Цена договорная

Учредитель: Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ” (НИЯУ МИФИ)

Исполнитель по госконтракту No. 4У-ЭА-201-18 ООО «ИКЦ «АКАДЕМКНИГА»,
117342 Москва, ул. Булгерова, д. 17Б, а/я 47

Отпечатано в типографии «Book Jet» (ИП Коняхин А.В.),
390005, г. Рязань, ул. Пушкина, 18, тел. (4912) 466-151

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

УДК 621.039.51

РАЗРАБОТКА МОДЕЛЕЙ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРНОЙ
УСТАНОВКИ СО СВИНЦОВЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ В КОДЕ ATHLET

© 2020 г. В. А. Чудинова^а, *, С. П. Никонов^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

*E-mail: VACHudinova@mephi.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

В настоящей работе представлены результаты теплогидравлического моделирования реакторной установки со свинцовым теплоносителем, в основу которой положена расчетная схема для кода ATHLET, полученная на основе открытой информации по РУ БРЕСТ-ОД-300. Основная цель работы показать влияние детализации моделирования установки и различных моделей гидродинамики в системе параллельных каналов на распределение параметров теплоносителя в пространстве. Задачей данного этапа работы было показать поэтапное моделирование одного из вариантов разбиения внутриреакторного пространства на систему гидравлических каналов. Разбиение внутриреакторного пространства основано на типе и количестве различных элементов активной зоны таких как: ТВС с топливом, ТВС с органами регулирования, блок отражателя и т.д. Такой способ моделирования активной зоны позволяет увидеть изменения в разных частях реакторной установки при расчете переходных процессов. Также для данной модели созданы две схемы моделирования параллельных каналов без поперечных связей между каналами и с поперечными связями. В ранних работах были проведены исследования по влиянию метода разбиения на параметры теплоносителя при моделировании переходных режимов, но влияние поперечных связей еще не исследовалось. Данные схемы позволят провести необходимые исследования и сделать вывод о наилучшем способе моделирования активной зоны реактора в данном разбиении внутриреакторного пространства. Полученные ранее результаты на более простых моделях показали эффективность разбиения внутриреакторного пространства на систему гидравлических каналов в переходных режимах. В результате разбиения внутриреакторного пространства позволяет по сути выполнять расчеты модели в 3D представлении. Данные модели позволят провести ряд расчетов с различными переходными режимами и обосновать использование или не использование поперечных связей для данного типа моделирования реакторов с жидкометаллическим теплоносителем. Основные результаты работы показывают необходимость дальнейшего исследования в направлении 3D моделирования и гидравлики внутриреакторного пространства для реакторов с жидкометаллическим теплоносителем.

Ключевые слова: ATHLET, теплогидравлический расчет, жидкометаллический теплоноситель, свинец, моделирование активной зоны, БРЕСТ-ОД-300

DOI: 10.1134/S2079562920060147

ВВЕДЕНИЕ

В работе рассматриваются результаты расчетов, полученных для различных тепло-гидравлических моделей реактора со свинцовым теплоносителем, в основу которых положена разработанная для кода ATHLET [1] расчетная схема [2], полученная на основе открытой информации по РУ БРЕСТ-ОД-300 [3].

В работе [2] внутриреакторное пространство представлялось фактически одним каналом переменного сечения по высоте, нижняя часть которого соединяла четыре независимые опускные камеры каждой петли и из общего раздаточного коллектора реактора поток направлялся в каждую сек-

цию парогенератора. В работах [4–7] уже используется модель, в которой опускные участки каждой петли связаны между собой поперечными гидравлическими связями, а внутриреакторное пространство от нижнего напорного коллектора реактора до верхнего раздаточного коллектора реактора также разбито на систему параллельных, связанных поперечными связями каналов. Разбиение активной зоны реактора в данных работах происходило путем геометрического деления внутриреакторного пространства на сектора разного количества. На первом этапе внутриреакторное пространство делилось на 4 сектора, в дальнейшем был выделен пятый центральный сектор для обмена теплоносителя между противоположащих секторов. Далее

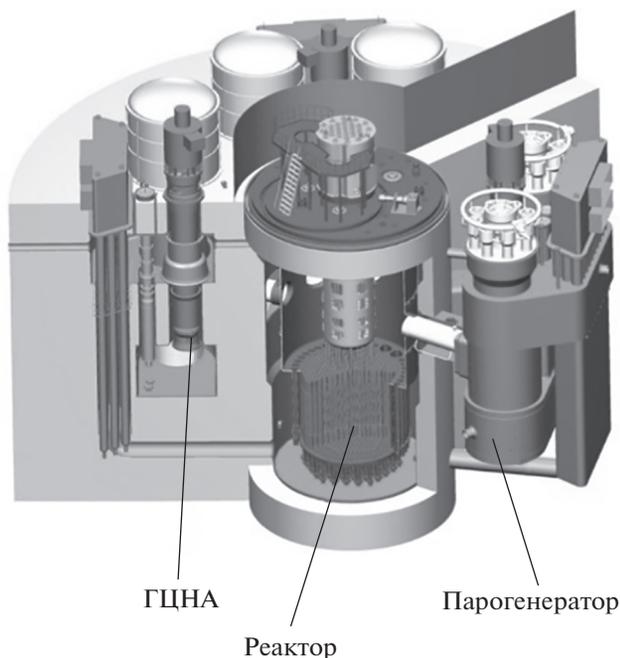


Рис. 1. Модель РУ БРЕСТ-ОД-300.

боковые сектора были поделены пополам для независимого соединения с каждым модулем парогенератора. В итоге в конечной схеме было выделено 9 секторов внутриреакторного пространства. Каждый сектор мог обмениваться теплоносителем с соседним сектором и с противоположащим.

В данной работе внутриреакторное пространство разбито на сектора в соответствии с группами элементов активной зоны реактора.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ КОД

Для проведения расчетов использовался код улучшенной оценки ATHLET [1], который входит в программный комплекс AC², официально полученный Национальным исследовательским ядерным университетом МИФИ на основе лицензионного соглашения с Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, Germany [8]. Код ATHLET аттестован в России для проведения моделирования стационарных и переходных режимов на реакторах с водным теплоносителем [9], однако возможности кода позволяют его использовать и с другими типами теплоносителей, в том числе и с жидким свинцом, о чем свидетельствуют материалы, изложенные, например, в статьях [10–12], послуживших для верификации данного кода для реакторов с жидкометаллическим теплоносителем.

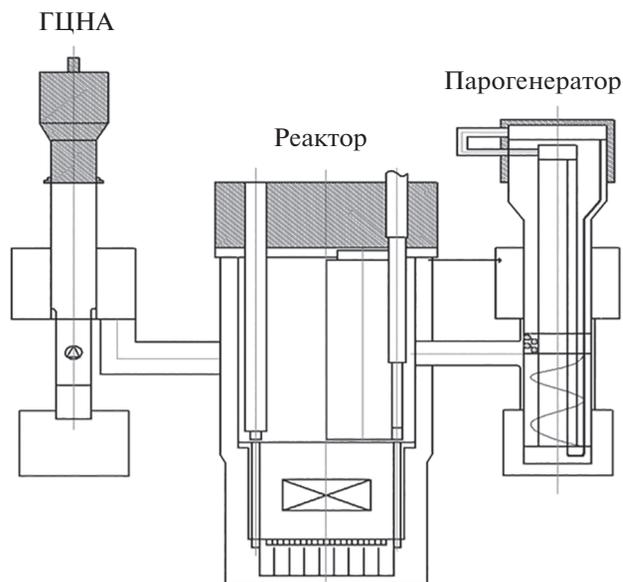


Рис. 2. Предварительная схема РУ БРЕСТ-ОД-300.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Моделирование реакторной установки проводилось на основе открытой информации по РУ БРЕСТ-ОД-300 [3]. На рис. 1 представлена схема РУ БРЕСТ-ОД-300, на рис. 2 представлена предварительная разработанная схема БРЕСТ-ОД-300.

Деталь расчетной схемы, созданная в модуле ATHLET Input Graphic, изображена на рис. 3.

Данная расчетная схема создана без разбиения внутриреакторного пространства на параллельные каналы. Каждая отдельная область реактора — это цилиндр одного гидравлического диаметра и площади. Схема была создана для проверки работоспособности модели и проведения первичных расчетов с моделированием переходных процессов в реакторной установке.

Дальнейшее усложнение модели связано с разбиением опускного участка и внутриреакторных объектов на систему параллельных взаимосвязанных в поперечном направлении вертикальных каналов.

В ранних работах [4–7] исследовалась разница в результате расчета переходных процессов без разбиения и с разбиением внутриреакторного пространства на разное количество секций (рис. 4). Было показано, что разница в температуре теплоносителя для исследуемых моделей может достигать 10%.

РАЗРАБОТКА РАЗБИЕНИЯ ВНУТРИРЕАКТОРНОГО ПРОСТРАНСТВА

Для разбиения внутриреакторного пространства по типам элементов активной зоны была ис-

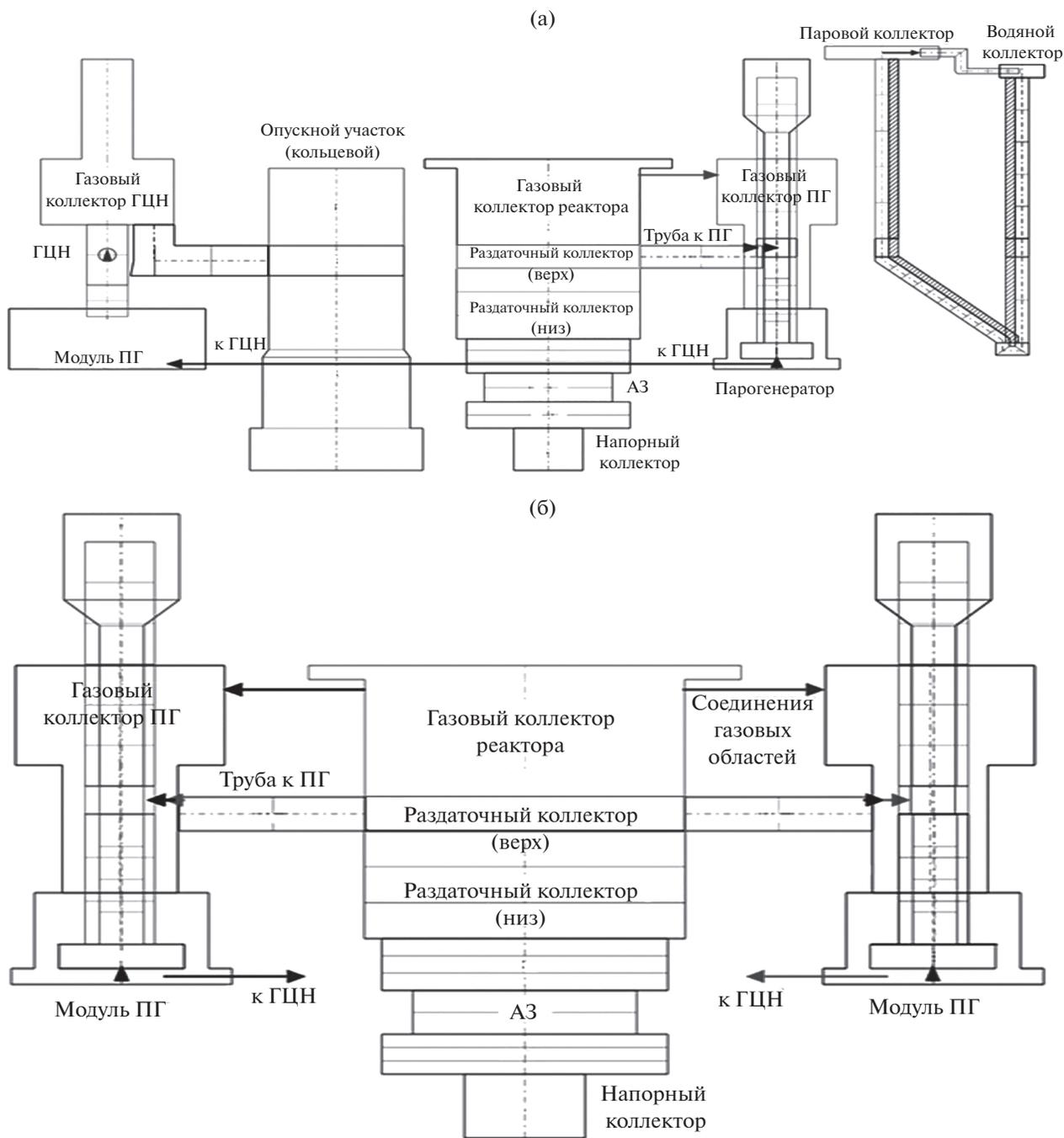


Рис. 3. Деталь расчетной схемы: (а) одна циркуляционная петля со вторым контуром, (б) реактор с двумя модулями ПГ.

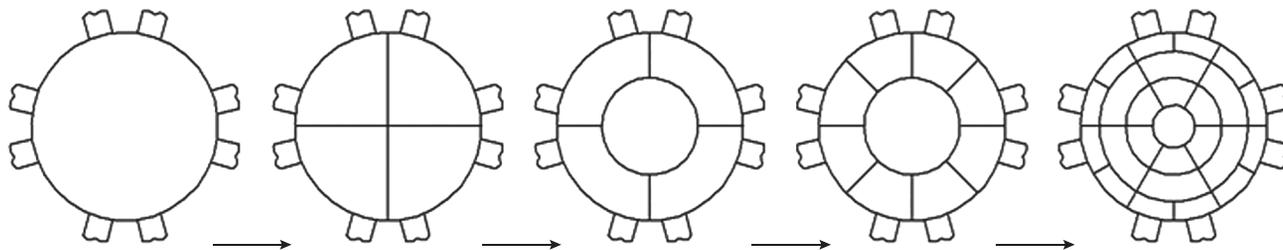


Рис. 4. Этапы разбиения внутриреакторного пространства.

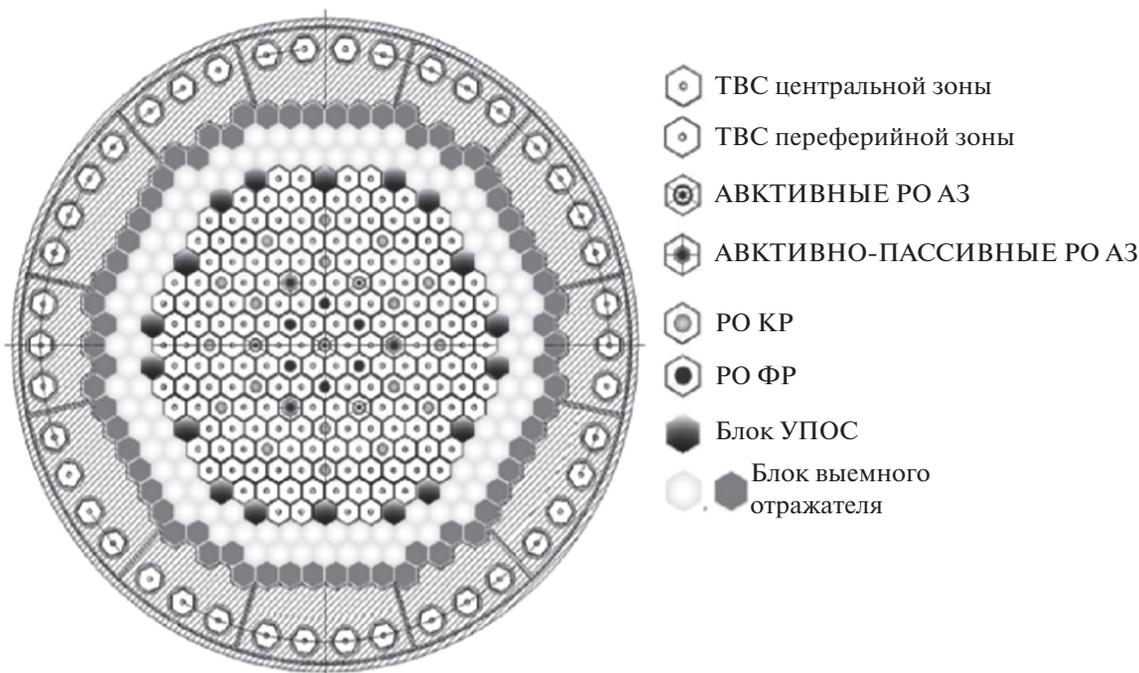


Рис. 5. Используемая модель активной зоны.

пользована модель активной зоны из работы [13], представленная на рис. 5.

На рис. 6 показана переработанная модель активной зоны для дальнейшего использования при разбиении. Данная модель активной зоны состоит из групп по типам элементов, которые в дальнейшем разбиты по радиусу на сегменты. При этом блок УПОС и блок отражателя моделируются

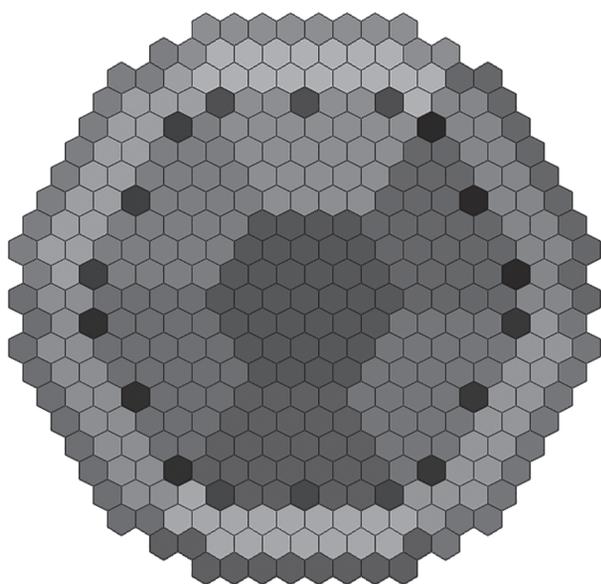


Рис. 6. Сегментарное разделение активной зоны.

как отдельные сборки, объединенные в группы, так как эти типы сборок имеют чехловую структуру. ТВС центральной зоны, периферийной зоны и ТВС с РО СУЗ объединены в 7 областей (1 центральная и 6 боковых), так как в данной реакторной установке ТВС безчехловые. Внутрореакторное хранилище (ВРХ), как и блок отражателя, моделируется в качестве отдельных сборок, объединенных в группы.

Как уже было сказано ранее, ТВС с топливом и ТВС с РО СУЗ было решено разбить на 7 сегментов. При этом сборки блока УПОС и блока отражателя объединены в группы таким образом, чтобы получилось 6 групп каждого типа, находящихся вокруг активной зоны. При разбиении ВРХ на 6 сегментов часть модулей парогенераторов будут соединены с один сегментом, что не позволит в дальнейшем гибко моделировать переходные режимы и анализировать параметры теплоносителя в каждом отдельном модуле парогенератора. Поэтому было принято решение разбить ВРХ на 12 групп для более удобного моделирования сегментов над активной зоной и независимого соединения восьми модулей парогенератора с раздаточным коллектором. Такое моделирование показывает более точные результаты при расчете переходных процессов [5].

Для каждой группы был рассчитан гидравлический диаметр, занимаемый теплоносителем с учетом количества ТВС, твэлов, РО СУЗ, проходного сечения и т.д. Также для каждого элемента активной зоны был рассчитан расход теплоноси-

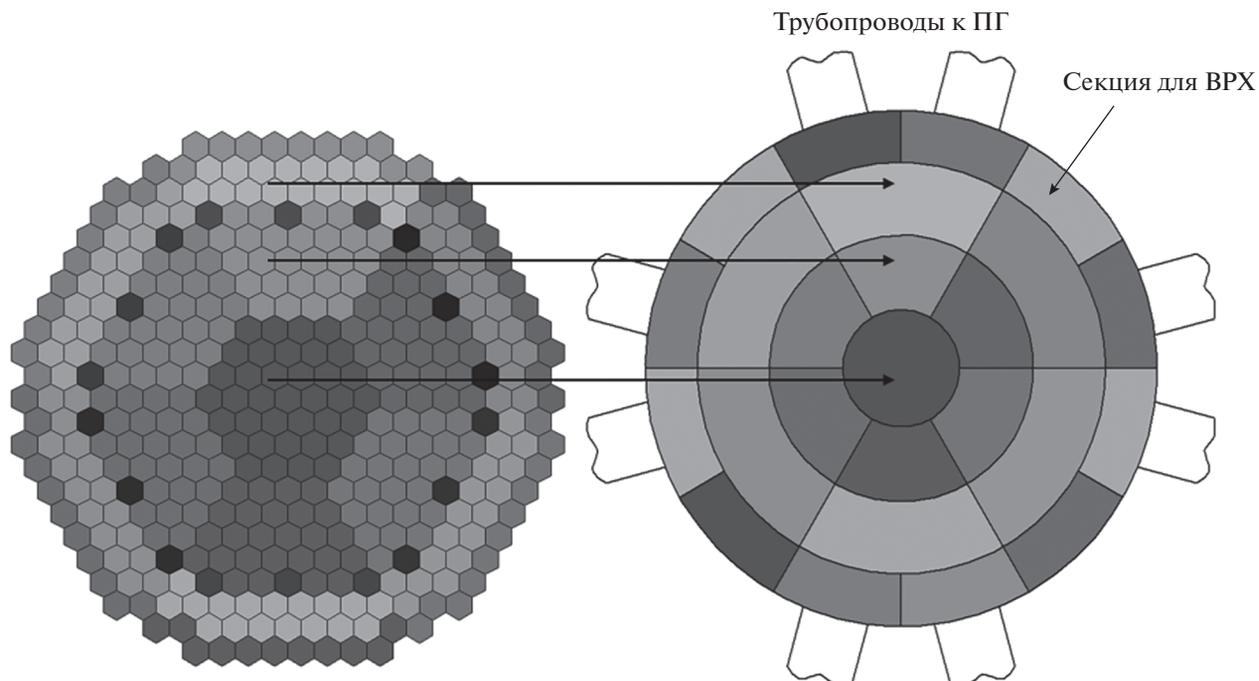


Рис. 7. Разбиение внутриреакторного пространства над активной зоной.

теля для обеспечения необходимого теплообмена и нагревания теплоносителя по активной зоне.

Пространство над активной зоной моделируется в виде сегментов, для которых так же рассчитан гидравлический диаметр в зависимости от положения сегмента, количества объектов, которые находятся ниже и их гидравлических характеристик. Для расчета гидравлического диаметра был взят размер ТВС под ключ за основу геометрии и расчета периметра смачивания, а также диаметры твэлов и их количества. Далее считалась площадь, занимаемая теплоносителем внутри ТВС за вычетом площадей твэлов. По данным характеристикам был рассчитан гидравлический диаметр для каждой ТВС. В ТВС с РО СУЗ дополнительно учитывался размер внутреннего канала органа регулирования, его размеры и площадь прохождения теплоносителя между элементами. Гидравлический диаметр рассчитывался по следующей формуле:

$$D_r = \frac{4F}{P},$$

где F – площадь, занимаемая теплоносителем в ТВС; P – смоченный периметр элементов.

Далее гидравлический диаметр и площадь прохождения теплоносителя одной ТВС умножался на количество ТВС в конкретном разбиении, и мы получали итоговые параметры сегмента для моделирования в коде. Аналогичным образом проводились расчеты и для ВРХ, УПОС и блоков отражателя.

На рис. 7 показана схема моделирования сегментов реактора над активной зоной.

На рис. 8 показан вид двух моделей активной зоны, которые были построены в модуле ATHLET Input Graphic после задания всех необходимых параметров. Модель слева представляет собой первоначальную модель, где внутриреакторное пространство представляет собой цилиндр переменного сечения по высоте, а модель справа образована системой параллельных гидравлических каналов в результате разбиения внутриреакторного пространства, описанного по методике выше.

На рис. 9 показано изменение расхода теплоносителя при выходе на стационарный режим для одного ГЦН и трубопровода к одному модулю парогенератора для созданной многоканальной модели реакторной установки с разработанным способом разбиения активной зоны. Как видно из рисунка модель выходит на стационарный режим с требуемыми гидравлическими характеристиками.

Ранее было показано, что разбиение влияет на различия в параметрах теплоносителя в переходных режимах. Но влияние поперечных связей между каналами не исследовалось.

Для этого также были созданы две модели одинакового разбиения: без поперечных связей и со связями между каналами, как показано на рис. 10.

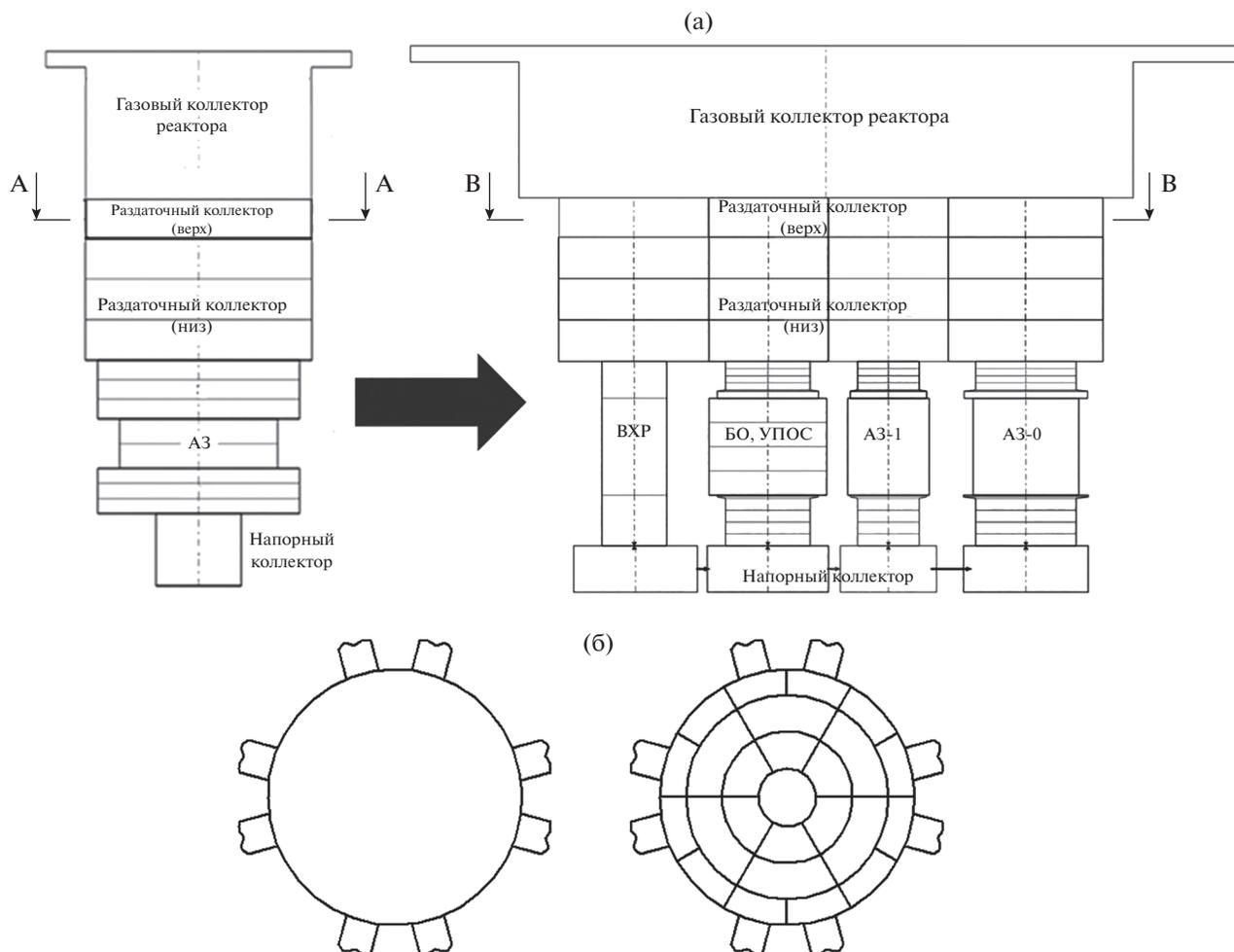


Рис. 8. Сравнение двух моделей: (а) вид сбоку, (б) вид сверху.

ОБСУЖДЕНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разработанное внутриреакторное разбиение в данной работе основывается уже не просто на геометрическом разбиении круга, а учитывает гидравлические характеристики каждой области активной зоны. Разбиение внутриреакторного пространства на гидравлические каналы позволяет по сути выполнять расчеты модели в 3D представлении. Данные модели позволят провести ряд расчетов с различными переходными режимами и обосновать использование или не использование поперечных связей для данного типа моделирования реакторов с жидкометаллическим теплоносителем.

Разработанная модель внутриреакторного разбиения с поперечными связями отлично подходит для моделирования реакторных установок с жидкометаллическим теплоносителем, в котором ТВС бесчехловые и теплоноситель движется не только снизу-вверх по активной зоне, но и может перетекать между ТВС.

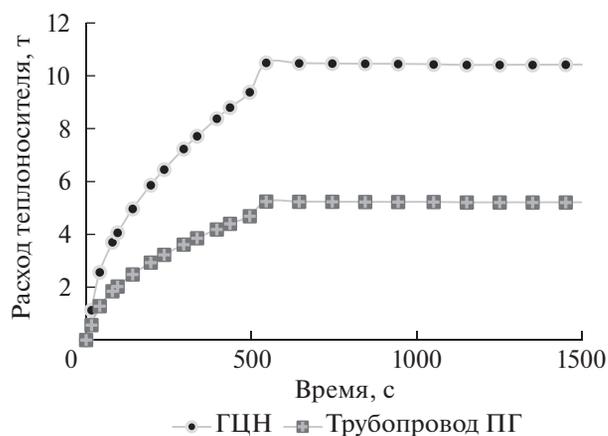


Рис. 9. Расход теплоносителя через один ГЦН и трубопровод одного ПГ при выходе на стационарный режим.

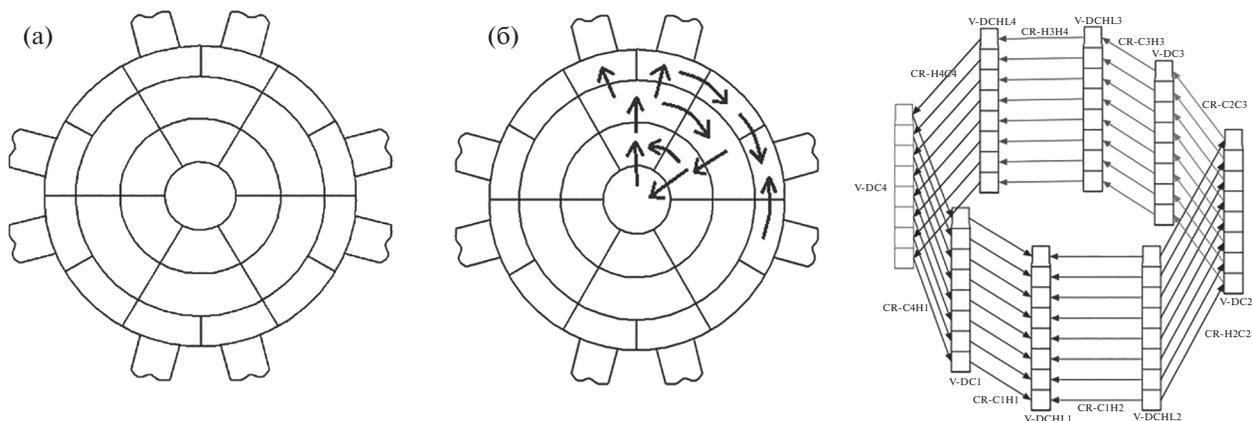


Рис. 10. Модель без связей (а) и со связью (б) между параллельными каналами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе описано поэтапное моделирование реакторной установки и создание двух моделей активной зоны. Разработанный способ разбиения внутрореакторного пространства будет в дальнейшем использоваться при расчете различных переходных режимов (отключение ГЦН, разрыв трубки ПГ и т.д.)

Следующим этапом в развитии модели будет дополнение ее энерговыделяющими структурами для соответствующих каналов.

Полученные ранее результаты на более простых моделях показали эффективность разбиения внутрореакторного пространства на систему гидравлических каналов в переходных режимах.

Основные результаты работы показывают необходимость дальнейшего исследования в направлении 3D моделирования и гидравлики внутрореакторного пространства для реакторов с жидкометаллическим теплоносителем.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы ценят поддержку и усилия Национального исследовательского ядерного университета МИФИ в помощи при проведении исследований. Исследование было проведено при поддержке проекта по повышению конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Austregesilo H., Deitenbeck H., Langenfeld A., Scheuer J., Schöffel P. // ATHLET 3.1A Programmer's Manual. 2017.
2. Chudinova V.A. and Nikonov S.P. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1133. P. 012013.
3. Lemekhov V.V. // Technical Design of the BREST-OD-300 Reactor Plant. Moscow Project Direction "PRORIV": Results of the Implementation of a New Technological Platform for Nuclear Power. 2015.

4. Chudinova V.A. and Nikonov S.P. // Thermal-Hydraulic Model of a Reactor Plant with a Liquid Metal Coolant. Neitronica-2018.
5. Chudinova V.A. and Nikonov S.P. // Influence of the Detailing of In-Reactor Objects on the Modeling of Transient Processes in a Reactor Installation with a Lead Coolant. Atom-Future-2018.
6. Chudinova V.A. and Nikonov S.P. // Investigation of the Transient Process in a Lead-Cooled Reactor with a Leak from the Secondary Circuit to the First. Proc. 21st. Int. Conf. Young Specialists on Nuclear Power Plants. 2019. Podolsk: OKB "GIDROPRESS".
7. Chudinova V.A. and Nikonov S.P. // Investigation of Transient Processes in a Lead-Cooled Reactor in the Event of Partial Failure of the Pumping Equipment of the First and Second Circuits. Scientific and Technical Conf. Specialists "Innovations in Nuclear Energy". 2019. Moscow: JSC "NIKIET".
8. Computer Code AC². // Code Certificate No. 17-01. Software Licence Agreement No. L/M-03. Sept 11, 2017.
9. Rostekhnadzor. FBI "STC NRS". // Certification Passport of Software Tool No. 350. April 17, 2014.
10. Bosquet J., Velkov K., Pasychnyk I., Seubert A., Danicheva I.A., Khrennikov N.N., Samokhin A.G., Ivanov V.S., Kliem S. // Probl. At. Sci. Tech. Ser.: Nucl. React. Const. 2016. No. 4. P. 191–199 (in Russian).
11. Palazzo S., Velkov K., Lerchl G., Van Tichelen K. // Ann. Nucl. Energy. 2013. V. 60. P. 274–286.
12. Hegyi G., Keresztúri A., Pataki I., Tóta A., Velkov K., Pasychnyk I., Perin Y. // Coupling the ATHLET 3.0 and the KIKO3DMG Multigroup 3D Kinetic Code Developed for the Fast Spectrum Gen-IV Reactors. Proc. 23rd Int. Conf. Nuclear Energy for New Europe. Portoroz, Slovenia, 2014.
13. Moiseev A.V. // Reactor Installation BREST-OD-300 The Main Results of the Calculated and Experimental Safety Substantiation. Project Direction "PRORIV": Results of the Implementation of a New Technological Platform for Nuclear Power. 2015.

Development of Models of the Core of a Lead-Cooled Reactor in the Athlet Code

V. A. Chudinova^{1, *} and S. P. Nikonov¹

¹*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute),
Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: VACHudinova@mephi.ru*

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

This paper presents the results of thermohydraulic modeling of a lead-cooled reactor, which is based on the design scheme for the ATHLET code, obtained on the basis of open information on the BREST-OD-300 reactor plant. The main goal of the work is to show the influence of detailed modeling of the installation and various models of hydrodynamics in a system of parallel channels on the distribution of coolant parameters in space. The task of this stage of work was to show a step-by-step modeling of one of the options for dividing the in-reactor space into a system of hydraulic channels. The subdivision of the in-core space is based on the type and number of various elements of the core such as: fuel assemblies with fuel, fuel assemblies with regulating devices, reflector unit, etc. This way of modeling the core allows you to see changes in different parts of the reactor plant when calculating transients. Also for this model, two schemes for modeling parallel channels without cross-links between channels and with cross-links have been created. In early works, studies were carried out on the effect of the splitting method on the parameters of the coolant when simulating transients, but the effect of cross-links has not yet been investigated. These schemes will make it possible to carry out the necessary studies and draw a conclusion about the best way to simulate the reactor core in a given partition of the in-reactor space. Earlier results obtained on simpler models showed the efficiency of dividing the in-reactor space into a system of hydraulic channels in transient modes. As a result, the partitioning of the in-core space allows, in fact, to perform model calculations in 3D representation. These models will make it possible to carry out a number of calculations with various transient modes and justify the use or not use of cross-links for this type of modeling of reactors with a liquid metal coolant. The main results of the work show the need for further research in the direction of 3D modeling and hydraulics of the in-reactor space for reactors with a liquid metal coolant.

Keywords: ATHLET, thermohydraulic calculation, liquid metal coolant, lead, core modeling, BREST-OD-300

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

УДК 621.039.51;004.942

РАЗРАБОТКА ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ ТЕПЛОГИДРАВЛИКИ,
ПРЕДНАЗНАЧЕННОЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ
РЕАКТОРА С ПАРОВЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ
СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2020 г. А. М. Суджян^а, *, В. С. Харитонов^а, А. А. Фролов^б

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409 Россия

^бНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

*E-mail: artavazd1994@gmail.com

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

В данной статье представлены результаты разработки одномерной модели теплогидравлики активной зоны реактора с паровым теплоносителем сверхкритического давления (типа ПСКД-600), предназначенной для анализа теплогидравлической устойчивости. Для ее создания был выбран подход, предполагающий использование модифицированного полунейвного алгоритма на базе SIMPLE. Алгоритм был реализован с помощью программного кода на языке C++. Объектом исследования являлся одиночный канал с круглым сечением, внутри которого размещены ТВС шестигранной формы. Проводился расчет, имитирующий процесс запуска реактора и его выход на стационарный режим работы. Расчет проводился в два этапа: на первом происходило установление восходящего потока теплоносителя в необогреваемом канале, на втором, в момент времени 0.2 с начинался обогрев системы, что привело к перестроению полей скорости, давлений и температур. Модель включила в себя уравнения сохранения импульса, массы и энергии теплоносителя в активной зоне, представленные в виде конечных разностей. Все необходимые для расчета свойства парового теплоносителя сверхкритического давления были получены с помощью библиотеки IAPWS-IF97. Алгоритм предполагает решение основных уравнений теплогидравлики с проверкой неразрывности потока дважды на одном шаге по времени. По итогам расчета получена картина установления полей скорости, давления и температур. С помощью теплового баланса был сделан вывод о корректной работе модели и возможности ее применения для анализа устойчивости реактора с паровым теплоносителем сверхкритического давления.

Ключевые слова: реактор, сверхкритическое давление, теплогидравлическая устойчивость, активная зона, ПСКД-600, алгоритм SIMPLE

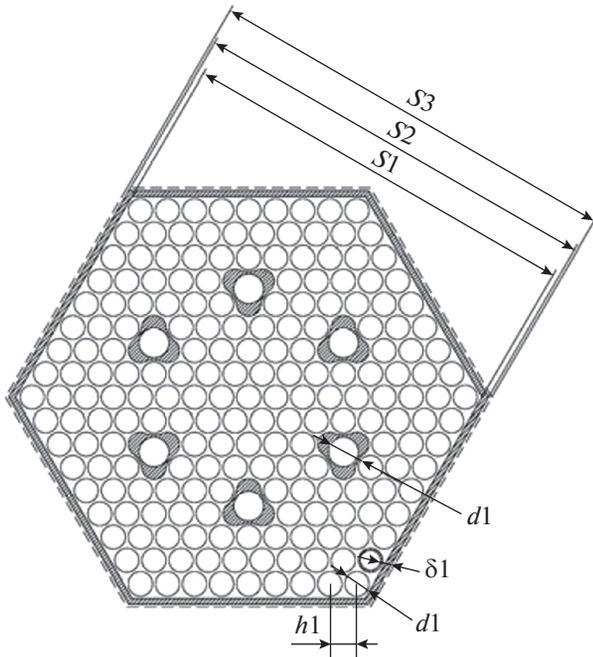
DOI: 10.1134/S2079562920060561

ВВЕДЕНИЕ

Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ) способствует международному сотрудничеству в области передовых технологий [1]. Дорожная карта технологий для разработки концепций SCWR была обновлена для определения ключевых технологических направлений. Ключевыми технологическими задачами по-прежнему являются выбор материалов, водно-химический режим, теплогидравлика и безопасность. Одной из подзадач, относящихся к теплогидравлике и безопасности, является анализ устойчивости работы ядерных реакторов с теплоносителями сверхкритического давления. Явление неустойчивости расхода теплоносителя может происходить при вносимых в

систему возмущениях. Существует две основных группы теплогидравлической неустойчивости: апериодическая, связанная с многозначностью гидродинамической характеристики канала, и периодическая (колебательная), возникающая при течении сверхкритического теплоносителя в обогреваемом канале [2].

Разработка численной модели, описывающей движение сжимаемой среды, является достаточно сложной задачей. Во многих коммерческих кодах используется стандартный алгоритм SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) для связи давления и скорости [3, 4], но при его применении для численного анализа нестационарных течений сжимаемых теплоноси-



$S1 = 141.6 \text{ мм}$	$h1 = 9.42 \text{ мм}$
$S2 = 144.6 \text{ мм}$	$d1 = 8.4 \text{ мм}$
$S3 = 146.6 \text{ мм}$	$\delta 1 = 0.6 \text{ мм}$

Рис. 1. Картограмма ТВС активной зоны ПСКД-600 [6].

телей в обогреваемых каналах, когда свойства среды сильно зависят не только от температуры, но и от давления в системе, возникает проблема сходимости результатов расчета. В воде сверхкритического давления теплофизические сильно меняются в зависимости от температуры, что существенно усложняет задачу обеспечения сходимости расчетных данных.

Данная работа посвящена методике разработки одномерной модели теплогидравлики активной зоны предназначенной для анализа динамики и устойчивости реактора типа ПСКД-600 [5], а также модификации алгоритма SIMPLE с целью повышения его сходимости.

МЕТОДОЛОГИЯ РАЗРАБОТКИ МОДЕЛИ ТЕПЛОГИДРАВЛИКИ

Активная зона, составленная из ТВС шестигранной формы (рис. 1) моделируется одним эквивалентным каналом. Расчетный участок схематично представлен на рис. 2.

Математическое описание модели строится на трех одномерных уравнениях теплогидравлики: сохранения импульса, массы, и энергии сверхкритического легководного теплоносителя (1)–(3):

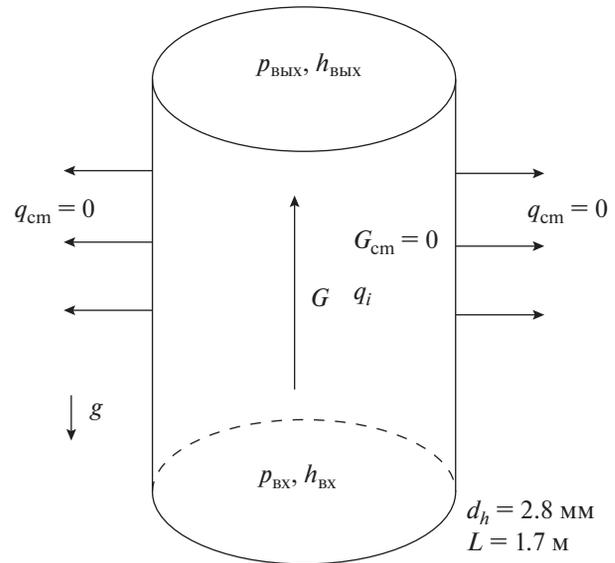


Рис. 2. Схема объекта исследования.

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \left(\frac{fr}{d_h} + \zeta_{in} \delta(z, 0) + \zeta_{out} \delta(z, L) \right) \left(\frac{G^2}{2\rho} \right) G - \rho g, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial \tau} + \frac{\partial (Gh)}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{q_l}{A}. \quad (3)$$

Здесь τ – время, z – координата, вдоль которой производится расчет, ρ , p , h – плотность, давление и энтальпия теплоносителя соответственно, T – температура теплоносителя, а μ – его динамическая вязкость. Гидравлический диаметр канала – d_h , A – сечение канала, g – ускорение свободного падения, δ – дельта функция, G – массовая скорость теплоносителя, fr – коэффициент трения, ζ_{in} , ζ_{out} – коэффициенты местного сопротивления на входе и на выходе соответственно, q_l – линейное энерговыделение. Граничные условия – фиксированные значения давлений на концах расчетного участка, (24.5 МПа и 24.3 МПа соответственно) и нулевая вторая производная массовой скорости по направлению. Начальные условия – нулевая скорость теплоносителя, линейное распределение давления от входа в расчетный участок к его выходу, начальная энтальпия 2400 кДж/кг. Значения взяты из основных характеристик активной зоны концепции реактора ПСКД-600, они представлены в табл. 1.

Плотность теплоносителя определяется из уравнения состояния с помощью библиотеки свойств IAPWS-IF97 [6] как функция (4):

Таблица 1. Основные параметры активной зоны ПСКД-600

Параметр	Значение
Тепловая мощность, МВт	1430
Электрическая мощность, МВт	600
КПД, %	40.2
Давление на входе/выходе, МПа	24.5/24.3
Диаметр активной зоны с БЗВ/без БЗВ, м	3/3.2
Высота активной зоны, м	1.7 (без ТЗВ)
Температура теплоносителя на входе/выходе, °С	388/500
Расход теплоносителя, кг/с	1880
Число ТВС без БЗВ/с БЗВ	349/421

$$\rho = \rho(p, h). \tag{4}$$

Аналогичным образом определяется температура $T(p, h)$, динамическая вязкость $\mu(T, p)$, производная $\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_h(T, p)$. Коэффициент трения определяется по формулам (5)–(7) [7]:

$$fr_0 = \frac{0.21}{Re^{0.25}} \left[1 + \left(\left(\frac{s}{d} \right) - 1 \right)^{0.32} \right], \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \frac{fr}{fr_0} &= 1 + f \left(\left(\frac{s}{d} \right) - 1 \right) Re^{0.038} \frac{fr}{fr_0} \\ &= 1 + f \left(\left(\frac{s}{d} \right) - 1 \right) Re^{0.038} \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned} f &= 30.3956 - 4.5911 \left(\frac{h}{d} \right) + \\ &+ 0.25308 \left(\frac{h}{d} \right)^2 - 4.2955 \cdot 10^{-3} \left(\frac{h}{d} \right)^3, \end{aligned} \tag{7}$$

где s – шаг решетки ТВС, h – шаг проволочной навивки, d – диаметр твэла.

Влияние переменности теплофизических свойств воды на коэффициент сопротивления учитывается в расчетной формуле (8) поправкой в виде отношения плотности воды при средних значениях температуры стенки и жидкости:

$$\frac{fr}{fr_{из}} = \left(\frac{\rho_c}{\rho_j} \right)^{0.4}, \tag{8}$$

причем коэффициент сопротивления при изотермическом турбулентном течении $fr_{из}$ желательно определять по формуле (9):

$$fr_{из} = (1.82 \lg Re - 1.64)^{-2}. \tag{9}$$

Вместе с тем, в настоящее время недостаточно данных для расчета коэффициента гидравлического сопротивления при обтекании пучков стержней с проволочной навивкой потоком воды сверхкритического давления. Поэтому, на данном этапе воз-

можно использование соотношений, разработанных для изотермических условий. Так как коэффициент сопротивления рассчитывается для каждого контрольного объема, а не для всей активной зоны, то это позволяет приближенно учесть влияние изменения свойств.

Для устранения сложностей аппроксимации градиента давления и уравнения неразрывности использован классический подход с применением шахматной сетки. При этом контрольные объемы для расчета скалярных и векторных величин смещены по отношению друг к другу. Пример шахматной сетки представлен на рис. 3.

С учетом используемой сетки уравнения (1)–(3) в конечных разностях можно записать следующим образом (10)–(12):

$$\begin{aligned} (G_i - G_i^0) \left(\frac{\Delta z}{\Delta \tau} \right) + \left(\frac{G_{i+1} + G_i}{2\rho_{i+1}} \right) G_i - \left(\frac{G_i + G_{i-1}}{2\rho_i} \right) G_{i-1} = \\ = p_i - p_{i+1} - \left(\frac{fr}{d_h} + \zeta_{in} \delta(z, 0) + \zeta_{out} \delta(z, L) \right) \times \end{aligned} \tag{10}$$

$$\times \left(\frac{G_i \Delta z}{2\rho_i} \right) G_i - \rho_i g \Delta z,$$

$$(\rho_i^0 - \rho_i) \left(\frac{\Delta z}{\Delta \tau} \right) + G_{i-1} - G_i = 0, \tag{11}$$

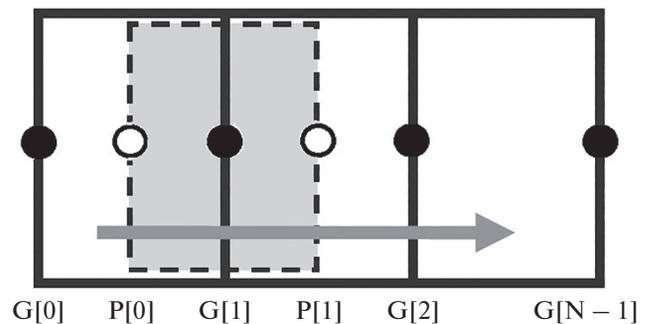


Рис. 3. Шахматная сетка для расчета скалярных и векторных полей.

$$\begin{aligned} (\rho_i h_i - \rho_i^0 h_i^0) \left(\frac{\Delta z}{\Delta \tau} \right) + (G_i h_i - G_{i-1} h_{i-1}) &= \\ = (p_i - p_i^0) \left(\frac{\Delta z}{\Delta \tau} \right) + \frac{q_l}{A} \Delta z. \end{aligned} \quad (12)$$

Алгоритм подразумевает циклы коррекции давления до достижения критерия неразрывности. Выразив составляющие скорости в уравнении сохранения массы через коррекцию массовой скорости (13), учитывая изменение плотности в зависимости от изменения давления, а также, что истинное значение величины равно сумме ее предполагаемого значения и коррекции, можно получить уравнение коррекции давления (14) в виде:

$$G_i' = \frac{p_i' - p_{i+1}'}{\left(\frac{\Delta z}{\Delta \tau} \right) + \left(\frac{G_{i+1} + G_i}{2\rho_{i+1}} \right) + \left(\frac{fr}{d_h} \right) \left(\frac{G_i \Delta z}{2\rho_i} \right)}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \left(\rho_i^* + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_h p_i' - \rho_i^0 \right) \left(\frac{\Delta z}{\Delta \tau} \right) + G_i^* + \\ + G_i' - G_{i-1}^* - G_{i-1}' = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где индексы “*” и “'” означают текущее известное значение и его коррекцию соответственно. Местные сопротивления на входе и выходе не учитываются в (13), так как коррекции не считаются на границах в условиях фиксированных граничных давлений.

АЛГОРИТМ И ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Программный код, воспроизводящий одномерную модель теплогидравлики, был разработан с использованием языка программирования C++. Для корректной работы программы и получения правильных полей давления и скорости необходимо было использовать модифицированный алгоритм, подходящий для использования при анализе течения сжимаемых теплоносителей в обогреваемых каналах. С этой целью был создан модифицированный алгоритм, основанный на ключевых принципах SIMPLE. Основные его пункты можно представить в следующем виде.

1. Постановка начальных условий (начальные распределения полей массовой скорости, давления, энтальпии и других свойств), граничных условий, а также определение необходимых для расчета параметров (числа Рейнольдса, гидравлические сопротивления и т. д.).

2. Решение уравнения энергии для уточнения поля энтальпий (а значит и температур) при заданных начальных условиях, обновление свойств.

3. Цикл неразрывности, то есть итерации до достижения значений массовых скоростей и давлений, соответствующих условию неразрывности, обновление свойств. На итерациях происходит

последовательное решение системы уравнений сохранения импульса и системы уравнений коррекций давления (расчет необходимых коэффициентов и подстановка их в матрицу с последующим решением системы уравнений методом прогонки трехдиагональной матрицы).

4. Решение уравнения энергии для перерасчета поля энтальпий (а значит и температур) при новых полях давления и массовых скоростей, обновление свойств.

5. Повторение пункта (3) для уточнения полей давлений и массовых скоростей, обновление свойств.

Цикл неразрывности выполнялся либо до достижения 100 итераций, либо до получения порогового значения разбаланса массы 10^{-6} . Таким образом, время до установления номинального режима реактора составило около 6000 с. Модификация алгоритма заключается в том, что решение уравнения энергии и последующий цикл неразрывности реализованы дважды на одном шаге по времени. Также в уравнении массы учтена сжимаемость теплоносителя, что влияет на величину коррекции давления. Для расчета выбраны значения пространственного и временного шага 0.1 м и 0.1 с соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчет был проведен для модели активной зоны, охлаждаемой восходящим потоком теплоносителя. Высота активной зоны, ее проходное сечение и гидравлический диаметр с учетом расположения ТВС равны $L = 1.7$ м, $A = 1.776$ м² и $d_h = 2.8$ мм соответственно. В качестве граничных условий были заданы давления на входе $p_{вх} = 24.5$ МПа и выходе $p_{вых} = 24.3$ МПа. Начальное распределение давлений – линейно убывающее с одинаковой разницей давлений между соседними точками. Энтальпия задана постоянной в “фиктивном” контрольном объеме перед входом в активную зону $h_{-1} = 400$ кДж/кг, это значение является начальным по всей длине. Далее энтальпия рассчитывалась во всех точках с помощью уравнения энергии. Граничные условия для массовой скорости

представлены в виде $\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} = 0$, в начальный момент массовые скорости нулевые. Тепловой поток через стенку, ограничивающую расчетный участок, $q_{ст} = 0$, то есть выполняются адиабатические условия. Также выполнено условие прилипания, массовая скорость на стенке $G_{ст} = 0$.

Был смоделирован процесс запуска реактора с установлением течения теплоносителя, установлением полей давления и энтальпии, а также выходом на устойчивое стационарное состояние. Это необходимо, так как временной метод анализа

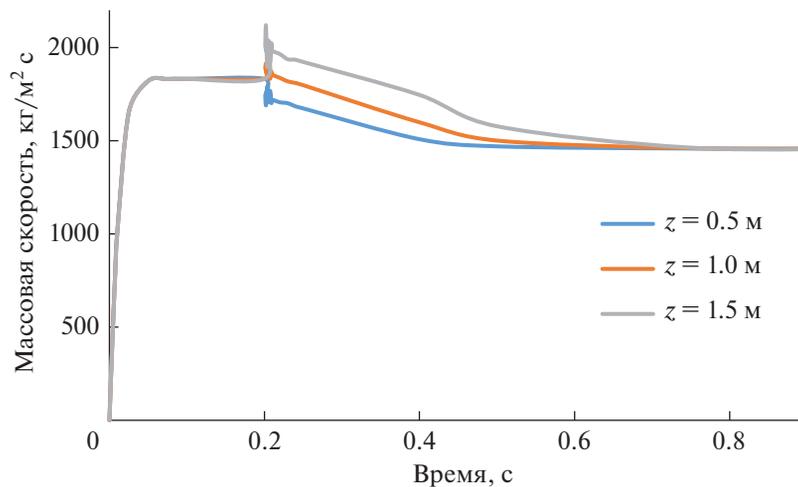


Рис. 4. Установление массовой скорости теплоносителя.

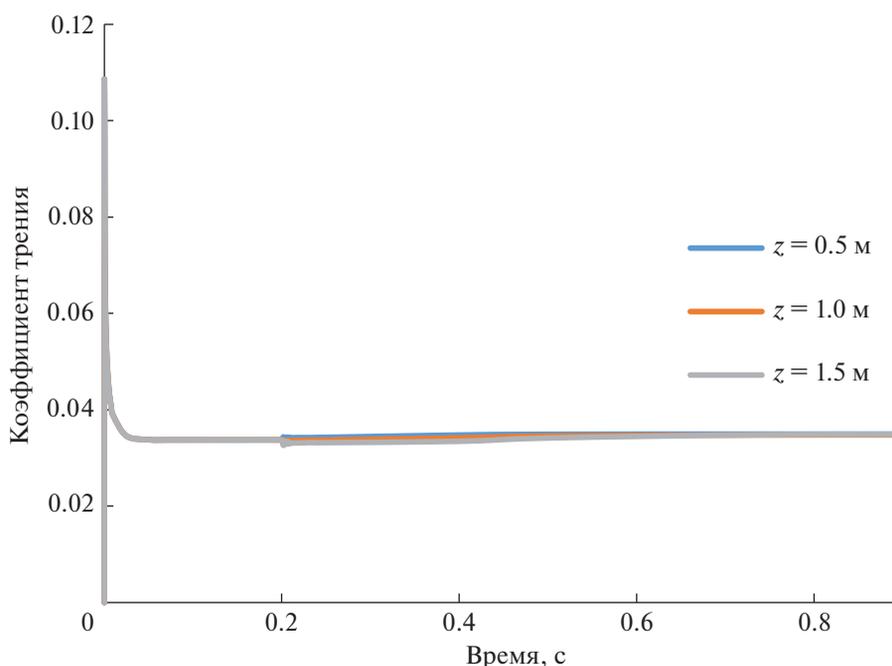


Рис. 5. Изменение коэффициента трения в процессе установления течения.

устойчивости предполагает проверку реакции системы, находящейся в стационарном состоянии, на внесенные возмущения. Внутреннее энерговыделение в активной зоне “включалось” в момент времени 0.2 с, когда течение достаточно установившееся, чтобы избежать неустойчивостей.

По итогам расчета процесса установления полей скорости, давления и энтальпии получены следующие зависимости. На рис. 4 представлено установление массовой скорости теплоносителя во времени. На рис. 5 аналогичным образом показано изменение коэффициента трения. Также на рис. 6 и 7

показано установление плотности и температуры теплоносителя соответственно. Результаты представлены для трех разных точек по высоте активной зоны: 0.5, 1 и 1.5 м.

Из приведенных зависимостей видно, что система приходит в стационарное состояние. Критерием сходимости расчета являлась невязка уравнения массы. Сходимость выполнялась при достижении величины невязки значений ниже 10^{-6} . Значения невязок установились на уровне порядка 10^{-8} , что свидетельствует о сходимости расчета. При нагреве системы можно наблюдать небольшие осцилляции

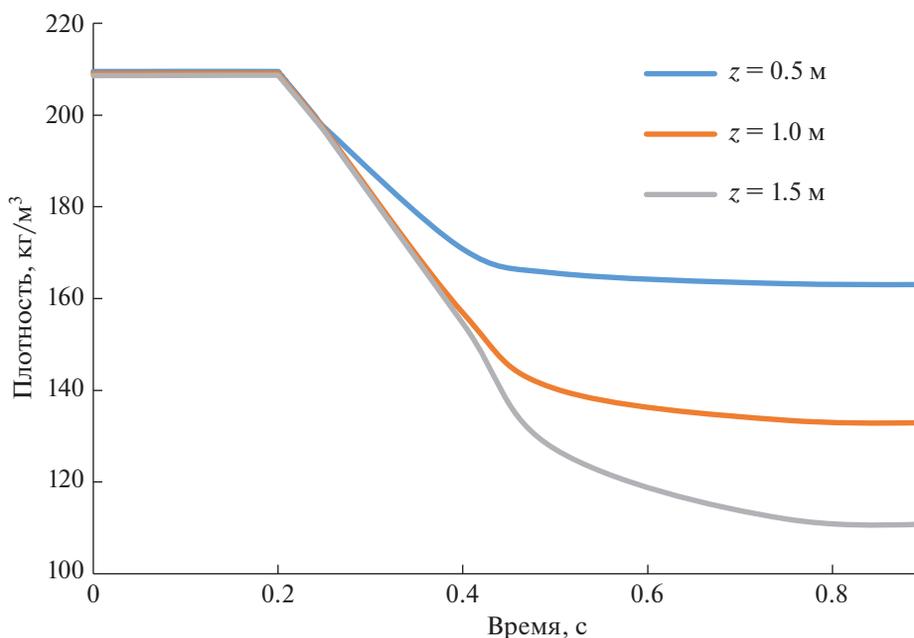


Рис. 6. Установление плотности теплоносителя.

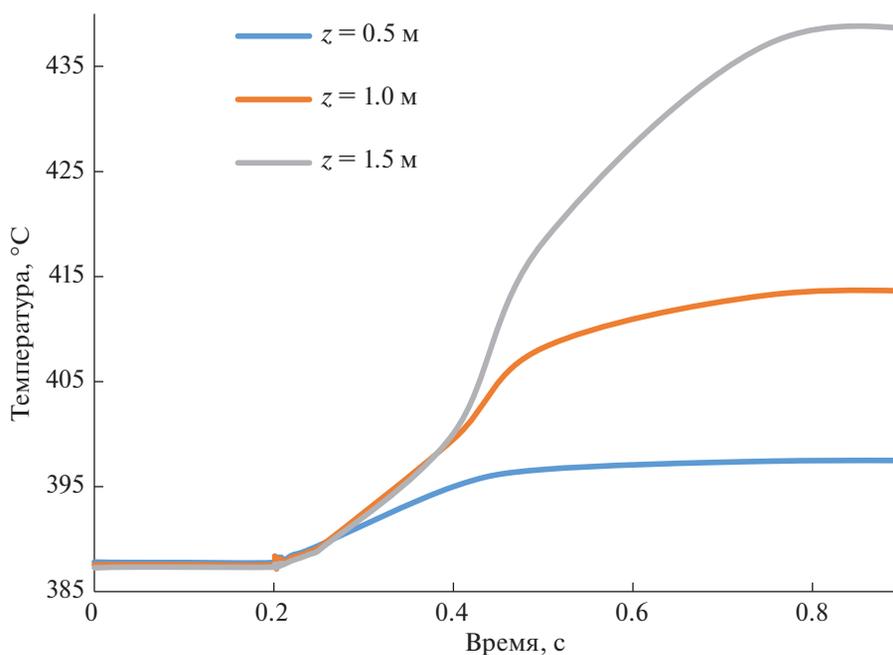


Рис. 7. Установление температуры теплоносителя.

параметров. Ярче всего это проявляется для массовой скорости. Проверка адекватности работы модели выполнена с помощью теплового баланса. Расчетное значение тепловой мощности, выделенной в активной зоне, составило 1388 МВт при заданном значении 1430 МВт (то есть относительная погрешность составила около 3%). Проверка

показала, что величина погрешности напрямую зависит от степени грубости сетки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана одномерная модель теплогидравлики активной зоны реактора с паровым теплоноси-

телем сверхкритического давления типа ПСКД-600, представленная одиночным каналом. Для моделирования разработан и использован модифицированный полунявный алгоритм на основе SIMPLE. В отличие от классического SIMPLE, он предполагает решение уравнений теплогидравлики с проверкой неразрывности потока дважды на одном шаге по времени, а также учитывает эффект сжимаемости потока теплоносителя. Результаты тестирования показали, что критерий сходимости выполняется. Использование данной модификации алгоритма позволяет обеспечить более устойчивый расчет и повысить скорость сходимости. Из приведенных выше графиков видно, что система с течением времени приходит к стационарному состоянию. Проверка теплового баланса позволяет сделать вывод о том, что приведенный алгоритм работает корректно и подходит для исследования динамики и устойчивости реактора с паровым теплоносителем сверхкритического давления. Важно отметить, что исследование устойчивости предпочтительнее проводить на примере модели контура с активной зоной, представленной системой параллельных каналов. Однако, разработка модели эквивалентного канала активной зоны является важным первоначальным шагом обобщенного анализа устойчивости, после которого модель можно расширить и перейти к рас-

смотрению устойчивости в параллельных каналах активной зоны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Ambrosini W. et al.* Understanding and Prediction of Thermohydraulic Phenomena Relevant to Supercritical Water Cooled Reactors (SCWRs)-Final Report of a Coordinated Research Project. 2020.
2. *Ягов П.В., Чуркин А.Н., Мохова О.В.* // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Обеспечение безопасности АЭС. 2011. № 29. С. 82–91.
3. *Asako Y., Sharma M.* // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 126. P. 425–431.
4. *Patankar S.V.* Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. 2018. Boca Raton: CRC Press. eBook. <https://doi.org/10.1201/9781482234213>
5. *Алексеев П.Н. и др.* Изучение влияния состава топлива на значение пустотного эффекта реактивности для активной зоны реактора ПСКД-600 с быстрым спектром нейтронов. 2011. Подольск: ОКБ “ГИДРО-ПРЕСС”. Конференция Молодых Специалистов. Т. 15.
6. <https://github.com/CoolProp/IF97>.
7. *Кириллов П.Л., Бобков В.П., Жуков А.В., Юрьев Ю.С.* Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике / ред. Кириллов П.Л. 2010. Москва: ИздАТ. Т. 1: Теплогидравлические процессы в ЯЭУ.

Development of a One-Dimensional Thermal-Hydraulics Model Intended for Studying Stability of a Reactor with a Supercritical Steam Coolant

A. M. Sujyan^{1, *}, V. S. Kharitonov¹, and A. A. Frolov²

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia*

²*National Research Center “Kurchatov Institute”, pl. Academica Kurchatova 1, Moscow, 123182 Russia*

*e-mail: artavazd1994@gmail.com

Received March 3, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

This article presents the results of the development of one-dimensional thermal-hydraulics model of the reactor core with a supercritical steam coolant (SCPS-600 type), intended for the analysis of thermal-hydraulic stability. To create it, an approach was chosen that involves the use of a modified semi-implicit algorithm based on SIMPLE. The algorithm was implemented using C++ software. The object of the study was a single channel with a circular cross-section with the fuel assemblies of a hexagonal shape in it. A calculation was carried out that simulates the process of starting the reactor and its reaching the steady state mode. The calculation was carried out in two stages: at the first stage, the ascending flow was established in the unheated channel; at the moment of time 0.2 s, the heating of the system began, which led to a rearrangement of the velocity, pressure and temperature fields. The model included the conservation of momentum, and the energy of the coolant in the core, presented as finite differences. All the properties of the supercritical steam coolant required for the calculation were obtained using the IAPWS-IF97 library. The algorithm assumes solution of the basic equations of thermal-hydraulics with continuity check twice at one time step. Based on the results of the calculation, a picture of the fields of velocity, pressure and temperature was obtained. With the help of the heat balance, a conclusion was made about the correct operation of the model and the possibility of its application for the analysis of the stability of a reactor with a supercritical steam coolant.

Keywords: reactor, supercritical pressure, thermal-hydraulic stability, core, SCPS-600, SIMPLE algorithm

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

УДК 621.039.51

СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ
И НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ТВС РЕАКТОРА
ИР-8 С ПОМОЩЬЮ КОДОВ MSU-PTR/ATHLET

© 2020 г. К. И. Глыва^{a, b, *}, С. П. Никонов^a, Ю. Е. Песня^b, В. В. Трофимчук^b

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

^bНИЦ “Курчатовский институт”, пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

*E-mail: glyva_kostya@mail.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

В работе приведен анализ результатов моделирования одной из типов ТВС, используемых в исследовательском реакторе ИР-8. Статья является продолжением работ, в рамках которых был проведен анализ гидравлических испытаний восьми- и шеститрубной ТВС ИРТ-3М и выявлен характер изменения поля скоростей теплоносителя в поперечном сечении штатной шеститрубной ТВС, без учета энерговыделения в твэлах. Расчеты проводились с помощью программы для теплогидравлического расчета ATHLET. В данной работе приводятся результаты связанного теплогидравлического и нейтронно-физического расчета ТВС ИРТ-3М. Для нейтронно-физического расчета использовалась программа MSU-PTR. Мультифизичный подход позволяет учитывать влияние на результаты расчетов изменения физических свойств материалов активной зоны. Представлены результаты математического моделирования стационарной работы штатной ТВС ИРТ-3М мощностью 600 кВт. Отлажена совместная работа нейтронно-физического и теплогидравлического расчетных кодов. Получены основные теплофизические параметры ТВС: температуры теплоносителя, оболочек и топлива, определен запас до поверхностного кипения. Используя мультифизичный подход данные теплогидравлические параметры были уточнены. Полученные данные могут быть полезными для дальнейших расчетов подобных ТВС с использованием центрального канала ТВС для установки экспериментальных облучательных устройств. Кроме того, указанные распределения температур могут служить граничными условиями для расчетных моделей облучательных устройств, используемых в 3-х мерных CFD кодах. Результаты этой работы могут быть использованы при определении допустимой мощности исследовательских реакторов типа ИРТ: ИР-8 в НИЦ КИ (Москва), ИРТ-МИФИ в НИЯУ МИФИ (Москва), ИРТ-Т в ТПУ (Томск) и WWR-SM в ИЯФ (Ташкент).

Ключевые слова: мультифизичный подход, нейтронно-физический расчет, теплогидравлический расчет, исследовательский реактор, ИР-8, ТВС ИРТ-3М, ATHLET, MSU-PTR

DOI: 10.1134/S2079562920060251

ВВЕДЕНИЕ

Моделирование процессов в ядерных энергетических установках (ЯЭУ) и исследовательских ядерных реакторах (ИР) проводится в рамках связанного нейтронно-физического/теплогидравлического расчета. Мультифизичный подход необходим для учета влияния на результат моделирования изменений физических свойств материалов активной зоны (температур, плотностей, размеров, ядерных концентраций) происходящих как в режиме нормальной эксплуатации, так и при анализе переходных процессов и аварийных ситуаций.

Для повышения точности моделирования режимов нормальной эксплуатации ядерных реакторов может быть применен мультифизичный подход. Например, в легководных реакторах плотность

замедлителя влияет на размножающие свойства среды. Эффективные сечения взаимодействия нейтронов с материалами топлива и поглотителей нейтронов в резонансной области энергий зависят от температуры этих материалов (эффект Доплера). Следовательно, необходимо использовать реальные температурные и плотностные распределения при моделировании нейтронно-физических характеристик реактора (поля энерговыделения, коэффициентов и эффектов реактивности, коэффициентов неравномерности выгорания топлива, изотопного состава) [1].

В данной работе приведен анализ результатов сопряженного моделирования одного из типов каскадов, используемых в реакторе ИР-8. ИР-8 – исследовательский реактор бассейнового типа мощно-

стью до 8 МВт с легкой водой в качестве замедлителя, теплоносителя и верхней защиты. На данный момент расчетное сопровождение реактора производится с помощью программы ASTRA [2] и осуществляется только для одного сектора ТВС. Производимые вычисления не способны учесть все процессы, происходящие в активной зоне. Поэтому для проведения теплогидравлических расчетов использовался код улучшенной оценки ATHLET [3], который входит в программный комплекс AC², официально полученный Национальным Исследовательским Ядерным Университетом МИФИ на основе лицензионного соглашения с Gesellschaft für Anlagen-und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, Germany [4]. Код ATHLET аттестован в России для проведения стационарных и переходных режимов на реакторах с водным теплоносителем. Статья является продолжением работ по анализу гидравлических испытаний восьми- и шеститрубной ТВС ИРТ-3М [5], где с помощью программы ATHLET был выявлен характер изменения поля скоростей теплоносителя в поперечном сечении штатной шеститрубной ТВС [6]. Однако данные расчеты проводились только для гидравлических характеристик, без учета энерговыделения в твэлах.

Для проведения нейтронно-физических расчетов использовалась программа MCU-PTR, реализующая метод Монте-Карло. Начиная с 2009 г. с использованием программы MCU-PTR ведется расчетное сопровождение эксплуатации реактора ИР-8 и всех проводимых экспериментов. Программа MCU-PTR с базой данных MDBPT50 аттестована в Научно-техническом центре по ядерной и радиационной безопасности Федеральной службы РФ по экологическому, технологическому и атомному надзору для расчетов нейтронно-физических характеристик исследовательского реактора ИР-8 с учетом выгорания топлива, выгорания поглотителя в РО СУЗ и отравления бериллиевого отражателя [7].

Связный расчет с помощью программ ATHLET и MCU-PTR позволяет учесть взаимное влияние теплогидравлических (ТГ) и нейтронно-физических (НФ) параметров.

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА СВЯЗКИ КОДОВ ATHLET/MCU-PTR

При проведении связных расчетов нейтронно-физические коды используются для вычисления распределения энерговыделения возникающего в топливе (Q), с помощью теплогидравлических кодов осуществляется моделирование теплопереноса и рассчитывается распределение температуры (Т) и плотности (ρ). Основные механизмы обратной связи включают температурное изменение плотности теплоносителя и температурную зависимость эффективных микроскопических сечений. Корректность расчетов “НФ – ТГ” осно-

вывается на построении согласованной модели и обеспечении сходимости расчетов. На первом этапе применяется внешний алгоритм связывания, при котором не предполагается внесения изменений и модернизации расчетных кодов [8]. Обмен данными между кодами (рис. 1) осуществляется посредством вспомогательной программы, написанной на языке PYTHON.

За основу математической модели реактора ИР-8 в MCU-PTR была взята расчетная модель равновесной загрузки реактора ИР-8 [9], используемой для расчетного сопровождения. В настоящее время активная зона ИР-8 загружается 16 шеститрубными ТВС ИРТ-3М (рис. 2).

ТВС ИРТ-3М состоит из коаксиальных трубчатых твэлов квадратного сечения с закругленными углами, зафиксированных в верхней и нижней концевых деталях. Каждый твэл трехслойный, состоит из сердечника и оболочек. Длина сердечника 600 мм, твэла 630 мм. Толщина твэла 1.4 мм, зазора между твэлами – 2.05 мм. В качестве топлива используется диоксид урана с обогащением 90%, распределенный в алюминиевой матрице.

В каждой 6-ти трубной ТВС топливо в расчетных моделях разделено на 2160 зон (30 слоев по высоте, 12 секторов по азимуту в 6 твэлах) (рис. 3). Математическая модель ИР-8 содержит примерно 50 тысяч геометрических зон. Каждая из регистрационных зон топлива и теплоносителя характеризуется своим нуклидным составом и физическими параметрами (температуры и плотность), перерасчет которых происходит во время каждой итерации.

ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ШЕСТИТРУБНОЙ ТВС ИРТ-3М В ПРОГРАММЕ ATHLET

Модель ТВС в программе ATHLET представляет собой семь гидравлических каналов (рис. 4) и два объекта типа “branch”, где шесть каналов – это межтвэльное пространство одной ТВС, один канал имитирует зазор между другими ТВС, а “branch” – головку и хвостовик ТВС (рис. 5). С помощью программы ATHLET была создана гидравлическая модель ТВС ИРТ-3М и проведена валидация программы на данных, полученных в ходе эксперимента на [5].

К гидравлической модели ТВС были добавлены тепловые структуры. Тепловая структура имитирует энерговыделение, полученное от каждой регистрационной зоны из НФ модели. Схема данной модели приведена на рис. 6. Однако для корректной настройки обратной связи ATHLET и MCU-PTR гидравлические структуры в касете в зазорах между твэлами следует разбить на сектора в соответствии с разбиением тепловых структур, используемым при анализе пространственного рас-



Рис. 1. Схема осуществления обратной связи между кодами описание математической модели шеститрубной ТВС ИРТ-3М в программе MCU-PTR.

пределения энерговыведений физическими программами на основе метода Монте-Карло. На рис. 7 представлена схема модели ТВС в программе ATHLET с азимутальным разбиением на сектора. Данная методика приведена в [10].

Рассчитанные скорости теплоносителя в зазорах ТВС ИРТ-3М с таким типом разбиения [6] приведены в табл. 1.

Полученные величины скоростей в плоских и угловых секторах позволяют получить более подробное распределение поле температур для оценки запаса до начала поверхностного кипения. Без нагрева жидкости, температура и плотность одинаковые на всех участках для каждого канала. Значимость модернизации становится явной только при учете энерговыведений (при совместном решении ATHLET-MCU).

РЕЗУЛЬТАТЫ СОПРЯЖЕННОГО РАСЧЁТА

Как было сказано ранее, итерации проводились в автоматическом режиме с помощью вспомогательной программы для связки кодов. Для стационарного режима перепад температур в активной зоне не существен, поэтому сходимость теплофизических параметров была достигнута на второй итерации.

В результате расчетов с помощью программы MCU-PTR было получено пространственное распределение энерговыведений по топливу в относительных единицах. Была определена максимально-напряженная ячейка (4–2). С учетом того, что средняя мощность “свежей” ТВС равна 600 кВт, рассчитаны величины абсолютных значений энерговыведений. На рис. 8 представлено распределение энерговыведения по высоте топлива для максимально-напряженного сектора (№ 9) твэла № 1 шеститрубной ТВС ИРТ-3М. Из рисунка

Таблица 1. Скорости воды в зазорах шеститрубной ТВС ИРТ-3М

Номер зазора	Без разбиения на сектора	С разбиением на сектора	
		плоский	угловой
1	2.58	2.57	2.56
2	2.84	2.84	2.83
3	2.82	2.82	2.81
4	2.80	2.80	2.80
5	2.80	2.80	2.79
6	2.78	2.78	

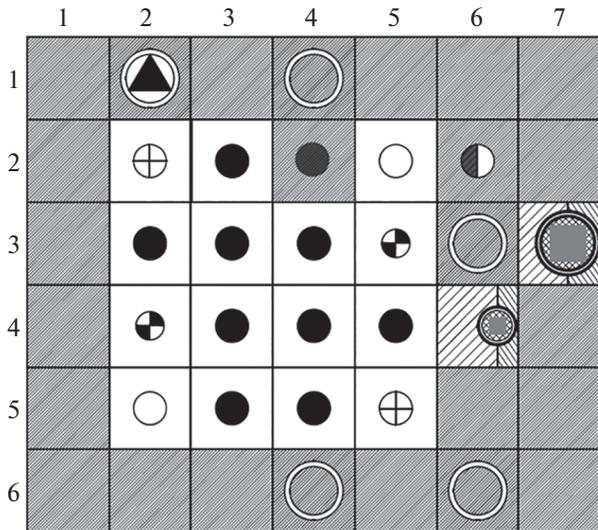


Рис. 2. Поперечное сечение активной зоны реактора ИР-8 для равновесной загрузки. Условные обозначения:






, — шеститрубная ТВС с вытеснителем, экспериментальным каналом, регулирующим стержнем со стержнем аварийной защиты и с максимальным энерговыделением, соответственно;




, — блок бериллиевый сплошной, с пробкой, экспериментальным каналом и со стержнем автоматического регулятора соответственно;


, — защитный блок-экран с ампульным устройством РИМ-1 и РИМ-2 соответственно.

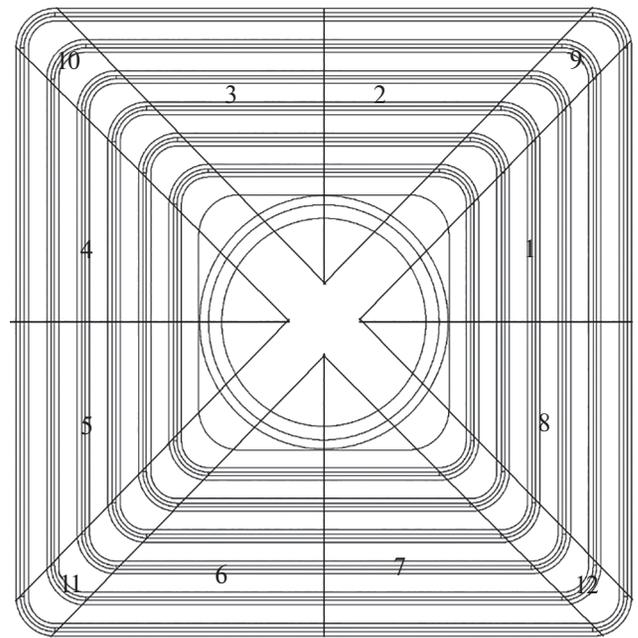


Рис. 3. Поперечное сечение шеститрубной ТВС ИРТ-3М с азимутальным разбиением.

следует, что максимальное энерговыделение ТВС находится на высоте 39 см от входа в активную зону.

На рис. 9 представлено распределение относительного энерговыделения по сечению шеститрубной ТВС ИРТ-3М на расстоянии 39 см движению потока.

Для полученных значений энерговыделений в программе ATHLET были получены температуры топлива, оболочки и теплоносителя (табл. 2). Наи-

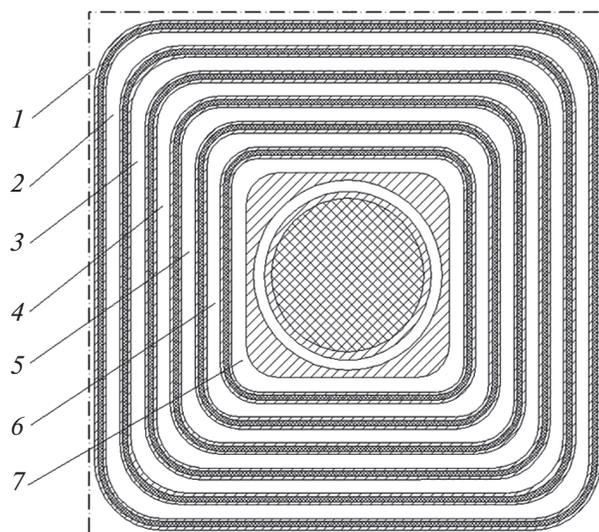


Рис. 4. Поперечное сечение математической модели шеститрубной ТВС ИРТ-3М в программе MSU-PTR.

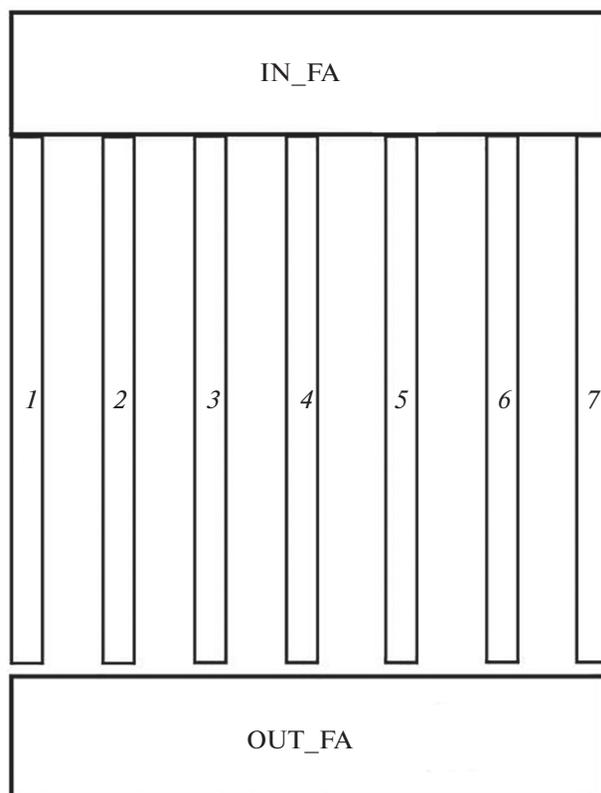


Рис. 5. Модель шеститрубной ТВС в коде ATHLET; IN_FA, OUT_FA — головка и хвостовик ТВС; 1–7 — номера гидравлических зазоров.

большие температуры имеют 9 сектор (угловой) и 2 сектор (плоский). На рис. 10 представлено поле температур для сектора № 2.

Используя подход совместного моделирования ТГ и НФ впервые были рассчитаны распределения температур во всей шеститрубной ТВС ИРТ-3М, что может быть полезным в случае использования центрального канала ТВС для установки экспериментальных облучательных устройств и выбора температурного режима облучения, поскольку температурная нагрузка твэлов влияет на теплоотдачу

от облучательного устройства к бассейну реактора. Указанные распределения температур могут служить граничными условиями для расчетных моделей облучательных устройств, используемых в 3-х мерных CFD кодах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы была отлажена работа связки кодов для нейтронно-физического и теплогидравлического расчетов активных зон исследова-

Таблица 2. Значения расчетных параметров теплогидравлического режима работы ТВС

Параметр	Участок	
	плоский	угловой
Мощность ТВС, кВт	600	
Температура воды на входе в активную зону, °С	47.5	
Температура воды на выходе из активной зоны, °С	79	69
Максимальная температура поверхности твэла, °С	108	105
Максимальная температура топлива твэла, °С	112	109
Коэффициент запаса до поверхностного кипения по температуре	1.25	1.31

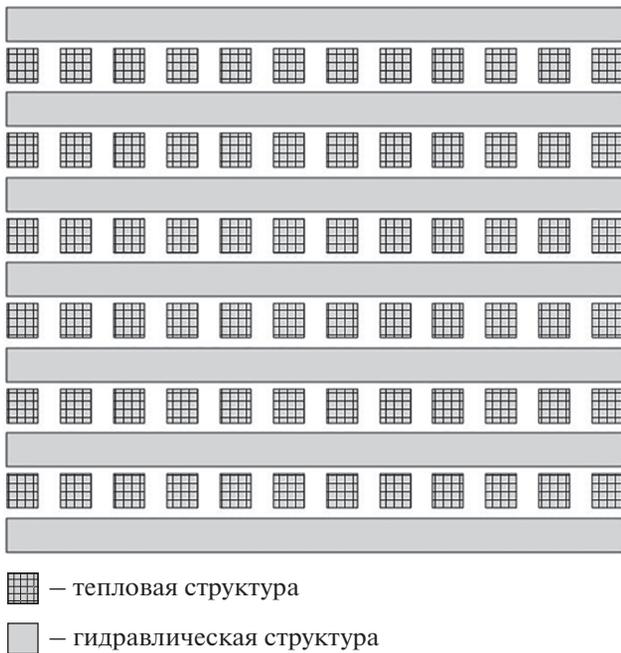


Рис. 6. Модель ТВС без азимутального разбиения гидравлических структур.

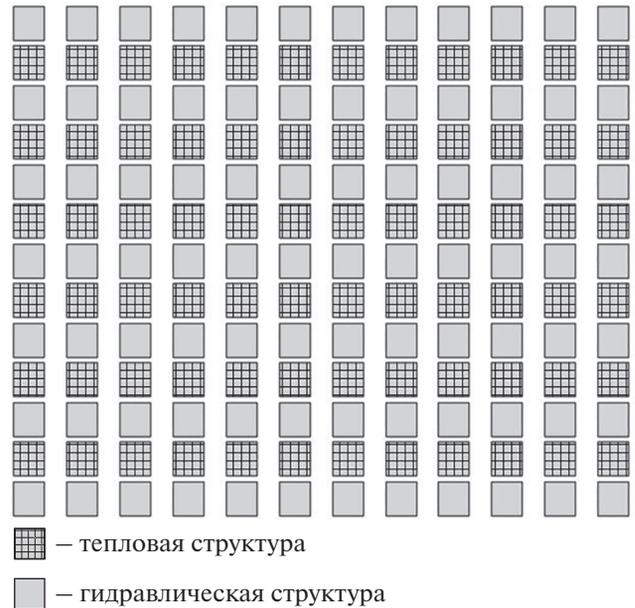


Рис. 7. Модель ТВС с азимутальным разбиением гидравлических структур.

тельных реакторов. Были определены наиболее значимые теплофизические параметры теплоносителя и твэлов. Впервые были рассчитаны распределения температур во всей шеститрубной ТВС ИРТ-3М, с учетом неравномерностей энерговыделения в твэлах по высоте и радиусу ТВС, что может быть полезным в случае использования центрального канала ТВС для установки экспериментальных облучательных устройств и выбора

температурного режима облучения, поскольку температурная нагрузка твэлов влияет на теплоотдачу от облучательного устройства к бассейну реактора. Указанные распределения температур могут служить граничными условиями для расчетных моделей облучательных устройств, используемых в 3-х мерных CFD кодах.

Результаты этой работы могут использоваться в НИЦ КИ при определении допустимой мощности реактора ИР-8. Указанные распределения тем-

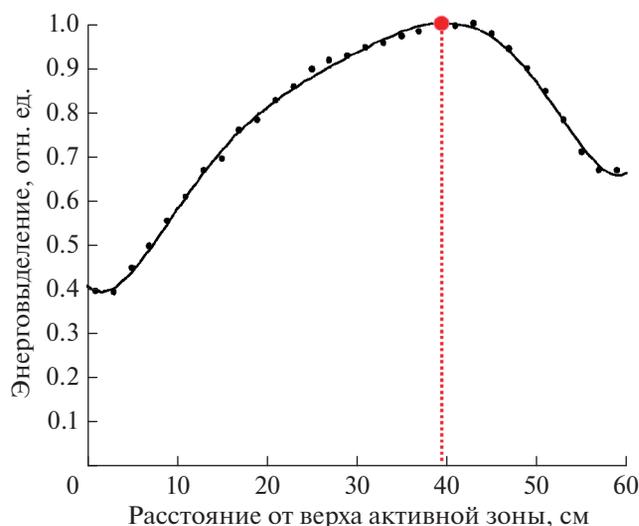


Рис. 8. Распределение энерговыделения по высоте топлива в секторе № 9 твэла № 1 шеститрубной ТВС ИРТ-3М ($K_z = 1.27$).

0.99		0.96				0.93				1	
0.8	0.88	0.84				0.82				0.87	0.81
	0.74	0.78	0.76				0.74			0.77	
		0.7	0.73	0.72			0.72		0.72	0.7	
			0.69	0.73	0.73		0.71	0.71	0.68		
0.71	0.68	0.69		0.7	0.71	0.71	0.7	0.69		0.68	
			0.70			0.69	0.69				
		0.68	0.69	0.69		0.69	0.68	0.67			
0.75	0.71	0.68	0.68	0.69	0.69			0.69	0.68	0.72	
				0.68	0.69	0.69	0.68	0.68			
			0.68	0.68		0.68		0.67			
			0.68	0.66			0.65		0.67		
0.73	0.67				0.67				0.74		
0.77	0.69				0.69				0.8		

Рис. 9. Распределение энерговыделения по сечению шеститрубной ТВС ИРТ-3М на расстоянии 39 см по движению потока.

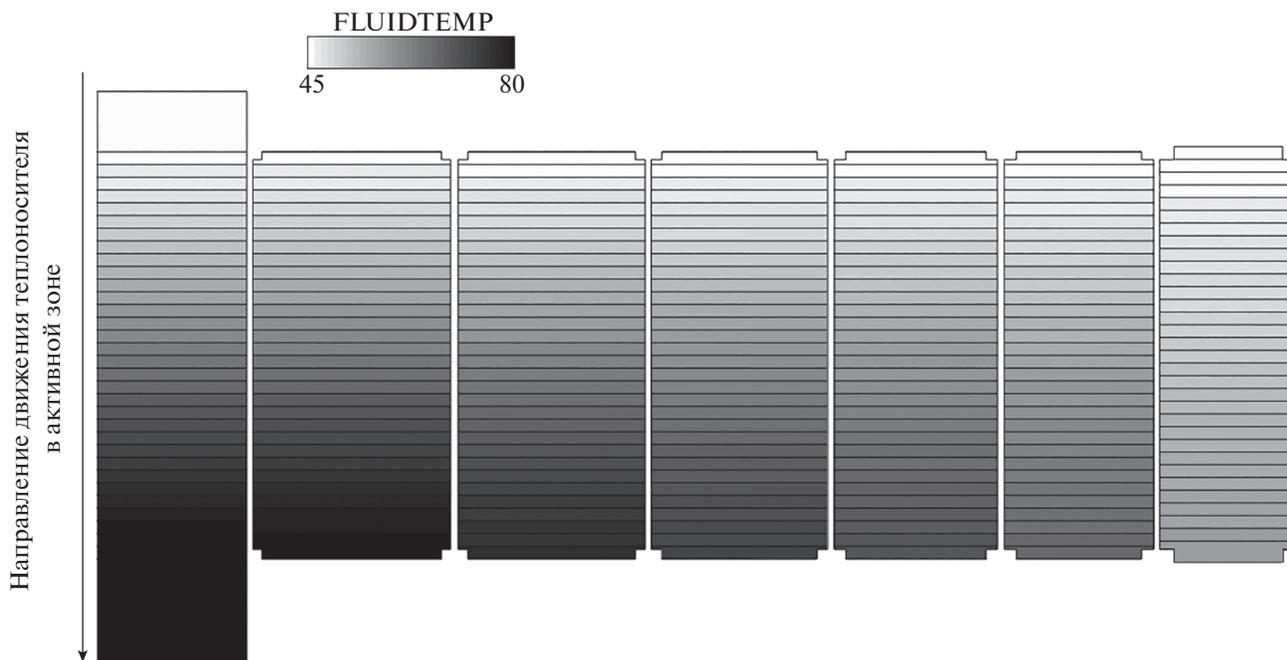


Рис. 10. Поле температур для максимально напряженного плоского участка.

ператур могут служить граничными условиями для расчетных моделей облучательных устройств, используемых в 3-х мерных CFD кодах. Результаты работы могут быть использованы для исследовательских реакторов ИРТ-Т (г. Томск) и WWR-SM (г. Ташкент).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Generation IV International Forum Annual Report. OECD Nuclear Energy Agency. 2015. P. 141.
2. *Taliev A.V.* // The Modernized ASTRA Program for Calculating the Thermal Regimes of Fuel Assemblies in Research Reactors with Tubular Coaxial Fuel Rods. Preprint: IAE-6405/5. 2006.
3. *Austregesilo H., Deitenbeck H., Langenfeld A., Scheuer J., Schöffel P.* // ATHLET 3.1A Programmer's Manual. 2017.
4. Computer Code AC². Code Certificate No. 17-01. Software Licence Agreement No. L/M-03. 2017.
5. *Glyva K.I., Nikonov S.P., Nasonov V.A., Pesnya Y.E.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1133. P. 012030.
6. *Glyva K.I., Nikonov S.P.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1689. P. 012045.
7. *Alexeyev N.I., Gomin E.A., Marin S.V., Nasonov V.A., Shkarovsky D.A., Yudkevich M.S.* // Atom. Energiya. 2010. V. 109. No. 3. P. 123–129 (in Russian).
8. *Koltashev D.A., Mitenkova E.F.* // Izv. Ros. Akad. Nauk. Energetika. 2017. No. 1. P. 149–163 (in Russian).
9. *Nasonov V.A., Pesnya Y.E., Kruglikov A.E., Glyva K.I., Trofimchuk V.V.* // At. Energy. 2019. V. 126. No. 1. P. 7–11.
10. *Chudinova V.A., Nikonov S.P.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1133. P. 012013.

Coupled Thermal-Hydraulic and Neutron-Physical Calculation of IR-8 Reactor's Fuel Assembly Using MCU-PTR/ATHLET Codes

K. I. Glyva^{1, 2, *}, S. P. Nikonov¹, Y. E. Pesnya², and V. V. Trofimchuk²

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia*

²*National Research Center "Kurchatov Institute", pl. Akademika Kurchatova 1, Moscow, 123182 Russia*

*e-mail: glyva_kostya@mail.ru

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

The paper analyzes the results of modeling one of the types of fuel assemblies used in the IR-8 research reactor. The article is a continuation of the work in which the analysis of hydraulic tests of the eight- and six-tube fuel assemblies IRT-3M was carried out and the nature of the change in the velocity field of the coolant in the cross-section of a standard six-tube fuel assembly, without taking into account the energy release in the fuel elements, was revealed. The calculation was carried out using the program for thermohydraulic calculation ATHLET. This paper presents the results of a connected thermohydraulic and neutron-physical calculation of IRT-3M fuel assemblies. For neutron-physical calculations, the MCU-PTR program was used. The multiphysics approach makes it possible to take into account the effect on the calculation results of changes in the physical properties of the core materials. The paper presents the results of mathematical modeling of stationary operation of a standard IRT-3M fuel assembly with power rate of 600 kW. The coupled work of the neutron-physical and thermal-hydraulic calculation codes has been debugged. The main thermophysical parameters of fuel assemblies are obtained: temperatures of the coolant, cladding, and fuel, and the margin to surface boiling are determined. Using a multiphysics approach, these thermohydraulic parameters were refined. The data obtained can be useful for further calculations of such fuel assemblies using the central channel of the fuel assembly for installing experimental irradiation devices. In addition, the indicated temperature distributions can serve as boundary conditions for design models of irradiation devices used in 3-D CFD codes. The results of this work can be used to determine the permissible power of research reactors of the IRT type: IR-8 at NRC KI (Moscow), IRT-MEPhI at NRNU MEPhI (Moscow), IRT-T at TPU (Tomsk) and WWR-SM at INP (Tashkent).

Keywords: multiphysics approach, neutron-physical calculation, thermohydraulic calculation, research reactor, IR-8, IRT-3M fuel assemblies, ATHLET, MCU-PTR

УДК 621.039.577-182.3

МОДУЛЬНЫЙ РЕАКТОР МАЛОЙ МОЩНОСТИ С ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ “МОДЕСТ”

© 2020 г. Ю. Н. Волков^а, Е. А. Градова^{а, *}

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
Каширское ш. 31, Москва, 11540 Россия

*E-mail: eagradova.atom@gmail.com

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

Малая энергетика – новое направление развития атомной отрасли. В данной работе рассматривается проектирование интегрального реактора малой мощности “МОДЕСТ”. Представлены результаты расчетов основных технических характеристик проекта энергетической установки. Для повышения безопасности проекта в модуле осуществлена естественная циркуляция теплоносителя. Естественный отвод тепла от топливных элементов предотвращает аварии, связанные с потерей электроснабжения. В конструкции применен более эффективный, по сравнению с прямотрубными, парогенератор с витыми трубами. Такая реакторная установка может быть использована для выработки электроэнергии, производства водорода и опреснения воды.

Ключевые слова: малая энергетика, модульность, естественная циркуляция, витой парогенератор

DOI: 10.1134/S2079562920060597

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы в мире наблюдается бурный рост интереса к созданию и развитию малой атомной энергетике. Рынок малых ядерных энергетических реакторов считается перспективным, и та страна, которая первой создаст экономически эффективный и безопасный проект реактора, получит преимущество на данном рынке. Аналогичные проекты малых АЭС активно обсуждаются на международных конференциях и совещаниях МАГАТЭ, где обсуждаются перспективы и трудности в реализации проектов по реакторам малой мощности. Причем, стоит отметить, что малые реакторы не масштабируются до больших размеров, а эффективно работают и извлекают выгоду из своих меньших размеров для достижения конкретных преимуществ при эксплуатации. Проект модульного реактора “МОДЕСТ” является примером преднамеренно малого реактора и будет описан позже в этой статье. Такая установка может быть пригодна для производства электроэнергии при базовой нагрузке, особенно в регионах с плохо развитой сетевой инфраструктурой, и также для специализированных применений неэлектрической энергии.

Помимо этого, проект реактора “МОДЕСТ” обладает практической значимостью в силу ряда причин:

- принцип модульности обеспечивает гибкость в производстве электроэнергии;
- более короткое время строительства и снижение капитальных затрат за счет заводской сборки модулей;
- потребность развивающихся рынков Азии, Африки и Латинской Америки в атомной генерации электроэнергии и тепла;
- высокий уровень безопасности за счет применения пассивных систем;
- простота конструкции.

Наличие такой разработки в линейке реакторов Росатома может серьезно расширить географию контрактов как на внутреннем, так и на зарубежных рынках в силу экономичности и повышенной безопасности.

ПРОЕКТНЫЕ РАЗРАБОТКИ МОДУЛЬНЫХ РЕАКТОРОВ

Американский модульный реактор NuScale

Это модульный реактор (рис. 1) с тепловым спектром нейтронов, состоящий из 12 независимых модулей мощностью 45 МВт, что позволяет обеспечивать электроэнергией как городские районы, так и небольшие поселения на отдаленных территориях. Каждый модуль работает на свою отдельную турбину.

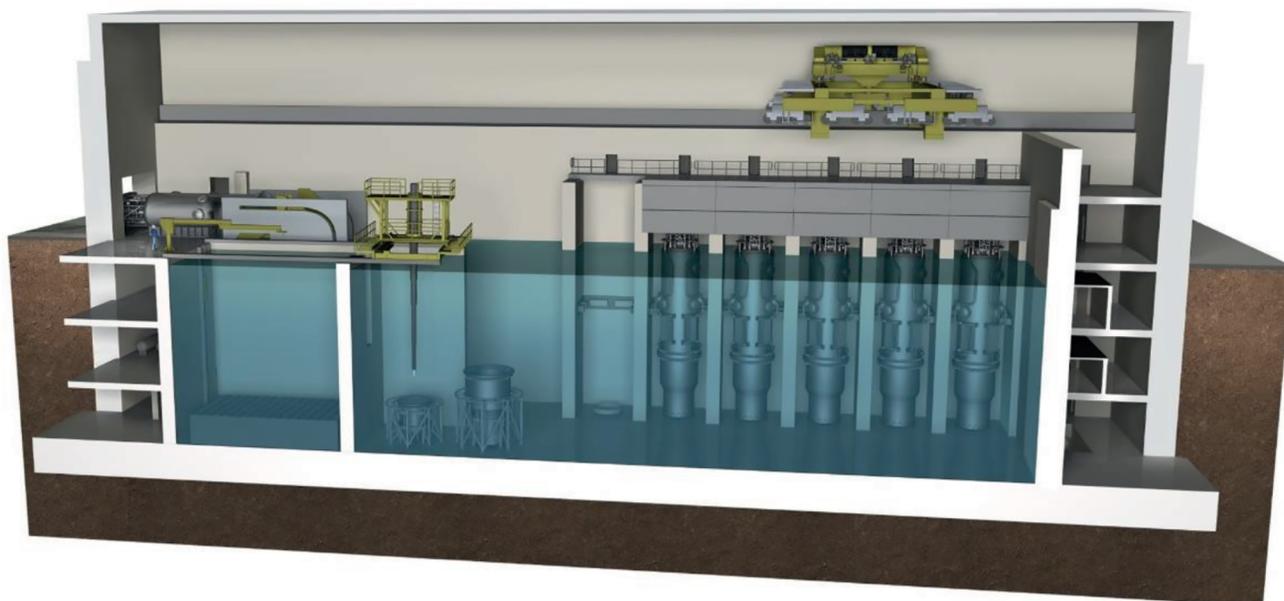


Рис. 1. Общий вид станции NuScale в разрезе [1].

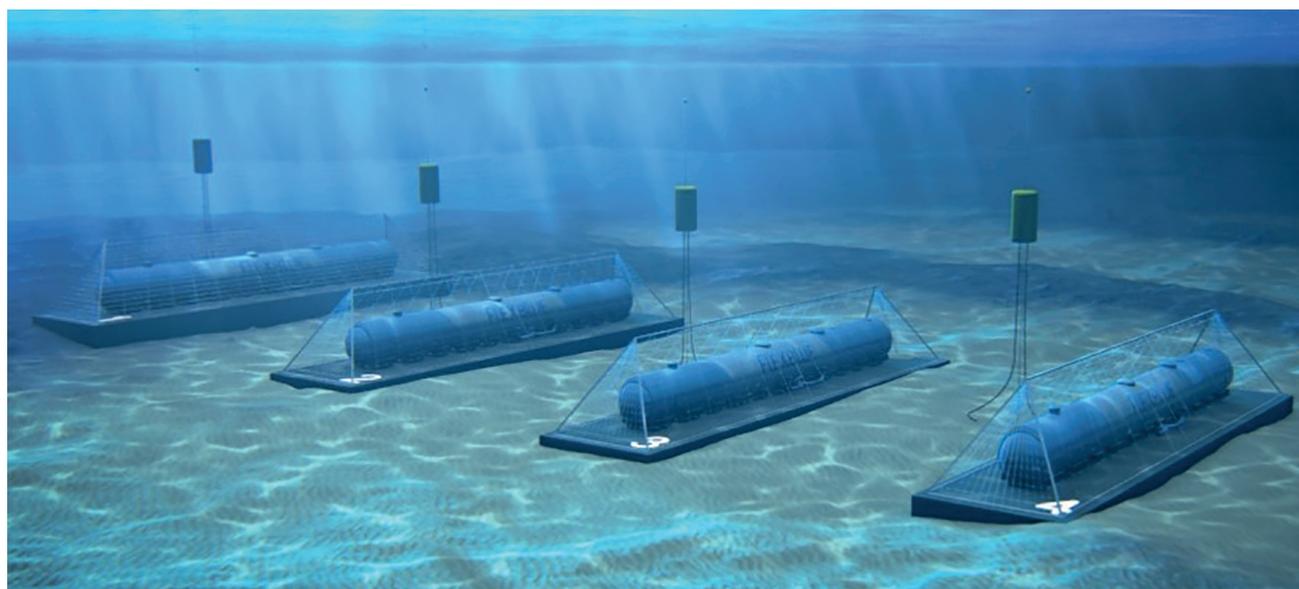


Рис. 2. Установка Flexblue [2].

Каждый реактор размещен в своем собственном защитном сосуде, который погружен под воду в бетонный бассейн. Значительные конструктивные особенности установки включают в себя: заводской компактный модуль, в котором расположены активная зона, парогенератор и компенсатор давления; естественный циркуляционный поток теплоносителя во всех эксплуатационных состояниях. Топливо реактора – оксид урана квадратной конфигурации. Сборки длиной 2 м. Топливная

цикл продолжительностью 24 месяца без перегрузок с обогащением не более 4.95%. Контроль реактивности осуществляется за счет управляющих стержней и борного регулирования.

Международный проект IRIS

Энергетический легководный реактор с принудительной циркуляцией теплоносителя и номинальной электрической мощностью модуля 335 МВт. Установка за счет мощности придает развитым странам больше гибкости при планиро-

вании строительства новых мощностей, и также может быть удобна для развивающихся стран, где большие реакторы не требуются. В прошлом было предложено использовать более высокие обогащения для IRIS, что позволяет увеличить длительность цикла, но в настоящее время проект требует 4.95% обогащенного урана, что соответствует тому, что используется на нынешних заводах. Используемое MOX-топливо рассчитано на срок службы от 3 до 3.5 лет, половина активной зоны будет перегружаться при остановках в работе. Реактивность полностью контролируется стержнями регулирования и выгорающими поглотителями. Это устраняет необходимость в боре в первичной воде.

Французская установка Flexblue

Переносная атомная электростанция мощностью 160 МВт, работающая на глубине до 100 м (рис. 2). Ее длина составляет 140 м.

Модульная единица может быть выбрана развивающимися странами и районами развитых стран, нуждающимися в компенсации дефицита энергии. Целевой рынок реактора также ориентирован на средние страны, такие как Монако, которые могут оказаться непригодными для крупных атомных станций.

Цикл производства электроэнергии длится 3 года. Затем происходит загрузка свежего топлива в активную зону реактора и периодическое техническое обслуживание. Капитальный ремонт планируется проводить каждые 10 лет. В конце своего срока службы энергоблок транспортируется обратно на демонстрационный объект, что приводит к быстрому, легкому и полному восстановлению природного объекта. Реактивность контролируется без растворимого бора, что позволяет уменьшить радиоактивные выбросы и отходы в окружающую среду.

ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА

Основной целью данной работы было конструирование модуля проекта “МОДЕСТ” для определения основных габаритов, обоснование возможности реализации естественной циркуляции теплоносителя, расчет основных нейтронно-физических характеристик.

Для разработки проекта использовались следующие программные средства:

- ANSYS — профессиональный многоцелевой комплекс конечно-элементного анализа, применяемый для решения прочностных, тепловых, акустических, гидро- и газодинамических задач. Программа является средством, с помощью которого создавалась и прорабатывалась САД-модель конструкции [3].

- GETERA — одномерный код, который используется для решения уравнения переноса ней-

Таблица 1. Основные технические характеристики

Мощность модуля, МВт	110
Количество модулей	4
Коэффициент полезного действия, %	31.3
Температура на входе/выходе из АЗ, °С	200/325
Рабочее давление первого контура, МПа	15.7
Паропроизводительность, т/ч	562
Материал корпуса реактора	15ХН2МФА-А
Материал парогенератора	ЧС-33
Наружный диаметр корпуса, м	3.1
Толщина корпуса, м	0.12
Высота реактора, м	13

Таблица 2. Характеристики активной зоны

Среднее обогащение по U-235, %	4.95
Кампания топлива, лет	7.5
Размеры Д × В, мм	1570 × 3730
Количество ТВС	85
Выгорание, МВт сут/кг	33

тронов в элементарной ячейке топливной загрузки реактора методом вероятностей первого столкновения. В области замедления (2.15 эВ–10.5 МэВ) плотность потока нейтронов рассчитывается в 26-групповом приближении с использованием библиотеки БНАБ-93. В области термализации (0.0–2.15 эВ) код использует специальную 100-групповую библиотеку нейтронных сечений из файлов ENDF/B-IV и JENDL-2 [4].

- T-FLEX CAD — российская САД-система [5].

ОБЗОР ПРОЕКТА

МОДЕСТ — это проект интегрального водородного реактора малой мощности с тепловым спектром нейтронов, название которого содержит в себе две его основные особенности — МОДУльность и ЕСТественную циркуляцию теплоносителя. Данный концепт не имеет действующих мировых аналогов. Основные технические характеристики и характеристики активной зоны представлены в табл. 1 и 2 соответственно.

РУ МОДЕСТ состоит из 4 модулей, расположенных в общем защитном контейнменте. Все необходимое оборудование первого контура: активная зона, парогенератор и компенсатор давления, интегрировано в единый корпус. Компенсатор давления компактно расположен в крышке модуля. Модуль проекта, спроектированный и рассчитанный на прочность в ANSYS [3], изображен на рис. 3.

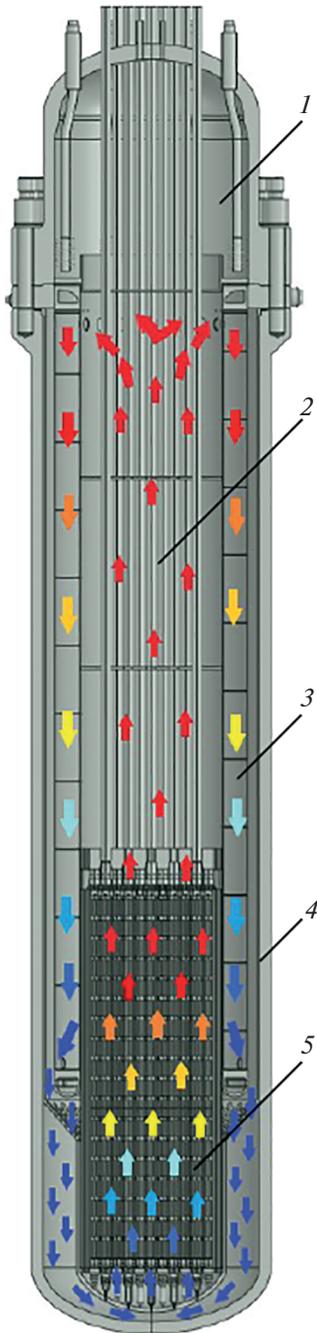


Рис. 3. Модуль проекта: 1 – компенсатор давления, 2 – блок защитных труб, 3 – парогенератор, 4 – шахта реактора, 5 – активная зона.

Расчет на прочность крышки модуля приведен на рис. 4. Диапазон напряжений от 30 до 150 МПа, среднее предельное напряжение около 260 МПа. Расчет показывает, что при данной конструкции напряжение не превышает предельных значений.

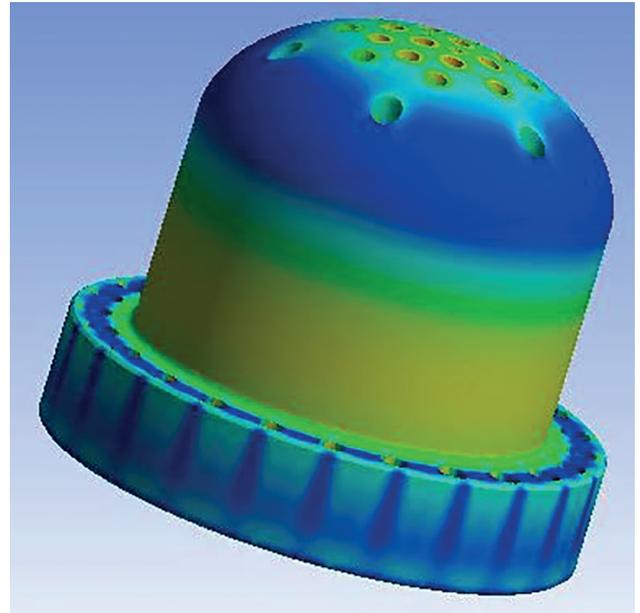


Рис. 4. Крышка модуля в расчете на прочность.

Парогенератор

Высокие удельные параметры пара и компактность модуля достигаются за счет применения уникального парогенератора. Парогенератор с витыми трубами не имеет собственного корпуса и располагается внутри реактора. Витой парогенератор обладает более эффективными параметрами по теплосъему и меньшими вертикальными габаритными размерами относительно используемых в настоящее время прямотрубных. Габарит является важным критерием при транспортировке модулей. Из-за интегральной компоновки в корпусе реактора отсутствуют патрубki, что увеличивает технологичность его изготовления, нанесения антикоррозионной наплавки и контроля. Подвод питательной воды и вывод перегретого пара осуществляется в верхней части парогенератора между шпильки главного разьема реактора. Отсутствие общих сварных соединений между парогенератором и реактором позволяет легко извлекать парогенератор для его обслуживания и ремонта. В качестве материала парогенератора был выбран высоконикелевый сплав ЧС-33, потому что привычная реакторная сталь 15ХН2МФА-А не способна выдержать большого перепада температур. Основные характеристики парогенератора приведены в табл. 3.

Активная зона

В ходе разработки был проведен нейтронно-физический расчет активной зоны с помощью кода GETERA [4].

Рассчитываемая полиячейка состоит из трех видов ТВС: свежие сборки и те, что проработали 1 или 2 микрокомпаниями. Каждая из 85 ТВС актив-

Таблица 3. Параметры парогенератора

Число теплообменных труб, шт	1400
Средняя длина теплообменной трубы, м	25.3
Поверхность теплообмена, м ²	1780
Давление генерируемого пара, МПа	5
Температура генерируемого пара, °С	300
Температура питательной воды, °С	170
Паропроизводительность, т/ч	562

Таблица 4. Количество элементарных ячеек каждого типа в ТВС при 12 твэгах

Центральный твэл – ц	72
Твэг с гадолинием – г	12
Водяная полость – в	6
Периферийный твэл – п	36

ной зоны представлена в виде набора из 127 элементарных ячеек, учитывая 1 центральную трубу. Элементарные ячейки активной зоны изображены на рис. 5. Среди этих ячеек центральные тепловыделяющие элементы (твэлы), твэлы с гадолинием в качестве выгорающего поглотителя (твэги), водные полости и периферийные твэлы.

Было проведено исследование при 6 и 12 твэгах, причем гадолиний был добавлен и в цен-

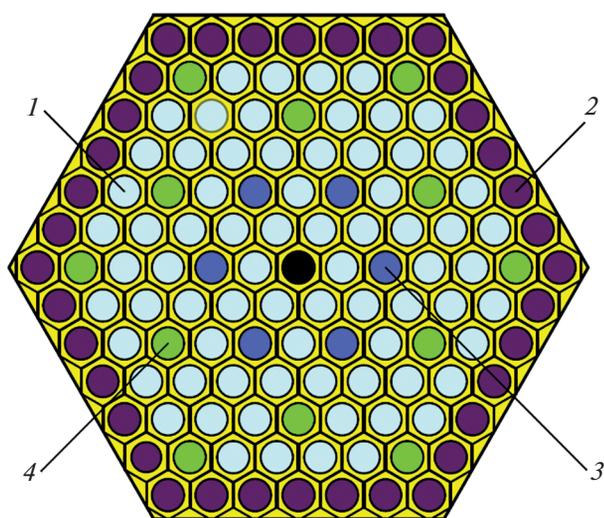


Рис. 5. Элементарные ячейки активной зоны: 1 – центральные твэлы, 2 – периферийные твэлы, 3 – водные полости, 4 – твэлы с гадолинием.

тральные твэлы, но заложенная концентрация была в 2 раза меньше, чем в твэгах. При 12 твэгах коэффициент размножения, k , следовательно, и запас реактивности на выгорание топлива меньше: $K_{\infty}(6) = 1.11$, $K_{\infty}(12) = 1.09$ (рис. 6). Следовательно, установка безопаснее и проще в управлении, и понадобится меньше стержней регулирования для компенсации избыточной реактивности. Поэтому был выбран этот вариант. Количество элементарных ячеек каждого типа в ТВС при 12 твэгах приведено в табл. 4.

Для учета разной концентрации топлива и гадолиния в ячейках была рассчитана матрица перетечек (табл. 5), учитывающая вероятность “перетекания” нейтронов из ячейки одного типа в ячейку другого типа.

Входные данные для расчетного кода:

- радиус гомогенизированного топливного стержня – 3.9 см;
- толщина циркониевой оболочки – 0.65 см;
- радиус ячейки с отражателем – 6.35 см;
- средняя температура топлива – 730°С;
- средняя температура отражателя – 270°С;
- средняя энергонапряженность – 50 МВт/м³.

Кампания реактора с 12 твэгами представлена на рис. 4. Оставшийся запас реактивности на выгорание и на расхолаживание компенсируется органами СУЗ.

БЕЗОПАСНОСТЬ

В основу нашего проекта был заложен принцип повышенной безопасности, по сравнению с работающими реакторными установками. Это обеспечивается за счет естественной циркуляции теплоносителя как пассивной системы, позволяющей отводить тепло от активной зоны без использования внешних источников энергии. Благодаря этому, в схеме реакторной установки отсутствуют циркуляционные насосы. Таким образом, заранее предотвращается сценарий аварии Фукусимы–Дайити, связанной с потерей теплоносителя из-за отказа циркуляционных насосов, что привело к отсутствию теплоотвода от активной зоны, ее быстрому нагреву до температур, больших, чем температуры нормальной эксплуатации, и взрыву. Параметры осуществления естественной циркуляции указаны в табл. 6.

Стоит отметить, что каждый модуль находится в своей собственной бетонной шахте, наполненной водой, то есть происходит дополнительный пассивный теплообмен между корпусом и водным бассейном. Кроме того, отсутствуют трубопроводы первого контура, которые соединяют основные элементы классической реакторной установки. В силу чего, повышается безопасность, потому что исключается возможность про-

Таблица 5. Матрица перетечек при 12 твэгах

	ц	г	в	п	ц	г	в	п	ц	г	в	п
ц	0.68	0.13	0.08	0.11	0	0	0	0	0	0	0	0
г	0.75	0	0	0.25	0	0	0	0	0	0	0	0
в	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
п	0.23	0.08	0	0.33	0	0	0	0.18	0	0	0	0.18
ц	0	0	0	0	0.68	0.13	0.08	0.11	0	0	0	0
г	0	0	0	0	0.75	0	0	0.25	0	0	0	0
в	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
п	0	0	0	0.18	0.23	0.08	0	0.33	0	0	0	0.18
ц	0	0	0	0	0	0	0	0	0.68	0.13	0.8	0.11
г	0	0	0	0	0	0	0	0	0.75	0	0	0.25
в	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
п	0	0	0	0.18	0	0	0	0.18	0.23	0.08	0	0.33

Таблица 6. Параметры естественной циркуляции

Расход, кг/с	913.5
Скорость циркуляции, м/с	0.5
Напор циркуляции, Па	11400

ектной аварии по разрыву трубопровода первого контура. Помимо этого, защитный контеймент, толщина которого определяется именно из этого аварийного сценария, можно сделать тоньше, что приводит к большей экономической выгоде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено проектирование проекта модульного реактора малой мощности “МОДЕСТ”. Главной целью является разработка проекта новой интегральной энергетической установки с повышенными параметрами безопасности и компактными размерами для транспортировки. Расчеты показали, что проект “МОДЕСТ” может работать при реализации пассивных систем, требуя минимального обслуживания. Парогенератор с витыми трубами, вместо использующихся прямотрубных, более эффективен при теплосъеме и имеет ряд технологических преимуществ.

Безусловно, проект нуждается в доработке в части активной зоны и органов СУЗ. Но уже на данном этапе можно отметить, что малые реакторы могут работать наравне со станциями большой мощности, снабжая своих потребителей электроэнергией и расширяя возможности применения атомной энергетики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Хотим выразить особую признательность и огромную благодарность специалисту ОКБ “Гидропресс”

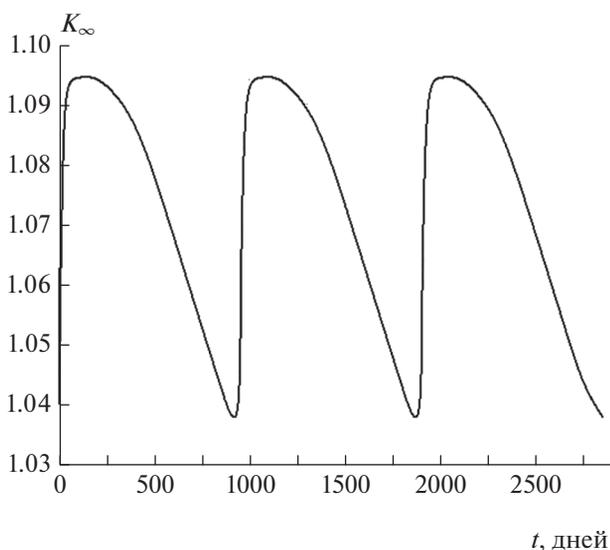


Рис. 6. График зависимости коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде к кампании реактора.

С.Л. Лякишеву за техническую поддержку в вопросах конструирования и прочности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. NuScale Plant Design Overview. 2012. NuScale Power, LLC.
2. Status of Small and Medium Sized Reactor Designs 2012. Vienna: IAEA.
3. *Конюхов А.В.* Основы анализа конструкций в ANSYS: Учебное пособие. 2011. Казань: Изд-во КГУ. 102.
4. *Пряничников А.В.* // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2009. № 3. Р. 63–77.
5. *Елисеев В.Г., Коробов В.М., Милованов Н.Н.* // Автоматизация проектирования в программном комплексе T-FLEX. 2010. Москва: НИЯУ МИФИ.

Small Nuclear Power Engineering Modular Low Power Reactor with Natural Circulation “MODEST”

Y. N. Volkov¹ and E. A. Gradova^{1, *}

¹*National Research Nuclear University MEPhI, (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye sh. 3, Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: egradova.atom@gmail.com*

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

Small power engineering is a new direction of development of the nuclear industry. In this paper, the design of the integrated low-power reactor project “MODEST” is considered. The results of calculations of the main technical characteristics of the power installation are presented. Natural circulation of the coolant is carried out in the module to increase the safety of the project. Natural heat removal from active core prevents accidents associated with loss of power supply. In the design, there is a more efficient helical coil steam generator, compared to straight-tube ones. Such a reactor can be used for power generation, hydrogen production and water desalination.

Keywords: small power engineering, modularity, natural circulation, helical coil steam generator

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 51.73

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ОБРАТНОЙ
СВЕРТКИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2020 г. Ю. В. Богомолов^а, О. А. Леванова^{а, *}, А. Г. Майоров^б

^аФГБОУ ВО Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
ул. Советская 14, Ярославль, 150003 Россия

^б“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

*E-mail: olaydy@gmail.com

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

В статье рассматривается проблема восстановления истинного распределения физической величины из измеренного и искаженного из-за приборных эффектов. Данная задача имеет название обратной свертки (unfolding, деконволюция) и для ее решения наиболее распространенными методами являются байесовский алгоритм д’Агостини, подход на основе алгоритма SVD и регуляризационный метод TUnfold. В работе проводится сравнительный анализ различных подходов и обсуждается вопрос выбора оптимальных параметров и условий для их использования. В качестве объекта для анализа работы алгоритмов был выбран энергетический спектр частиц в космических лучах, смоделированный методом Монте-Карло и измеренный магнитным спектрометром PAMELA. Основное внимание в работе уделено анализу качества восстановления спектра для различных значений параметров алгоритмов, а также сравнительному анализу подходов в зависимости от особенностей дискретизации спектра. Основным результатом является предложенный подход к подбору оптимального значения параметра регуляризации для метода на основе SVD и количества итераций для байесовского метода. Показано, что результат восстановления энергетического спектра протонов с помощью SVD метода и байесовского алгоритма согласуется с истинным спектром по критерию Колмогорова–Смирнова.

Ключевые слова: космические лучи, восстановление спектра, unfolding, байесовские алгоритмы, регуляризация

DOI: 10.1134/S2079562920060123

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач астрофизики является задача построения энергетического спектра частиц, входящих в состав космических лучей. Поэтому, в качестве примера работы методов, была взята задача подбора оптимального метода восстановления истинного спектра космических протонов по данным эксперимента PAMELA [1]. Основным детектор прибора PAMELA — это магнитная трековая система, благодаря которой измеряется магнитная жесткость частицы (отношение ее импульса к заряду). Однако из-за конечного пространственного разрешения детектора и физических процессов, например, рассеяния, измеренная жесткость отличается от истинного значения. В результате измеренный энергетический спектр отличается от истинного распределения и в таком случае применение методов обратной свертки может восстановить истинный спектр космических лучей.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим некоторую измеряемую физическую величину (жесткость). Пусть ее значения лежат в диапазоне, разбитом на набор интервалов (бинов) $\Delta = (\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_k)$. В эксперименте регистрируются события, в которых жесткость принимает значение в одном из интервалов. Обозначим математическое ожидание истинного количества событий в соответствующих интервалах как $\tau = (\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_k)$, а общее количество таких событий в серии наблюдений обозначим как $n_\tau = \sum n_i$, где n_i — количество событий в i -м интервале. В результате искажений получаем измеренный спектр $m = (m_1, m_2, \dots, m_n)$, где m_i — количество событий, когда значение величины оказывается в i -м интервале.

Для восстановления истинного распределения необходимо оценить вероятность того, что при

обработке отдельного события величина, принимающая свое настоящее значение в интервале Δ_j , прибором будет отнесена к интервалу Δ_j . Матрицу таких вероятностей $R = (R_{ij})$ называют матрицей миграций и ее можно получить с помощью численного моделирования или экспериментальной калибровки прибора.

Задачей восстановления спектра (обратной свертки, unfolding) называется задача построения статистической оценки истинного спектра τ измеряемой величины по имеющемуся измеренному ее спектру m с использованием матрицы миграций R и, возможно, некоторой дополнительной информации об истинном спектре.

3. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОБРАТНОЙ СВЕРТКИ

Одним из распространенных методов решения задачи обратной свертки является байесовский подход. Эта идея в работе [2] реализована в виде итеративного алгоритма: на каждой итерации получаем уточненную оценку истинного распределения (спектра) величины, восстанавливая это распределение из текущего (искаженного по матрице миграций) приближения спектра с помощью формулы Байеса. Критерием остановки процесса является близость (однородность) спектров, полученных на последних двух итерациях. В работе [2] предлагается использовать для этого χ^2 -критерий Пирсона (и соответствующую метрику различия между текущим и новым распределением). Сходимость итеративной процедуры означает, что результаты восстановления спектра измеренной величины перестали изменяться, но при этом могут заметно отклоняться от истинного спектра величины.

Другой метод SVD unfolding [3] использует идею регуляризации. Здесь минимизируется функция правдоподобия вида $\Phi(\tau) = (R\tau - m) \times (R\tau - m)^T + \alpha S(\tau)$, где первое слагаемое минимально, когда измеренное распределение линейно зависит от истинного, а второе слагаемое содержит регуляризационную функцию $S(\tau) = \sum_i (\tau_{i-1} - 2\tau_i + \tau_{i+1})^2$, отражающую гладкость распределения. В других методах регуляризационная функция может выбираться иначе.

Также на идее регуляризации основан алгоритм TUnfold [4], [5], реализованный в пакетах ROOT и RooUnfold. Он предполагает минимизацию функции правдоподобия следующего вида: $\Phi(\tau) = L_1(\tau) + \alpha L_2(\tau) + \lambda L_3(\tau)$. Здесь $L_1(\tau)$ аналогично первому слагаемому в предыдущем методе, а регуляризационные функции L_2 и L_3 отражают непрерывность или гладкость распределения, а также ограничивают смещение оценки.

4. МЕТРИКИ КАЧЕСТВА

При сравнении результатов работы методов восстановления спектра важно выбрать подходящую меру расхождения истинного и восстановленного распределений. В данной работе в качестве такой меры предлагается использовать оценку статистики Колмогорова–Смирнова [6] в которой максимум расхождения эмпирических функций распределений будет вычисляться не по всей области измерения жесткости, а только в концах бинов.

Восстановленное количество событий в бинах $(\Delta_1, \dots, \Delta_n)$ обозначим как $u = (u_1, \dots, u_n)$. Общее количество событий в восстановленном распределении равно $n_u = \sum u_i$. Сами бины зададим как $\Delta_k = (x_{k-1}, x_k)$. В концах бинов (во всех x_k) вычисляем значения эмпирической функции распределения истинных и восстановленных значений:

$F_\tau(x_k) = \frac{1}{n_\tau} \sum_{i=1}^k \tau_i$ и $F_u(x_k) = \frac{1}{n_u} \sum_{i=1}^k u_i$ соответственно. Наибольшее отклонение этих функций обозначим как $D_{\tau,u} = \max_k |F_\tau(x_k) - F_u(x_k)|$. Мера расхождения восстановленного и истинного спектра вычисляется следующим образом [6]:

$$\rho_{\tau,u} = \sqrt{\frac{n_\tau n_u}{n_\tau + n_u}} D_{\tau,u}.$$

Это значение является нижней оценкой статистики Колмогорова–Смирнова, при превышении критического значения распределения Колмогорова для выбранного уровня значимости (для 0.05 и 0.01 критические значения 1.36 и 1.63 соответственно [6]) делаем вывод о значимом расхождении восстановленного и истинного спектров; обратное, строго говоря, неверно. Такая мера рассматривается как метрика качества работы алгоритмов: близкие к 0 значения характеризуют хорошую согласованность спектров, высокие значения позволяют говорить о значительных погрешностях при восстановлении спектра.

5. ДАННЫЕ ДЛЯ АНАЛИЗА

Для рассматриваемой задачи методом Монте-Карло прохождения частиц через спектрометр РАМЕЛА был получен набор событий (протонов) с информацией об истинной и измеренной прибором жесткости. При моделировании генерировались протоны с жесткостями из диапазона от 5 до 800 ГВ. Истинное распределение протонов в космических лучах неизвестно, спектр в рассматриваемом диапазоне близок к степенному с показателем -2.7 [7].

В действительности, реальный спектр частиц имеет более сложную форму: в распределении есть изломы, показатель может быть не одинаковым на всем интервале рассмотрения. Так как истинное

распределение нам доподлинно не известно, встает вопрос применимости методов обратной свертки: смогут ли они восстановить истинное распределение, если матрица миграций была построена по другому распределению, похожему, но довольно сильно отличающемуся от истинного. Поэтому для моделирования такой ситуации при построении матрицы миграций был использован спектр с показателем -1 , существенно отличающийся от -2.7 . В таком эксперименте выбор распределения для восстановления не принципиален (пусть он более простой по сравнению с реальным спектром протонов), важно лишь то, что они существенно отличаются.

Другой важной задачей является проблема дискретизации распределения — разбиения жесткости на интервалы и ее влияния на качество восстановления спектра. Для начала заметим, что возможна ситуация, когда истинное значение принадлежит

диапазону 5–800 ГВ, но результат измерения выпал из него. Для учета таких миграций были введены дополнительные бины справа и слева. Рекомендаций по дискретизации распределения в литературе крайне мало, лишь в [2] говорится, что для корректной работы методов восстановления необходимо, чтобы матрица миграций была статистически обеспечена и близка к диагональной.

В данной статье исследуется вопрос как будут работать методы обратной свертки, в случае, когда на диагонали матрицы миграций будет менее 50%. Поэтому для анализа алгоритмов были взяты два разбиения на бины — для случая диагональной (рис. 1 сверху слева) и не диагональной (снизу слева) матрицы миграций. В первом случае для низких энергий (ниже 30 ГВ) на диагонали находится около 70% частиц, а для высоких — чуть больше 50% из-за ухудшающейся с ростом энергии точности определения жесткости. Для второго

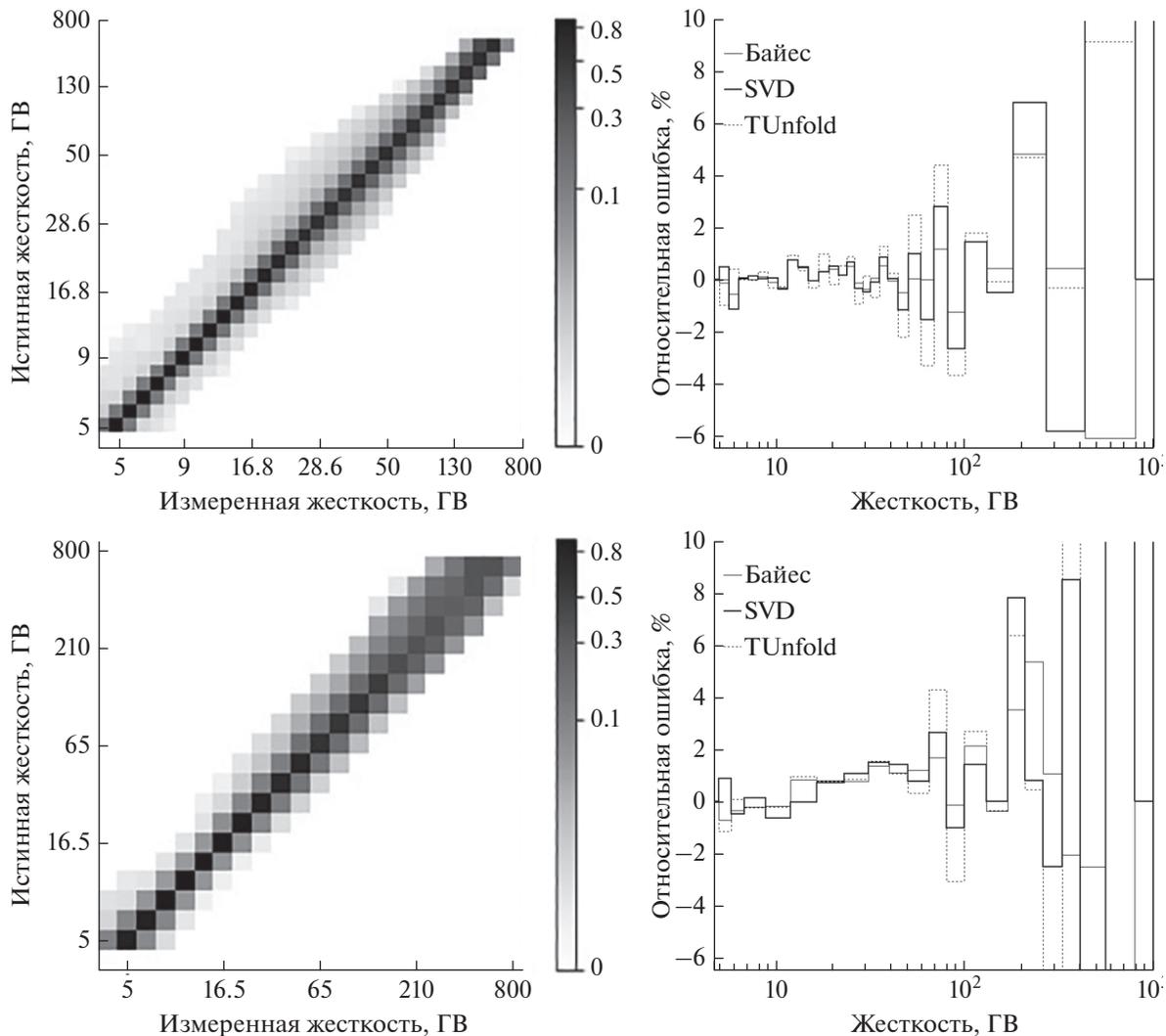


Рис. 1. Матрица миграций (слева) и относительная ошибка алгоритмов (справа).

Таблица 1. Сравнение методов по критерию Колмогорова–Смирнова

	диагональный	не диагональный
Метод Байеса	1.30 (2 итерации)	3.49 (2 итерации)
SVD	1.23 ($reg = 22$)	1.98 ($reg = 15$)
TUnfold	1.87	3.73

случая при высоких энергиях на диагонали менее 30% частиц.

6. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ

Для байесовского метода в диагональном случае значения статистики Пирсона быстро убывают, что свидетельствует о хорошей сходимости метода. Она оказывается меньше критической уже после третьей итерации, но при сравнении восстановленного спектра с истинным по критерию Колмогорова–Смирнова лучшей оказалась вторая итерация. Для недиагонального случая лучшие итерации такие же, но истинный и восстановленный спектры значительно расходятся (больше критического значения см. табл. 1).

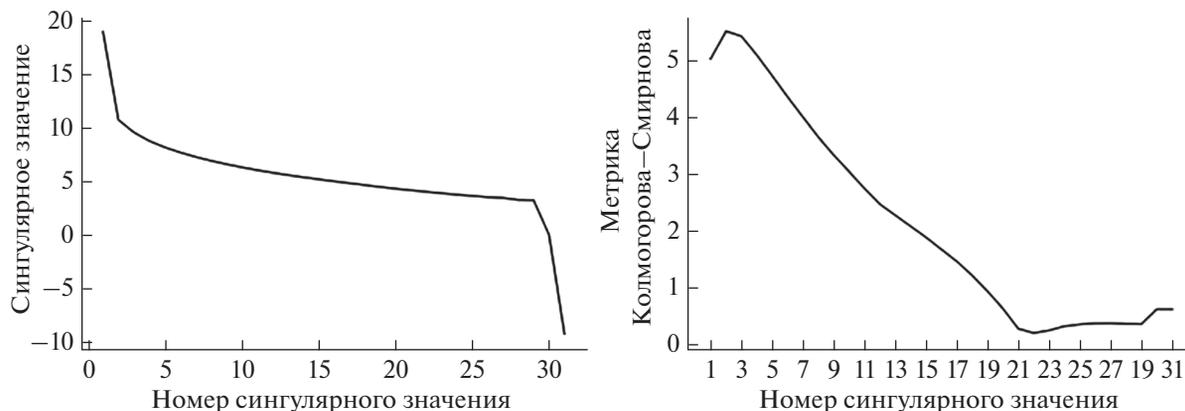
Для метода SVD встает вопрос выбора параметра регуляризации reg . В исходном методе SVD [3] рекомендуется выбрать коэффициент регуляризации как последнее “большое” сингулярное значение, график которых в логарифмическом масштабе показан на рис. 2 слева (диагональный случай). При близких к нулю значениях (сильная регуляризация) алгоритм лишь сглаживает измеренный спектр, а слабая (вблизи числа бинов) дает большие погрешности. Поэтому для наших данных эта рекомендация не позволяет выбрать пара-

метр регуляризации. Проведенный авторами анализ значений метрики Колмогорова–Смирнова (рис. 2 справа) позволил определить оптимальное значение параметра регуляризации reg . Для недиагонального случая ситуация выбора параметра аналогична, однако восстановленный и истинный спектры значительно расходятся (значение в табл. 1 больше критического 1.63).

В методе TUnfold выбор параметра происходит автоматически внутри алгоритма. Отметим, что для недиагональной матрицы миграций результат восстановления ощутимо расходится с истинным спектром, а для диагонального случая результат уступает другим методам (см. табл. 1).

Теперь сравним результаты работы методов между собой, при выбранных оптимальным образом параметрах. На рис. 1 справа показаны графики относительных ошибок методов для каждого бина для диагонального (сверху) и не диагонального (снизу) случаев. Ошибка метода TUnfold (пунктирная линия) в большинстве бинов существенно больше ошибки других методов. Для метода SVD и Байесовского подхода для соседних бинов часто наблюдается ошибка разных знаков, но в среднем ошибка невелика. Сравнить их качество восстановления по графику затруднительно, для недиагонального графика можно заметить, что ошибка SVD-метода в среднем находится ближе к нулю, чем для итерационного Байеса.

Из табл. 1 видно, что для диагонального случая по критерию Колмогорова–Смирнова проходят метод Байеса и SVD, который показал немного меньшее значение. А для недиагонального случая SVD-подход показал существенно меньшее значение критерия (по сравнению с двумя другими методами), но все равно выше критического, что свидетельствует о важности диагональности матрицы миграций.

**Рис. 2.** Подбор регуляризации для метода SVD.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье был предложен более точный подход к подбору параметра регуляризации для метода SVD и количества итераций для итеративного байесовского метода. В случае разбиения на бины, когда матрица миграций получается не диагональной качество работы всех методов существенно хуже. Таким образом показано, что требование диагональности матрицы миграции ($R_{ii} > 0.5$) является принципиальным. Для диагонального случая при выбранных параметрах результаты байесовского алгоритма и SVD метода удовлетворяют критерию Колмогорова–Смирнова (в табл. 1 значения выделены жирным), а результаты метода TUnfold нет.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Picozza P et al.* // *Astropart. Phys.* 2007. V. 27 (4). P. 296–315.
2. *D’Agostini G.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 1995. V. 362. P. 487. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00274-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00274-X).
3. *Höcker A., Kartvelishvili V.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 1996. V. 372. P. 469. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)01478-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)01478-0) [arXiv:hep-ph/9509307].
4. *Adye T.* // *Proc. PHYSTAT 2011 Workshop.* CERN, Geneva, Switzerland. January 2011 / CERN-2011-006, P. 313–318.
5. *Schmitt S.* // *J. Instrum.* 2012. V. 7. P. T10003.
6. *Smirnov N.V.* // *Ann. Math. Statist.* 1948. V. 19. P. 279–281.
7. *Adriani O. et al.* // *Science.* 2011. V. 332. No. 6025. P. 69–72. <https://doi.org/10.1126/science.1199172>
8. *Blobel V.* // *Proc. Conf. Advanced Statistical Techniques in Particle Physics.* Durham, 2002.

Applying Unfolding Methods for Reconstruction of Cosmic Rays Energy Spectrum

Yu. V. Bogomolov¹, O. A. Levanova^{1, *}, and A. G. Mayorov²

¹*Yaroslavl Demidov State University, Sovetskaya st. 14, Yaroslavl, 150003 Russia*

²*National Research Nuclear University MPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye sh. 31, , Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: olaydy@gmail.com*

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

In article the problem of reconstructing the true physical value distribution from measured one (distorted by instrumental effects) is considered. This problem is known as deconvolution (unfolding). There are several common ways to solve it: bayesian algorithm, singular value decomposition approach and TUnfold method, based on regularisation. We are discussing terms of use, how to choose optimal parameters for different methods, and comparing the reconstruction quality. The object of analysis was chosen the cosmic rays energetical spectrum simulated by Monte-Carlo method and measured by PAMELA magnetic spectrometer. We focused on the analysis of spectrum reconstruction quality for different algorithm parameters and the comparative analysis of methods results depend on spectrum discretisation features. The main result is the approach to optimal regularisation parameter choice for SVD method and iterations number for bayesian method.

Keywords: cosmic rays, spectrum reconstruction, deconvolution, unfolding, bayesian algorithms, regularization

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 621.039.51

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ
ПРОЦЕССОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

© 2020 г. Е. О. Солдатов^а *, Ю. Н. Волков^а, А. Е. Кругликов^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

*E-mail: eo-soldatov@mail.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

В РНЦ “Курчатовский институт” имеется критический стенд АСТРА, на котором проводятся эксперименты по изучению нейтронно-физических особенностей реакторов типа ВТГР. Информация по оцененным экспериментам в настоящее время существует только для стационарных экспериментов и отсутствует для нестационарных, более того, в настоящее время еще не выполнен расчетный анализ большинства нестационарных экспериментов. Последняя задача требует расчета при помощи нейтронно-физического кода, который может решать нестационарные задачи с учетом пространственного распределения поля нейтронов. При рассмотрении сложных нейтронно-физических систем с числом расчетных точек более миллиона, время расчета может составлять час и более, а в случае нестационарного процесса с малым шагом по времени ожидание может составлять месяц. АСТРА является сложной системой с количеством расчетных точек порядка миллиона. Для ускорения нестационарного расчета могут быть использованы параллельные технологии. Целью исследования является внедрение эффективных методов стационарного вычислительного моделирования с использованием технологии распараллеливания в модуль для расчета нестационарных процессов. Разработана схема распараллеливания с разделением расчетных слоев по высоте. Проведен расчет нестационарных экспериментов с использованием параллельных технологий.

Ключевые слова: параллельные технологии, реактор, нейтронно-физический расчет, численные методы, нестационарный расчет

DOI: 10.1134/S2079562920060548

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературный газовый реактор на основе микро топлива является одним из перспективных типов ЯЭУ, входящих в Поколение IV. В настоящее время в мире ведутся разработки ВТГР модульного типа (ВТГР-М) с шаровыми топливными элементами и модульного гелиевого реактора с газовой турбиной (ГТ-МГР) с призматическими ТВС. Реакторы такого типа обладают принципиальными преимуществами по безопасности, связанными с отсутствием плавления активной зоны при авариях с потерей теплоносителя.

В РНЦ “Курчатовский институт” имеется критический стенд АСТРА [1], на котором проводятся эксперименты по изучению нейтронно-физических особенностей реакторов такого типа. Поскольку АСТРА является критическим стендом, а не действующим реактором, на нем возможно определение исходных данных по основным материалам и элементам критической сборки с большей точностью, чем в работающем на мощности реакторе, так как в условиях критического стенда неопределенность в знании температур материалов

существенно меньше, а неопределенность изотопного состава топлива определяется только технологией его изготовления, поскольку эффекты выгорания, зашлаковывания и отравления в условиях критического стенда отсутствуют. Это позволяет использовать результаты экспериментов для верификации программ нейтронно-физического расчета высокотемпературных газографитовых реакторов.

Экспериментальные исследования на критическом стенде АСТРА охватывают следующий круг вопросов:

- экспериментальное моделирование полей энерговыделения (измерения распределений скоростей реакций деления);
- измерение эффективности органов СУЗ и коэффициентов их интерференции, определения градуировочных характеристик органов регулирования;
- измерение параметров нейтронной кинетики;
- экспериментальное моделирование физического пуска реактора

Расчетный анализ стационарных [2] и нестационарных [3] экспериментов требует расчета

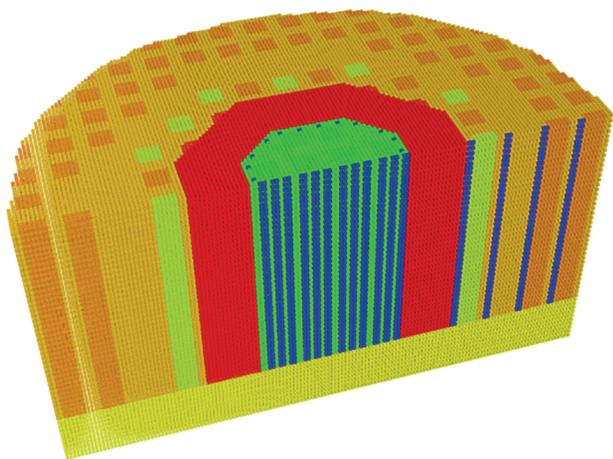


Рис. 1. Расчетная модель АСТРА в ПК ShIPR.

при помощи нейтронно-физического кода, который может решать нестационарные задачи с учетом пространственного распределения поля нейтронов. Одним из таких программных кодов является система ShIPR [4], которая содержит модули пространственного расчета в диффузионном приближении, решающие, в том числе, и нестационарные задачи.

Расчетная модель критического стэнда АСТРА включает в себя более 1 миллиона расчетных точек (рис. 1). В случае нестационарного процесса с малым шагом по времени, расчетное время может составлять месяц. Развитие персональных ЭВМ и суперкомпьютеров позволяет решать более детализированные задачи с высокой расчетной скоростью. Однако требуется специальная реструктуризация алгоритма численного решения с последовательного на параллельный.

Разработана методика параллельного расчета в случае стационарного процесса. [5] Целью исследования является внедрение методов стационарного вычислительного моделирования с использованием технологии распараллеливания в модуль для расчета нестационарных процессов.

В данное время разработано значительное количество диффузионных кодов с использованием параллельных технологий. Однако в аналогах отсутствует подробное описание разработанного параллельного интерфейса, что затрудняет реализацию похожего алгоритма.

Актуальность работы заключается в разработке и подробного описания эффективных методик и алгоритмов для решения стационарных и нестационарных задач переноса нейтронов в активной зоне ядерного реактора в диффузионном приближении с использованием параллельных вычислений.

ОПИСАНИЕ РАСЧЕТНЫХ МЕТОДИК

Расчеты пространственного распределения скоростей деления проводились с использованием программного комплекса ShIPR, подготовка макроконстант – кодом WIMS-D/4 [6].

ShIPR [4] (Интеллектуальная программная оболочка для математического моделирования сложных объектов) интегрированная среда разработки прикладных программ на языке Фортран с автоматической генерацией головных программ на основе цепочки вычислительных модулей, реализующих основные этапы нейтронно-физического расчета реакторов. Достоинством данной системы является открытость исходных кодов, соответственно, удобство в модернизации нейтронно-физического расчета под конкретные задачи. В системе SHIPR есть набор модулей, которые обеспечивают согласованное решение трехмерных стационарных и нестационарных задач в многослойном диффузионном приближении.

Моделирование нестационарных процессов осуществляется методом квазидиффузии. Метод квазидиффузии позволяет, во-первых, учесть временную зависимость в макроскопических квазидиффузионных уравнениях для плотности потока нейтронов и, во-вторых, существенно сократить число итераций по рассеянию и делению. Применение метода квазидиффузии позволяет решать уравнение переноса в стационарном приближении, оставляя корректный учет нестационарности на долю уравнений квазидиффузии [7].

Расчетная модель конфигураций критического стэнда АСТРА имеет большое количество точек сетки (конфигурация 1 – 1099952; конфигурация 7 – 2037616), расчет которых проводится итерационно [2, 3]. В модуле ShIPR была разработана схема распараллеливания с использованием технологии MPI (Message Passing Interface).

Основным принципом распределения вычислительной работы по узлам является разделение расчетной области на слои по оси z . Каждый процессор содержит все массивы, необходимые для расчета, ограниченные в пространстве только размером своей области (рис. 2). Во время итераций происходит обмен данными между процессорами. По окончании расчета каждый процессор отправляет “нулевому” процессору вычисленную компоненту плотности потока нейтронов. “Нулевой” процессор получает компоненты плотности потока нейтронов от всех процессоров и суммирует их вклады для каждой ячейки. В «нулевом» процессоре проводится сравнение массива плотности потока нейтронов на текущей и предыдущей итерации. Проверяется критерий точечной относительной разности по отношению к заданной точности (ϵ). Если критерий ϵ удовлетворяется, “нулевой” процессор отправляет распределе-

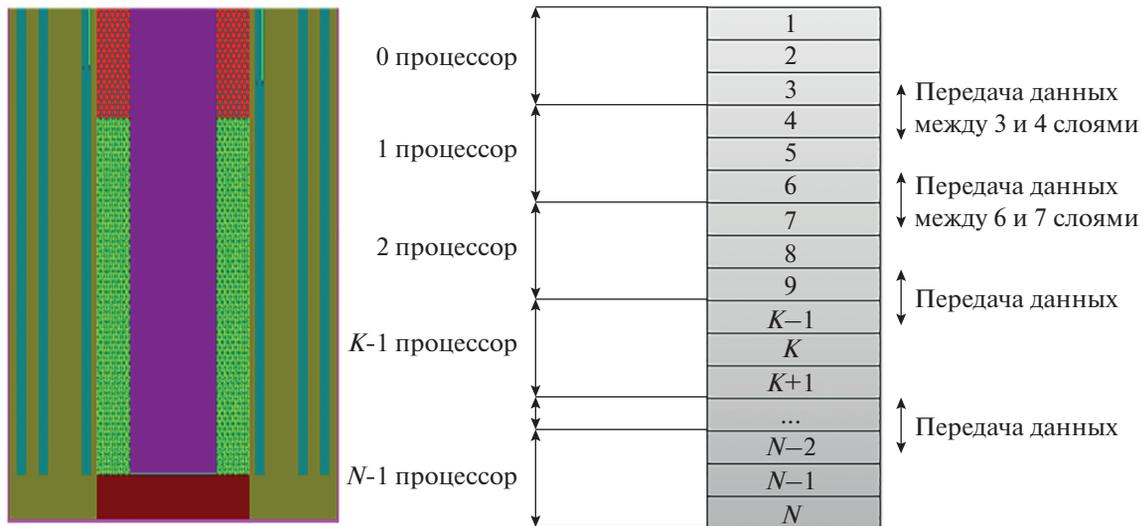


Рис. 2. Высотное разбиение расчетной модели для MPI технологии.

ние плотности потока нейтронов на хост, который успешно завершает выполнение [5].

ИНТЕГРАЦИЯ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ МЕТОДИКИ В НЕСТАЦИОНАРНЫЙ МОДУЛЬ

При моделировании нестационарного процесса на каждом временном шаге проводится стационарный расчет с параллельной архитектурой MPI. На стенде АСТРА проводились эксперименты с импульсным источником. Для экспериментов с импульсным источником характерно сильное перераспределение плотности потока нейтронов по энергии и пространству в начальный момент времени. Для корректного моделирования нестационарного процесса на начальном этапе расчета следует брать шаг по времени порядка 10^{-8} с.

Так как сильное изменение потока происходит только в малом промежутке времени, то в дальнейшем расчете использование малого шага не требуется. Необходимо реализовать программу, которая автоматически подбирает бы длину шага так, чтобы локальная погрешность не превышала заданный пользователем допуск. Визуализация полученной программы представлена на рис. 3.

Пользователем задается предельная величина погрешности и количество процессоров (N) в пределах одного расчетного нода. Программа выполняет параллельно два расчета. Первая половина процессоров считает задачу с текущим временным шагом (h), вторая половина процессоров проводит расчет с удвоенным шагом. По окончании расчета массивы плотности потока нейтронов для вариантов с текущим и удвоенным шагом передаются в “нулевой” процессор. В “нулевом” процес-

соре оценивается максимальное отклонение в плотности потока нейтронов двух вариантов. Далее проводится расчет нового шага по времени [8].

Вычисление нового шага по времени осуществляется по методике адаптивного шага. Новая длина временного шага выбирается следующим образом:

$$h_{\text{new}} = h \min(\text{facmax}, \text{fac} \sqrt{\epsilon/\text{err}}).$$

Для того чтобы погрешность была приемлемой используется гарантийный фактор fac . Кроме того, нельзя допускать, чтобы длина временного шага возрастала или убывала слишком быстро. В формуле адаптивного шага задается максимальная величина шага facmax . Минимальная величина шага задается в тексте программы и составляет 10^{-8} с. Данный подход учитывает, что максимальное отклонение (err) может как больше, так и меньше заданного предела точности (ϵ). В случае, если максимальное отклонение меньше заданной погрешности, временной шаг будет увеличиваться. При превышении заданной погрешности временной шаг будет уменьшаться. Можно утверждать, что подход адаптивного шага обладает гибкостью.

Проведены расчеты стационарных и нестационарных экспериментов с использованием параллельных технологий. Для расчета использовался суперкомпьютер, включающий в себя 20 вычислительных узлов. Каждый узел состоит:

- $2 \times$ E5-2680 Intel Xeon CPU;
- 8 физических ядер на CPU;
- 2 потока на физическое ядро;
- 128 GB RAM (DDR3 1600 MHz);
- 300 GB HDD.

Проведен расчет ускорения для параллельной части кода в стационарном варианте. Параллель-

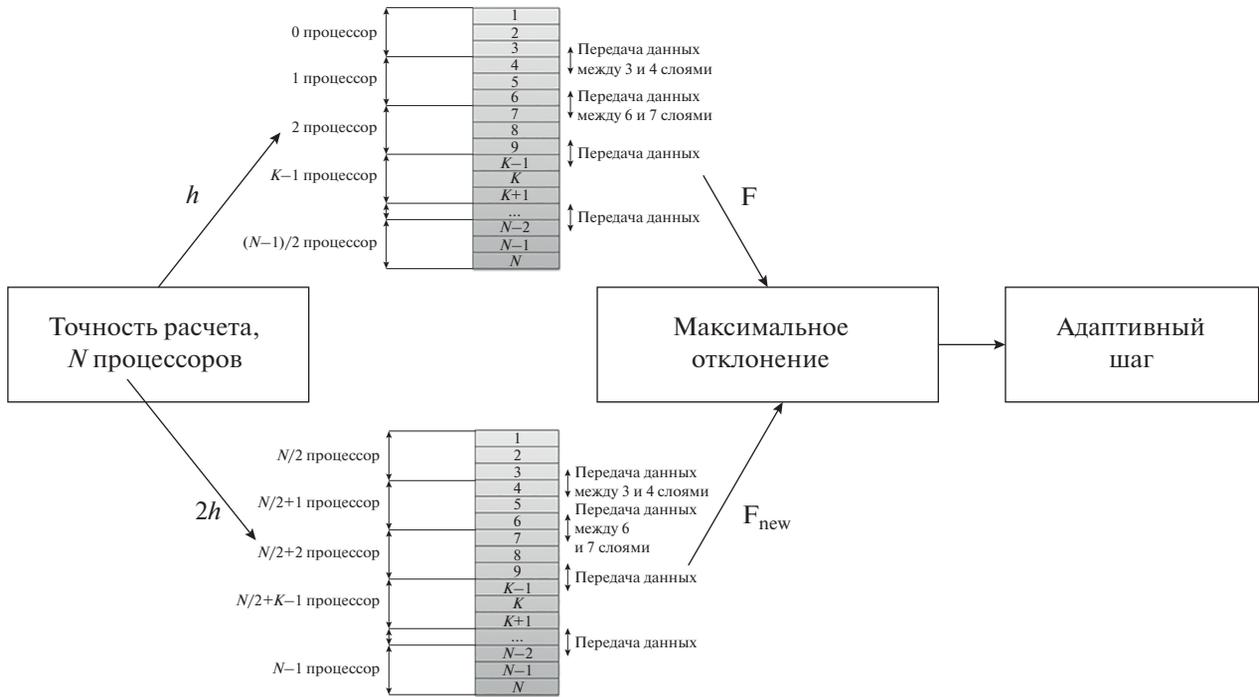


Рис. 3. Визуализация программы моделирования нестационарного процесса.

ная часть не содержит последовательных строк, которые рассчитываются только в “нулевом” процессоре. Ускорение определяется как отношение времени расчета для всей задачи без использования параллельного интерфейса и времени расчета для всей задачи с использованием параллельного интерфейса. Моделирование проводилось на одном вычислительном узле для минимизации передач данными между узлами. На рис. 4 представлено ускорение параллельной части кода и сравнение с линейной зависимостью.

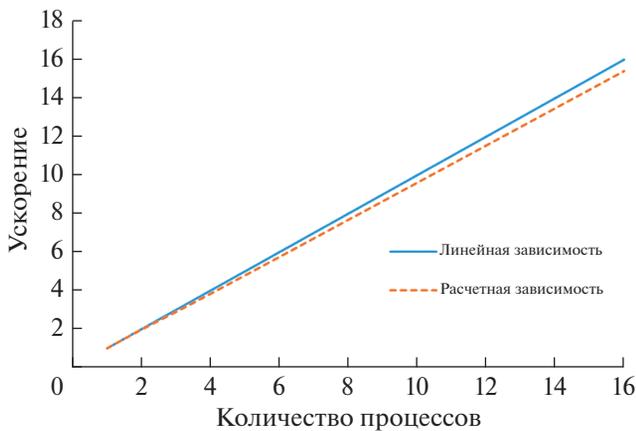


Рис. 4. Ускорение параллельной части кода и сравнение с линейной зависимостью.

Ускорение параллельной части кода, рассчитанное с использованием технологии MPI, практически совпадает с линейной зависимостью. Совпадение расчетного ускорения показывает, что архитектура MPI была разработана правильно. Отклонение рассчитанной зависимости от линейной зависимости объясняется задержками компьютера.

В компьютерной архитектуре закон Амдала дает теоретическое ускорение при использовании различного количества процессоров. Теоретическое ускорение зависит от количества процессоров и доли последовательной части кода.

Получено ускорение для всей задачи с использованием параллельного интерфейса. Сравнение расчетной и теоретической кривых показывает, что разработанная схема распараллеливания имеет меньшее ускорение из-за потерь.

На рис. 5 представлены кривые расчетной зависимости, теоретической зависимости по закону Амдала и расчетной зависимости без учета потерь.

Разработанная схема распараллеливания позволяет получить ускорение в 8 раз при использовании 16 процессоров. Расчетная зависимость без потерь показывает согласие с законом Амдала. Описание потерь представлено в [5].

Проведен расчет нестационарного эксперимента для 8 конфигурации критического стенда АСТРА. Данная конфигурация была выбрана из-за ее сложной расчетной модели. Время расчета

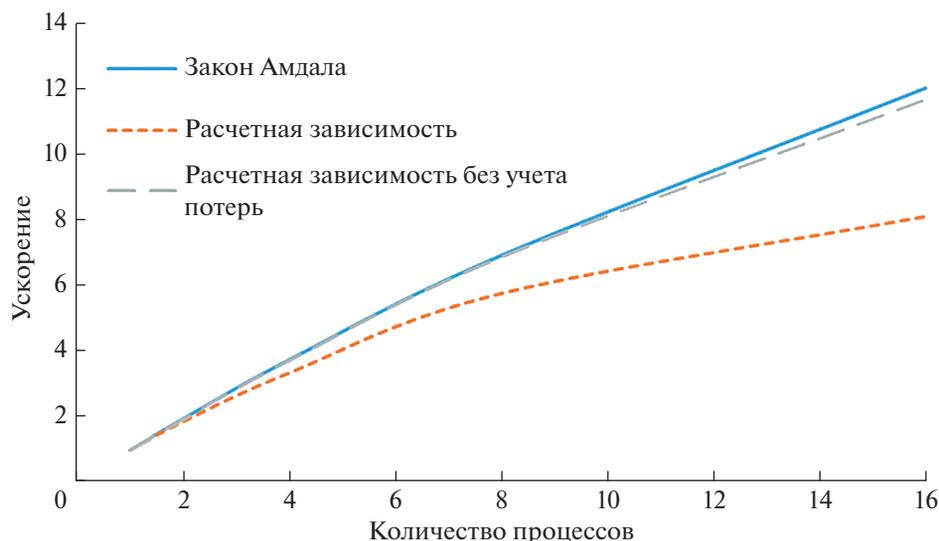


Рис. 5. Сравнение расчетной зависимости, закона Амдала и расчетной зависимости без потерь

эксперимента с MPI архитектурой и методикой адаптивного шага не превышает 10 дней. На рис. 6 представлен график зависимости плотности потока нейтронов от времени для конфигурации 8 в трех положениях датчиков.

Оценивается, что при расчете нестационарного процесса с высокой точностью с использованием параллельных технологий возможно получить ускорение в 10 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана схема распараллеливания с использованием технологии MPI в модуле ShIPR. Основным принципом распределения вычислитель-

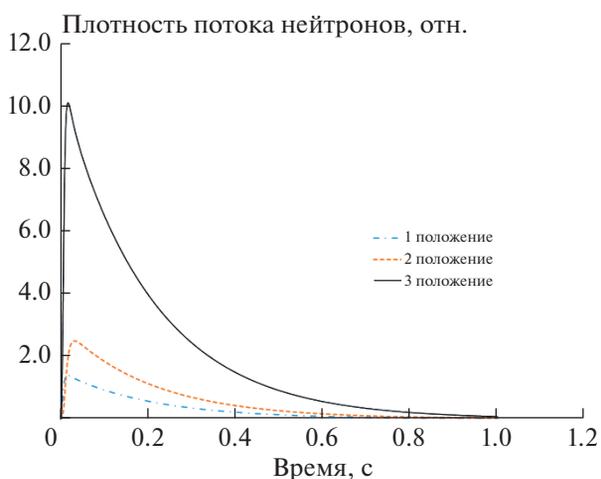


Рис. 6. Расчет нестационарного эксперимента для 8 конфигураций.

ной работы по узлам является разделение расчетной области на слои по оси z .

Проведена интеграция параллельной методики в нестационарный модуль ПК ShIPR. В новой версии программы ShIPR, описанной в данной статье, внедрена параллельная технология с методикой адаптивного шага. Реализованная программа в ходе расчета автоматически подбирает длину временного шага так, чтобы локальная погрешность не превышала заданный пользователем допуск. Внедрение методики адаптивного шага позволяет дополнительно уменьшить время расчетного моделирования в зависимости от заданной точности.

Проведены расчеты стационарных и нестационарных экспериментов с использованием параллельных технологий. Моделирование проводилось на одном вычислительном узле для минимизации передач данными между узлами. На этапе апробации реализованной параллельной технологии проведена оценка ускорения параллельной части кода. Ускорение параллельной части кода, рассчитанное с использованием технологии MPI, практически совпадает с линейной зависимостью. Совпадение расчетного ускорения показывает, что архитектура MPI была разработана правильно. Расчет стационарного состояния показал, что разработанная схема распараллеливания позволяет получить ускорение в 8 раз при использовании 16 процессоров.

Проведен расчет нестационарного эксперимента для 8 конфигураций критического стенда АСТРА. Время расчета эксперимента с MPI архитектурой и методикой адаптивного шага не превышает 10 дней. Оценивается, что при расчете нестационарного процесса с высокой точностью с использованием разработанной методики возможно получить ускорение в 10 раз. В дальнейшем будут

проведены исследования дополнительного увеличения ускорения за счет минимизации потерь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Ponomarev-Stepnoi N.N. et al.* // Nucl. Eng. Des. 2003. V. 222. P. 215–229.
2. *Zizhin M.N. et al.* // KERNTECHNIK. 2020. V. 85. No. 1. P. 4–8.
3. *Volkov Y.N. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1133. P. 012033.
4. *Зизин М.Н.* Интеллектуальная программная система ShIPRW для математического моделирования ядерных реакторов. [Intellectual Software System ShIPRW for Mathematical Simulation of Nuclear Reactors] // Препринт ИАЭ-6354/5. 2005.
5. *Soldatov E.O. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1689. P. 012074.
6. *Askew J.R. et al.* // J. Br. Nucl. Energy Soc. 1966. V. 5. P. 564–585.
7. *Nakamura S.* Applied Numerical Methods with Software. 1991. Upper Saddle River: Prentice-Hall.
8. *Crouzet N. et al.* // Nucl. Sci. Eng. 1996. V. 123. No. 2. P. 206–214.

Parallel Calculation of Non-Stationary Processes in the Nuclear Reactor

E. O. Soldatov¹, *, Yu. N. Volkov¹, and A. E. Kruglikov¹

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: eo-soldatov@mail.ru*

Received March 3, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

Kurchatov Institute has a critical ASTRA stand, where experiments are carried out to study the neutron-physical characteristics of VTGR-type reactors. Information on the evaluated experiments currently exists only for stationary experiments and is absent for non-stationary ones; moreover the calculation analysis for most part of non-stationary experiments has not been carried out yet. The last task demands the calculation by neutron code to be able to solve time-dependent problems in accordance to space distribution of neutron field. When considering the complex neutron-physical systems with the number of calculation points than 1 million, the calculation time can be an hour or more, and in case of non-stationary process with the small step of time, the waiting can be a month. ASTRA is a complex system with about 1 million calculated points. Parallel technologies can be used to speed up the non-stationary calculation. The aim of the study is to imply efficient methods of stationary computational modeling using parallelization technology into a module for calculating non-stationary processes. A parallelization scheme with height decomposition has been developed. The calculation of non-stationary experiments using parallel technologies is carried out.

Keywords: parallel techniques, reactor, neutron-physical calculation, numerical methods, non-stationary calculation

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 524.1

МОДЕЛИРОВАНИЕ 27-ДНЕВНЫХ ВАРИАЦИЙ ГКЛ

© 2020 г. Н. Г. Галикян^а, *, А. Г. Майоров^а, Р. Ф. Юлбарисов^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

*E-mail: norayrgalikyana@gmail.com

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

Работа посвящена воспроизведению 27-дневных вариаций потока галактических космических лучей (ГКЛ), наблюдавшихся в эксперименте PAMELA, при помощи моделирования распространения ГКЛ в гелиосфере. Построена карта электромагнитного поля в межпланетном пространстве в соответствии с моделью Паркера и экспериментальными измерениями, сделанными космическим аппаратом ACE. Создан алгоритм, который численно решает уравнение движения космических лучей в этом поле и восстанавливает их траекторию. Генерируются заряженные частицы на границе гелиосферы и осуществляется их трассировка с использованием разработанного алгоритма. Начальные характеристики частиц таковы, что формируется их изотропное и однородное распределение. В результате расчетов получены временные зависимости потока космических лучей для энергии 1 ГэВ в околоземном пространстве.

Ключевые слова: гелиосфера, электромагнитное поле в гелиосфере, гелиосферный токовый слой, галактические космические лучи, 27-дневные вариации, солнечная модуляция, моделирование вариаций

DOI: 10.1134/S2079562920060214

ВВЕДЕНИЕ

С конца 30-х годов прошлого века с помощью измерений ионизационных камер наблюдались вариации потоков галактических космических лучей (ГКЛ) с периодом 27-дней [1]. Существование этих вариаций было подтверждено в 60-х годах прошлого века прямыми измерениями в космосе [2].

По современным представлениям вариации ГКЛ возникают при взаимодействии космических лучей с так называемыми коротящими областями взаимодействия (КОВ) в гелиосфере [3]. КОВ возникают вследствие столкновения быстрого солнечного ветра с медленным. В результате в них наблюдаются повышенные значения напряженности межпланетного магнитного поля и плотности солнечной плазмы. Медленный солнечный ветер постоянно истекает в межпланетное пространство и заполняет гелиосферу. Быстрый солнечный ветер испускается из корональных дыр, которые представляют собой области на Солнце, с незамкнутыми силовыми линиями магнитного поля. Из таких областей солнечная плазма истекает с большей скоростью. КОВ возникают, когда корональные дыры являются достаточно стабильными, чтобы существовать в течение нескольких оборотов Солнца. Они вращаются вместе с Солнцем, приобретая форму спирали Паркера.

За время работы спектрометра PAMELA на околоземной орбите обнаружены несколько эпизодов

возникновения 27-дневных вариаций потоков ГКЛ [4]. В частности, такие вариации наблюдались в период 2007–2008 гг. Цель работы заключается в воспроизведении амплитуды вариаций в потоке протонов.

АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ КЛ В ГЕЛИОСФЕРЕ

Численное решение уравнения движения в ЭМ поле

Для решения уравнения движения КЛ при распространении через гелиосферу используется численный метод расчета траекторий частиц в ЭМ поле. Расчет проводится по методу частица–в–ячейке по схеме Бунемана–Бориса [5].

Определение ЭМ поля в гелиосфере

Для задания ЭМ поля использовалась модифицированная модель Паркера в солнечно-магнитной системе координат [6]. В рамках этой модели векторы индукции магнитного поля **B** и напряженности электрического поля **E** имеют вид:

$$\mathbf{B} = AB_0 \frac{r_0^2}{r^2} \left(\mathbf{e}_r - \frac{\Omega(r - r_s)}{v} \sin\theta \cdot \mathbf{e}_\varphi \right) H(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

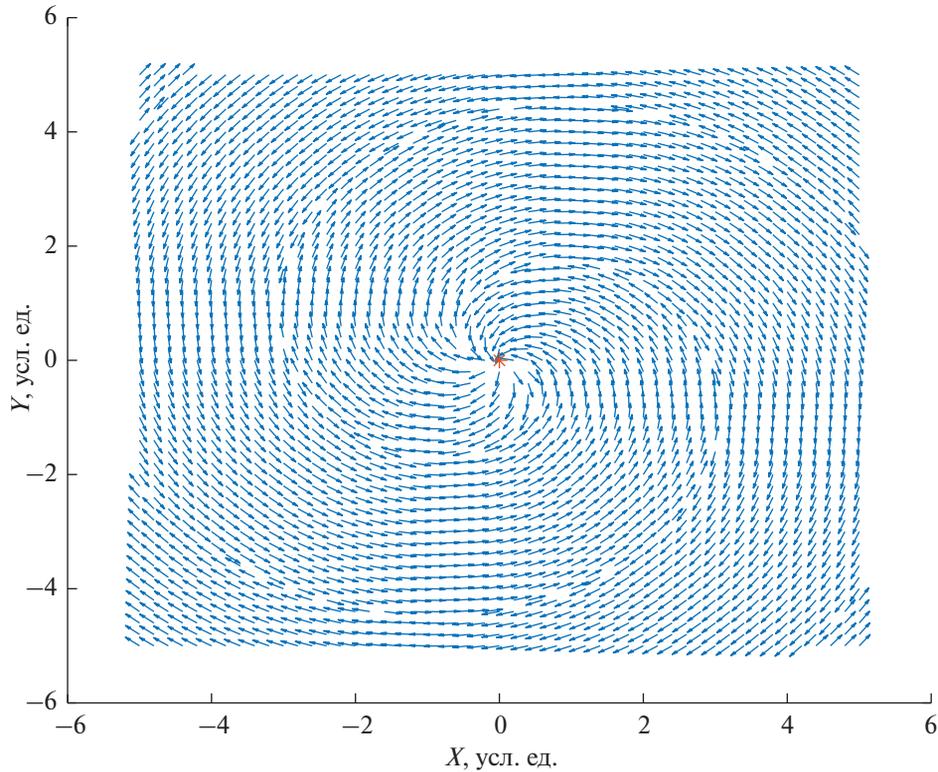


Рис. 1. Векторная карта индукции магнитного поля в плоскости магнитного экватора $z = 0$.

$$\mathbf{E} = \mp AB_0 \frac{r_0^2 \Omega (r - r_s)}{r^4} \times \frac{\delta y}{\delta x} \times (xze_x + yze_y - (x^2 + y^2)e_z) H(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где Ω – сидерическая угловая скорость вращения Солнца; v – радиальная компонента скорости солнечного ветра; r_s – радиус поверхности источника; r_0 – радиус, где наибольшее значение радиальной компоненты невозмущенного магнитного поля равно B_0 ; A – полярность солнечного магнитного поля; $H(\mathbf{r}, t)$ – функция, которая задает гелиосферный токовый слой (формулы (3) и (4) в работе [6]). Таким образом строится трехмерная модель ЭМ поля в гелиосфере. На рис. 1, 2 представлены векторные карты линий индукции магнитного поля в плоскости магнитного экватора и напряженности электрического поля в плоскости $y = 0$ соответственно.

Определение коротирующих областей в гелиосфере

Для введения в модель КОВ использовались данные космического аппарата ACE, взятые из базы данных OMNI [7]. На рис. 3 представлены временные измерения радиальной компоненты индукции межпланетного магнитного поля. С периодом ~27 дней в них наблюдаются два периодически повторяющиеся выброса (обведены эллип-

сом), которые соответствуют измерениям поля внутри КОВ. Эти измерения отражают пространственное распределение поля на орбите Земли. Для задания аналитического описания КОВ предполагается, что скорость ветра в них постоянна, толщина и высота равны.

Для задания формы и местоположения КОВ необходимо найти аналитическое выражение для силовых линий магнитного поля. Для этого необходимо, используя формулу (1), решить уравнение:

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{rd\varphi}{B_\varphi}, \quad (3)$$

где B_r и B_φ – радиальная и азимутальная компоненты вектора \mathbf{B} соответственно. Результатом решения (3) является уравнение силовой линии:

$$\varphi(r) = -\frac{\Omega \sin \theta}{v_{cir}} \left(r - r_s \left(1 + \ln \frac{r}{r_s} \right) \right) + \varphi_s, \quad (4)$$

где v_{cir} – скорость солнечного ветра в коротирующей области, $\varphi_s = \varphi(r_s)$. На рис. 4 показана векторная карта индукции магнитного поля в КОВ в плоскости $z = 0$.

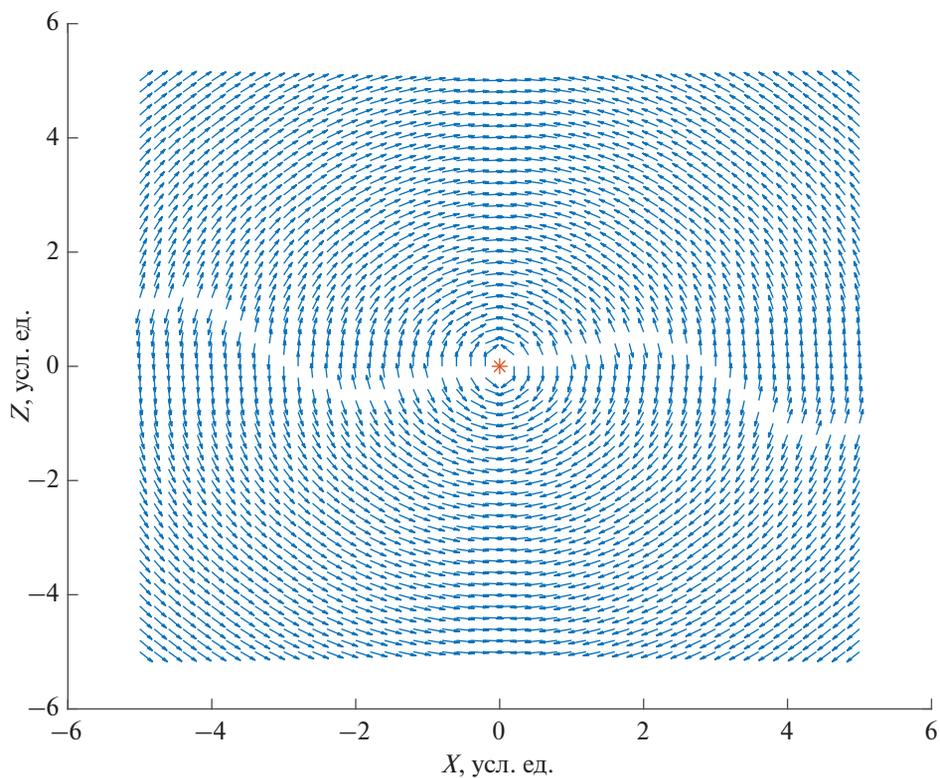


Рис. 2. Векторная карта напряженности электрического поля в плоскости $y = 0$.

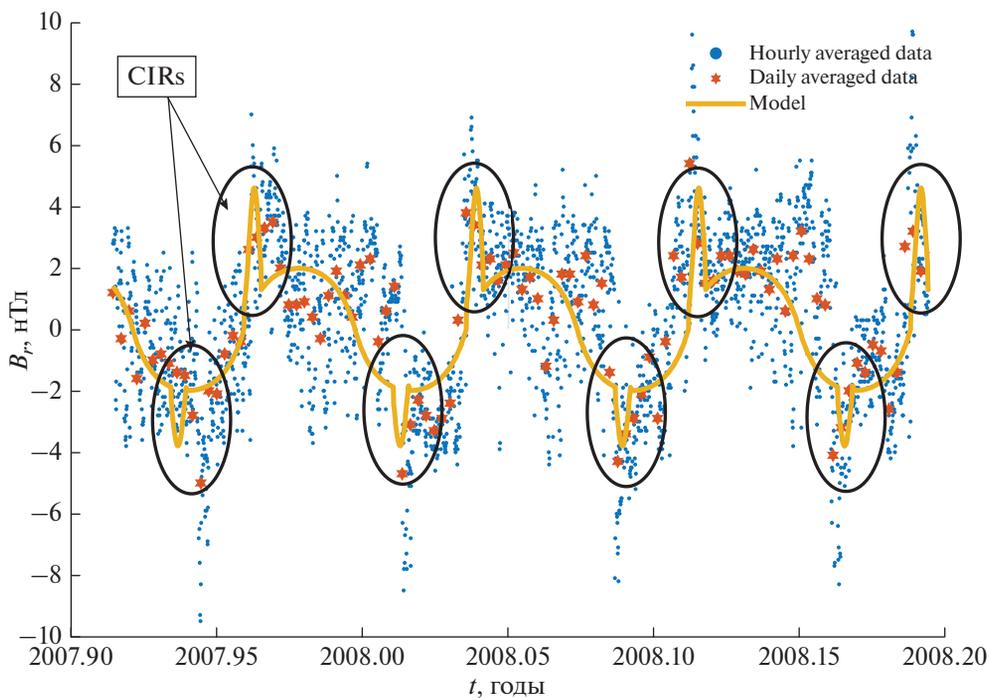


Рис. 3. Временная динамика радиальной компоненты магнитного поля в околоземном пространстве. Сплошной линией изображено значение магнитного поля, получаемое в модели, точками изображены измерения АСЕ, усредненные за час, звездочками изображены измерения АСЕ, усредненные за день, овалами отмечены значения магнитного поля внутри КОВ.

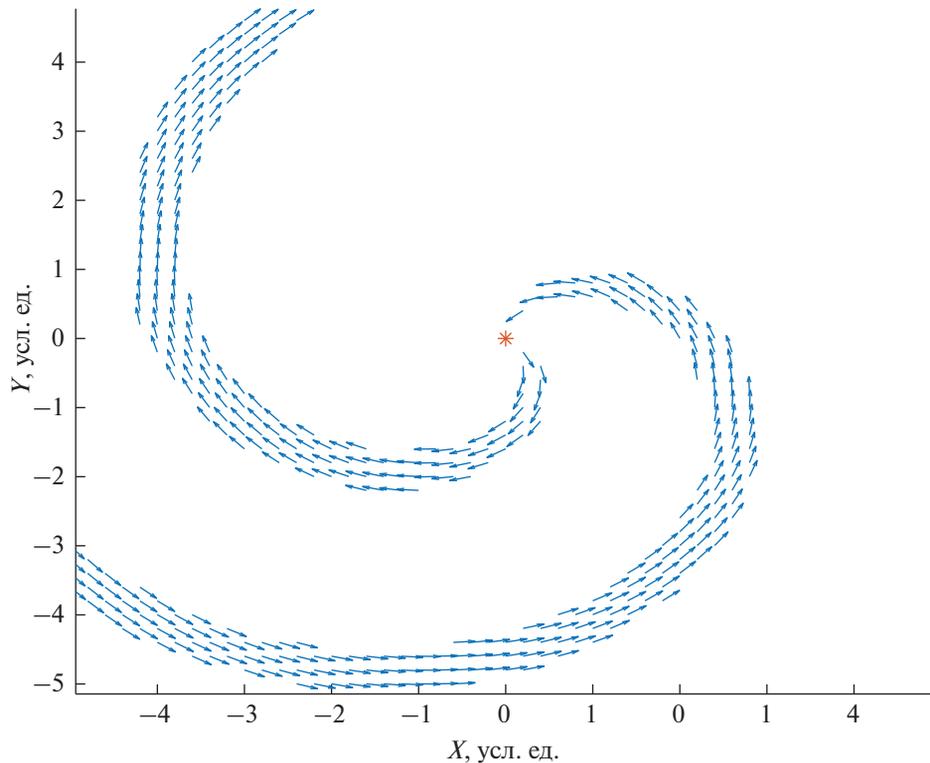


Рис. 4. Векторная карта индукции магнитного поля в КОВ в плоскости $z = 0$.

МОДЕЛИРОВАНИЕ 27-ДНЕВНЫХ ВАРИАЦИЙ ПОТОКОВ ГКЛ

Для моделирования влияния КОВ на прохождение галактических протонов через возмущенную гелиосферу разыгрывался однородный и изотропный поток протонов с энергией 1 ГэВ на расстоянии 100 а.е. от Солнца. Производился расчет траекторий разогранных протонов в гелиосфере, для дальнейшего анализа рассматривались только частицы, которые смогли достичь 1 а.е. в плоскости эклиптики. Полученная выборка случайным образом разделена на четыре независимые подвыборки, каждая из которых ассоциируется с одним периодом обращения Солнца. Для них построены распределения количества частиц по азимутальному углу (или времени), которые расположены одно за другим. Общая длина (продолжительность) составляет 1440 градусов (108 дней) (рис. 5).

Для определения амплитуды вариаций потока протонов к полученному временному ряду применено непрерывное вейвлет-преобразование с материнской функцией Морсе. На рис. 6 приведена полученная скалограмма, где по горизонтальной оси отложено время, по вертикальной — период в днях, оттенками серого показана амплитуда вариаций в процентах.

Процедура разбиения на четыре подвыборки с последующим их объединением и вейвлет-преобразованием повторялась многократно. Распреде-

ление полученных относительных амплитуд, соответствующих вариациям с периодом 27 дней, изображено на рис. 7. Характеристики распределения соответствуют найденной амплитуде вариаций $7.8 \pm 0.7\%$.

Также предсказываются вариации с периодом 14 дней. Оценка относительной амплитуды на основании рис. 6 дает значение $5.9 \pm 1.7\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан способ воспроизведения амплитуды 27-дневных вариаций потока ГКЛ, наблюдавшихся в эксперименте ПАМЕЛА в период 2007–2008 гг. Для этого построена модель электромагнитного поля в гелиосфере с характеристиками, соответствующими наблюдением миссии АСЕ в рассматриваемое время. С помощью численного алгоритма, восстанавливающего траекторию заряженных частиц в ЭМ поле, проведено моделирование распространения протонов КЛ от границы гелиосферы до орбиты Земли. Получено азимутальное распределение частиц на 1 а.е., которое соответствует временной динамике измерений потока ГКЛ на Земле. К этому распределению применено вейвлет-преобразование.

Воспроизведен эффект 27-дневных вариаций для протонов с энергией 1 ГэВ с относительной амплитудой:

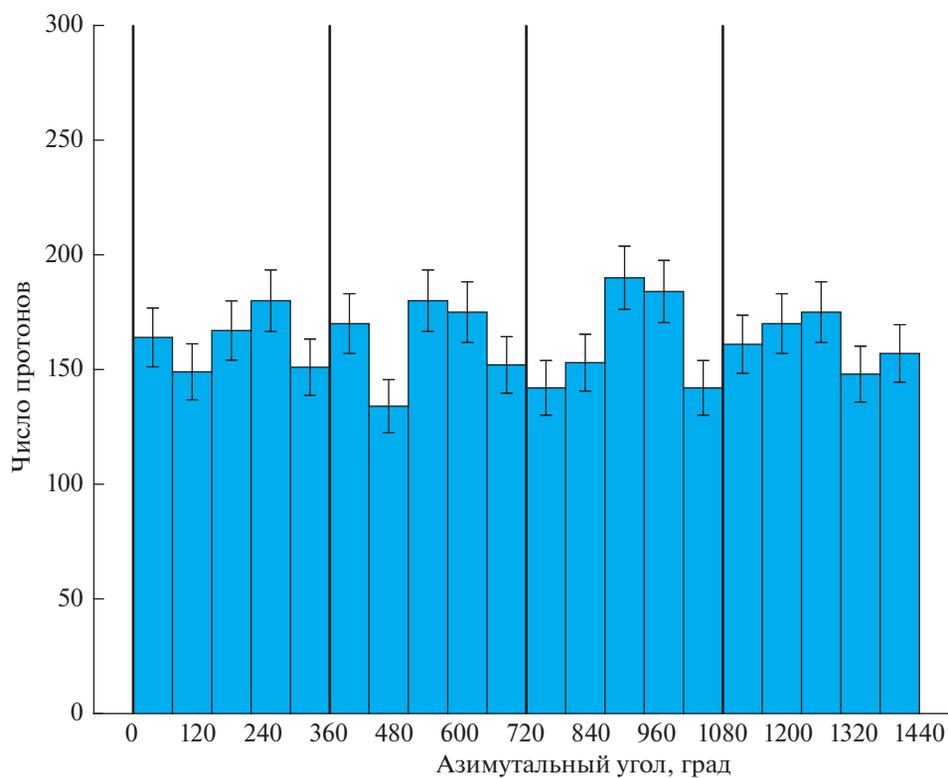


Рис. 5. Азимутальное распределение протонов в плоскости эклиптики, которая соответствует временному ряду с длительностью 108 дня для наблюдателя с Земли.

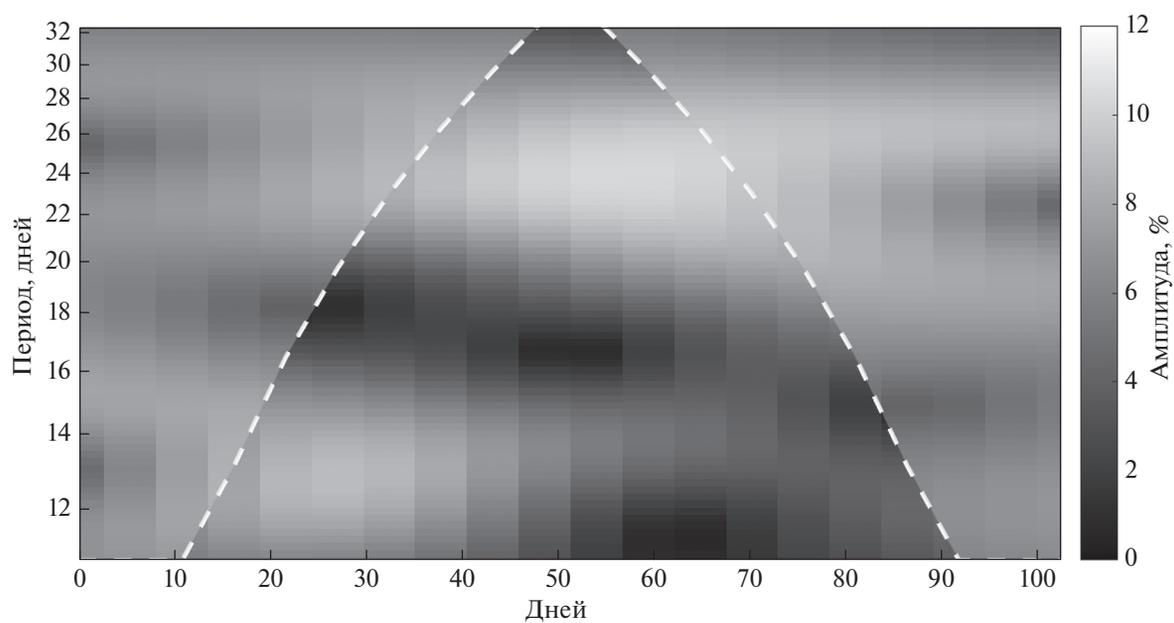


Рис. 6. Скалограмма вейвлет-преобразования распределения на рис. 5. По горизонтальной оси на скалограмме отложено время, по вертикальной — период в днях, оттенками серого показана амплитуда вариаций в процентах.

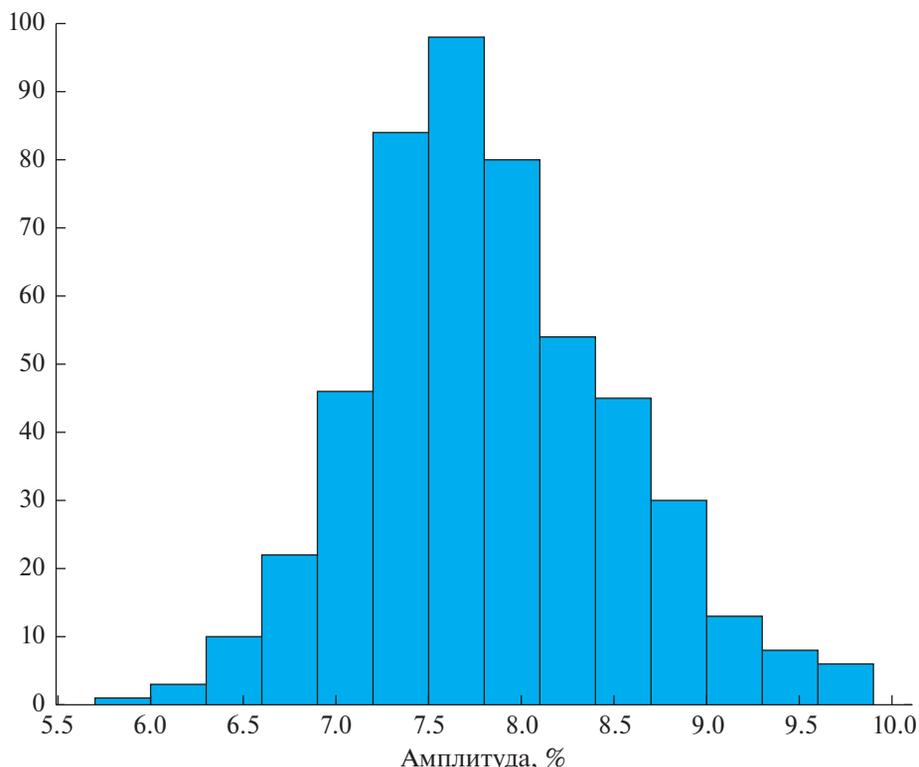


Рис. 7. Гистограмма распределения относительной амплитуды 27-дневных вариаций.

$$A_{27} = 7.8 \pm 0.7\%.$$

Предсказывается существование вариаций с периодом 14 дней. Оценка его относительной амплитуды дает значение:

$$A_{14} = 5.9 \pm 1.7\%.$$

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00582).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Forbush S.E.* // Terr. Magn. Atmos. Electr. 1938. V. 43. No. 3. P. 203.
2. *Bryant D.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11. P. 144.
3. *Richardson I.G.* // Living Rev. Sol. Phy. 2018. V. 15. P. 1.
4. *Modzelewska R. et al.* // Astrophys. J. 2020. V. 904 P. 3.
5. *Голубков В.С., Майоров А.Г.* // Известия российской академии наук. Серия физическая. 2021. Т. 85. С. 512-514.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521040128>
6. *Pei C. et al.* // Astrophys. J. 2012. V. 744. P. 170.
7. *King J.H., Papitashvili N.E.* // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A02104.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010649>.

Simulation of the 27-Day Variations of GCR

N. G. Galikyan¹, *, A. G. Mayorov¹, and R. F. Yulbarisov¹

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye sh. 31, Moscow, 115409 Russia

*e-mail: noraygalikyan@gmail.com

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

The work is devoted to reproduction of the 27-day variations of the galactic cosmic rays (GCR) flux, observed in the PAMELA experiment, by simulating the propagation of GCR in the heliosphere. The map of the interplanetary electromagnetic field has been constructed in accordance with the Parker model and measurements of the ACE spacecraft. We have created an algorithm, which numerically solves the motion equation of cosmic rays in that field and reconstructs their trajectory. Charged particles are generated on the edge of

the heliosphere, then the particles are traced with help of the numerical algorithm. The initial characteristics of the particles correspond to the uniform and isotropic distribution. As a result of calculations we have obtained the time dependencies of the GCR flux in the near-Earth space for energy 1 GeV.

Keywords: heliosphere, heliospheric electromagnetic field, heliospheric current sheet, galactic cosmic rays, 27-day variations, solar modulation, simulation of variations

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 537.9

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОН-ГРАВИТОННАЯ КОНВЕРСИЯ В МИКРОПОЛОСТЯХ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

© 2020 г. И. С. Алимкина^{a, b}, **В. С. Горелик**^{a, c}, С. В. Пичкуренко^{a, c}, В. В. Филатов^{a, c} *

^aФизический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Ленинский проспект 53, Москва, ГСП-1, 119991 Россия

^bМосковский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская 1с1, Москва, 119991 Россия

^cМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская 5с1, Москва, 105005 Россия

*E-mail: filatov-vladimir@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г.

После доработки 15.12.2020 г.

Принята к публикации 21.12.2020 г.

Установлено, что при бозе-эйнштейновской конденсации света в резонансных оптических микрополостях (порах) фотонного кристалла в последних формируются благоприятные условия для неупругого фотон-фотонного взаимодействия, приводящего к формированию гравитоноподобных бифотонных состояний, соответствующих стоячей гравитационной волне оптического диапазона. На основе оценочных расчетов продемонстрирована потенциальная наблюдаемость гравитоноподобных бифотонов (парафотонов) как прямым методом регистрации гравитационных волн, так и косвенным образом по оптическим спектрам фотонного кристалла: в спектре вторичного излучения композита предсказывается появление дополнительного пика в области унитарного поляритона, в спектре комбинационного рассеяния света предсказывается возникновение «бифотонного» пика, соответствующего формированию в микрополостях кристалла новых гравитационных центров рассеяния.

Ключевые слова: фотонный кристалл, резонанс, связанные состояния, бозе-эйнштейновская конденсация, парафотон, закон дисперсии, гравитационная волна, фотон-гравитонная конверсия

DOI: 10.1134/S2079562920060032

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы – новые композиционные материалы с периодической сверхструктурой, энергетический спектр которых представлен разрешенными и запрещенными фотонными зонами оптического диапазона [1]. На основе численных расчетов [2] нами было установлено, что возбуждение фотонного кристалла монохроматическим электромагнитным излучением с длиной волны, соответствующей краю запрещенной фотонной зоны композита, приводит к бозе-эйнштейновской конденсации света, сопровождающейся резонансным увеличением плотности фотонных состояний в микрополостях. В соответствии с теорией относительности подобные условия благоприятствуют формированию гравитационного поля за счет конверсии электромагнитной энергии в гравитационную [3]. В связи с этим представляется крайне актуальным изучение вопроса о возможностях наблюдения фотон-гравитонной конверсии. В силу изложенного целью данной работы является анализ возможно-

сти лабораторного наблюдения фотон-гравитонной конверсии с использованием резонансных оптических микрополостей фотонного кристалла в качестве настроенных оптических резонаторов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Ввиду ограниченности объема публикации остановимся на наиболее важных моментах. В работе [4] было получено уравнение на возмущение $h_{\alpha\beta}$ гравитационного поля вакуума за счет присутствия в нем электромагнитной энергии $\sigma_{\alpha\beta}$ (σ – максвелловский тензор напряжений, $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг с}^2$ – гравитационная постоянная, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света в пустом пространстве):

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\alpha\beta} = -\frac{16\pi G}{c^4} \sigma_{\alpha\beta}. \quad (1)$$

Заметим, что уравнение (1) описывает также поведение вакуума и в естественных пустотах (порах) фотонного кристалла, заполненных электромагнитным полем бозе-конденсата.

Рассмотрим простейший случай, когда электромагнитное поле в кристалле формируется посредством нормального (по нормали к поверхности образца) возбуждения фотонного кристалла монохроматическим (лазерным) излучением. Выберем систему координат таким образом, чтобы ось x была направлена вдоль лазерного луча (вдоль волнового вектора \mathbf{k} электромагнитной волны), ось y — вдоль колебаний электрического вектора \mathbf{E} , а z — магнитного \mathbf{B} . В этом случае $\sigma_{\alpha\beta}$ имеет только одну отличную от нуля компоненту

$$\sigma_{11} = -\epsilon_0 E_0^2 e^{2i(kx - \omega t)}. \quad (2)$$

При этом уравнение (1) приобретает исключительно простой вид:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{11} = \left(\frac{16\pi G}{c^4} \epsilon_0 \right) E_0^2 e^{2i(kx - \omega t)}. \quad (3)$$

Заметим, что в микрополости фотонного кристалла электромагнитное поле $E = E_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ может достигать резонансных значений. Так, при совпадении частоты возбуждающего электромагнитного излучения с собственной частотой микрополости, в последней формируется стоячая электромагнитная волна, полностью поглощающая электромагнитную энергию, поступающую в микрополость извне. Численные расчеты показывают [2], что при непрерывном возбуждении фотонного кристалла монохроматическим оптическим источником соответствующей частоты за каждый период $T \sim 10^{-15}$ с возбуждающей электромагнитной волны поле в приповерхностной поре непрерывно возрастает. Таким образом, несколько секунд непрерывного возбуждения позволяют увеличить энергию микрополости в 10^{15} раз по сравнению с энергией возбуждающего источника (при условии подавления теплового излучения непрерывным охлаждением). Заметим далее, что типичный диаметр пор фотонного кристалла составляет величину $\sim 10^{-7}$ м, в силу чего лазерный пучок сечением ~ 1 см² покрывает $\sim 10^{10}$ пор, каждая из которых выступает в качестве когерентного источника гравитационной волны (3). Таким образом, сфокусированная посредством кривизны поверхности образца результирующая гравитационная волна может иметь амплитуду на 10 порядков превосходящую амплитуду сигнала от одной поры. Следовательно, использование в эксперименте интенсивного лазерного источника ($E_0 \sim 10^4$ В/м) позволяет увеличить чрезвычайно малую правую часть (3) до величины $\sim 10^{-54} \cdot 10^{15} \cdot 10^{10} \cdot (10^4)^2 \sim 10^{-21}$ (в безразмерных единицах удельной деформации пространственно-временной метрики), что соответствует доступному на сегодняшний день порогу чувствительности экспериментальной аппаратуры [5]. В таком режиме возбуждения фотонный кристалл необходимо активно охлаждать для поддержания резонансной

добротности микрополостей композита, подавляя паразитное тепловое излучение и поддерживая бозе-конденсат.

Заметим, что в данном режиме генерации поле в экспозируемых микрополостях может достичь швингеровских значений ($10^4 \cdot 10^{15} \sim 10^{19}$ В/м), что приводит к возникновению существенной нелинейности вакуума и интенсивному формированию в нем связанных фотонных состояний, интерпретируемых нами как кванты гравитационного поля (об этом далее). При этом конфигурация электромагнитного поля такова, что поле микрополости представляет собой стоячую электромагнитную волну, в которой узлы (нули) приходятся на стенки полости (в силу чего в режиме резонансной добротности материал стенок защищен от деградации), а пучность располагается в центре поры (в этой точке нелинейность вакуума будет максимальна) [2].

Для обсуждения эффекта нелинейности обратимся к уравнению (3) с математической точки зрения, представляющему собой волновое уравнение гравитационного поля с квадратичным электромагнитным источником. Этот факт можно интерпретировать как порождение высокочастотной (частоты 2ω , см. (3)) гравитационной волны посредством неупругого фотон-фотонного взаимодействия. При этом квазичастицами гравитационного поля будут выступать связанные двухфотонные состояния (гравитоноподобные бифотоны, или парафотонны) [6], которые очевидным образом описываются уравнением Клейна–Гордона–Фока, имеющим для свободного пространства микрополости фотонного кристалла следующий вид (m_a — хамелеонная масса парафотона, ψ — парафотонное поле, $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Дж/с — постоянная Дирака):

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} \psi. \quad (4)$$

Ввиду очевидности решения (3) в виде плоской монохроматической волны, решение уравнения Клейна–Гордона–Фока (4) также следует искать в виде монохроматической волны. Непосредственной подстановкой в (4) зависимости $\psi = \psi_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ получаем

$$-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2}, \quad (5)$$

или, вводя новое обозначение $\omega_a = m_a c^2 / \hbar$:

$$\omega^2 = \omega_a^2 + c^2 k^2. \quad (6)$$

Условие (6) является законом дисперсии парафотонных и описывает динамику парафотонного поля в микрополости.

Для получения представления о возможности наблюдения эффекта обратимся к макроскопиче-

ским величинам. С этой целью представим периодическую сверхструктуру фотонного кристалла набором абстрактных полярных осцилляторов (модель Куросавы [7]):

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} \equiv \prod_j \frac{\omega_j^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}. \quad (7)$$

Здесь ε – диэлектрическая функция материала, f_j – сила j -го осциллятора, определяющая его взаимодействие с внешним полем, ω_{0j} – эффективная собственная частота осциллятора, ω_j – частота продольной моды ($\omega_j^2 = f_j + \omega_{0j}^2$), причем для простоты мы пренебрегаем эффектами затухания.

Заметим, что обычно фотоннокристаллические структуры синтезируются таким образом, чтобы в оптическом диапазоне находился основной (с наименьшей собственной частотой) осциллятор. Поэтому в видимой области “обертонными” осцилляторами можно пренебречь как не существенными. Таким образом, сохраняя лишь основной осциллятор и двухфотонное взаимодействие (6), имеем:

$$\varepsilon(\omega) = \left(\frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \left(\frac{\omega_{la}^2 + c^2 k^2 - \omega^2}{\omega_{0a}^2 + c^2 k^2 - \omega^2} \right). \quad (8)$$

При этом закон дисперсии оптического поля в фотонном кристалле может быть представлен в следующем виде:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} n = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega) \mu} = \frac{\omega}{c} \left[\left(\frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \left(\frac{\omega_{la}^2 + c^2 k^2(\omega) - \omega^2}{\omega_{0a}^2 + c^2 k^2(\omega) - \omega^2} \right) \mu \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Здесь k – волновое число (модуль волнового вектора), n – эффективный показатель преломления композита, μ – его магнитная проницаемость, которая для правой тройки векторов \mathbf{E} , \mathbf{B} и \mathbf{k} равна $\mu = +1$, а для левой тройки [8] есть $\mu = -1$.

В соответствии с формулами Френеля в эксперименте при этом будет наблюдаться следующий спектр вторичного излучения фотонного кристалла:

$$R(\omega) = \left| \frac{n(\omega) - 1}{n(\omega) + 1} \right|^2 = \left| \frac{k(\omega) - \omega/c}{k(\omega) + \omega/c} \right|^2. \quad (10)$$

ИССЛЕДУЕМЫЙ ОБРАЗЕЦ

Для оценки возможности лабораторного наблюдения эффекта проведем расчет для типичного примера одномерного фотонного кристалла – мезопористой пленки анодного оксида алюминия толщиной около 20 мкм, синтезированной по технологии анодирования из раствора электролита при непрерывном травлении [9]. Пленка состоит из ре-

гулярно чередующихся слоев Al_2O_3 толщиной 90 нм, причем все нечетные слои обладают 30%-ной пористостью, а четные – 50%. Отметим также, что согласно данным электронной микроскопии [10] поры пленки свободны от вещества (то есть, допущения теоретической части корректны).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде всего необходимо определить неизвестные феноменологические параметры модели (9), соответствующие исследуемому образцу. С этой целью мы варьировали величины ω_0 и ω_l до достижения наилучшего согласия теории (10) с данными спектрального анализа (рис. 1), проведенного по стандартной методике регистрации спектра отражения при возбуждении широкополосным источником с последующей корректировкой на спектр источника [10]. При этом наилучшую аппроксимацию дали следующие значения (см. рис. 1): $\omega_0 = 3.47 \cdot 10^{15}$ рад/с, $\omega_l = 6.77 \cdot 10^{15}$ рад/с.

Для оценки величин ω_{0a} и ω_{la} мы исходили из следующих соображений. Поскольку (3) является волновым гравитационным уравнением с квадратичным электромагнитным источником, в качестве оценки массы гравитационной квазичастицы (мы осторожно говорим о квазичастице, поскольку процесс формирования гравитона происходит в условиях поляритонного бозе-конденсата) можно (пренебрегая в первом приближении энергией связи фотонов, образующих бифотонное состояние) использовать следующую оценку массы парафотона, образующегося из двух фотонов на границе первой запрещенной фотонной зоны: $m_a = 2 \cdot m_\gamma = 2(\partial^2 W / \partial p^2)^{-1} = 2\hbar(\partial^2 \omega / \partial k^2)^{-1}$, что с учетом (9) дает $m_a \sim 0.1$ мэВ, или $\omega_a \sim 1$ см⁻¹. Сила соответствующего осциллятора f , вообще говоря, определяется константой связи гравитационного и электромагнитного полей, поэтому достаточно мала. Однако, как было показано выше, в микрополости фотонного кристалла складываются условия для резонансной фотон-гравитонной конверсии, поэтому мы оцениваем ω_{la} как имеющую тот же порядок величины, что и ω_{0a} , то есть, ~ 1 см⁻¹. Для оценочных расчетов в данной работе нами были использованы следующие значения: $\omega_{la} = 1.88 \cdot 10^{11}$ рад/с (1 см⁻¹), $\omega_{0a} = 3.77 \cdot 10^{11}$ рад/с (2 см⁻¹).

Результаты расчета закона дисперсии (9) при указанных параметрах представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2б, обсуждаемый эффект проявляет себя в виде расщепления нисходящей оптической моды ($\mu = -1$) с образованием зазора $\Delta \sim 1$ см⁻¹ в области унитарного поляритона на краю видимой области спектра (350 нм). Отметим при этом, что несмотря на малые размеры этой зоны (<0.1 нм) она должна отчетливо проявиться

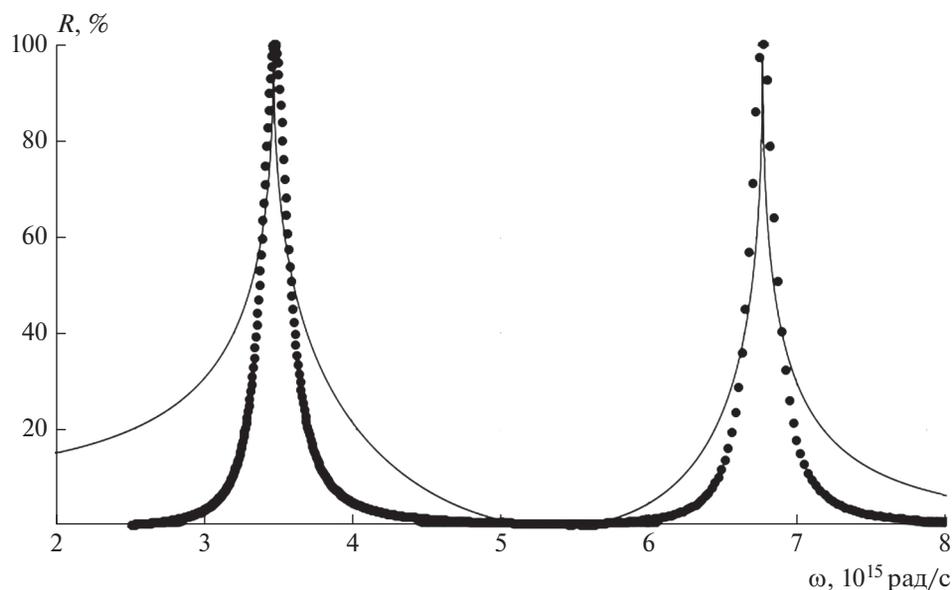


Рис. 1. Аппроксимация данных спектрального анализа фотоннокристаллической пленки (точки) теоретической кривой (10). Параметры теоретической модели: $\omega_0 = 3.47 \cdot 10^{15}$ рад/с, $\omega_1 = 6.77 \cdot 10^{15}$ рад/с.

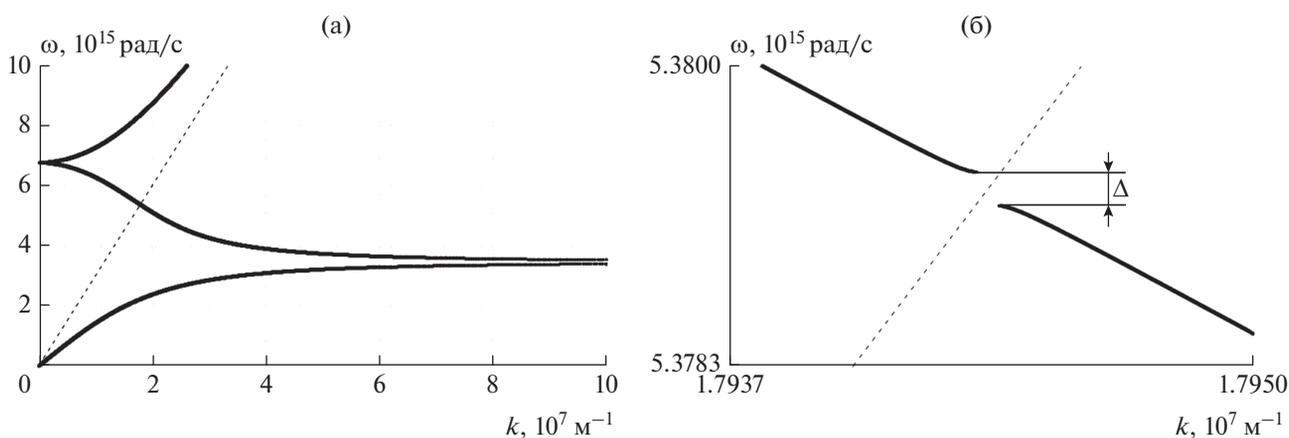


Рис. 2. Закон дисперсии электромагнитных волн в рассматриваемой пленке. Пунктир соответствует унитарным поляритонам, описываемым уравнением $\omega = ck$. На мелком масштабе (а) двухфотонные процессы себя не проявляют, при большом увеличении (б) видно расщепление оптической дисперсионной ветви в области аномальной дисперсии фотонного кристалла.

в спектре люминесценции кристалла ввиду аномального увеличения плотности фотонных состояний на ее краях (действительно, как видно из рис. 2б, на краях зоны групповая скорость поляритонов $d\omega/dk$ равна нулю). Ожидаемый в этом случае спектр вторичного излучения экспериментального образца при криогенных температурах (10) представлен на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при резонансном возбуждении фотонного кристалла в его микрополостях реализуются благоприятные условия для резонансной

фотон-гравитонной конверсии, которая должна проявить себя в виде дополнительного пика неупругого двухфотонного взаимодействия в оптических спектрах особенно при криогенных температурах. Для подтверждения гравитационной природы сформированных парафотонных предлагается использовать примаковский эксперимент с толстым поглотителем (схема “Light shining through wall”) с использованием двух идентичных фотонных кристаллов: в качестве фотон-гравитонного генератора, а также реконвертера, контролируя при этом появление бифотонных пиков в спектрах обоих образцов. Обратим внимание, что в свете указанных обстоятельств результаты

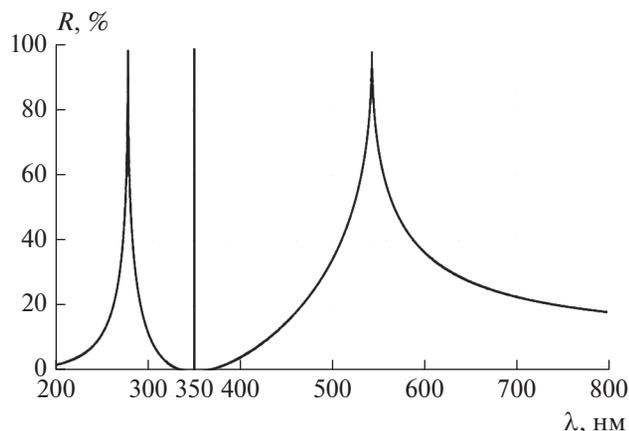


Рис. 3. Предсказываемый спектр вторичного излучения исследуемой фотоннокристаллической пленки. Узкий пик на 350 нм соответствует неупругому двухфотонному процессу фотон-гравитонной конверсии

эксперимента [11] могут быть интерпретированы как первое наблюдение фотон-гравитонных процессов в фотонных кристаллах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00242).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Горелик В.С. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 5. С. 409–432. <https://doi.org/10.1070/QE2007v037n05ABEH013478>
2. Пичкуненко С.В., Филатов В.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. № 6. С. 582–584. <https://doi.org/10.1134/S2079562918050214>
3. Горелик В.С., Гладышев В.О., Кауц В.Л. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2018. Т. 45. № 2. С. 10–21. <https://doi.org/10.3103/S1068335618020021>
4. Rudenko V.N., Kolosnitsyn N.I. // Phys. Scr. 2015. V. 90. No. 7. P. 074059. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/90/7/074059>
5. Abbott B.P. et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 061102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102>
6. Alimkina I.S., Filatov V.V., Gorelik V.S., Pichkurenko S.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1557. P. 012008. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/859/1/012003>
7. Pichkurenko S.V. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. V. 859. P. 01200. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/859/1/012003>
8. Горелик В.С., Филатов В.В. // Неорганические материалы. 2013. Т. 49. № 7. С. 797–800. <https://doi.org/10.1134/S0020168513070054>
9. Горелик В.С., Климонский С.О., Филатов В.В., Напольский К.С. // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120. № 4. С. 562–568. <https://doi.org/10.7868/S0030403416040085>
10. Gorelik V.S., Voinov Yu.P., Shchavlev V.V., Dongxue Bi, Guo Liang Shang, Guang Tao Fei. // J. Surf. Invest. X-Ray. 2017. V. 11. No. 1. P. 246–253. <https://doi.org/10.1134/S1027451017010268>
11. Горелик В.С., Кудрявцева А.Д., Тареева М.В., Чернега Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. № 9. С. 575–578.

The Resonant Two-Photon-to-a-Graviton Conversion in the Microcavities of the Photonic Crystal

I. S. Alimkina^{1, 2}, V. S. Gorelik^{1, 3}, S. V. Pichkurenko^{1, 3}, and V. V. Filatov^{1, 3, *}

¹Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Leninskiy pr. 53, Moscow, GSP-1, 119991 Russia

²Moscow State Pedagogical University, Malaya Pirogovskaya st. 1b1, Moscow, 119991 Russia

³Bauman Moscow State Technical University, 2nd Baumanskaya st. 5b1, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: filatov-vladimir@yandex.ru

Received September 25, 2020; revised December 15, 2020; accepted December 21, 2020

The paper predicts the Bose–Einstein condensation of light in the resonant optical microcavities (pores) of a photonic crystal makes essential the inelastic photon-photon interaction resulting to the two photons coupling into a graviton-like biphoton (paraphoton). The estimates demonstrate the observability of the effect both by a standard gravitational-wave routine as well as by the indirect spectral method registering the extra peak in the optical and Raman spectra of the photonic crystal.

Keywords: photonic crystal, resonance, bound states, Bose–Einstein condensation, paraphoton, dispersion relation, gravitational wave, photon-graviton conversion

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 53.043

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР С ВОЛЬФРАМОМ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РАМЕЛА

© 2020 г. О. А. Голуб^а*, А. Г. Майоров^а, В. В. Алексеев^б

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

^бЯрославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская 14, Ярославль, 150003 Россия

*E-mail: ogolub394@gmail.com

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

В статье приводится энергетическая зависимость сечения неупругого взаимодействия легких ядер (протонов, гелия, лития) с энергиями от нескольких сотен мегаэлектронвольт с ядрами вольфрама, полученная с использованием данных космического эксперимента РАМЕЛА. Прибор РАМЕЛА предназначен для прецизионных измерений потоков космических лучей различной природы и включал набор детекторных систем для надежного определения характеристик частицы (типа и энергии). В работе идентификация частиц осуществлялась при помощи трековой системы в магнитном поле, время-пролётной системы и системы антисовпадений. Позиционно-чувствительный калориметр с поглотителем из вольфрама, в свою очередь, позволяет изучать характеристики взаимодействия частиц внутри него, в частности, вычислить сечение их неупругого взаимодействия.

Ключевые слова: эксперимент РАМЕЛА, космические лучи, сечение взаимодействия

DOI: 10.1134/S2079562920060263

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день одним из главных инструментов для моделирования прохождения частиц через вещество является пакет программ Geant4 [1]. Он применяется в различных научных областях, включая фундаментальные исследования в физике высоких энергий, экспериментах на ускорителях и в космосе, а также для решения прикладных задач в области ядерной медицины, атомных реакторов и во многих других научно-прикладных исследованиях. Одной из проблем моделирования прохождения частиц через вещество в Geant4 является отсутствие единой готовой модели, которую можно было бы использовать для описания взаимодействий частиц и ядер с энергиями от нескольких килоэлектронвольт до нескольких тераэлектронвольт с разными средами. Улучшение и развитие численных моделей тесно связано с получением новых экспериментальных данных о взаимодействиях частиц с веществом и последующим сравнением с результатами моделирования. Сегодня подобные работы проводятся, но в основном они опираются на данные только наземных ускорительных комплексов, когда доступен ограниченный набор налетающих частиц с несколькими фиксированными энергиями [2–4]. Космические лучи являются природным уско-

рителем элементарных частиц, включающим в себя непрерывный энергетический спектр частиц и всех стабильных ядер, благодаря чему может быть значительно дополнен имеющийся экспериментальный ряд данных для построения численных моделей. Идея использования космических лучей для определения характеристик взаимодействий с ядрами атомов атмосферы Земли уже применяется в экспериментах по регистрации частиц ультравысоких энергий. Однако трудностью является одновременное незнание сразу нескольких ключевых характеристик: не только сечений взаимодействия, но также типа и энергии частицы [5, 6]. Спутниковый эксперимент РАМЕЛА [7], предназначенный для измерения потоков заряженных частиц, благодаря своему набору детекторов с высокой надежностью выбирает из потока частиц необходимую компоненту, формируя пучок частиц известного типа и энергии, проходящего под известным углом. И одновременно другой детектор — позиционно-чувствительный стриповый калориметр с поглотителем из вольфрама, — служит мишенью для этих частиц. В статье приводится предварительная энергетическая зависимость сечения неупругого взаимодействия легких ядер с ядрами вольфрама в диапазоне энергий от нескольких сотен мега-

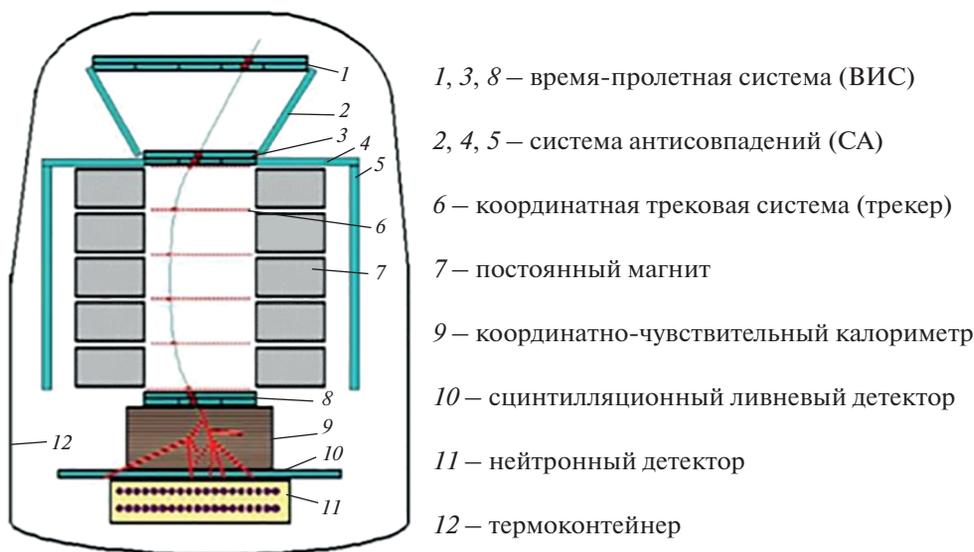


Рис. 1. Схема научной аппаратуры PAMELA.

электронвольт до нескольких сотен гигаэлектронвольт, полученная при обработке научных данных космического эксперимента PAMELA.

ЭКСПЕРИМЕНТ PAMELA

PAMELA — это спутниковый эксперимент, предназначенный для изучения потоков заряженных частиц в космическом излучении, который проводился на околоземной орбите на борту спутника Ресурс-ДК1 с июня 2006 до января 2016 года.

Прибор PAMELA, схема которого показана на рис. 1, позволяет определять жесткость (отношение импульса частицы к заряду) и знак заряда регистрируемых частиц, восстанавливая их траекторию в постоянном магнитном поле [8, 9]. Зависимость измеренных ионизационных потерь от жесткости даёт информацию об абсолютной величине заряда частицы. Общая совокупность детекторов [10–16] позволяет идентифицировать тип частицы, измерить ее характеристики, такие как скорость и энергию, а также исключить фоновые события, определение характеристик которых затруднено или невозможно.

Взаимодействие частиц изучается в координатно-чувствительном калориметре (рис. 2) [17], который состоит из 22-х пар односторонних кремниевых стриповых плоскостей толщиной 380 мкм каждая, чередующихся с таким же количеством пластин поглотителя из вольфрама толщиной по 260 мм. Общая толщина калориметра составляет ~16.3 радиационных длин и ~0.6 длин ядерного взаимодействия.

Калориметр предназначен для идентификации электронов на фоне антипротонов и позитронов на

фоне протонов, а также для измерения энергии взаимодействующих в нем частиц. В основу разделения частиц легли измерения пространственных и энергетических различий ядерного и электромагнитного каскадов частиц.

Помимо идентификации частиц калориметр позволяет изучать характеристики развивающихся в нем каскадов: их структуру, точку начала взаимодействия, продольный и поперечный размер каскадов и т.д., а также определять вероятность взаимодействия частиц с веществом калориметра.

ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Основной целью работы является получение энергетической зависимости сечения неупругого взаимодействия легких ядер (p , He , Li) с ядрами вольфрама с энергиями выше нескольких сотен мегаэлектронвольт. Для этого использованы общие критерии идентификации протонов в потоке космических лучей, а также критерий идентификации событий, в которых наблюдается неупругое взаимодействие легких ядер с веществом калориметра.

Общие критерии отбора:

- в трековой системе идентифицирован один трек, не касающийся стенок магнита;
- траектория в трекаре восстановлена с использованием 4-х и более точек в отклоняющей проекции X , 3-х и более точек в ортогональной проекции Y ;
- отсутствует сигнал во всех счетчиках системы антисовпадений;

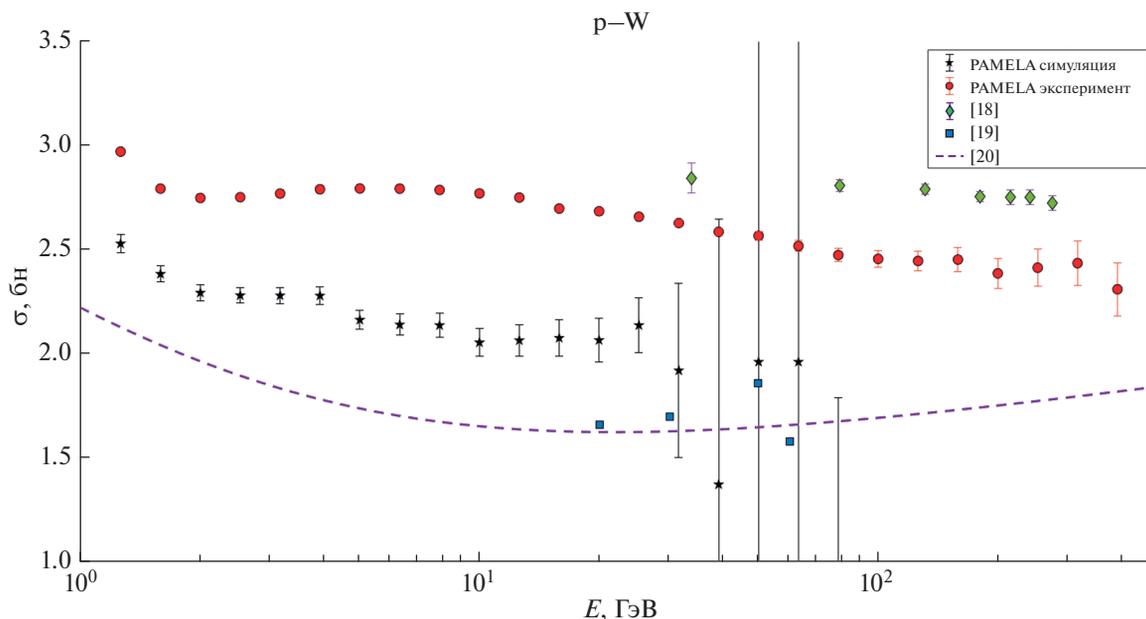


Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения взаимодействия протонов с вольфрамом.

- в каждой из шести плоскостей ВПС не более одного сработавшего сцинтилляционного счетчика.

Первые два критерия отбора позволяют исключить из анализа события с заведомо неправильно измеренными характеристиками. Последние два критерия отсеивают “ложные” триггеры, вызванные вторичными частицами, образованными во взаимодействиях космических лучей с веществом прибора. Для идентификации легких ядер по заряду используется кривая зависимости ионизационных потерь заряженной частицы в трековой системе от модуля измеренной жесткости. Вероятность ошибки в определении типа частицы оценена при помощи моделирования Монте-Карло и составляет менее 1%. Применение общих критериев позволяет отобрать легкие ядра с энергиями от нескольких сотен мегаэлектронвольт до тераэлектронвольт (верхняя граница обусловлена максимальной регистрируемой жесткостью равной примерно 1 ТВ).

Для расчета вероятности взаимодействия ядер с веществом калориметра требуется отобрать события, которые прошли калориметр без взаимодействия. Для этого вводятся дополнительные критерии отбора:

- ограничение на отношение энерговыделения в радиусе восьми стрипов от трека, восстановленного в треkere, к полному энерговыделению;
- ограничение на количество сработавших стрипов в последней плоскости калориметра.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанные критерии были применены к экспериментальным данным и к данным моделирования прохождения частиц (протонов, ядер ^4He и ^7Li) через спектрометр PAMELA. В результате проведенного анализа была построена предварительная энергетическая зависимость сечения взаимодействия легких ядер с ядрами вольфрама, которое вычислено по формуле (1):

$$\sigma = \frac{1}{xn} \ln \frac{N_0}{N}, \quad (1)$$

где $x = 0.26$ (толщина одной W плоскости) $\times 22$ (количество W плоскостей) = 5.72 см (без учета точки начала взаимодействия), n – концентрация ядер мишени, N_0 – количество событий, отобранных после общих критериев отбора, N – количество событий, отобранных после общих и дополнительных критериев отбора (события, которые прошли калориметр без взаимодействия).

Полученные энергетические зависимости сечения неупругого взаимодействия легких ядер (протоны, гелий, литий) с энергиями от нескольких сотен мегаэлектронвольт с ядрами вольфрама приведены на рис. 2, 3, 4. Дается сравнение с измерениями сечений на ускорительных комплексах [18, 19] и теоретической зависимостью [20]. Сечения взаимодействия с вольфрамом для ядер гелия и лития получены впервые.

Полученные значения сечения взаимодействия неупругого взаимодействия протонов с ядрами вольфрама близки к другим измерениям, однако в работе получен непрерывный энергетиче-

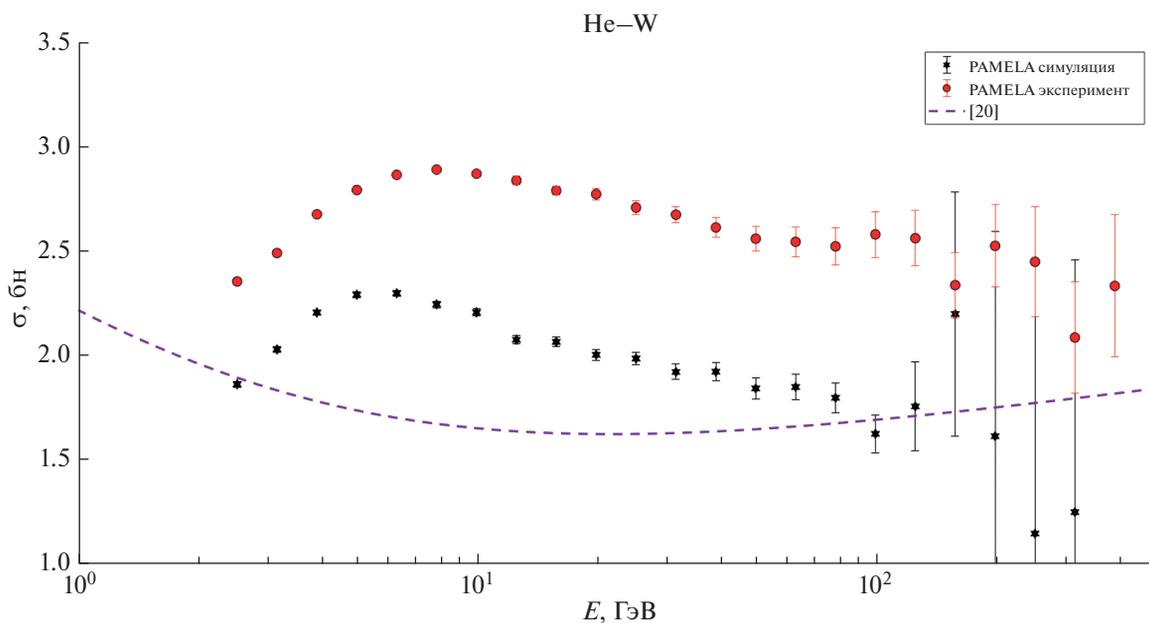


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения взаимодействия ядер гелия с вольфрамом.

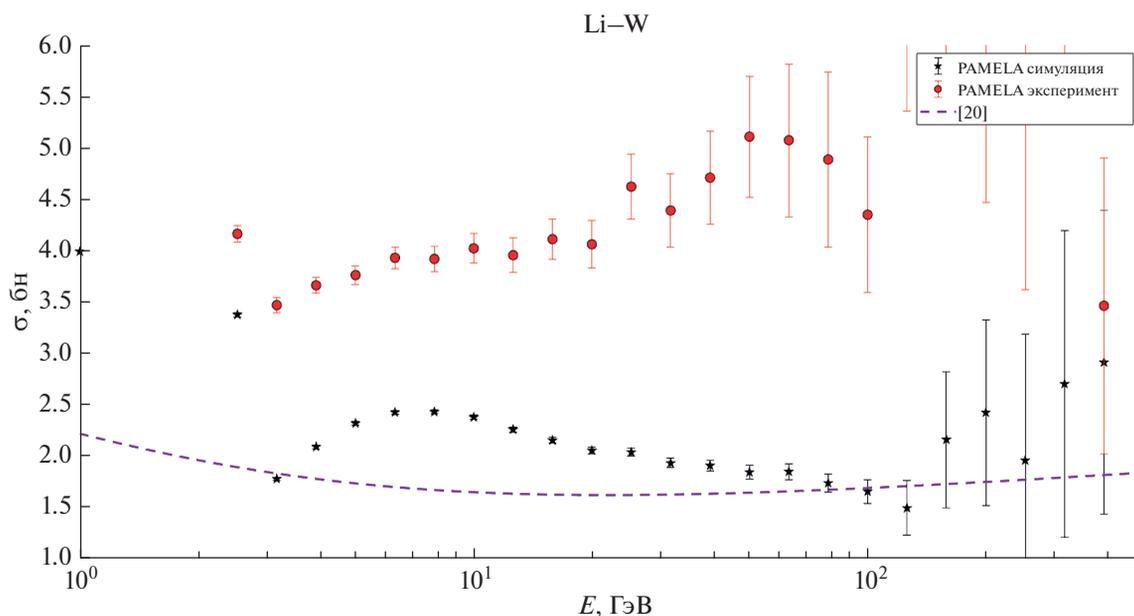


Рис. 4. Энергетическая зависимость сечения взаимодействия ядер лития с вольфрамом.

ский ряд данных в диапазоне энергий от 500 МэВ до 200 ГэВ. Энергетическая зависимость сечения взаимодействия легких ядер с вольфрамом соответствует ожиданиям и воспроизводит форму нуклон–нуклонного взаимодействия.

Тем не менее, результат является предварительным. Требуется улучшить методику идентификации неупругих взаимодействий частиц в калориметре, которая в данной работе упрощена и пред-

ставлена двумя критериями, а также оценить систематическую погрешность измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен метод определения сечения неупругих взаимодействий частиц в калориметре при помощи прецизионных измерений потока космических лучей. Рассмотрены p–W,

He–W и Li–W взаимодействия в веществе калориметра прибора PAMELA. Выборка налетающих на мишень (калориметр) частиц получена при помощи набора детекторных систем, входящих в состав спектрометра. С их помощью определены тип и энергия частицы. Методика применена к экспериментальным данным и к данным моделирования. В результате анализа научных данных построена энергетическая зависимость сечения взаимодействия легких ядер с ядрами вольфрама, которая близка к измерениям на ускорителях, но при этом непрерывно покрывает диапазон энергий от нескольких сотен мегаэлектронвольт до нескольких сотен гигаэлектронвольт. Работа будет развиваться: требуется улучшить методику идентификации неупругих взаимодействий частиц в калориметре и провести оценку систематической погрешности измерений, а также рассмотреть другие ядра. Ожидаемые результаты могут быть полезны для развития численных моделей взаимодействия частиц с веществом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-02-00951.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Agostinelliae S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2003. V. 506. P. 250.
2. *Allison J. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.
3. *Banerjee S. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 898. P. 042005.
4. *Basaglia T. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 664. P. 072037.
5. *Ulrich R.* // EPJ Web Conf. 2013. V. 53. P. 07005.
6. *Abbasi R.U. et al.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. P. 032007.
7. *Adriani O. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 296.
8. *Adriani O. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2003. V. 511. P. 72.
9. *Bonechi L. et al.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2003. V. 125. P. 308.
10. *Adriani O. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 296 (дубликат).
11. *Adriani O. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2007. V. 572. P. 471.
12. *Osteria G. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2004. V. 518. P. 161.
13. *Russo S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2007. V. 572. P. 495.
14. *Straulino S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2006. V. 556. P. 100.
15. *Ricciarini S. (PAMELA Collab.)* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2007. V. 582. P. 892.
16. *Boezio M. et al.* // Astropart. Phys. 2006. V. 26. P. 111.
17. *Boezio M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2002. V. 487. P. 407.
18. *Murthy P.V.R. et al.* // Nucl. Phys. B. 1975. V. 92. P. 269.
19. *Barashenkov V. S., Gudima K. K., Toneev V. D.* // Fortschritte der Physik. 1969. V. 17. P. 683.
20. *Grichine V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2009. V. 267. P. 2460.

Determination of the Characteristics of Inelastic Interaction of Light Nuclei with Tungsten by Measuring Cosmic Rays in the PAMELA Experiment

O. A. Golub¹ *, A. G. Mayorov¹, and V. V. Alekseev²

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye sh. 31, Moscow, 115409 Russia

²Yaroslavl Demidov State University, Sovetskaya st. 14, Yaroslavl, 150003 Russia

*e-mail: ogolub394@gmail.com

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

The article presents the energy dependence of the cross section for the inelastic interaction of light nuclei (protons, helium, lithium) with energies of several hundred mega-electronvolts with tungsten nuclei, obtained using the data of the PAMELA space experiment. The PAMELA instrument is intended for precision measurements of cosmic ray fluxes of various natures and included a set of detector systems for reliable determination of particle characteristics (type and energy). In this work, the particles were identified using a track system in a magnetic field, a time-of-flight system, and an anti-coincidence system. A position-sensitive calorimeter with a tungsten absorber, in turn, makes it possible to study the characteristics of the interaction of particles inside it, in particular, to calculate the cross section of their inelastic interaction.

Keywords: PAMELA experiment, cosmic rays, cross section of interaction

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.1.074.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕКОВОЙ СТАНЦИИ ИЗ ЛАВСАНОВЫХ ДРЕЙФОВЫХ ТРУБОК ДЛЯ УСТАНОВКИ ФОДС

© 2020 г. М. Е. Баринов^а *, А. С. Кожин^а, Л. К. Турчанович^а

^аИнститут физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, пл. Науки 1, Протвино, Московская обл., 142281 Россия

*E-mail: Mikhail.Barinov@mail.ihep.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

Представлена конструкция станции, предназначенной для регистрации треков заряженных частиц. Станция собрана из двух взаимно ортогональных камер, в каждой камере по три слоя плотно упакованных дрейфовых трубок в лавсановом корпусе. Слой состоит из 24 трубок длиной 810 и диаметром 30 мм. Трековые станции используются в экспериментах на установке для регистрации частиц с большими поперечными импульсами ускорительного комплекса НИЦ “Курчатовский Институт” — ИФВЭ. Описана процедура проверки камер из дрейфовых трубок. Приведены результаты тестирования камер на космических мюонах и на пучке протонов.

Ключевые слова: газовые детекторы, дрейфовые трубки, трековые детекторы, проволочные камеры

DOI: 10.1134/S207956292006010X

ВВЕДЕНИЕ

Двухплечевой поворотный спектрометр ФОДС [1] предназначен для изучения одиночного и парного образования адронов с большими поперечными импульсами в протон-протонных и протон-адронных взаимодействиях [2] на 70-ГэВ ускорителе НИЦ КИ–ИФВЭ [3] (рис. 1, ДК–ДТ – дрейфовые камеры с распределенным потенциалом и камеры из дрейфовых трубок в алюминиевом корпусе). С целью изучения редких процессов, например, кумулятивных, установка ФОДС модернизируется. В частности, для более точного определения импульса частиц усиливается его трековая часть, добавляются новые детекторы на основе дрейфовых трубок в лавсановом корпусе [4], имеющие малое количество вещества. Предусмотрена установка шести новых трековых станций в промежутке между уже существующими (ДК и ДТ). Каждая станция состоит из двух камер с взаимно ортогональной ориентацией трубок, которые склеены в виде трехслойной структуры.

После изготовления трековые станции подвергаются всесторонней проверке, заканчивающейся полным включением и регистрацией космического излучения.

В настоящее время изготовлены и полностью испытаны три станции камер. Две из них внедрены в состав аппаратуры установки ФОДС. В данной работе описаны проверки изготовленных де-

текторов и приведены результаты, характеризующие работоспособность станций.

КОНСТРУКЦИЯ КАМЕР И ИХ ПРОВЕРКА

Камеры для станции собраны из дрейфовых трубок, корпус которых изготовлен из лавсановой (“майлар”) пленки толщиной 125 мкм, с двухсторонним напылением алюминия (0.08 мкм). Внутренний диаметр трубок 29.6 мм. В центре трубки натянута сигнальная проволока диаметром 50 мкм. Камера состоит из трех слоев трубок (рис. 2б) длиной 810 мм, их число в слое — 24. Трубки в камере склеены в местах соприкосновения таким образом, что расстояние между сигнальными проволоками любых соседних трубок равно 30.035 мм. Более детально конструкция отдельной камеры представлена в работе [5].

Две камеры с взаимно ортогональной ориентацией трубок смонтированы в общей раме (рис. 2а), снабженной опорами для установки их в спектрометре.

Газовое соединение трубок в каждом слое последовательное. Слои камеры подсоединены параллельно к газовым коллекторам (входному и выходному). Внутренний объем одной камеры составляет 38.6 л. Камеры в станции имеют независимые газовые системы. Большинство газовых соединений уплотняется при помощи резиновых кольцевых прокладок (O-rings). Качество уплотнений

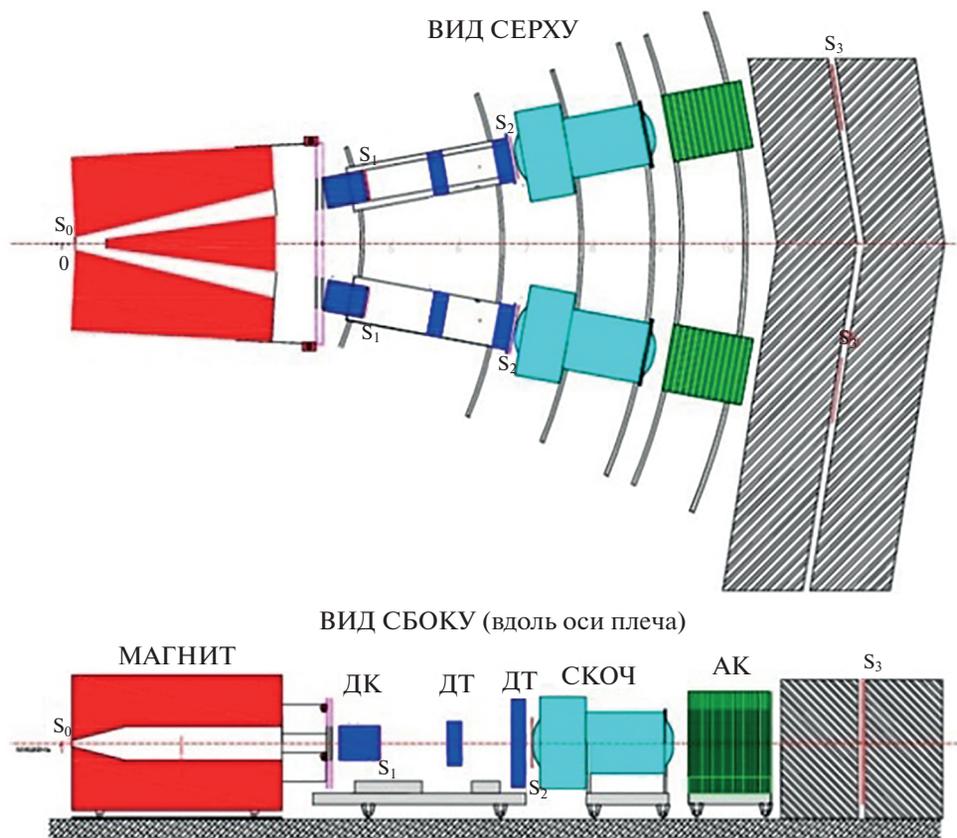


Рис. 1. Схема установки ФОДС.

проверяется при помощи течеискателя с заполнением камеры гелием. Окончательная проверка герметичности камеры определяется по скорости падения давления. При избыточном давлении аргона около 0.5 атм скорость падения давления в шести проверенных камерах лежит в диапазоне 1–13 мбар/сут.

Подача высокого напряжения и съем сигнала осуществляется с противоположных сторон дрейфовой трубки. Резисторы (согласующие, ограничительные) и разделительные конденсаторы вынесены на специальные платы, каждая на 24 трубки. Эти платы крепятся на торцах камеры и закрыты электромагнитными экранами. Для подключения усилителей на сигнальных платах установлены разъемы (1 на 8 трубок)

Камеры могут работать на любой газовой смеси, не содержащей агрессивных по отношению к алюминию добавок, с рабочим напряжением до 3.5 кВ. Комплексная проверка работоспособности камеры проводилась на смеси Ag/CO_2 93/7%, при повышенном давлении (около 1500 мбар). После заполнения камеры газовой смесью подводящие газовые коммуникации перекрывались. Повышенное давление увеличивает рабочее напряже-

ние, что повышает надежность проверки качества всех элементов камеры, находящихся под высоким потенциалом. Одновременно измерялась скорость падения давления.

Комплексная проверка станции проведена на специальном стенде (рис. 2а) при помощи электронной аппаратуры [6], работающей в так называемом “бестриггерном” режиме. Регистрацию момента прихода сигналов с дрейфовых трубок обеспечивает время – цифровой преобразователь (ВЦП) с точностью 5 нс. Порог усилителей равен примерно 0.8 мкА.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕРКИ

После подключения и проверки всех электрических соединений работа с камерой начинается с измерения зависимости скорости счета всех дрейфовых трубок от величины приложенного напряжения (высоковольтный скан). Эта операция выполняется в автоматическом режиме, высокое напряжение меняется по заданной программе. Пример результата сканирования показан на рис. 3а, где скорость счета для всех (144) трубок станции в зависимости от напряжения изображена на

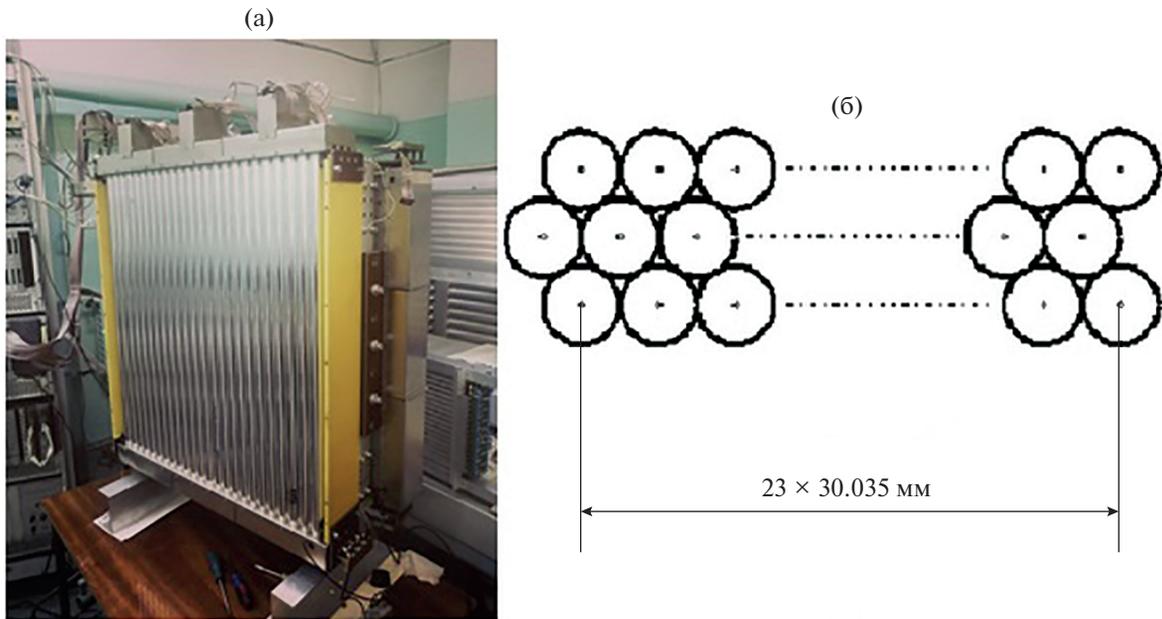


Рис. 2. Трековая станция: (а) около стенда для проверки на космических мюонах; (б) схема поперечного сечения камеры.

одном графике. Видно ярко выраженное плато на уровне 8–11 Гц в интервале 2.25–2.45 кВ, где трубки эффективно регистрируют естественный радиационный фон (от окружающих радиоактивных изотопов и космического излучения). Установив, таким образом, диапазон рабочего напряжения можно провести длительную экспозицию (порядка одного часа) для более детального анализа с целью выделения протяженных (пересекающих более 6 дрейфовых трубок в одной камере) треков космических мюонов. Число сигналов, зарегистрированных во время такой экспозиции, показано на рис. 3б, где нижняя заштрихованная гистограмма — число сигналов в трубке при условии совпадения в интервале 800 нс с сигналами других (не менее 9) трубок; а верхняя — все сигналы. Видно четкое разделение двух камер: Y-камера с горизонтальными трубками (0–71); X-камера, где трубки расположены вертикально (72–143). Видно, что отсутствуют “мертвые” каналы.

Поиск упомянутых выше совпадений (кратность совпадений может меняться) является начальным этапом реконструкции протяженных треков (в основном это космические мюоны). По измеренным временам дрейфа (t_i), используя соотношение $R(t)$, можно определить расстояние (R_i) от центра i -ой трубки до трека (строго говоря, речь идет о проекции трека). Трек реконструируется как общая касательная к окружностям с радиусами (R_i) в груп-

пе сработавших в камере трубок. Примеры такой реконструкции треков показаны на рис. 4.

Оценку координатного разрешения отдельной трубки камеры можно получить, вычислив для реконструированных треков в каждой сработавшей трубке разницу (residual) $R_{fit} - R_{hit}$, где R_{fit} — расстояние от центра трубки до реконструированной прямой и R_{hit} — результат измерения в трубке. Гистограмма распределения разностей показана на рис. 5, кривая — фит суммой двух распределений Гаусса, в котором одно распределение связано с попаданием мюонов, а второе — с отклонениями, вызванными дельта-электронами. Таким образом, суммарное распределение можно рассматривать как грубую оценку разрешения регистрации частиц. Для исследованных камер σ узкой части фита лежит в интервале 0.2–0.3 мм.

Как сказано выше, две станции дрейфовых камер уже установлены и включены в систему сбора данных ФОДС [7]. Усилители на них (порог срабатывания ~ 0.9 мкА) и ВЦП отличаются от тех, что использовались при стендовых испытаниях на космических мюонах. Газовая смесь (Ar/CO₂ 93/7%), такая же, как и на стендовых испытаниях, давление близкое к атмосферному. Рабочее напряжение — 2 кВ. Предварительные результаты, полученные на пучке протонов от ускорителя У-70, продемонстрировали работоспособность трековых станций из майларовых трубок. На рис. 6а приведен пример временного спектра одной из станций. На рис. 6б показан профиль пучка (число сигналов в зависимости от номера трубки) для одного из слоев.

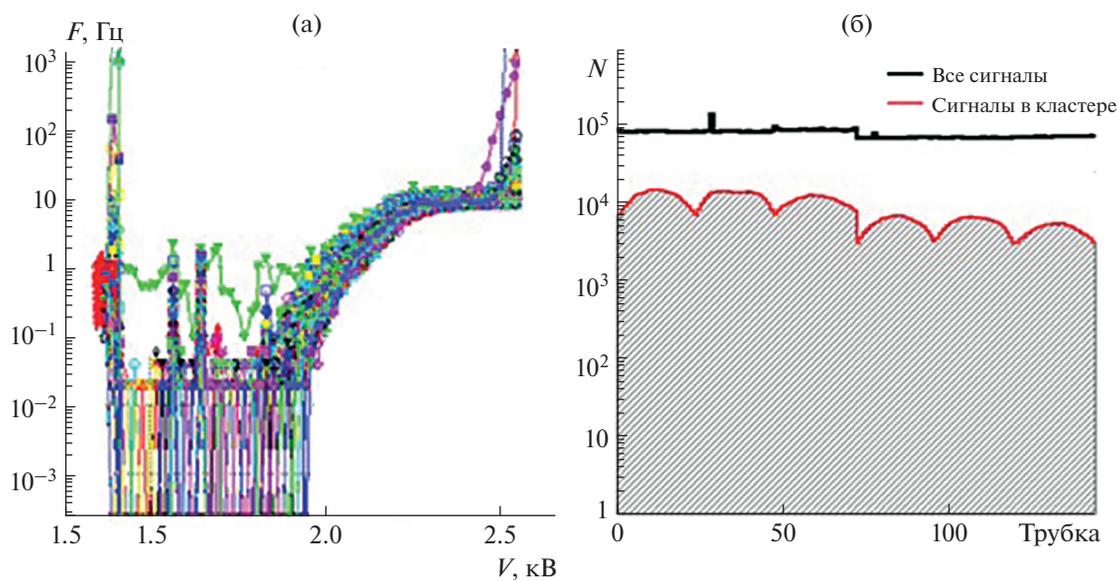


Рис. 3. Зависимость скорости счета дрейфовых трубок от величины приложенного напряжения (а); число сигналов для всех трубок в длительной экспозиции.

Время дрейфа (рис. 6а) совпадает со временем дрейфа в камере из алюминиевых дрейфовых трубок такого же диаметра (30 мм) и толщиной стенки 0.4 мм, которые используются на установке ФОДС около пяти лет. Но величина двукратных срабатываний на триггер составила 18% для трубок из майлара, в то время как для дрейфовых

трубок из алюминия она равна 47%, что облегчает реконструкцию треков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целях модернизации установки ФОДС в НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ разработаны станции, состоящие из двух взаимно ортогональ-

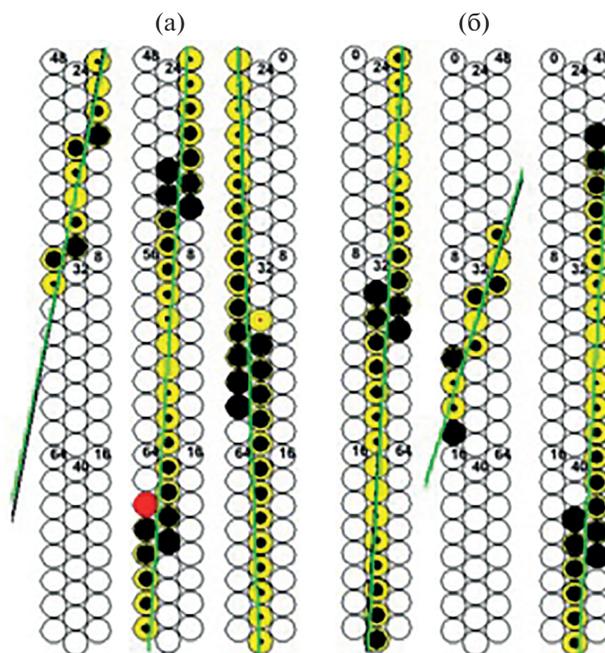


Рис. 4. Примеры реконструированных треков в X-камере (а), вид сверху; в Y-камере (б), вид сбоку.

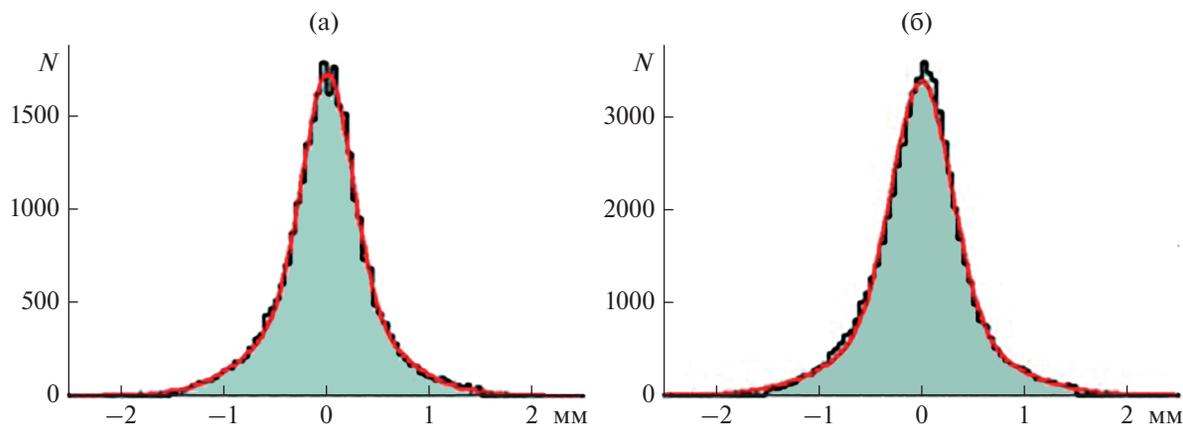


Рис. 5. Распределение $R_{\text{fit}} - R_{\text{hit}}$: X-камера (а); Y-камера (б).

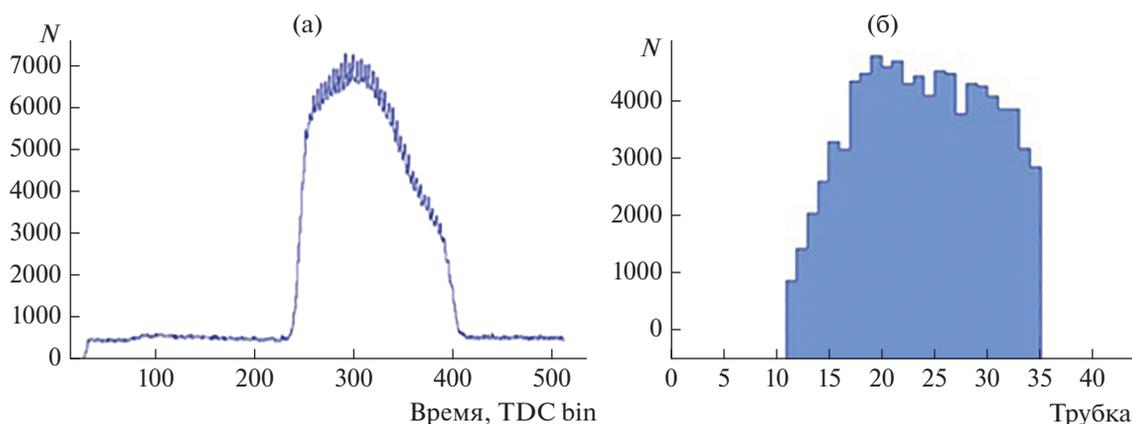


Рис. 6. Спектр времени дрейфа станции (а) и профиль пучка (б).

ных трековых камер из лавсановых дрейфовых трубок. Станции протестированы при помощи стендовой электронной аппаратуры на космических мюонах и на пучке протонов ускорителя. Продемонстрирована работоспособность трековых станций и преимущество лавсановых дрейфовых трубок по сравнению с алюминиевыми дрейфовыми трубками такого же диаметра.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что за счет уменьшения количества вещества в стенках дрейфовых трубок, лавсановые дрейфовые трубки оказывают минимальное воздействие на треки регистрируемых частиц, соответственно уменьшается многократное рассеяние, что значительно повышает точность реконструкции событий в установке.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00278.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Абрамов В.В. и др.* // Приборы и техника эксперимента. 1992. Т. 35. № 6. С. 75.
2. *Балдин А.А. и др.* // Программа корреляционных исследований при взаимодействии адронов и ядер при больших X_T [Correlational Research Program for the Interaction of Hadrons and Nuclei at Large X_T]. Препринт ИФВЭ. 2011–32.
3. <http://www.ihep.ru/pages/main/6580/6781/index.shtml>.
4. *Борисов А.А. и др.* // Приборы и техника эксперимента. 2013. Т. 56. № 2. С. 16. [*Borisov A.A. et al.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2013. V. 56. No. 2. P. 134].
5. *Борисов А.А. и др.* // Приборы и техника эксперимента. 2014. Т. 57. № 4. С. 39. [*Borisov A.A. et al.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2014. V. 57. No. 4. P. 410].
6. *Боголюбский М.Ю. и др.* // Приборы и техника эксперимента. 2013. Т. 56. № 2. С. 39. [*Bogolyubskii M.Y. et al.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2013. V. 56. No. 2. P. 156].
7. *Волков А.А. и др.* // Система сбора данных установки ФОДС [FODS Installation Data Collection System]. Препринт ИФВЭ. 2011-16.

Chamber Made of Mylar Drift Tubes for the Fods Installation

M. E. Barinov^{1, *}, A. S. Kozhin¹, and L. K. Turchanovich¹

¹*Logunov Institute for High Energy Physics, National Research Center "Kurchatov Institute",
sq. Nauki 1, Protvino, Moscow obl., 142281 Russia*

**e-mail: Mikhail.Barinov@mail.ihep.ru*

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

The design of a station for recording the tracks of charged particles is presented. The station is assembled from two mutually orthogonal chambers; each chamber contains three layers of tightly packed drift tubes made of Mylar. The layer consists of 24 tubes 810 mm long and 30 mm in diameter. Track stations are used in experiments on the setup for detection of particles with large transverse momenta of accelerator of NRC "Kurchatov Institute" — IHEP. The procedure for checking drift tube chambers is described. The results of testing chambers using cosmic muons and proton beams are presented.

Keywords: gas detectors, drift tubes, track detectors, wire chambers