# СОДЕРЖАНИЕ

**Том 12, номер 1, 2021**

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Влияние внешней наведенной конвекции на теплоотдачу при кипении воды

*Суфиан Лауар, Нихат Йанар, Ю. Е. Литвинцова, Д. М. Кузьменков, М. И. Делов, К. В. Куценко* 5

## ТЕХНОЛОГИЯ ЯДЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Методика оценки эффективности трансмутации долгоживущих минорных актиноидов

*О. Ашраф, Г. В. Тихомиров* 10

Методы аналитического контроля америция-241 и урана в процессе их сорбции на твердофазном экстрагенте на основе ТОДГА

*А. А. Савельев, Н.В. Клочкова, В.И. Рачков* 16

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Кольцевой слой – обобщенный одномерный канал

*А. С. Корсун, В. Н. Федосеев, М. И. Писаревский, Ю. Н. Писаревская, С. Медгедем* 21

Применение методов глубокого обучения для реконструкции многочастичных событий по данным дрейфовых камер

*В. С. Воробьев, Е. А. Задеба, Р. В. Николаенко, А. А. Петрухин, И. Ю. Трошин* 26

Зависимость начальных условий столкновения релятивистских тяжелых ионов от энергии и типа ядер в модели Монте–Карло Глаубера

*А. Андомина, И. Сегаль, И. Селюженков* 32

## ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Сравнение методов идентификации нейтронов в неорганических сцинтилляторах на основе ZnS

*П. С. Кузьменкова, Д. М. Громушкин, Т. Д. Третьякова, И. А. Шульженко* 36

Система калибровочных телескопов экспериментального комплекса НЕВОД как детектор ШАЛ

*Е. Н. Калинин, М. Б. Амельчаков* 42

## ТВЕРДЫЕ ТЕЛА В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Применение метода сканирующей контактной потенциометрии
для исследования фазового перехода в аустенитных сталях

*М. И. Баранов, Р. Р. Гаптрахманов, И. П. Константинов, В. И. Сурин* 48

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Поиск взаимосвязи высыпаний частиц из радиационного пояса Земли
и космических гамма всплесков

*Д. Н. Морозова, А. Г. Майоров* 54

Идентификация легких ядер в космических лучах в эксперименте PAMELA
по многократным измерениям потерь энергии вдоль трека

*В. В. Алексеев, О. А. Голуб, А. Г. Майоров* 59

## МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА И БИОФИЗИКА

Комплекс протонной терапии на СЦ-1000. Текущее состояние и приведение
к современным стандартам ВМП

*Д. С. Брожик, О. М. Жидкова, Е. М. Иванов, Д. Л. Карлин, Н. А. Кузора,
В. И. Максимов, Н. И. Мамедова, Ф. А. Пак, А. И. Халиков* 64

# Contents

**Vol. 12, No. 1, 2021**


## Theoretical and Experimental Physics of Nuclear Reactors

Effect of External Induced Convection on Heat Transfer during Boiling of Water

*Laouar Soufian, Nihat Yanar, Yu. E. Litvintsova, D. M. Kuzmenkov, M. I. Delov, and K. V. Kutsenk* 5

## Technology of Nuclear Materials

A Methodology for Determining the Transmutation Efficiency of Minor Actinides

*O. Ashraf and G. V. Tikhomirov* 10

Methods for Analytical Control of Americium-241 and Uranium in the Process of Their Sorption on a Solid-Phase Extractant Based on TODGA

*A. A. Savelev, N. V. Klochkova, and V. I. Rachkov* 16

## Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

Annular Layer is a Generalised One-Dimensional Channel

*A. S. Korsun, V. N. Fedoseev, M. I. Pisarevskiy, Y. N. Pisarevskaya, and S. Medgedem* 21

Applying Deep Learning Techniques for Multiparticle Track Reconstruction of Drift Chamber Data

*V. S. Vorob'ev, E. A. Zadeba, R. V. Nikolaenko, A. A. Petrukhin, and I. Yu. Troshin* 26

Dependence of the Initial Conditions in Relativistic Heavy-Ions Collisions on the Energy and Type of Nuclei in the Monte Carlo Glauber Model

*A. Andomina, I. Segal, and I. Selyuzhenkov* 32

## Engineering Design of Nuclear Physics Equipment

A Comparison of Neutron Identification Methods in Inorganic ZnS-Based Scintillators

*P. S. Kuzmenkova, D. M. Gromushkin, T. D. Tretyakova, and I. A. Shulzhenko* 36

Calibration Telescope System of the Nevod Experimental Complex as the EAS Detector

*E. N. Kalinin and M. B. Amelchakov* 42

## Solids under Extreme Conditions

Application of the Scanning Contact Potentiometry Method in the Study of Phase Transition in Austenitic Steels

*M. I. Baranov, R. R. Gaptrakhmanov, I. P. Konstantinov, and V. I. Surin* 48

## Interaction of Plasmas, Particle Beams, and Radiation with Matter

Search for the Relationship Between Particle Eruptions from the Earth's Radiation Belt and Cosmic Gamma-Ray Bursts

*D. N. Morozova and A. G. Mayorov* 54

Licht Nuclei Identification in Cosmic Rays in the Pamela Experiment by Multiple Measurements of Energy Loss Along the Particle Track

*V.V. Alekseev, O.A. Golub, and A.G. Mayorov* 59

## Medical Physics and Biophysics

Proton Therapy Facility Based on the PNPI SC-1000 Synchrocyclotron. Current Status and Bringing to Modern High-Tech Medical Care Standards

*D. S. Brozhik, O. M. Zhidkova, E. M. Ivanov, D. L. Karlin, N. A. Kuzora, V. I. Maksimov, N. I. Mamedova, F. A. Pak, and A. I. Khalikov* 64

. Формат 60 × 881/8 Усл. печ. л. 15.0
Зак. 253а Бесплатно

Учредитель: Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" (НИЯУ МИФИ)

16+

117342 Москва, ул. Бутлерова, д. 17Б, а/я 47

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

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 5–9*

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

*УДК 541.11*

# ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕЙ НАВЕДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НА ТЕПЛООТДАЧУ ПРИ КИПЕНИИ ВОДЫ

**© 2021 г. Суфиан Лауар[a], Нихат Йанар[a], Ю. Е. Литвинцова[a], Д. М. Кузьменков[a], М. И. Делов[a], К. В. Куценко[a, *]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет “НИЯУ МИФИ”, Институт ядерной физики и технологий, Москва, 115409 Россия*

**E-mail: KVKutsenko@mephi.ru*

Поступила в редакцию 03.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

Работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию влияния внешней наведенной конвекции на теплоотдачу с горизонтальных нагревателей в условиях большого объема насыщенной воды под атмосферным давлением. Показано, что наведенная конвекция существенно влияет на теплоотдачу в режиме естественной конвекции и практически не влияет на теплоотдачу в режиме пузырькового кипения. Предложенная модель для расчета коэффициента теплоотдачи при интенсификации теплоотдачи за счет внешней наведенной конвекции хорошо согласуется с экспериментальными данными. Результаты работы могут быть использованы при проектировании теплообменного оборудования для нужд атомной энергетики.

*Ключевые слова:* теплообменное оборудование, естественная конвекция, коэффициент теплоотдачи, интенсификация теплоотдачи

**DOI:** 10.56304/S2079562920060378

## ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей при проектировании теплообменного оборудования, в том числе для нужд атомной энергетики, является оптимизация его массогабаритных размеров. Решение этой задачи может быть достигнуто за счет интенсификации теплообмена, что позволит обеспечить минимальную материалоемкость оборудования. Так, например, в пучках горячих горизонтальных каналов интенсификация теплообмена может быть достигнута за счет выбора оптимального расстояния между каналами. При этом на теплоотдачу в верхних рядах каналов будет влиять наведенная дополнительная конвекция, которая создается за счет тепловыделения в нижних рядах. Для нахождения оптимального расстояния между каналами необходимо проведение как расчетных, так и экспериментальных исследований. В последнее время для решения такого рода расчетных задач нашли широкое применение CFD (Computational Fluid Dynamics) вычислительных кодов. Однако верификацию результатов компьютерных расчетов можно проводить на упрощенных моделях, а также при сравнении с экспериментальными данными.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для проведения экспериментов по исследованию влияния наведенной конвекции на теплоотдачу к воде в условиях большого объема была изготовлена экспериментальная установка (рис. 1). Установка состоит из термостата LOIP LT-424B, автоматизированной системы управления экспериментами и рабочим участком.

В качестве рабочих участков использовался цилиндрические нагреватели длиной $l = 160$ мм и диаметром $d = 4$ мм с оболочкой из нержавеющей стали. Разогрев рабочих участков производился за счет джоулева тепловыделения при пропускании по ним переменного электрического тока. Нагреватели располагались горизонтально относительно поля силы тяжести один над другим (рис. 2) с возможностью изменения расстояния между тепловыделяющими элементами $b$. Температура поверхности нагревателей измерялась при помощи микротермопар K типа, приваренных к теплоотдающей поверхности нагревателей. Точность измерения температуры составляла $\pm$ 0.1 K.

При проведении экспериментов на нижнем нагревателе задавалась фиксированная плотность теплового потока $q_2$. Затем на верхнем нагревателе

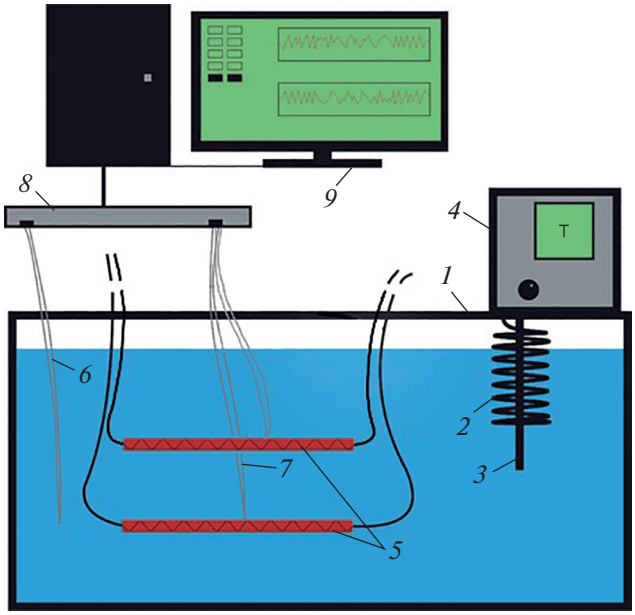


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: *1* – термостат LOIP LT-424B, *2* – нагреватель, *3* – термодатчик, *4* – блок управления термостатом, *5* – твэл, *6*, *7* – термопары, *8* – измерительный блок, *9* – компьютер.

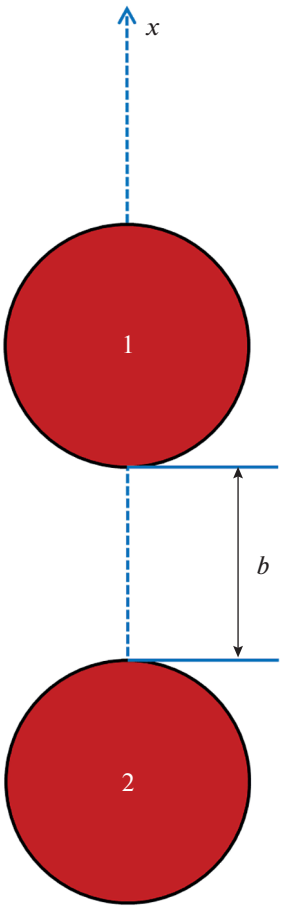


**Рис. 2.** Схема расположения нагревателей.

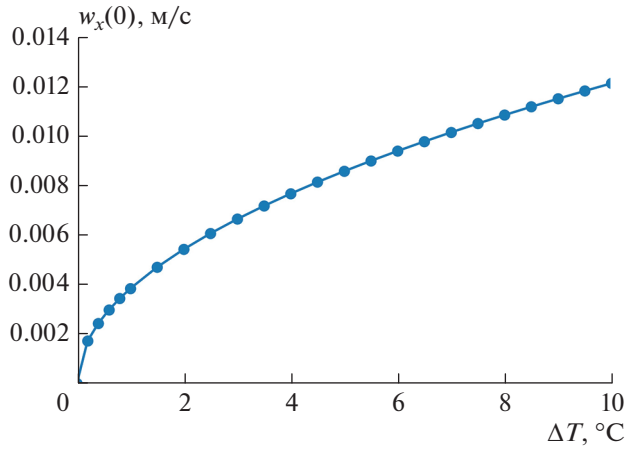


**Рис. 3.** Расчет $w_x(0)$ в зависимости от перегрева теплоотдающей поверхности $\Delta T_0$.

задавались значения транспортного тока и измерялось напряжение на нем. По полученным значениям рассчитывалась плотность теплового потока $q_1$ на верхнем нагревателе. Значение абсолютной погрешности в определении плотности теплового потока не превышала 5%. Перегрев теплоотдающей поверхности $\Delta T$ определялся по усредненным показаниям трех термопар. В экспериментах расстояние между тепловыделяющими элементами составляло $b = 6$ см. Все эксперименты проводились в условиях насыщенной дистиллированной воды при давлении близком к атмосферному в условиях насыщения.

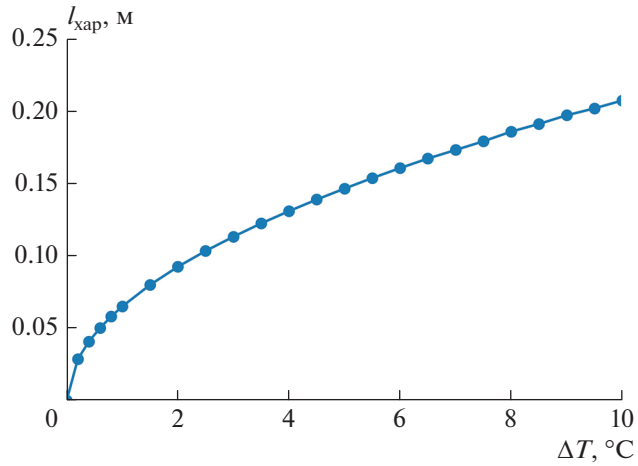


**Рис. 4.** Расчет характерной длины в зависимости от температурного напора $\Delta T_0$.

## МОДЕЛЬ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ И СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО МОДЕЛИ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Рассмотрим простую модель для расчета коэффициента теплоотдачи в режиме естественной циркуляции в системе, состоящей из двух цилиндрических нагревателей диаметрами $d_1$ и $d_2$, расположенных горизонтально один под другим на расстоянии $b$.

Будем предполагать, что теплоотдача на верхнем нагревателе будет определяться как суперпозиция его собственной теплоотдачи в режиме естественной конвекции и теплоотдачи, которая определяется восходящими потоками жидкости за счет ее циркуляции со второго нагревателя. При этом конвективные токи жидкости со второго нагревателя со скоростью $w$, зависящей от расстояния от нагревателя $b$, поперечно омывают поверхность первого нагревателя с некоторым эффективным числом $\mathrm{Re} = (w\,(b)d_2)/\nu$. Таким образом, коэффициент теплоотдачи на верхнем цилиндре можно представить в виде:

$$\mathrm{Nu}_{1+2} = \left[(\mathrm{Nu}_1(\mathrm{Ra}))^{\gamma} + (\mathrm{Nu}_2(\mathrm{Re}_{\text{эф}}))^{\gamma}\right]^{\frac{1}{\gamma}}. \qquad (1)$$

Показатель степени $\gamma$ может быть найден из экспериментов или в результате численного моделирования. Согласно [1] значение $\gamma$ близко к 2. В формуле (1) индексы 1 и 2 относятся к первому и второму нагревателю соответственно. Очевидно, что эффективная скорость $w(b)$ за счет наведенной конвекции зависит от расстояния $b$ между нагревателями.

Для нахождения распределения скорости $w(x)$ конвективных токов запишем уравнение движения жидкости с пренебрежимо малой вязкостью в виде:

$$\frac{dw_x}{dt} = g\beta\Delta T(x), \qquad (2)$$

где $g$ – ускорение свободного падения, $\beta$ – коэффициент термического расширения воды, а $\Delta T(x) = T(x) - T_0$ – стационарный профиль избыточной температуры по оси теплового факела $x$ от нагревателя.

В стационарном режиме должна существовать характерная длина $l_{\text{хар}}$, представляющая собой эффективную длину затухания избыточной температуры $\Delta T(x)$. Эта длина должна зависеть от теплового потока, геометрических характеристик нагревателя и свойств жидкости. Для нахождения приближенного распределения избыточной температуры по оси температурного факела $x$ зададим температурный профиль при $x \le l_{\text{хар}}$ в виде:

$$\Delta T(x) = \Delta T_0\left(1 - \frac{x}{l_{\text{хар}}}\right)^2 \text{ при } x \le l_{\text{хар}}, \qquad (3)$$

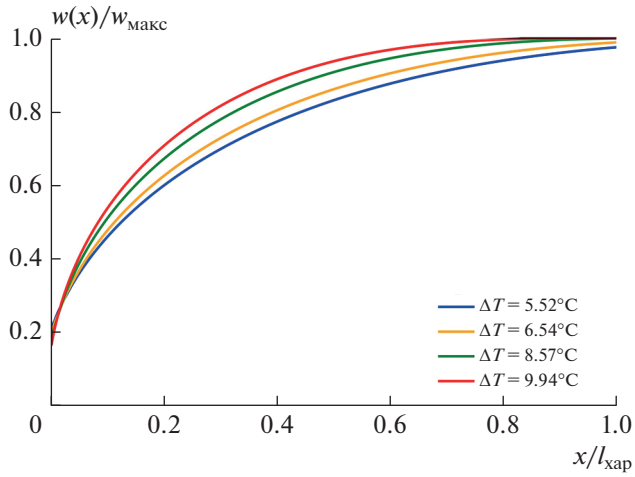


**Рис. 5.** Расчет $w(x)/w_{\text{макс}}$ в зависимости от $x/l_{\text{хар}}$.

Из (2) и (3) найдем распределение скорости вдоль оси теплового факела:

$$\frac{w_x^2(x) - w_x^2(0)}{2} = g\beta\frac{l_{\text{хар}}}{3}\left[1 - \left(1 - \frac{x}{l_{\text{хар}}}\right)^3\right] \qquad (4)$$

$$\text{при } x \le l_{\text{хар}}.$$

Из (4) видно, что максимальная скорость $w_{x\max}$ достигается при $x = l_{\text{хар}}$. Для оценки скорости $w_x(0)$ можно приравнять коэффициент теплоотдачи при естественной конвекции к коэффициенту теплоотдачи при поперечном обтекании нагревателя при том же самом тепловом потоке $q$:

$$\mathrm{Nu}(\mathrm{Re}(w_x(0))) = \mathrm{Nu}(\mathrm{Ra}). \qquad (5)$$

Хорошо известно [2], что теплоотдача при естественной конвекции определяется из критериального уравнения вида:

$$\mathrm{Nu} = C\mathrm{Ra}^n, \qquad (6)$$

где показатель степени $n$ и коэффициент $C$ зависят от числа Рэлея Ra. Так для ламинарного режима ($5 \cdot 10^3 < \mathrm{Ra} < 2 \cdot 10^7$) $n = 1/4$ и $C = 0.54$, для турбулентного режима ($2 \cdot 10^7 < \mathrm{Ra}$) $n = 1/3$, а $C = 0.13$. Важно отметить, что в турбулентном режиме наблюдается автомодельность теплоотдачи от размера нагревателя (т.е., коэффициент теплоотдачи не зависит от характерного размера нагревателя).

Коэффициент теплоотдачи при поперечном обтекании горизонтального цилиндрического нагревателя можно рассчитать по формуле [3]:

$$\mathrm{Nu} = A\mathrm{Re}^k\mathrm{Pr}^m, \qquad (7)$$

где $A = 0.56$; $k = 0.5$ и $m = 0.36$ при $10^2 < \mathrm{Re} < 10^3$ и $A = 0.28$; $k = 0.65$ и $m = 0.36$ в случае, когда $10^3 < \mathrm{Re} < 10^5$.

Используя (5)–(7), получим:

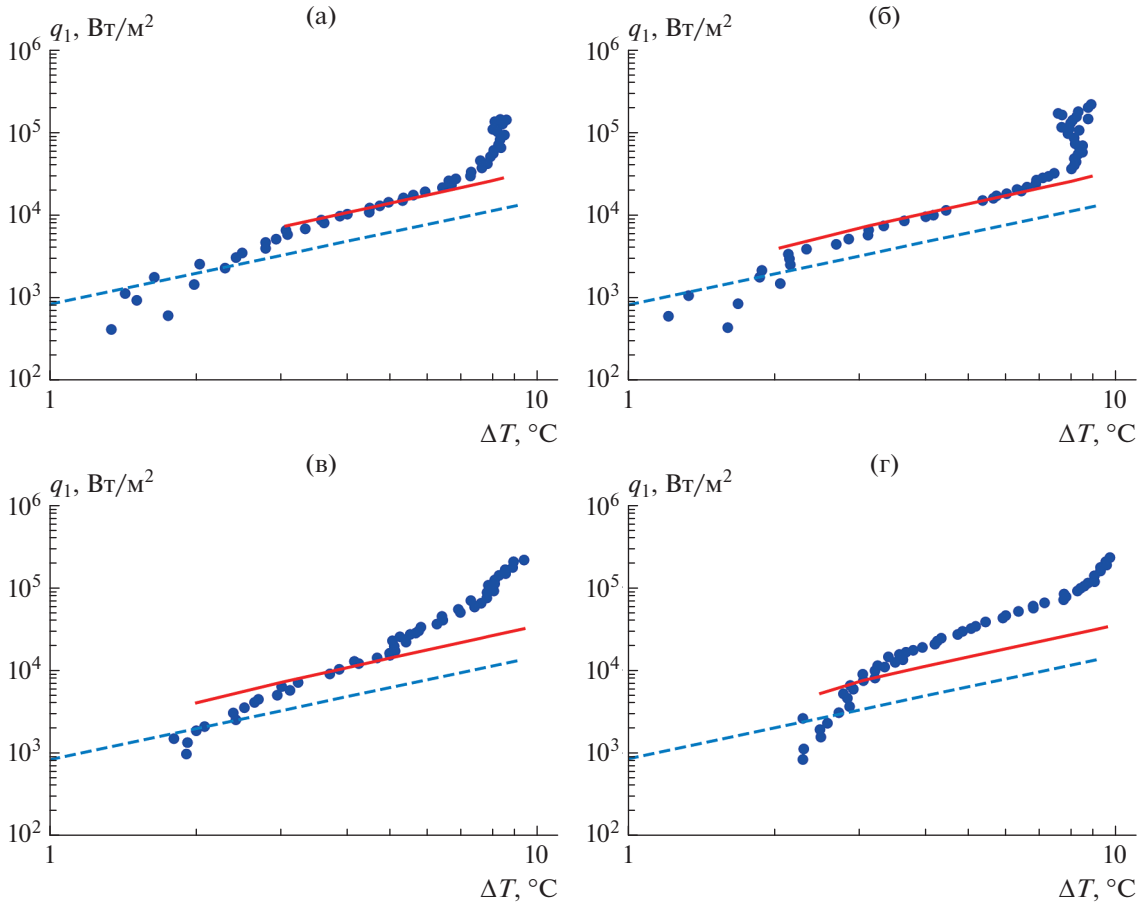


**Рис. 6.** Кривая кипения насыщенной воды под атмосферным давлением с наведенной конвекцией за счет нижнего нагревателя с плотностью теплового потока $q_2$: (а) 498; (б) 852; (в) 1800; (г) 4815 Вт/м$^2$. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – расчет с наведенной конвекцией за счет нижнего нагревателя по формуле (1) с показателем степени $\gamma = 2$, пунктирная линия – расчет по формуле (8) для свободной конвекции.

$$Re(0) = \left[\frac{C\mathrm{Ra}_2^n}{A\mathrm{Pr}^m}\right]^{\frac{1}{k}} \text{ и } w_x(0) = \frac{\mathrm{Re}(0)\nu}{d_2}. \quad (8)$$

На рис. 3 представлены результаты расчета $w_x(0)$ в зависимости от перегрева теплоотдающей поверхности $\Delta T_0$.

В стационарном режиме в условиях постоянства температуры в объеме движение жидкости в тепловом факеле должно быть близко к адиабатическому [4]. Тогда закон сохранения энергии можно записать в виде:

$$q_2 d_2 \pi \approx \frac{G w_{x\text{макс}}^2}{2} + G g l_{\text{хар}}, \quad (9)$$

где $G$ – расход воды через конвективный тепловой факел. Считая, что ширина факела по координате $x$ практически не меняется и близка к $d_2$, получим следующее уравнение для нахождения характерной длины $l_{\text{хар}}$:

$$\frac{q_2\pi}{\rho(T_0)} = \left(\frac{2}{3} g\beta\Delta T_0 l_{\text{хар}} + w_x^2(0)\right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{1}{3} g\beta\Delta T_0 l_{\text{хар}} + \frac{w_x^2(0)}{2}\right). \quad (10)$$

На рис. 4 представлены результаты расчета $l_{\text{хар}}$ в зависимости от температурного напора $\Delta T_0$. Как видно из графика, $l_{\text{хар}}$ растет с увеличением $\Delta T_0$ и соответственно $q_2$.

На рис. 5 представлены результаты расчета безразмерной скорости $W = w(x)/w_{\text{макс}}$ в зависимости от безразмерной координаты $X = x/l_{\text{хар}}$. Как видно из рисунка, $W$ достаточно слабо зависит от $x$ при различных значениях перегревах $\Delta T$.

## СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЕТА

На рис. 6 представлены экспериментальные кривые кипения с учетом наведенной конвекции

от нижнего нагревателя при различных плотностях теплового потока $q_2$ при расстоянии между нагревателя $b = 6$ см. Пунктирной линией на этих рисунках показаны результаты расчета режима естественной конвекции в условиях большого объема без учета влияния наведенной конвекции. Сплошной линией представлен расчет по формуле (1) с показателем степени $\gamma = 2$.

$$(\mathrm{Nu}_{1+2}) = \sqrt{(\mathrm{Nu}_1(\mathrm{Ra}))^2 + (\mathrm{Nu}_2(\mathrm{Ra}))^2}. \qquad (11)$$

Показатель степени $\gamma = 2$ (1) выбирался из соображения наилучшего согласования экспериментальных данных с расчетом. На этих же графиках нанесены результаты расчета по теплоотдаче для режима развитого кипения.

Как видно из рисунков результаты расчета по предложенной выше модели вполне удовлетворительно согласуются с результатами экспериментальных данных.

Отличие экспериментальных данных от результатов расчета, представленного на рис. 6г, по-видимому, связано с тем, что при высоких тепловыделениях на нижнем нагревателе теплосъем с него осуществляется не только конвективными потоками жидкости, но и за счет образования паровых пузырей (образование паровой фазы). В этом случае, оторвавшиеся и всплывающие вверх паровые пузыри могут приводить к дополнительной интенсификации теплоотдачи на нижнем нагревателе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коэффициент теплоотдачи в режиме естественной конвекции за счет внешних источников тепла растет и становится максимальным на определенной характерной длине от внешних источников наведенной конвекции.

В режиме пузырькового кипения наведенная внешняя конвекция практически не влияет на коэффициент теплоотдачи, что связано с тем, что в пузырьковом режиме преобладающим механизмом переноса тепла является испарение в паровую фазу.

Упрощенная модель для расчета коэффициента теплоотдачи хорошо описывает экспериментальные данные, но требует дополнительной проверки с учетом новых экспериментальных данных и расчетов с использованием CFD кодов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES


1. *Кутателадзе С.С.*, Основы теории теплообмена. 1979. Москва: Атомиздат.
2. *Çengel Yunus A.* Heat and Mass Transfer. 5th ed. 2007. New York: McGraw-Hill.
3. *Zukauskas A.*, in Advances in Heat Transfer. Ed. by Hartnett J.P. and Irvine T.F., Jr. 1972. New York: Academic Press. V. 8. P. 93.
4. *Delov M.I., D.M. Kuzmenkov, Lavrukhin A.A., Kutsenko K.V.* // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 157. P. 119941.


# Effect of External Induced Convection on Heat Transfer during Boiling of Water


**Laouar Soufiane[1], Nihat Yanar[1], Yu. E. Litvintsova[1], D. M. Kuzmenkov[1], M. I. Delov[1], and K. V. Kutsenko[1, *]**

[1]*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

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


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

The work is devoted to the experimental and theoretical study of the effect of external induced convection on heat transfer from horizontal heaters under conditions of pool boiling of saturated water at atmospheric pressure. It is shown that induced convection significantly affects the heat transfer in the natural convection mode and practically does not affect the heat transfer in the nucleate boiling mode. The proposed model for calculating the heat transfer coefficient for the intensification of heat transfer due to external induced convection is in good agreement with experimental data.

*Keywords:* heat exchange equipment, natural convection, heat transfer coefficient, heat transfer intensification

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 10–15*

## ТЕХНОЛОГИЯ ЯДЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*УДК 621.039.5*

# МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТРАНСМУТАЦИИ ДОЛГОЖИВУЩИХ МИНОРНЫХ АКТИНОИДОВ

**© 2021 г. О. Ашраф[a], *, Г. В. Тихомиров[a]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: osama.ashraf@edu.asu.edu.eg*

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

Долгоживущие минорные актиноиды (МА); америций, нептуний и кюрий являются основными участниками долгосрочной радиотоксичности отработавшего топлива. Таким образом, трансмутация этих МА рассматривается в качестве альтернативы непосредственному захоронению. До настоящего времени не было разработано однозначного международно признанного количественного критерия эффективности трансмутации МА, хотя это было бы весьма желательно. Абсолютное и относительное снижение общей массы МА совершенно неадекватно, поскольку они игнорируют накопление более высоких радиотоксичных долгоживущих МА из трансмутированного нуклида. В данной работе мы предлагаем новый критерий эффективности трансмутации МА в ядерных реакторах и демонстрируем его работоспособность при сравнении двух жидкосолевых реакторах; однофазный двухзонный ториевый жидкосолевый реактор (Single-fluid Double-zone Thorium-based Molten Salt Reactor – SD-TMSR) и маломощный жидкосолевый реактор с быстрым спектром (Small Molten Salt Fast Reactor – SMSFR). Кроме того, предлагаемый критерий учитывает массу всех полезных МА, короткоживущих МА и короткоживущих продуктов деления (ПД). Мы представляем новый подход к загрузке МА в SD-TMSR и SMSFR. Общее изменение массы актиноидов и ПД во время облучения было рассчитано с использованием код SERPENT-2. Результаты показывают, что эффективность трансмутации $^{241}$Am, основного кандидата на трансмутацию, в SD-TMSR намного выше, чем в SMSFR. После 1500 дней облучения эффективность трансмутации достигает 82.6% для SD-TMSR, однако для SMSFR достигает 52.5%.

*Ключевые слова:* жидкосолевой реактор, трансмутация, минорные актиниды, SERPENT, SD-TMSR, SMSFR, коэффициентом трансмутации

**DOI:** 10.56304/S2079562920060068

## ВВЕДЕНИЕ

Долгоживущие минорные актиноиды (МА); америций, нептуний и кюрий вносят основной вклад в долгосрочную радиотоксичность отработавшего топлива [1]. Таким образом, извлечение МА из отработавшего топлива снижает радиотоксичность долгоживущих отходов. Долгоживущие МА еще не использовались в качестве ядерного топлива. Таким образом, трансмутация этих МА рассматривается в качестве альтернативы непосредственному захоронению [2, 3]. Трансмутация направлена на преобразование МА в короткоживущие продукты деления (ПД) и/или некоторые полезные трансурановые элементы (ТРУ), подвергая их нейтронному потоку.

Международный Форум реакторов “Поколение IV” (Generation IV International Forum – GIF) выбрал жидкосолевой реактор (ЖСР) в качестве кандидата для реакторов следующего поколения [4–6]. ЖСР очень перспективны для целей трансмутации благодаря своим уникальным характеристикам. Жидкое топливо является одной из ключевых особенностей ЖСР, следовательно, нет необходимости изготавливать твэлы, содержащие высокоуровневые актиноиды. Более того, в ЖСР применяются функции непрерывной переработки и дозагрузки, что приводит к потреблению МА с высоким выгоранием и минимальным обращением [7].

До настоящего времени не было разработано однозначного международно признанного количественного критерия эффективности трансмутации МА, хотя это было бы весьма желательно [8]. Абсолютное или относительное уменьшение общей массы МА является основным параметром, описывающим процесс трансмутации. Однако этот массовый параметр совершенно неадекватен, так как он рассчитывает уменьшение массы МА независимо от произведенных нуклидов, которые могут иметь более высокую радиотоксичность.

**Таблица 1.** Основные характеристики SD-TMSR и SMSFR

| Параметры | SD-TMSR | SMSFR |
|---|---|---|
| Тепловая мощность (МВт) | 2250 | 500 |
| Состав топлива (моль %) | $70LiF–17.5BeF_2–12.5(HM)F_4$ | $77.5LiF–22.5(HM)F_N$ |
| Обогащение $^7Li$ (%) | 99.995 | 99.995 |
| Температура топлива (K) | 900 | 1023 |
| Плотность топлива (г/см$^3$) | 3.3 | 4.1 |
| Коэффициент расширения топлива (г/(см$^3$ K)) | $-6.7 \times 10^{-4}$ | $-8.82 \times 10^{-4}$ |
| Плотность графита (г/см$^3$) | 2.3 | 2.3 |
| Плотность $B_4C$ (г/см$^3$) | 2.54 | 2.54 |
| Обогащение $^{10}B$ (%) | 18.4 | 18.4 |
| Диаметр/высота активной зоны (см) | 460/460 | 124/124 |
| Длина стороны гексагональной графитовой сборки (см) | 7.5 | |
| Внутренний радиус (см) | 3.5 | |
| Внешний радиус (см) | 5 | |
| Соотношение расплавленной соли и графита во внутренней подзоне | 0.357 | |
| Соотношение соли расплава и графита во внешней подзоне | 1.162 | |
| Объем топлива (м$^3$) | 52.9 | 3.0 |

Основная цель настоящей работы – обосновать новый критерий оценки эффективности трансмутации МА в ядерных реакторах и продемонстрировать его работоспособность при сравнении двух жидкосолевых реакторов. $^{241}Am$ считается основным кандидатом на трансмутацию из-за его относительно большого количества, длительного периода полураспада и значительного вклада в радиотоксичность. Поэтому мы анализируем и сравниваем эффективность трансмутации $^{241}Am$ как в критическом SD-TMSR [9, 10], так и в SMSFR [11] на основе предложенного критерия. Мы используем SERPENT-2 [12] для выполнения всех расчетов, представленных в этой статье.

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ SD-TMSR И SMSFR

### *Геометрия SD-TMSR и состав топлива*

SD-TMSR представляет собой графит-замедлитель ЖСР с тепловым спектром и тепловой мощностью 2250 МВт. Активная зона SD-TMSR является правильным цилиндром, разделенным на внешнюю зону и внутреннюю зону для улучшения коэффициента воспроизводства. Радиус топливных каналов во внешней и внутренней зоне составляет 5 и 3.5 см соответственно. Шестиугольные призмы (из графита) с длиной стороны 7.5 см заполняют активную зону SD-TMSR. Топливная соль непрерывно циркулирует по топливным каналам, которые протыкают шестиугольные призмы графита. Как радиальные, так и осевые графитовые отражатели окружают активную зону, чтобы уменьшить утечку нейтронов. Высота осевого графитового отражателя составляет 130 см, а толщина радиального графитового отражателя – 50 см. Другой цилиндр $B_4C$ толщиной 10 см окружает отражатели для защиты. Внешний резервуар представляет собой хастеллой (сплав на основе никеля) толщиной 10 см, в котором находятся шестиугольники графита, топливная соль, отражатели, цилиндр $B_4C$ и промежуточный теплообменник. Основные характеристики SD-TMSR приведены в табл. 1.

В данном исследовании жидкая топливная композиция представляет собой $LiF–BeF_2–(HM)F_N$ (70–17.5–12.5 мол. %), где HM – это тяжелый металл (т.е. $^{232}Th$ и $^{233}U$), а N зависит от типа тяжелого металла. и термохимическое состояние топливной соли. В текущем исследовании N = 4. Объем и плотность жидкого топлива составляют 52.9 м$^3$ и 3.3 г/см$^3$ соответственно.

### *Геометрия SMSFR и состав топлива*

Активной зоной SMSFR является правый цилиндр (высотой и диаметром 124 см), заполненный топливной солью. Радиальный бланкет толщиной 50 см, заполненный $^{232}Th$, окружает активную зону, увеличивая коэффициент воспроизводства. Бланкет $^{232}Th$ окружен цилиндром $B_4C$ для защиты. Осевой графитовый отражатель высотой 60 см окружает активную зону для уменьшения утечки нейтронов. Наконец, сосуд из хастеллоя толщи-

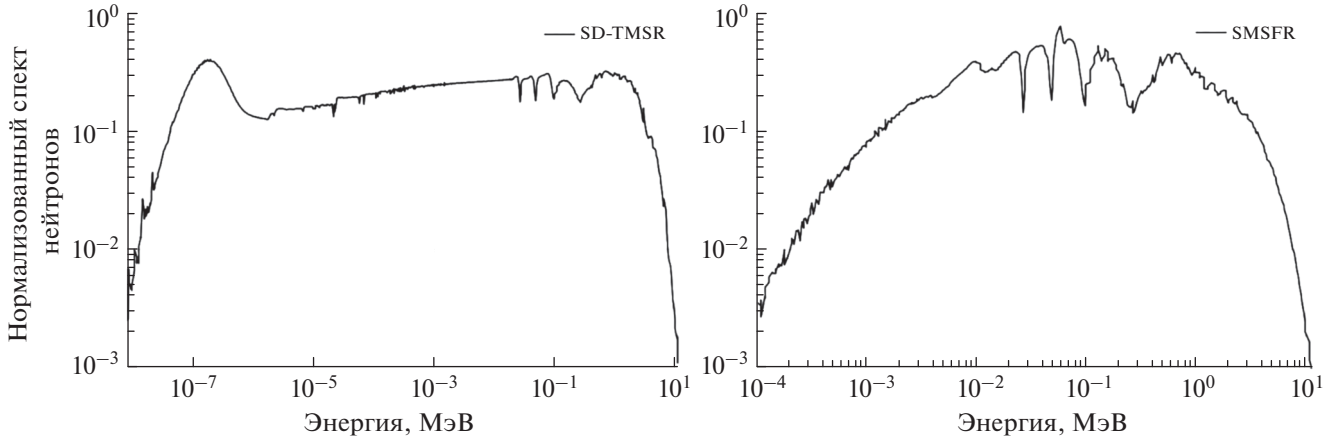


**Рис. 1.** Энергетический спектр нейтронного потока на BOL для SD-TMSR и SMSFR.

ной 10 см вмещает все компоненты SMSFR. Основные характеристики SMSFR приведены в табл. 1. Состав топливной соли – LiF-(HM)$F_N$ (77.5–22.5 мол. %). Объем и плотность топливной соли составляют 3 м$^3$ и 4.1 г/см$^3$ соответственно.

### *Загрузка минорных актиноидов*

Мы предлагаем новый подход к загрузке МА в активную зону реактора. В центре активной зоны процесс трансмутации более эффективен, чем на периферии активной зоны благодаря высокому потоку нейтронов. Таким образом, мы выбираем центральный канал SD-TMSR и SMSFR для загрузки МА. Центральный канал имеет объем $40.84 \cdot 10^3$ см$^3$. Изначально, для SD-TMSR центральный канал заполнен жидкой солью, состоящей из LiF и $BeF_2$ (66 и 34 мол. %). Однако для SMSFR центральный канал заполнен только LiF в виде жидкой соли. Затем МА ($^{241}$Am в данном исследовании) непрерывно вводится в центральный канал обоих реакторов. Чтобы предотвратить загрязнение всего топливного цикла МА (сильные альфа- и нейтронные излучатели), мы замыкаем центральный контур. Дополнительно мы моделируем два отдельных бака; Pu + U бак и ПД бак. Первый бак используется для хранения изотопов Pu и U, извлеченных из центрального канала. Второй бак используется для хранения всех продуктов деления, образующихся в процессе трансмутации, в центральном канале. Предлагаемый подход объединяет преимущества как гомогенного, так и гетерогенного подходов. Более подробно предлагаемый подход:

1. позволяет загружать МА в центре активной зоны, где поток нейтронов велик;

2. направлен на предотвращение загрязнения основного топливного цикла МА путем замыкания контура МА;

3. позволяет вводить МА непрерывно и с низкой скоростью (<4 г/сут в данном исследовании), чтобы избежать усиления спектра нейтронов в активной зоне; а также

4. позволяет извлекать изотопы Pu, U и ПД, которые негативно влияют на поведение активной зоны во время работы реактора.

## МЕТОДОЛОГИЯ И ИНСТРУМЕНТЫ

### *Общие предположения*

В этом исследовании SERPENT-2 моделирует 3D-модель SD-TMSR и SMSFR. Мы использовали библиотеку сечений ENDF/B-VII.0 для всех расчетов в текущей работе. Результаты, продемонстрированные в этой работе, были получены после моделирования $12.5 \cdot 10^6$ активных нейтронных историй за цикл. Моделирование состояло из 500 активных циклов $2.5 \cdot 10^4$ нейтронов, разделенных на 8 параллельных задач. Каждое моделирование пропускало 50 неактивных циклов перед началом активных подсчетов, чтобы учесть конвергенцию распределения источников деления. Сходимость проверена по энтропии источника деления. Статистическая погрешность в $k_{эф}$ составляла ≤36 пмр. Удельная энергонапряженность как для SD-TMSR, так и для SMSFR равна 0.023 кВт/гU. Полный поток нейтронов составляет $4.1 \cdot 10^{14}$ и $1.8 \cdot 10^{15}$ н см$^{-2}$ с$^{-1}$ для SD-TMSR и SMSFR соответственно. Нормализованный спектр нейтронного потока на единицу летаргии в начале жизни (beginning-of-life – BOL) как для SD-TMSR, так и для SMSFR показан на рис. 1.

### *Переработка и дозагрузка*

В этой работе, мы считаем, что $^{241}$Am непрерывно вводится в центральный канал SD-TMSR и SMSFR из внешнего хранилища с одинаковой ско-

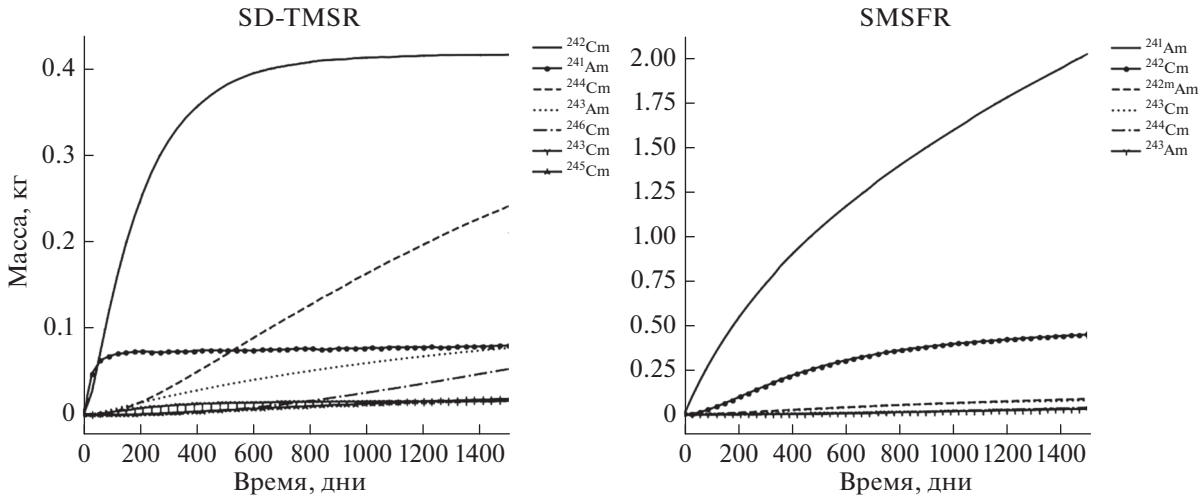


**Рис. 2.** Временная эволюция $^{241}$Am и его основных продуктов реакции в центральном канале SD-TMSR и SMSFR.

ростью подачи – 3.55 г/день. Pu, U и растворимые ПД извлекаются из центрального канала путем химической переработки. Таким образом, система ежедневно перерабатывает определенное количество жидкой соли. В настоящей работе эффективное время экстракции Pu, U и растворимых ПД составляет ≈ 11.8 мин, что эквивалентно скорости химической переработки 5 м$^3$/день, выбранной в [9]. Все газообразные ПД и нерастворенные металлы, образующиеся в процессе трансмутации в центральном канале, выводятся в ПД бак в течение 30 с через систему барботирования газа.

### *Оценка эффективности трансмутации*

На трансмутацию актиноидов влияют два основных фактора: нуклиды и нейтроны. Оба фактора следует классифицировать, чтобы оптимизировать процесс трансмутации. Нейтроны можно разделить на две группы – тепловые и быстрые. Согласно предложенному нами подходу к загрузке МА, актиноиды и ПД находятся в центральном канале, Pu + U баке и ПД баке. По истечении времени облучения $t$ в центральном канале находятся остатки исходного (трансмутированного) нуклида, актиноидов и продуктов деления. Мы разделяем актиноиды на полезные актиноиды (Pu, U, Th), короткоживущие МА ($T_{1/2}$ < 30 лет) (Ac, Bk, Cf, Es, Fm, Md, No, Lr) и долгоживущие МА (Pa, Np, Am, Cm). Продукты деления в центральном канале также делятся на: короткоживущие ПД и долгоживущие ПД ($^{99}$Tc, $^{129}$I, $^{135}$Cs, $^{126}$Sn, $^{107}$Pd, $^{93}$Zr). Pu + U бак в основном содержит полезные актиноиды, а ПД бак содержит как короткоживущие, так и долгоживущие ПД.

Формула (1) вычисляет эффективность трансмутации $\xi$ в любой момент времени на основе предложенного критерия:

$$\xi(t) = \left(\frac{M_1(t) + M_2(t) + M_3(t) + M_4(t) + M_5(t)}{M_0(t)}\right) \cdot 100\%, \quad (1)$$

где $\xi(t)$ – эффективность трансмутации в момент времени $t$; $M_1(t)$ – масса полезных актиноидов в центральном канале в момент времени $t$; $M_2(t)$ – масса короткоживущих МА в центральном канале в момент времени $t$; $M_3(t)$ – масса короткоживущих ПД в центральном канале в момент времени $t$; $M_4(t)$ – масса полезных актиноидов в Pu + U баке в момент времени $t$; $M_5(t)$ – масса короткоживущих ПД в ПД баке в момент времени $t$; $M_0(t)$ – начальная масса МА в момент времени $t$ (без трансмутации).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### *Облучение $^{241}$Am*

На рис. 2 показано изменение во времени массы $^{241}$Am и его основных продуктов реакции в центральном канале. Как показано на рис. 2, для SD-TMSR масса $^{241}$Am достигает равновесия через ≈ 100 дней. Распад $^{242}$Am приводит к нарастанию $^{242}$Cm с максимальной массой 500% от равновесной массы $^{241}$Am. $^{242}$Cm достигает равновесия через ≈ 800 дней. $^{243}$Am, $^{244}$Cm и $^{246}$Cm накапливаются во время облучения из-за радиационного захвата и будут последними изотопами, достигшими равновесия. $^{243}$Cm и $^{245}$Cm накапливаются довольно медленно и достигают равновесия через ≈ 1000 дней.

Для SMSFR $^{241}$Am требуется больше времени для достижения равновесия, чем для SD-TMSR. $^{242}$Cm достигает равновесия через ≈ 1400 дней об-

**Таблица 2.** Анализ трансмутации $^{241}$Am в SD-TMSR и SMSFR после 1500 дней облучения

| Изотопы | Остаточная масса через 1500 дней, кг | | Коэффициент трансмутации, % | |
|---|---|---|---|---|
| | SD-TMSR | SMSFR | SD-TMSR | SMSFR |
| $^{241}$Am | 0.08 | 2.00 | 98.50 | 62.96 |
| MA | 0.80 | 0.70 | 20.46 | 14.55 |
| Pu | 2.83 | 2.42 | 72.37 | 50.31 |
| ПД | 0.28 | 1.69 | 7.16 | 35.13 |

лучения. $^{242m}$Am, $^{243}$Am, $^{243}$Cm и $^{244}$Cm накапливаются довольно медленно во время облучения из-за радиационного захвата, как показано на рис. 2.

### *Эффективность трансмутации*

Анализ трансмутации $^{241}$Am в SD-TMSR и SMSFR после 1500 дней облучения суммирован в табл. 2. Коэффициент трансмутации для $^{241}$Am достигает 98.50% и 62.96% после 1500 дней облучения в SD-TMSR и SMSFR, соответственно. Для SD-TMSR, $^{241}$Am трансмутировался в основном в изотопы 72.37% Pu, 20.46% MA и 7.16% ПД. В то время как для SMSFR, $^{241}$Am трансмутировался в основном в изотопы 50.31% Pu, 14.55% MA и 35.13% ПД. Из табл. 2 видно, что коэффициент трансмутации $^{241}$Am в реакторе SD-TMSR в 1.56 раз выше, чем в SMSFR.

Мы предлагаем новый критерий эффективности трансмутации $^{241}$Am в ядерных реакторах. На рис. 3 показана эффективность трансмутации $\xi(t)$ для $^{241}$Am как в SD-TMSR, так и в SMSFR, рассчитанная по формуле (1). Эффективность трансмутации $^{241}$Am в SD-TMSR намного выше, чем в SMSFR, это связано с более высоким микроскопическим сечением $^{241}$Am в области тепловой энергии, чем в области быстрых энергий. После 1500 дней облучения $\xi$ достигает 82.6% для SD-TMSR, однако для SMSFR достигает 52.5%. Эффективность трансмутации учитывает массу всех полезных MA, короткоживущих MA и короткоживущих ПД. Массовые параметры, перечисленные в табл. 2, позволяют рассчитать уменьшение массы MA независимо от произведенных нуклидов. Таким образом, $\xi(t)$ отражает реальную картину эффективности трансмутации.

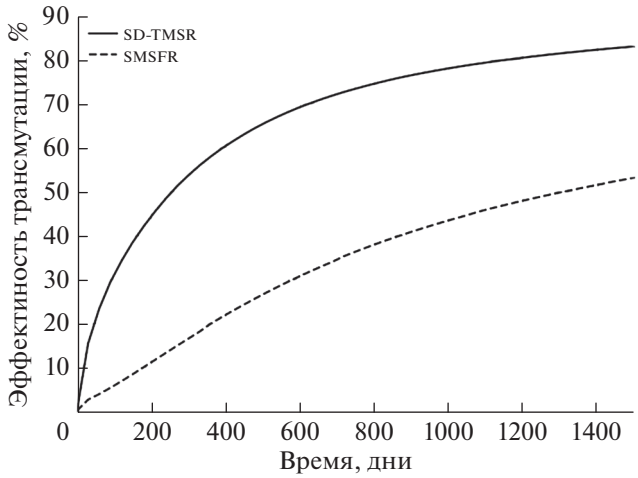


**Рис. 3.** Эффективность трансмутации $\xi(t)$ $^{241}$Am в SD-TMSR и SMSFR.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен новый критерий эффективности трансмутации MA в ядерных реакторах. Мы представили новый подход к загрузке MA в активной зоне SD-TMSR и SMSFR. Предлагаемый подход сочетает в себе преимущества как гомогенного, так и гетерогенного подходов. Были смоделированы два отдельных бака; Pu + U бак и ПД бак. Первый бак использовался для хранения изотопов Pu и U, извлеченных из центрального канала реактора. Второй бак использовался для хранения всех ПД, полученных в процессе трансмутации, в центральном канале. Общее изменение массы актиноидов и ПД во время облучения было рассчитано с использованием SERPENT-2.

Эффективность трансмутации $\xi(t)$ $^{241}$Am в SD-TMSR намного выше, чем в SMSFR. Это связано с более высоким микроскопическим сечением $^{241}$Am (скоростью реакции) в области тепловой энергии, чем в области быстрой энергии. $\xi(t)$ отражает реальную картину эффективности трансмутации.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа финансировалась Программой конкурентоспособности МИФИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Liu B., Jia R., Han R., Lyu X., Han J., Li W.* // Ann. Nucl. Energy. 2018. V. 115. P. 116. https://doi.org/10.1016/j.anucene.2018.01.031

2. *Biss K.H., Thomauske B.* // Ann. Nucl. Energy. 2018. V. 83. P. 25. https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.03.042
3. *Yu C., Li X., Cai X., Zou C., Ma Y., Han J., Chen J.* // Ann. Nucl. Energy. 2015. V. 85. P. 597. https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.06.014
4. U.S. Dept. Energy // Tech. Rep. 2002. P. 48.
5. *Rosenthal M., Kasten P., Briggs R.* // Nucl. Applications Technol. 1970. V. 8. P. 107. https://doi.org/10.13182/NT70-A28619
6. *Ashraf O., Tikhomirov G.* // Ann. Nucl. Energy. 2020. V. 148. P. 107751. https://doi.org/10.1016/j.anucene.2020.107751
7. *Ignatiev V., Feynberg O., Gnidoi I., Merzlyakov A., Surenkov A., Uglov V., Zagnitko A., Subbotin V., Sannikov I., Toropov A., et al.* // Ann. Nucl. Energy. 2014. V. 64. P. 408. https://doi.org/10.1016/j.anucene.2013.09.004
8. *Rabotnov N.* // Tech. Rep. 2002.
9. *Li G.C., Cong P., Yu C.G., Zou Y., Sun J.Y., Chen J.G., Xu H.J.* // Prog. Nucl. Energy. 2018. V. 108. P. 144. https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2018.04.017
10. *Ashraf O., Rykhlevskii A., Tikhomirov G.V., Huff K.D.* // Ann. Nucl. Energy. 2020. V. 137. P. 107115. https://doi.org/10.1016/j.anucene.2019.107115
11. *Fiorina C., Aufiero M., Cammi A., Franceschini F., Krepel J., Luzzi L., Mikityuk K., Ricotti M.E.* // Prog. Nucl. Energy. 2013. V. 68. P. 153. https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2013.06.006
12. *Leppanen J., Pusa M., Viitanen T., Valtavirta V., Kaltiaisenaho T.* // Ann. Nucl. Energy. 2015. V. 82. P. 140. https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.08.024

# A Methodology for Determining the Transmutation Efficiency of Minor Actinides

**O. Ashraf[1], *, and G. V. Tikhomirov[1]**

[1] *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: osama.ashraf@edu.asu.edu.eg*

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

**Abstract**—The long-lived minor actinides (MAs) are the major contributors to the long-term radiotoxicity of spent fuel. Therefore, the transmutation of these MAs is considered as an alternative way to the direct disposal. Up to now no definite internationally recognized quantitative criterion of MAs transmutation efficiency was worked out, although this would be highly desirable. The absolute and relative total mass reduction of MAs are completely inadequate. We introduce a new criterion for transmutation efficiency of MAs in nuclear reactors and demonstrate its efficiency by comparing two molten salt reactors; the Single-fluid Double-zone Thorium-based Molten Salt Reactor (SD-TMSR) and the Small Molten Salt Fast Reactor (SMSFR). The proposed criterion takes into account the mass of all useful MAs, short-lived MAs, and short-lived fission products (FPs). The proposed approach merges the advantages of both homogeneous and heterogeneous approaches. We introduce a new approach to load MAs into the SD-TMSR and SMSFR. The change in the actinides and FPs mass has been calculated using SERPENT-2 code. The results show that the transmutation efficiency of $^{241}$Am, the prime candidate for transmutation, in the SD-TMSR is much higher than in the SMSFR. After 1500 days of radiation, the transmutation efficiency reaches 82.6% for SD-TMSR, however, for SMSFR it reaches 52.5%.

*Keywords:* molten salt reactor, transmutation, minor actinides, SERPENT, SD-TMSR, SMSFR, transmutation coefficient

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 16–20*

## ТЕХНОЛОГИЯ ЯДЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*УДК 621.039.735,543.51,543.52*

# МЕТОДЫ АНАЛИТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ АМЕРИЦИЯ-241 И УРАНА В ПРОЦЕССЕ ИХ СОРБЦИИ НА ТВЕРДОФАЗНОМ ЭКСТРАГЕНТЕ НА ОСНОВЕ ТОДГА

**© 2021 г. А. А. Савельев[a, b, *], Н.В. Клочкова[a], В.И. Рачков[b]**

[a]*АО "ВНИИХТ", ул. Электродная 2, Москва, 111524 Россия*

[b]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия*

**E-mail: AASavelev@mephi.ru*

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

Целью настоящей работы является описание методов аналитического контроля мериция-241 и урана в процессе их сорбции на ТВЭКС ТОДГА для получения достоверных результатов массопереноса америция-241 и урана. Достоверность полученных результатов исследования обеспечиваются наличием системы менеджмента качества в лаборатории, а именно: корректным применением методик выполнения измерений аналитического контроля, применением поверенных средств измерений аналитического контроля, использованием передовых информационных технологий, апробированных программных средств для обработки данных.

*Ключевые слова:* сорбция, америций-241, аналитический контроль, жидкие радиоактивные отходы, ТОДГА

**DOI:** 10.56304/S2079562920060482

## ВВЕДЕНИЕ

В технологиях переработки жидких радиоактивных отходов (ЖРО) широко используются сорбционные и экстракционные методы, обладающие высокой селективностью и избирательностью. Для селективного выделения актиноидных и лантаноидных элементов из азотнокислых растворов используют твердофазные экстрагенты, полученные с помощью лигандов, например, дигликольамиды, в частности N, N, N', N' – тетраоктилдигликольамид (ТОДГА), обладающий высокими коэффициентами распределения и разделения [1–4].

Ранее было проведено исследование сорбции америция-241 и урана из модельных высоко солевых растворов жидких радиоактивных отходов (ЖРО) с использованием твердофазного экстрагента на основе N, N, N', N' – тетраоктилдигликольамида (ТВЭКС ТОДГА) [5]. В ходе исследования определены коэффициенты распределения америция-241 и урана на опытных образцах экстрагента и рассчитаны коэффициенты разделения пары америций-241/уран. Рассчитаны и подтверждены экспериментально коэффициенты диффузии америция-241 и урана в процессе их сорбции ТВЭКС ТОДГА. Проведена оценка зависимости скорости протекания реакции от величины коэффициентов диффузии [6].

В статьях, описывающих данные исследования, не был подробно описан метод аналитического контроля америция-241 и урана в процессе их сорбции на ТВЭКС ТОГДА. Поэтому, целью настоящей работы является описать методы аналитического контроля америция-241 и урана в процессе их сорбции на ТВЭКС ТОДГА для получения достоверных результатов массопереноса америция-241 и урана в процессе их сорбции с использованием ТВЭКС ТОДГА.

## МЕТОДЫ АНАЛИТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

Состав модельных растворов ЖРО и характеристики опытных модифицированных образцов описаны в статьях [5, 6]. Для исследования массопереноса америция-241 и урана в процессе экстракции в эксперименте использовался метод ограниченного объема – обменный процесс происходит в некотором реакторе с постоянным объемом перемешиваемого раствора. Данный метод подразумевает достаточно высокую скорость переноса вещества из раствора к поверхности экстрагента и отсутствие, или слабое влияние диффузионного пограничного слоя. Для устранения внешних диффузионных ограничений, связанных с переносом сорбтива из объема раствора к поверхностной пленке жидкости, покрывающей зерно сор-

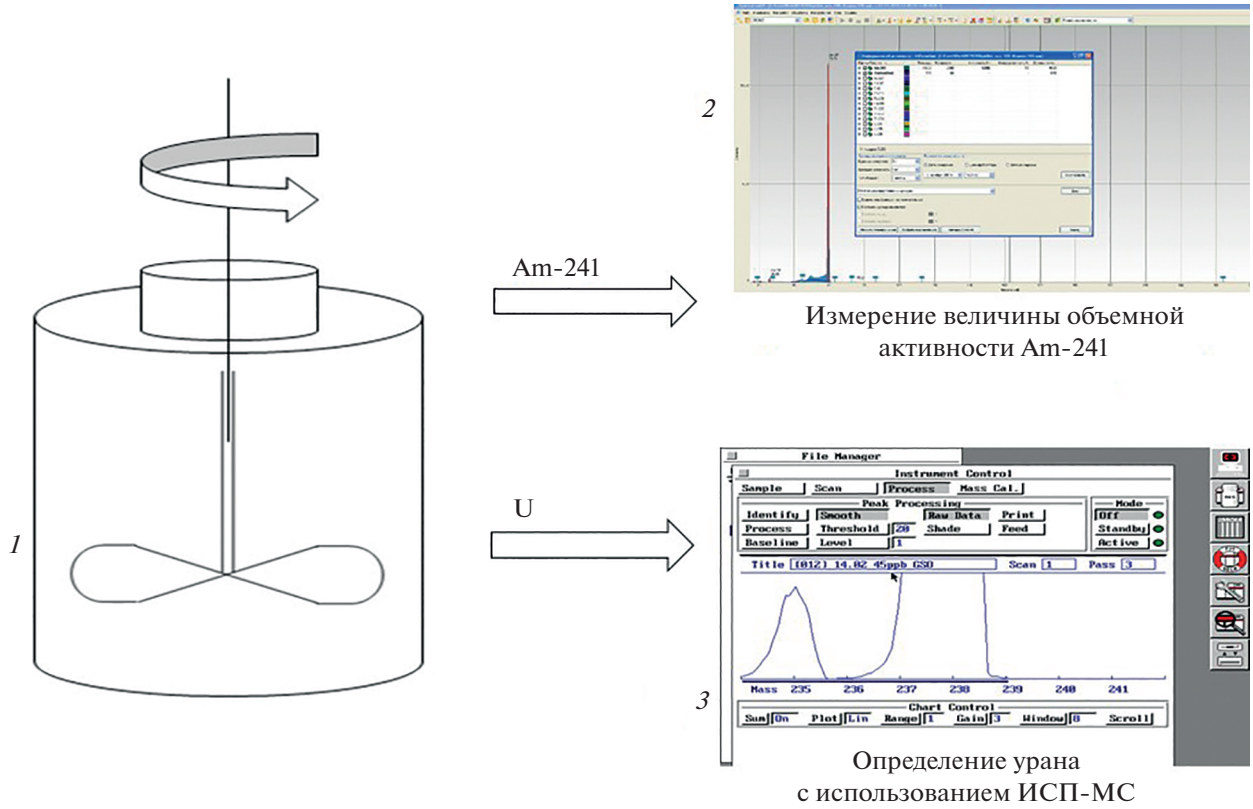


**Рис. 1.** Схема исследования процесса массопереноса радионуклидов: *1* – емкостный реактор, *2* – определение величины активности Am-241, *3* – определение содержания урана.

бента, эксперимент проводился при постоянном перемешивании раствора лопастной мешалкой ($V_{пост.}$ ~ 200 об/мин.) Предполагается, что при заданных параметрах эксперимента концентрация америция-241 и урана во всех точках объема модельного раствора радиоактивных отходов и у поверхности ТВЭКС ТОДГА постоянная, т.е. рассматривается диффузия из хорошо перемешанного раствора (критерий $Bi \to \infty$) [7]. На основании выбранного метода была рассмотрена кинетика процесса сорбции америция-241 и урана на опытных образцах ТВЭКС ТОДГА. Принципиальная схема исследования процесса массопереноса радионуклидов представлена на рис. 1.

Все аналитические работы по определению величины активности америция-241 и концентрации урана во время исследования проводили в испытательной лаборатории радиационного контроля (ИЛРК) АО “ВНИИХТ”. Лаборатория внесена в реестр организаций Госкорпорации “Росатом”, прошедших оценку состояния измерений, на основании которой подтверждены наличие условий, необходимых для выполнения измерений в закрепленной за лабораторией области деятельности.

Контроль величины активности америция-241 проводили с использованием гамма-спектрометрического автоматизированного спектрометра Гамма-1П (ЗАО НПЦ “АСПЕКТ”) с широкополосным детектором из особо чистого германия типа BE 2820 фирмы “Canberra”. Энергетическое разрешение по линии 122 кэВ – составляет 0.7 кэВ, а по линии 1332 кэВ – 1.8 кэВ. Идентификация спектров и расчет активности производили с помощью сертифицированной программы SpectraLine GP фирмы ООО “ЛСРМ” для прецизионной обработки спектров [8]. При измерении объемной активности америция-241 использовали гамма-линию 59.54 кэВ. Измерения производили в отградуированной геометрии флакон-100 представляющей из себя пластиковый флакон с плоским дном диаметром 4.5 см и объемом 100 мл. Погрешность каждого измерения составляла не более 12–13%. На рис. 2 продемонстрирован измеренный спектр америция-241. Измеренную гамма-спектрометрическим методом объемную активность америция-241 в растворе затем пересчитывали в размерность мг/л. Содержание металлов в образцах ТВЭКС ТОДГА рассчитывали, исходя из уравнений материального баланса по формулам (1)–(5).

Определение урана в модельных растворах, содержащих америций-241, проводили с использованием метода ICP-MS (масс-спектрометрия с ин-

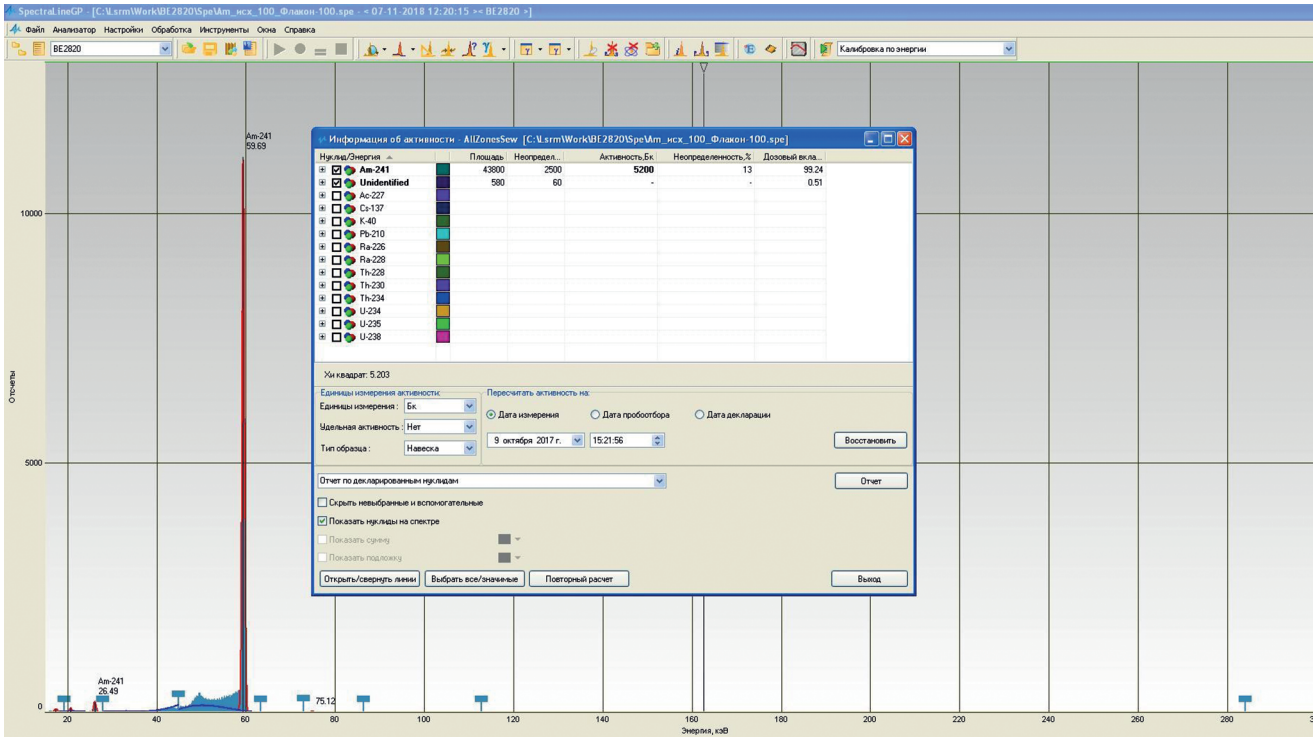


**Рис. 2.** Спектр америция-241.

дуктивно-связанной плазмой) на аттестованном приборе Sola фирмы Finnigan MAT (рис. 3) [9].

Метод ICP-MS позволяет в одном измерении регистрировать очень низкие содержания (до $10^{-12}$%) большинства элементов Периодической системы Д.И. Менделеева при широком динамическом диапазоне (до 12 порядков величины). Применение метода для измерений изотопных содержаний стало возможным благодаря стабильности ионного источника и высокой эффективности ионизации в нем атомов элементов. При отработанной методике анализа скорость получения данных позволяет производить большое количество измерений за короткий период времени для широкого класса объектов в различных областях исследований. Погрешность измерения составляет 5%. На рис. 4 представлен измеренный спектр урана.

Все измерения – гамма-спектрометрические с определением америция-241 и масс спектрометрические для определения урана проводили с использованием соответствующих методик, внесенных в область аккредитации лаборатории.

**Обработка полученных данных.** Для расчета содержания америция-241 и урана в ТВЭКС ТОДГА, в соответствии с материальным балансом, использовали следующие формулы:

$$C_{\text{МеТВЭКС}} = V_{\text{р-р}}(C_{\text{исхМе}} - C_{\text{остМе}})/V_{\text{ТВЭКС}}, \quad (1)$$

где $V_{\text{р-р}}$ – объем раствора, мл; $C_{\text{исхМе}}$ – исходная концентрация радионуклида в растворе, мг/л; $C_{\text{остМе}}$ – остаточная концентрация радионуклида в растворе, мг/л; $V_{\text{ТВЭКС}}$ – объем ТВЭКС, мл; $C_{\text{МеТВЭКС}}$ – концентрация радионуклида в ТВЭКС, мг/л.

Коэффициент распределения определялся по формуле:

$$K_d = C_{\text{МеТВЭКС}}/C_{\text{Ме р-р}}, \quad (2)$$

где $C_{\text{Ме р-р}}$ – концентрация радионуклида в растворе, мг/л.

Коэффициент разделения определялся по формуле:

$$K_P = K_{\text{dAm-241}}/K_{\text{dU}}, \quad (3)$$

где $K_{\text{dAm-241}}$ – коэффициент распределения америци-241; $K_{\text{dU}}$ – коэффициент распределения урана.

Для исследования процесса насыщения ТВЭКС ТОДГА использовали формулу:

$$C_{\text{тв. кон}} = V_{\text{р-р}}(C_{\text{р-р. нач}} - C_{\text{р-р. кон}}) + (V_{\text{тв}}C_{\text{тв. нач}}), \quad (4)$$

где $V_{\text{р-р}}$ – объем раствора, мл; $V_{\text{тв}}$ – объем ТВЭКС, мл; $C_{\text{тв. кон}}$ – концентрация радионуклида в ТВЭКС после контакта с раствором, мг/л; $C_{\text{р-р. нач}}$ – концентрация радионуклида в растворе в начале контакта, мг/л; $C_{\text{р-р. кон}}$ – концентрация радионуклида в растворе после контакта с ТВЭКС, мг/л; $C_{\text{тв. нач}}$ – концентрация радионуклида в ТВЭКС перед контактом с раствором, мг/л.

**Рис. 3** Масс–спектрометр ICP–MS SOLA фирмы Finnigan MAT.

Для исследования процесса исчерпывания использовали формулу:

$$C_{\text{тв. кон}} = (V_{\text{р-р}}(C_{\text{р-р. нач}} - C_{\text{р-р. нач}}))/V_{\text{тв}}. \quad (5)$$

С применением описанных выше методик аналитического контроля америция-241 и урана было проведено исследование сорбции америция-241 и урана из модельных высоко солевых растворов ЖРО ТВЭКС ТОДГА [5]. В ходе исследования определены коэффициенты распределения америция-241 и урана на опытных образцах экстрагента и рассчитаны коэффициенты разделения пары америций-241/уран. Рассчитаны и подтверждены экспериментально коэффициенты диффузии америция-241 и урана в процессе их сорбции ТВЭКС ТОДГА. Проведена оценка зависимости скорости протекания реакции от величины коэффициентов диффузии [6]. Достоверность результатов, полученных в ходе исследования, подтверждается корректным применением методик выполнения измерений аналитического контроля америция-241 и урана с использованием поверенных средств измерения и апробированных программных средств для обработки данных.

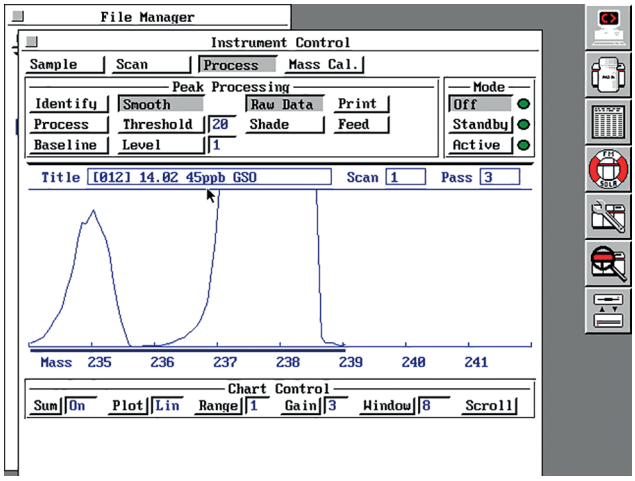


**Рис. 4.** Спектр урана.

## ВЫВОДЫ

В работе описаны методы аналитического контроля мерция-241 и урана в процессе их сорбции на опытных модифицированных образцах ТВЭКС ТОДГА с целью получения достоверных результатов массопереноса америция-241 и урана. Достоверность полученных результатов исследования обеспечиваются наличием системы менеджмента качества в лаборатории, а именно:

1. корректным применением методик выполнения измерений аналитического контроля;

2. применением поверенных средств измерений аналитического контроля;

3. использованием передовых информационных технологий, апробированных программных средств для обработки данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES


1. *Моходоева О.Б., Мясоедова Г.В., Захарченко Е.А.* // Радиохимия. 2011. Т. 53. № 1. С. 34–41.
2. *Ansari S.A., Pathak P., Mohapatra P.K. et al.* // Chem. Rev. 2012. V. 112 (3). P. 1751–1772. https://doi.org/10.1021/cr200002f
3. *Ansari S.A., Pathak P., Manchanda V. et al.* // Solv. Extr. Ion Exch. 2005. V. 23 (4). P. 463–479. https://doi.org/10.1081/SEI-200066296
4. *Sasaki Y., Tachimori S.* // Solv. Extr. Ion Exch. 2002. V. 20 (1). P. 21–34. https://doi.org/10.1081/SEI-100108822
5. *Клочкова Н.В., Савельев А.А., Позднякова Н.Ю., Писаненко С.С. Ананьев А.В.* // Атомная энергия. 2019. Т. 127. № 1. С. 35–39. [*Klochkova N.V., Savel'ev A.A., Pozdnyakova N.Y., Pisanenko S.S., Anan'ev A.V.* // At. Energy. 2019. V. 127 (1). P. 40–44. https://doi.org/10.1007/s10512-019-00581-7]
6. *Савельев А.А., Клочкова Н.В., Рачков В.И.* // Вестник "НИЯУ МИФИ". 2020. Т. 9. № 4. С. 293–297. https://doi.org/10.1134/S2304487X20040070
7. *Туницкий Н.Н., Каминский В.В., Тимашев С.Ф.* // Методы физико–химической кинетики. 1972. Москва: Химия.
8. SpectraLine GP ООО "ЛРСМ" // http://www.lsrm.ru/files/software/spectralinegp/SpectraLineGP.pdf.
9. Instrument Database: Finnigan MAT – SOLA // https://speciation.net/Database/Instruments/Finnigan-MAT/SOLA-;i2668.


# Methods for Analytical Control of Americium-241 and Uranium in the Process of Their Sorption on a Solid-Phase Extractant Based on TODGA


**A. A. Savelev[1, 2, *], N. V. Klochkova[1], and V. I. Rachkov[2]**

[1]*JSC VNIIKhT, Electrodnaya st. 2, Moscow, 111524 Russia*

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

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


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

The purpose of this work is to describe the methods of analytical control of americium-241 and uranium in the process of their sorption on solid-phase extractant based on TODGA to obtain reliable results of mass transfer of americium-241 and uranium. The reliability of the obtained research results is ensured by the presence of a quality management system in the laboratory, exactly: the correct application of analytical control measurement methods, the use of verified analytical control measuring instruments, the use of advanced information technologies, and proven software for data processing.

*Keywords:* sorption, americium-241, analytical control, liquid radioactive waste, TODGA

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 21–25*

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

*УДК 532.542.4*

# КОЛЬЦЕВОЙ СЛОЙ – ОБОБЩЕННЫЙ ОДНОМЕРНЫЙ КАНАЛ

**© 2021 г. А. С. Корсун[a], *, В. Н. Федосеев[a], М. И. Писаревский[a], Ю. Н. Писаревская[a], С. Медгедем[a]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: Peace579@mail.ru*

Поступила в редакцию 03.03.2021 г.
После доработки 05.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

В настоящей работе вводится понятие нового обобщенного одномерного канала – кольцевого слоя. Он включает в себя твердую цилиндрическую стенку и примыкающую к стенке слоя жидкости или газа, на внешней поверхности которого отсутствует поток импульса и достигается максимум скорости. Согласно определению, существует два кольцевых слоя: внешний и внутренний. Для каждого в статье представлены расчётные формулы их геометрических характеристик: площади, смоченного периметра, гидравлического диаметра, кривизны слоя. В зависимости от параметра кривизны кольцевого слоя β канал может переходить в плоский, круглую трубы или эквивалентную ячейку пучков стержней различного относительного шага. Распределение скорости при турбулентном течении теплоносителя в кольцевом канале описывается универсальным профилем скорости. С помощью него получены соотношения для определения отношения максимальной скорости к средней, отклонения максимальной скорости от средней, коэффициента гидравлического сопротивления канала в зависимости от его кривизны. Они, в зависимости от значения параметра кривизны β, обобщают данные по турбулентному режиму течения жидкости или газа в плоском канале, круглой трубе, кольцевом канале и пучках стержней при гладкой и шероховатой поверхности канала. Указано, что для заданной формы и геометрии шероховатости необходимо знать зависимость второй константы логарифмического профиля от безразмерной высоты. Полученные расчётные формулы могут быть использованы в инженерных расчетах гидравлики теплообменного оборудования для нужд атомной энергетики.

*Ключевые слова:* профиль скорости, коэффициент гидравлического сопротивления, кольцевой слой, турбулентный режим течения

**DOI:** 10.56304/S2079562920060342

## ПОНЯТИЕ КОЛЬЦЕВОГО СЛОЯ

Кольцевой слой – обобщенный одномерный канал, представляющий собой твердую цилиндрическую стенку радиуса $r_т$ и примыкающего к стенке слоя жидкости или газа толщиной $h$, на внешней поверхности которого, отсутствует поток импульса и достигается максимум скорости. При движении жидкости вдоль оси канала скорость изменяется по одной координате – радиусу $u_x(r)$, что учтено в названии канала. С точки зрения изучения и описания механического взаимодействия турбулентного потока жидкости со стенкой течение в кольцевом слое является, по мнению авторов, наиболее простой и естественной моделью потока.

Кольцевой слой будем именовать внешним слоем, если координаты точек в потоке жидкости $r$ больше радиуса твердой стенки $r_т$, и внутренним, если радиус твердой стенки $r_т$ больше координат точек в потоке жидкости $r$. Оба типа кольцевых слоев проиллюстрированы на рис. 1.

Кольцевой слой характеризируются двумя из трех величинами $r_т$, $r_0$, $h$ размерности длины и, соответственно, одной безразмерной величиной. Определим параметр кривизны кольцевого слоя как $\beta = \pm\frac{h}{r_т}$, где знак "+" соответствует внешнему кольцевому слою, знак "–" – внутреннему кольцевому слою. Параметр кривизны внутреннего кольцевого слоя изменяется от –1 до нуля, внешний от 0 до бесконечности.

Как и любой канал кольцевой слой характеризуется площадью проходного сечения $F$, смоченным периметром П, гидравлическим диаметром $d_г$, поток жидкости характеризуется режимными параметрами: средняя скорость, число Re. В табл. 1 представлены выражения для $F$, П, $d_г$ через параметры кольцевых слоев для различных каналов.

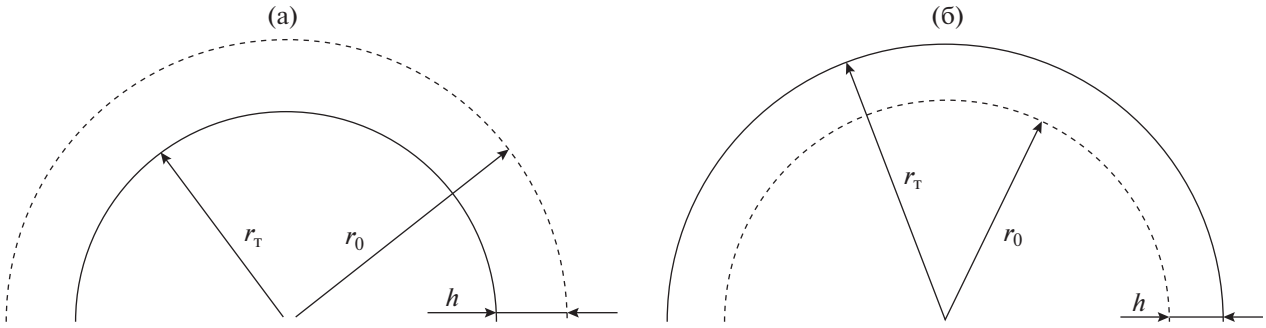


**Рис. 1.** Кольцевой слой: (а) внешний; (б) внутренний.

*Турбулентное движение теплоносителя в кольцевом слое с гладкими стенками*

Рассмотрим турбулентное течение теплоносителя во внешнем кольцевом слое с гладкими стенками. Распределение скорости описывается уравнением (1)

$$\frac{U_x}{V_*} = 2.5\ln\left(\frac{yV_*}{\nu}\right) + 5.5, \quad (1)$$

где $U_x$ – проекция скорости, $V_*$ – динамическая скорость, $y$ – расстояние от стенки, $\nu$ – кинематическая вязкость.

Средняя скорость во внешнем кольцевом слое находится интегрированием логарифмического профиля по сечению кольцевого слоя. Стоит отметить, что нижним пределом интегрирования по толщине слоя является значение $y_0$, при котором скорость в логарифмическом законе обращается в ноль.

$$\frac{\overline{U}}{V_*} = 2.5\ln\left(\frac{hV_*}{\nu}\right) + 5.5 - \frac{1.25(4+\beta)}{2+\beta} + g(y_0), \quad (2)$$

где $\overline{U}$ – средняя скорость потока, $y_0$ – начальная координата интегрирования, $h$ – толщина кольцевого слоя.

Значение средней скорости связано с коэффициентом гидравлического сопротивления уравнением $\frac{\overline{U}}{V_*} = \sqrt{8/\lambda}$, в результате получим

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2.5\ln\left(\mathrm{Re}\sqrt{\frac{\lambda}{8}}\right) + 5.5 + \\ + 2.5\ln(4+2\beta) - \frac{1.25(4+\beta)}{2+\beta} + g(y_0). \quad (3)$$

Вклад функции $g(y_0)$ в коэффициент гидравлического сопротивления составляет менее 0.1%, поэтому в дальнейших расчетах она не учитывается. Введем обозначение $\sqrt{\lambda/8} = \Lambda$ подставим в (4), получим

$$\frac{1}{\Lambda} = 2.5\ln(\mathrm{Re}\,\Lambda) + 5.5 + \\ + 2.5\ln(4+2\beta) - \frac{1.25(4+\beta)}{2+\beta}. \quad (4)$$

Соотношение (4) в неявном виде определяет зависимость коэффициента гидравлического трения кольцевого слоя от числа Re и параметра кривизны кольцевого слоя $\beta$. Для внутреннего кольцевого слоя зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от кривизны можно получить в виде (5), проделав те же действия

$$\frac{1}{\Lambda} = 2.5\ln(\mathrm{Re}\Lambda) + 5.5 + \\ + 2.5\ln(4-2\beta) - \frac{1.25(4-\beta)}{2-\beta}. \quad (5)$$

Так же из уравнения (2) следует зависимость отклонения максимальной от средней скоростей в зависимости от кривизны кольцевого слоя. Зависимость имеет вид (6), расчетные значения по

**Таблица 1.** Геометрия кольцевого слоя

| Канал/параметр | Внешний кольцевой слой | Внутренний кольцевой слой | Плоский канал ($\beta = 0$) | Круглая труба ($\beta = -1$) |
|---|---|---|---|---|
| $F$ | $2\pi r_т h(1+0.5\beta)$ | $2\pi r_т h(1-0.5\beta)$ | $2\pi r_т h$ | $\pi r_т^2$ |
| $\Pi$ | $2\pi r_т$ | $2\pi r_т$ | $2\pi r_т$ | $2\pi r_т$ |
| $d_г$ | $4h(1+0.5\beta)$ | $4h(1-0.5\beta)$ | $4h$ | $2r_т$ |

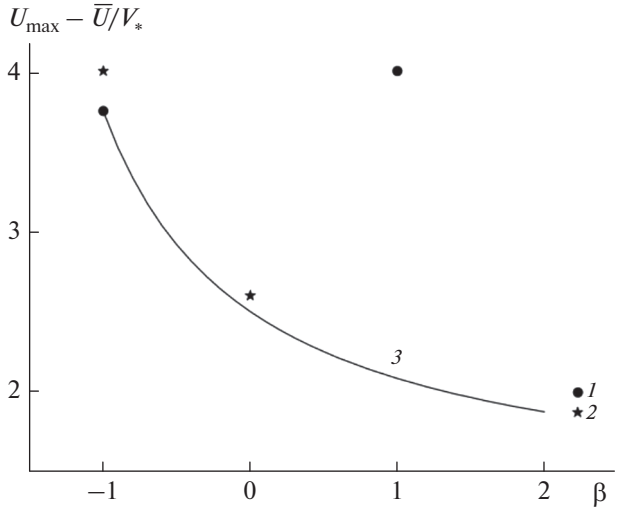


**Рис. 2.** Зависимость отклонения максимальной от средней скорости в зависимости от кривизны кольцевого слоя β: *1* – значения по [1, 2]; *2* – значения по [3]; *3* – расчетные значения по (6).

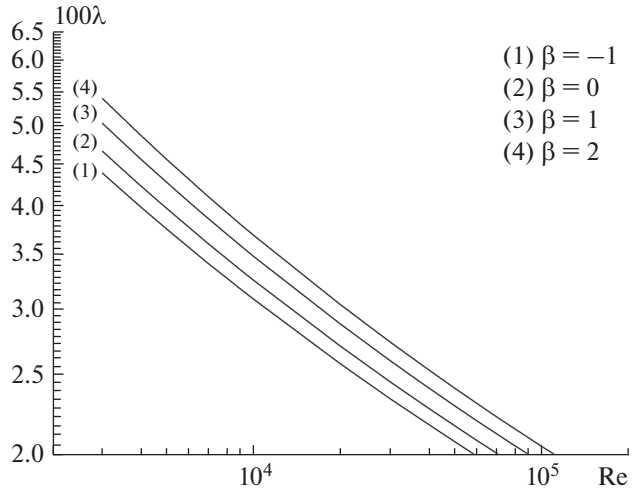


**Рис. 3.** Гидравлическая характеристика кольцевого слоя в зависимости от кривизны слоя β.

которому согласуется с предельными случаями по данным других исследователей [1, 2].

$$\frac{U_{max} - \overline{U}}{V_*} = \frac{5}{4} + \frac{5}{2\beta + 4}. \qquad (6)$$

Для инженерных расчетов коэффициента гидравлического сопротивления при турбулентном режиме теплоносителя в гладкой трубе наиболее популярными являются формулы Прандтля, Блаузиуса, Филоненко–Альтшуля [4, 5]. В работе [6] рекомендована новая формула, позволяющая определить коэффициент гидравлического сопротивления гладкой трубы при турбулентном течении теплоносителя до числа Рейнольдса $10^7$. Сравнительный анализ показал отличие значений коэффициента гидравлического сопротивления круглой гладкой трубы, рассчитанного по формуле (4), от значений по формуле Блаузиуса не более 4%, от значений по формуле Прандтля не более 1%, от значений по рекомендациям [6] не более 4% вплоть до числа Рейнольдса $10^7$. На рис. 3 проиллюстрирована гидравлическая характеристика кольцевого слоя в зависимости от кривизны канала.

Обобщенная формула (4) может быть применена к расчету коэффициента гидравлического сопротивления пучков стержней. На рис. 4а показана эквивалентная ячейка регулярной треугольной решетки стержней, на рис. 4б эквивалентная ячейка квадратной решетки стержней, включающие один стержень и приходящуюся на него площадь, занятую потоком жидкости. В обоих случаях ячейка выделяется твердой поверхностью стержня диаметром *d* и линией нулевых касательных напряжений. При не очень плотных упаковках эквивалентную ячейку можно заменить круглой, то есть получим кольцевой слой, при той же площади жидкости.

Соотношение для вычисления внешнего радиуса слоя и параметра кривизны представлены в табл. 2.

На рис. 5 и 6 представлены результаты сравнительного анализа коэффициента гидравлического сопротивления кольцевого слоя $\lambda_{кс}$ по формуле (4) со значениями, полученными по рекомендованным формулам для стержневых упаковок $\lambda_{су}$ из [4, 5, 7]. В диапазоне относительного шага от 1.1 до 1.4 для треугольной упаковки и диапазоне относительного шага от 1.15 до 1.4 для квадратной упаковки различие с рекомендованными зависимостями не превышает 10%.

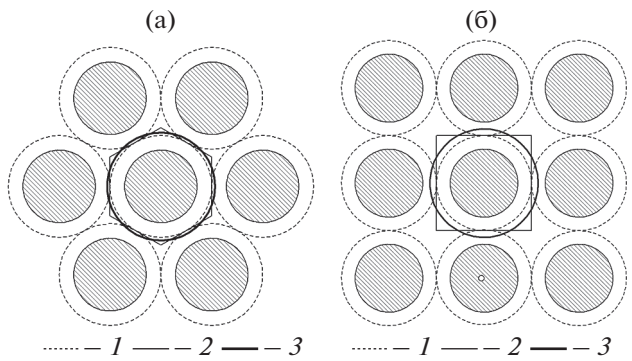


**Рис. 4.** Эквивалентные ячейки упаковок стержней: *1* – линия нулевых касательных напряжений; *2* – эквивалентная ячейка; *3* – внешний радиус кольцевого слоя.

**Таблица 2.** Кольцевой слой в пучках стержней

| Параметр/Тип упаковки | Треугольная | Квадратная |
|---|---|---|
| Внешний радиус слоя | $0.525S$ | $0.565S$ |
| Параметр кривизны β | $1.05S/d$-1 | $1.13S/d$-1 |

где $S$ – шаг решетки; $S/d$ – относительный шаг решетки.

*Турбулентное движение теплоносителя в кольцевом слое с шероховатыми стенками*

Во внешнем кольцевом слое с шероховатыми стенками распределение скорости описывается так же логарифмическим законам, но в эквивалентной форме Никурадзе

$$\frac{U_x}{V_*} = 2.5\ln\left(\frac{y}{\Delta}\right) + \Phi, \tag{7}$$

где Δ – высотный размер шероховатости.

Интегрирование уравнения (7) с учетом $\frac{\overline{U}}{V_*} = \sqrt{8/\lambda}$ позволит определить коэффициент гидравлического сопротивления кольцевого слоя

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_{кс}}} = 2.5\ln\left(\frac{h}{\Delta}\right) + \Phi - \frac{1.25(4 \pm \beta)}{2 \pm \beta}. \tag{8}$$

На рис. 7 показаны результаты расчетов отношения значений $\lambda_{кс}$, полученных по формуле (8), к значениям λ круглой трубы, рассчитанных по формулам из [8, 9], для песочной и двумерной прямоугольной шероховатостей в зависимости от относительной высоты выступов $d/\Delta$. Для других областей сопротивления и другого типа шероховатости необходимо знать значение параметра Φ, способы определения которого рассмотрены в работе [10].

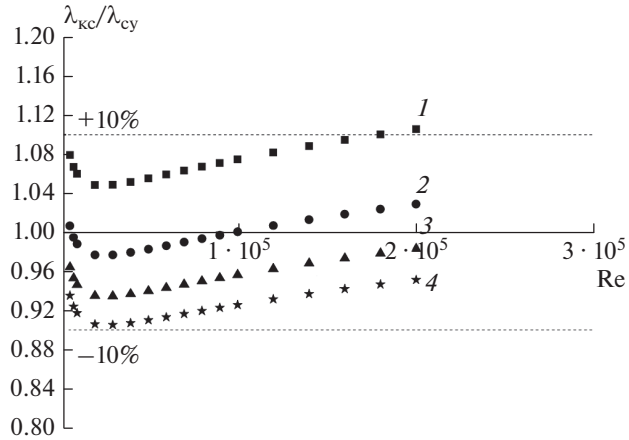


**Рис. 5.** График зависимости $\lambda_{кс}/\lambda_{су}$ в зависимости от числа Re для правильной треугольной упаковки стержней с заданным относительным шагом: *1* – 1.1; *2* – 1.2; *3* – 1.3; *4* – 1.4

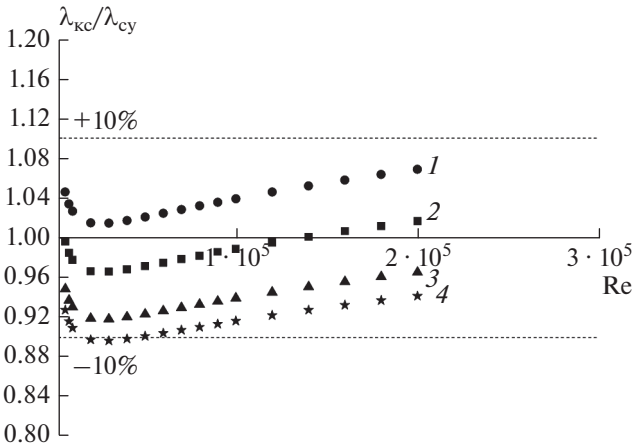


**Рис. 6.** График зависимости $\lambda_{кс}/\lambda_{су}$ в зависимости от числа Re для квадратной упаковки стержней с заданным относительным шагом *1* – 1.15; *2* – 1.2; *3* – 1.3; *4* – 1.4

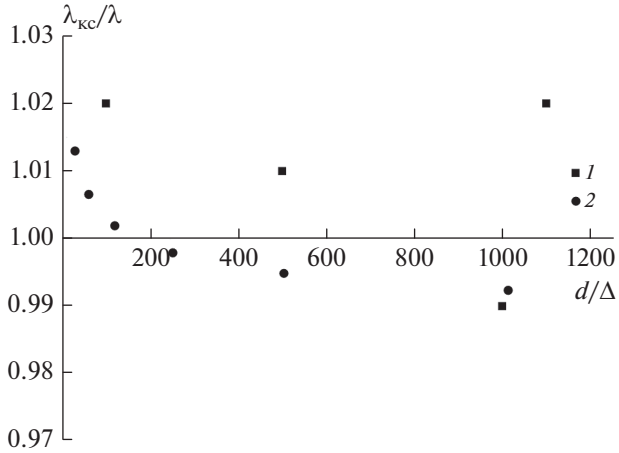


**Рис. 7.** График зависимости $\lambda_{кс}/\lambda$ от относительной высоты выступов $d/\Delta$: *1* – двумерная прямоугольная шероховатость [9], *2* – песочная шероховатость [8].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено определение нового обобщенного одномерного канала – кольцевого слоя. Получены соотношения для коэффициента гидравлического сопротивления и отношения скоростей кольцевого слоя, которые с высокой точностью обобщают данные плоского канала, круглой трубы и пучков стержней. На практике они могут быть использованы в инженерных расчётах гидравлики теплообменного оборудования для нужд атомной энергетики.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES


1. *Андреев С.Ю., Гришин Б.М., Кошев А.Н., Камбург В.Г., Гарькина И.А.* // Региональная архитектура и строительство. 2012. № 2(13). С. 107–113.
2. *Альтшуль А.Д.* // Гидравлика и аэродинамика. 1975. Москва: Стройиздат.
3. *Высоцкий Л.И.* // Научный журнал Российского НИИ проблем мелиорации. 2012. № 4(08). С. 125–138.
4. *Идельчик И.Е.* // Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Под ред. М.О. Штейбенрга. 3-е изд. 1992. Москва: Машиностроение. С. 60–64.
5. *Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П.* // Справочник по теплогидравлическим расчетам. Под ред. П.Л. Кириллов. 2-е изд. 1990. Москва: Энергоатомиздат.
6. *McKeon B.J.* // J. Fluid Mech. 2005. V. 538. P. 429–443.
7. *Федорович Е.Д., Фокин Б.С. и др.* // Руководящий документ по стандартизации РД 24.035.05-89. Методический указания. Тепловой и гидравлический расчет оборудования АЭС.
8. *Nikuradse I.* // Forschungs-Heft. 1933. V. 361. P. 1–22.
9. *Кадер Б.А.* // Теоретические основы химических технологий. 1979. Т. 13. № 5. С. 663–675.
10. *Medgedem S., Korsun A.S. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1689. P. 012054. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1689/1/012054


# Annular Layer is a Generalised One-Dimensional Channel


**A. S. Korsun[1], *, V. N. Fedoseev[1], M. I. Pisarevskiy[1], Y. N. Pisarevskaya[1], and S. Medgedem[1]**

[1]*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: Peace579@mail.ru*


Received March 3, 2021; revised May 5, 2021; accepted May 12, 2021


In this paper, we introduce the concept of a new generalized one-dimensional channel – the ring layer. It includes a solid cylindrical wall and a liquid or gas layer adjacent to the wall, on the outer surface of which there is no pulse flow and a maximum speed is achieved. By definition, there are two ring layers: outer and inner. For each of them the article presents the calculation formulas of their geometric characteristics: area, wetted perimeter, hydraulic diameter, curvature of the layer. Depending on the curvature parameter of the annular layer β the channel can pass into a flat, round tube or an equivalent cell of rod bundles of different relative pitch. The velocity distribution in the turbulent flow of the coolant in annular channel is described by the universal velocity profile. Relations are obtained for determining the ratio of the maximum speed to the average, the deviation of the maximum speed from the average, the coefficient of hydraulic resistance of the channel depending on its curvature. Depending on the value of the curvature parameter β, they generalize data on the turbulent flow regime of a liquid or gas in a flat channel, a round pipe, an annular channel and bundles of rods with a smooth and rough channel surface. It is indicated that for a given shape and roughness geometry, it is necessary to know the dependence of the second constant of the logarithmic profile on the dimensionless height. Resulting calculation formulas can be used in engineering calculations of the hydraulics of heat exchange equipment.


*Keywords:* velocity profile, coefficient of hydraulic resistance, annular layer, turbulent flow

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 26–31*

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

*УДК 539.1.07*

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИИ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СОБЫТИЙ ПО ДАННЫМ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР

© 2021 г.
**В. С. Воробьев[a], *, Е. А. Задеба[a], Р. В. Николаенко[a], А. А. Петрухин[a], И. Ю. Трошин[a]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: VSVorobev@mephi.ru*

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 05.12.2021 г.

В НИЯУ МИФИ для исследования наклонных широких атмосферных ливней создается координатно-трековый детектор ТРЕК на основе многопроволочных дрейфовых камер. Для реконструкции событий с высокой множественностью по данным дрейфовых камер в настоящее время используется метод гистограммирования, который разработан для поиска параллельных треков. Однако в экспериментальных данных, полученных с помощью координатно-трековой установки на дрейфовых камерах (КТУДК), среди полезных сигналов наблюдаются послеимпульсы, которые приводят к ложным реконструкциям. Для решения этой проблемы разрабатывается новый метод с использованием глубокого обучения. В работе представлены результаты разработки этого метода и его применения к моделированным данным.

*Ключевые слова:* космические лучи, дрейфовая камера, мюоны, машинное обучение, глубокое обучение

**DOI:** 10.56304/S2079562920060603

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В НИЯУ МИФИ разрабатывается новый крупномасштабный координатно-трековый детектор ТРЕК [1] на основе многопроволочных дрейфовых камер. Совместная работа черенковского водного калориметра НЕВОД [2] и ТРЕК позволит исследовать наблюдаемый в экспериментах избыток числа мюонов в широких атмосферных ливнях [3], генерируемых первичными космическими лучами сверхвысоких энергий.

Используемые дрейфовые камеры разработаны в ИФВЭ и применялись для нейтринных экспериментов на ускорителе У-70 [4]. В этих экспериментах плотность регистрируемых частиц была относительно низкой, и реконструкция событий не вызывала больших сложностей. Однако в космических лучах сверхвысоких энергий могут регистрироваться и исследоваться события со значительно большей плотностью заряженных частиц.

Ранее на координатно-трековой установке на дрейфовых камерах (КТУДК) [5] были применены такие методы реконструкции, как метод перебора, поиска прямолинейного участка и гистограммирования [6]. Последний был разработан с целью поиска и реконструкции параллельных треков. Так как задача установки ТРЕК – исследование квазипараллельных групп мюонов, то этому методу было отдано предпочтение. Тем не менее, из-за наличия в экспериментальных данных послеимпульсов и вторичных треков метод гистограммирования приводит к ложным реконструкциям. В силу сложности реконструкции многочастичных событий по данным отдельной дрейфовой камеры разрабатывается новый подход для обработки данных на основе машинного обучения.

## 2. ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ СВЕРТОЧНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Главная сложность обработки данных с дрейфовых камер – это то, что одному сигналу соответствуют две точки в пространстве (рис. 1). Так как сигнальные проволоки расположены в центре дрейфовой камеры, а время дрейфа не может быть отрицательным, то во время реконструкции возникает задача определения стороны камеры, через которую прошла частица. Сигнальные проволоки попарно смещены относительно центра, поэтому на той стороне, где прошла частица, точки будут лучше лежать на прямой, чем с противоположной.

Для одночастичных событий определение нужных точек не вызывает проблем, в то время как с ро-

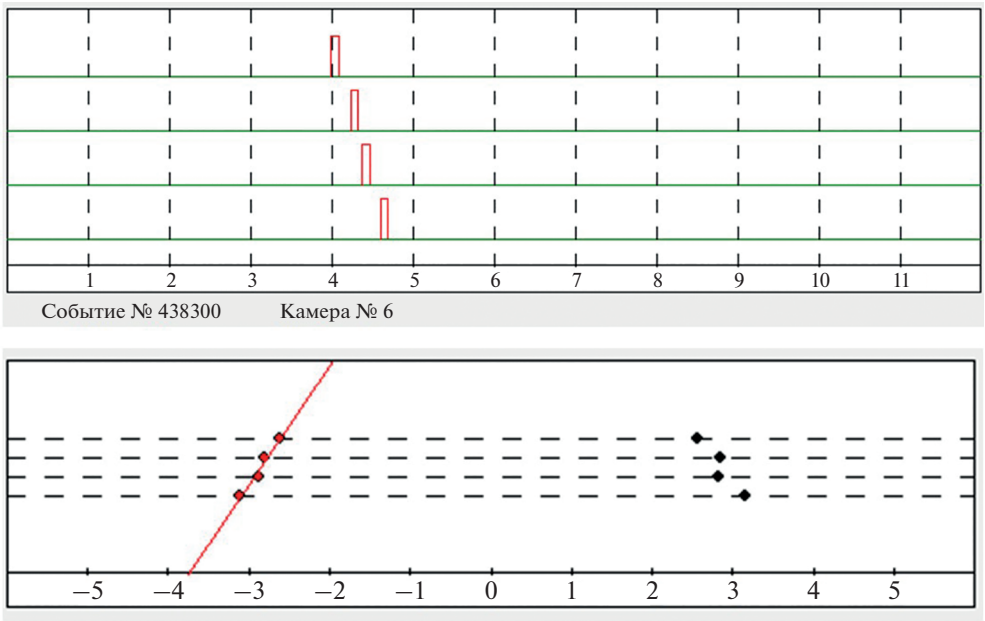


**Рис. 1.** Сигналы от одиночного трека (сверху) и точки на плоскости дрейфовой камеры (снизу).

| | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 |

**Рис. 2.** Часть изображения с представлением данных с дрейфовой камеры в виде бинарной матрицы.

стом числа прошедших через камеру частиц задача усложняется тем, что необходимо понять к какому треку принадлежит та или иная точка. В такой ситуации рассматривать именно точки становится неудобно, и более целесообразно анализировать сигналы на временной развертке, которые более удобно использовать для распределения по трекам. Поэтому для реконструкции событий с помощью искусственных нейронных сетей будут рассматриваться не точки, как это обычно делается, а времена дрейфа.

Временную развертку можно представить в виде матрицы 4 × 600 (рис. 2), где 4 – количество сигнальных каналов, 600 – число столбцов, каждый из которых представляет собой 10-наносекундный интервал (максимальное время дрейфа электронов в камере 6 мкс). Нули в такой матрице означают отсутствие сигнала, единицы – его наличие.

Для работы с матрицами (изображениями) себя отлично зарекомендовали сверточные нейронные сети [7]. В основе сверточных нейронных сетей лежат 2 слоя: сверточный и субдискретизации.

В первом слое происходит свертка входных тензоров с применением фильтров (ядер). Пусть имеется фильтр в виде матрицы с размерами $n \times m$. Проводится свертка каждого участка изображения тех же размеров с фильтром (рис. 3). Каждый результат свертки (число) подается на функцию активации $f(x)$. В данном случае элементы фильтра играют роль весовых коэффициентов. Результат

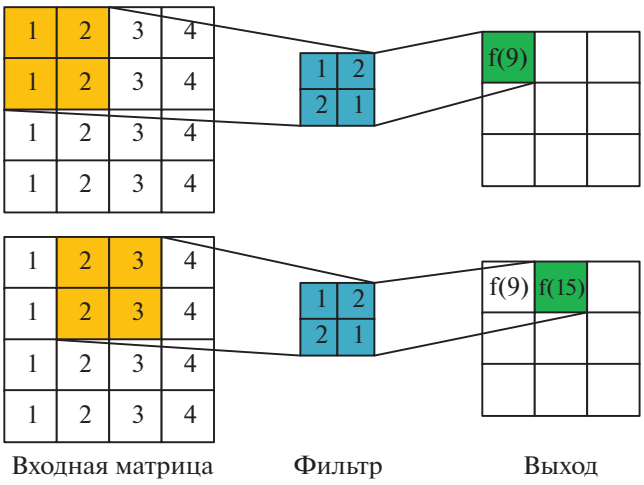


**Рис. 3.** Процесс свертки с использованием фильтра размера 2 × 2.

свертки всего изображения носит название карты признаков.

Слой субдискретизации (англ. pooling) позволяет еще больше уменьшить размеры полученных данных (карты признаков). Карта признаков делится на одинаковые участки определенного размера. Среди элементов этих участков выделяется один с определенными признаками. Чаще всего выбирается элемент с наибольшим значением.

Совокупность слоев свертки и субдискретизации, а также слоев, выполняющих обратную операцию, была применена для фильтрации сигналов во временных развертках. На вход такого фильтра подается изображение с послеимпульсами, а на выходе ожидается изображение без послеимпульсов.

Для обучения и тестирования такой нейронной сети было проведено моделирование в среде Garfield++ [8] – программного обеспечения, позволяющего детально моделировать работу газовых детекторов. Для дрейфовых камер установки TPEK важно, что данная среда позволяет разыгрывать ионизацию при прохождении заряженных частиц, дрейф высвобождающихся электронов и токовый сигнал при достижении электронами сигнальных проволок. В процессе моделирования для каждого события определяются первые сигналы от каждого отдельного трека, по которым его надо реконструировать, и послеимпульсы.

Результат работы фильтра представлен на рис. 4. Сверху показана временная развертка с сигналами от трех прошедших треков через камеру. Снизу изображена временная развертка на выходе нейронной сети.

На выходе нейронной сети отдельный элемент матрицы может принимать значения от 0 до 1. Поэтому необходимо определить порог, ниже которого сигнал считается исключенным. При испытании на тестовой выборке значение порога было выбрано таким, что сеть исключает в этой выборке 85% послеимпульсов, сохраняя 94% полезных сигналов. И, как видно из рис. 4, это приводит к существенному упрощению реконструкции событий.

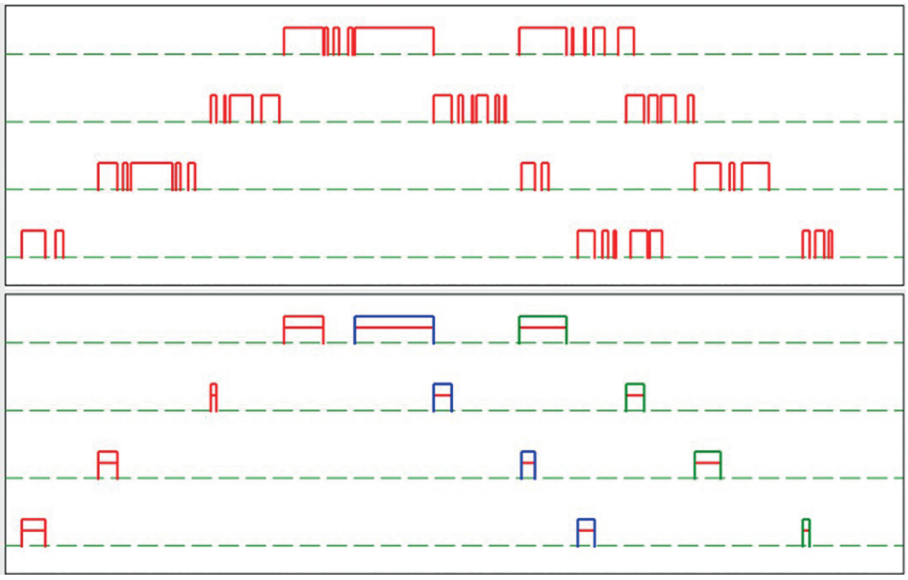

**Рис. 4.** Применение фильтра на основе машинного обучения.

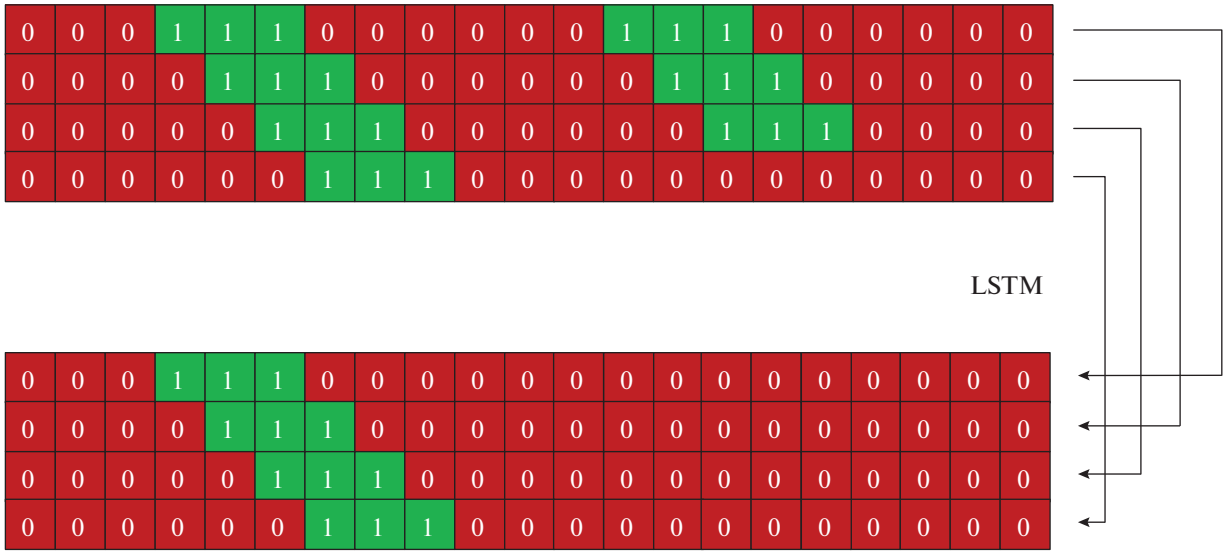


**Рис. 5.** Сравнение работы метода гистограммирования с фильтром и без.

## 3. РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕКОВ С ПОМОЩЬЮ РЕКУРРЕНТНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Применение фильтра исключает большую долю всех послеимпульсов в тестовых событиях. Однако такой фильтр решает лишь одну проблему реконструкции. Вторичные треки даже в отфильтрованных событиях остаются проблемой, так как фильтр не позволяет качественно от них избавиться. Поэтому необходимо разработать новый метод реконструкции, способный их учитывать.

За основу нового метода взяты рекуррентные нейронные сети – разновидность нейронных сетей, в которых выход на предыдущем этапе работы поступает на вход на следующем этапе. Таким образом, сеть может запоминать информацию с предыдущих итераций. Такая сеть отлично зарекомендовала себя для работы с временными рядами. Существуют разные сети, реализованные на таком принципе. Однако самыми популярными являются long short-term memory (LSTM) [9], которые способны выделять нужную информацию для краткосрочного или долгосрочного хранения во времени.

Новый метод основан на работе коллаборации Hep.TrkX [10]. На первом сигнальном канале фиксируется только один сигнал, а остальные исключаются из входной матрицы (рис. 5). После чего такое изображение послойно поступает на LSTM модуль. Задача сети – оставить только те сигналы, которые принадлежат треку с фиксированным в начале сигналом.

Такая сеть обучалась на моделированных с помощью Garfield++ многочастичных событиях. Пример работы такого метода продемонстрирован на рис. 6. По своей сути такой метод сводит реконструкцию всего события к отдельным реконструкциям одночастичных событий, к которым уже можно применить метод перебора.

Проведено сравнение реконструкций с помощью метода гистограммирования с применением фильтра и без, а также метода на основе рекуррентных сетей. Для это с помощью Garfield++ моделировались события с множественностью от 2 до 5 параллельных мюонов под проекционными углами от 0° до 45°. Вдобавок моделировались вторичные треки частиц, проекционный угол которых отличался от угла группы минимум на 10°. Число вторичных треков в отдельном событии разыгрывалось равномерно в интервале от 0 до 2. Для каждой комбинации угла и множественности проведено моделирование 100 событий.

Для каждого набора построены распределения по величине разницы между числом запущенных и реконструированных параллельных треков, рассчитано стандартное отклонение. На рис. 7 приведена зависимость стандартного отклонения от проекционного угла для двух треков на дрейфовую камеру (слева) и пяти треков (справа). Как видно из рисунка, метод на основе рекуррентных нейронных сетей показал лучший результат.

Анализ показывает, что при малых значениях проекционного угла высокая точность определения множественности параллельных треков с помощью метода на основе рекуррентных сетей сохраняется и для большего числа треков на дрейфовую камеру. Основной причиной увеличения числа ошибок в определении множественности при больших углах является слияние сигналов от отдельных треков. На данный момент плотность мюонов, при которой число частиц с использованием нового подхода определяется с точностью до единицы, составляет приблизительно 5 частиц

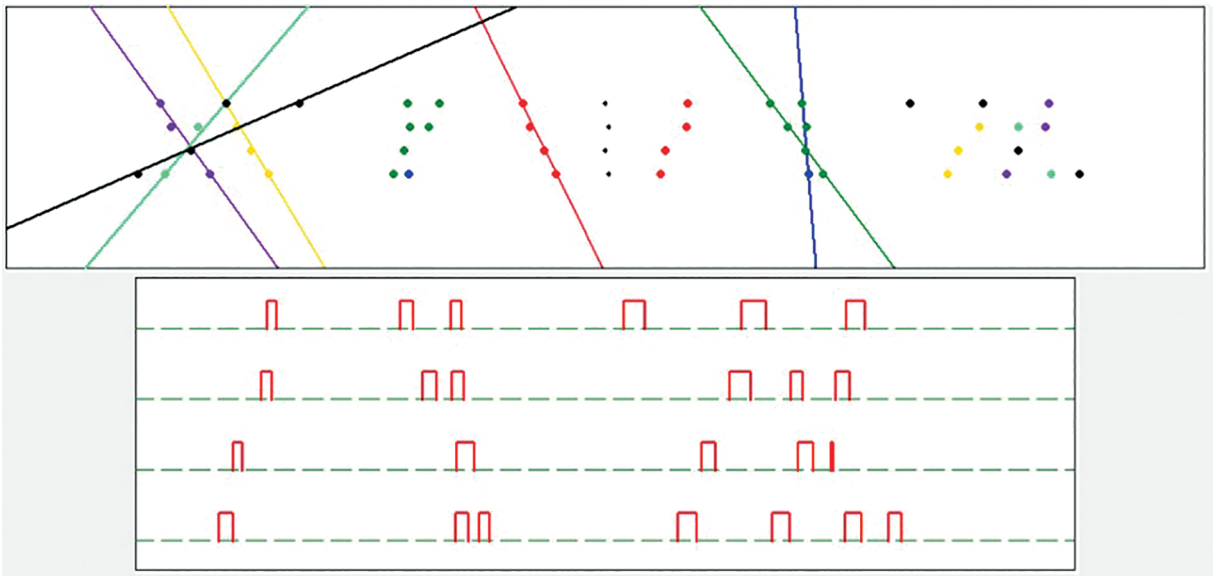

**Рис. 6.** Реконструкция события с помощью нейронной сети.

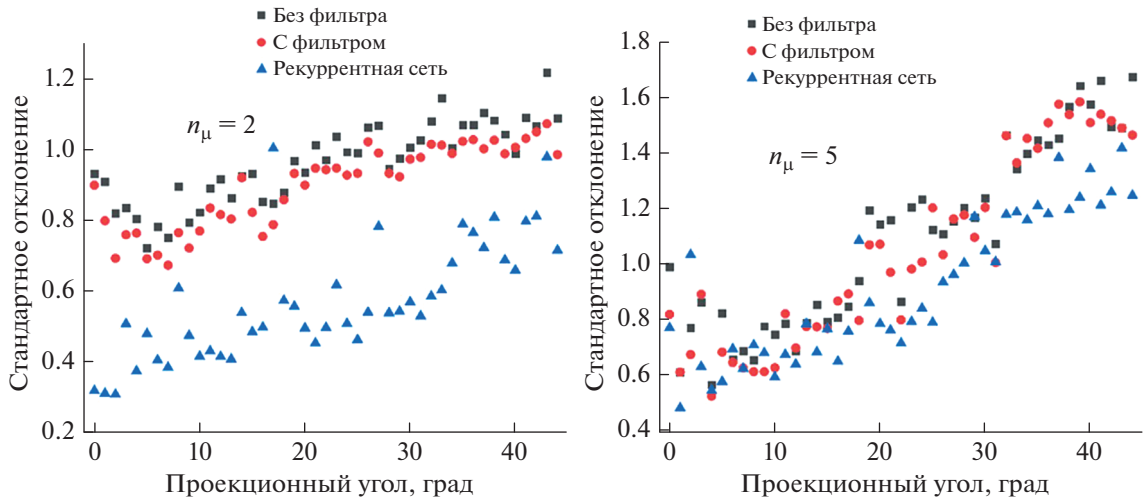


**Рис. 7.** Стандартные отклонения разниц между числом смоделированных и числом реконструированных параллельных треков в зависимости от проекционного угла при множественности мюонов 2 (слева) и 5 (справа).

на кв. м. Тем не менее, планируется достичь лучшей точности реконструкции с новым подходом до плотностей около 10 частиц на кв. м.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С ростом мощностей вычислительных технологий в физике высоких энергий все чаще и чаще начинают применять методы машинного обучения для обработки огромных и сложных массивов данных. Методы нейронных сетей отлично себя проявляют в различных задачах по качеству и скорости обработки.

Для дрейфовых камер установки ТРЕК разработан новый подход к обработке данных с помощью сверточных и рекуррентных нейронных сетей. Такой подход позволяет исключать из данных 85% послеимпульсов и реконструировать с высокой точностью события с плотностью заряженных частиц до 5 на кв. м. Подход демонстрирует преимущества перед уже существующими методами реконструкции.

В дальнейшем новый подход будет применен к экспериментальным данным, полученным на установках КТУДК и прототипе ТРЕК.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90155.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Zadeba E.A. et al.* // J. Instrum. 2014. V. 9. P. C08018.
2. *Petrukhin A.A.* // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 486–494.
3. *Petrukhin A.A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2012. V. 692. P. 228–232.
4. *Barabash L.S. et al.* // Proc. Int. Conf. Neutrino-82. 1982. V. 2. P. 249
5. *Vorobyev V.S. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 945. P. 012027.
6. *Воробьев В.С., Борисов А.А., Волков Н.С., Задеба Е.А., Кожин А.С., Петрухин А.А., Фахрутдинов Р.М., Яшин И.И.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2017. Т. 8. № 4. С. 344-352 [*Vorobyev V.S., Borisov A.A., Volkov N.S., Zadeba E.A., Kozhin A.S., Petrukhin A.A., Fakhrutdinov R.M., Yashin I.I.* // Phys. At. Nucl. 2018. V. 81. P. 1325].
7. *Nebauer C.* // IEEE Trans. Neural Networks. 1998. V. 9. P. 685–696. https://doi.org/10.1109/72.701181
8. *Garfield++*. https://garfieldpp.web.cern.ch/.
9. *Hochreiter S. et al.* // Neural Comput. 1997. V. 9. P. 1735–1780.
10. *Farrell S. et al.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 150. P. 00003.

# Applying Deep Learning Techniques for Multiparticle Track Reconstruction of Drift Chamber Data

**V. S. Vorob'ev[1], *, E. A. Zadeba[1], R. V. Nikolaenko[1], A. A. Petrukhin[1], and I. Yu. Troshin[1]**

[1]*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

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

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

**Abstract**—The new coordinate-tracking detector TREK, based of drift chambers, is being developed at NRNU MEPhI for studies of ultrahigh energy cosmic rays. To reconstruct events with a high multiplicity from the data of drift chambers, the histogram method is currently used, which is designed to search for parallel tracks. However, we observe afterpulses in the experimental data obtained using a coordinate-tracking unit based on drift chambers (CTUDC). The afterpulses lead to fake track reconstructions. To solve this problem, a new method is being developed using deep learning. The paper presents the results of the development of this method and its application to simulated data.

*Keywords:* cosmic rays, drift chamber, muons, machine learning, deep learning

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 32–35*

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

*УДК 539.17*

# ЗАВИСИМОСТЬ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ СТОЛКНОВЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОТ ЭНЕРГИИ И ТИПА ЯДЕР В МОДЕЛИ МОНТЕ–КАРЛО ГЛАУБЕРА

**© 2021 г.**
**А. Андомина[a], *, И. Сегаль[a], И. Селюженков[a, b]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

[b] *GSI Центр по изучению тяжелых ионов им. Гельмгольца, Дармштадт, 64291 Германия*

**E-mail: andomina.alexandra@gmail.com*

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

Наблюдаемые, изучаемые в экспериментах по столкновению релятивистских ядер параметры зависят от начальной геометрии, которая не может быть определена экспериментально. Стандартный метод определения связи между наблюдаемыми величинами и теоретическими параметрами начального состояния основан на модели Глаубера. В работе представлены зависимости параметров начальной геометрии столкновения тяжелых ионов от входных параметров модели Монте–Карло Глаубера, таких как неупругое сечение нуклон–нуклонного взаимодействия, зависящее от энергии столкновения, и форма ядерной плотности.

*Ключевые слова:* столкновения тяжелых ионов, модель Глаубера, прицельный параметр, центральность, число нуклонов–участников, число бинарных нуклон–нуклонных столкновений

**DOI:** 10.56304/S2079562920060044

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Столкновения тяжелых ионов при различных условиях (энергиях, плотностях) позволяют изучать свойства сильно взаимодействующей ядерной материи, проявляющиеся при ее различных состояниях. Эти состояния характерны для Вселенной на ранних этапах ее эволюции (например, кварк–глюонная плазма), процесса слияния нейтронных звезд и др. Основными экспериментами по столкновению тяжелых ионов являются проекты на ускорителях в ЦЕРНе (SPS, LHC), в Брукхевенской национальной лаборатории (RIHC) и будущие эксперименты в GSI (FAIR) и в ОИЯИ (NICA). Энергии пучков в экспериментах на этих ускорителях лежат в диапазоне от нескольких гигаэлектронвольт на нуклон (NICA, FAIR, SPS) до сотен гигаэлектронвольт на нуклон (SPS, RIHC) и даже нескольких тераэлектронволь на нуклон (LHC) [1–5].

Величины, изучаемые при столкновениях релятивистских тяжелых ионов сильно зависят от начальной геометрии: чем больше область перекрытия ядер, тем больше нуклон–нуклонных столкновений и тем больше, к примеру, множественность рожденных частиц и наоборот. Теоретически геометрия описывается прицельным параметром $b$ — вектором, соединяющим центры ядер в плоскости, поперечной оси пучка, измерить который напрямую в эксперименте невозможно. Экспериментально геометрия столкновения характеризуется центральностью $C$, которую можно определить, например, по множественности рожденных частиц или энергии нуклонов–спектаторов [3, 6]. Между этими величинами существует прямая связь: небольшим прицельным параметрам соответствуют более центральные столкновения ядер ($b = 0$, $C = 0$), а при больших прицельных параметрах столкновение является периферическим (при $C = 100\%$ ядра пролетают мимо). Модель Монте–Карло Глаубера является стандартным методом определения связи между экспериментальными и теоретическими параметрами, характеризующими начальное состояние ядро–ядерного столкновения. Зная прицельный параметр, в рамках данной модели можно вычислить величины, используемые для описания геометрических свойств столкновения, таких как $N_{\mathrm{part}}$ – число нуклонов–участников, т.е. нуклонов, испытавших хотя бы одно столкновение, и $N_{\mathrm{coll}}$ – число бинарных нуклон–нуклонных столкновений.

## 2. МОДЕЛЬ ГЛАУБЕРА

Модель Монте–Карло Глаубера является инструментом для описания начального состояния столкновения тяжелых ионов. В данной работе моделирование производилось с помощью программного кода, разработанного группой эксперимента PHOBOS [7].

В модели Глаубера ядро–ядерное столкновение рассматривается как последовательность независимых нуклон–нуклонных столкновений, при этом нуклоны во время столкновения движутся вдоль прямых и их траектории не зависят от числа испытанных ранее столкновений [8].

### *2.1. Входные параметры модели Глаубера*

Во всех расчетах начальной геометрии с использованием модели Монте–Карло Глаубера некоторые экспериментальные данные передаются в качестве входных параметров модели. Наиболее важными являются ядерная плотность, измеренная в экспериментах по рассеянию электронов низких энергий, и энергетическая зависимость неупругого нуклон–нуклонного сечения.

#### **2.1.1. Распределение ядерной плотности**

Ядерная плотность описывается двухпараметрическим распределением Вудса–Саксона:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)}, \qquad (1)$$

где $\rho_0$ – плотность нуклонов в центре ядра, $R$ – радиус ядра, $a$ – ядерная толщина и $w$ – параметр, определяющий разницу плотности в центре ядра и на его границах.

В ходе Монте–Карло моделирования расположение нуклонов в ядре выбирается случайным образом согласно распределению $4\pi r^2\rho(r)$ [3, 8].

#### **2.1.2. Неупругое сечение взаимодействия**

В контексте столкновений ядер высоких энергий нас обычно интересуют многочастичные нуклон–нуклонные процессы. Поскольку в сечении присутствуют взаимодействия с малым переданным импульсом, его невозможно рассчитать с помощью теории возмущений КХД. В связи с этим, измеренное неупругое нуклон–нуклонное сечение $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$, используемое в качестве входного параметра, обеспечивает единственную зависимость от энергии пучка для глауберовских расчетов. Дифракционные и упругие процессы в столкновении многочастичных ядер с высокой энергией не учитываются [8, 9].

### *2.2. Моделирование процесса столкновения ядер*

В модели Монте–Карло Глаубера сталкивающиеся ядра рассматриваются как набор нуклонов, положение которых моделируется в соответствии с распределением Вудса–Саксона. Прицельный параметр задается случайным образом согласно распределению $db/db = 2\pi b$. Взаимодействие между нуклонами происходит при выполнении условия:

$$d \le \sigma_{\text{inel}}^{NN}/\pi, \qquad ()$$

где $d$ — расстояние между нуклонами в поперечной плоскости к оси пучка. При этом предполагается, что неупругое сечение взаимодействия не зависит от числа нуклон–нуклонных столкновений, испытанных нуклоном ранее [8].

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### *3.1. Зависимость распределения п рицельного параметра b от параметров распределения Вудса–Саксона*

Для определения связи прицельного параметра с ядерной плотностью были построены зависимости распределения величины $b$ от параметров распределения Вудса–Саксона.

Как говорилось ранее, параметр $a$ – ядерная толщина, которая определяет размытость границ ядра. Представленные на рис. 1 зависимости отражают тот факт, что при увеличении данного параметра хвост распределения прицельного параметра движется в сторону больших $b$. Это связано с увеличением числа нуклонов на все больших расстояниях от центра ядер.

Для $b = 20$ фм распределение обрывается, что соответствует ограничению на прицельный параметр в программном коде [7]. Зависимость прицельного параметра от параметра w много слабее.

### *3.2. Зависимость основных геометрических параметров от неупругого нуклон–нуклонного сечения*

Различные эксперименты по столкновению тяжелых ядер проводятся в большом диапазоне энергий (от нескольких гигаэлектронвольт до нескольких тераэлектронвольт), поэтому энергетическая зависимость геометрических параметров ядро–ядерных столкновений является одной из важнейших. Для изучения влияния энергии на параметры начальной геометрии столкновения были построены их зависимости от неупругого нуклон–нуклонного сечения. В работе использовались значения $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$, приведенные в табл. 1. Для каждого сечения указаны соответствующие энергии, приходящиеся на нуклонную пару в системе центра масс. Здесь моделирование проводилось

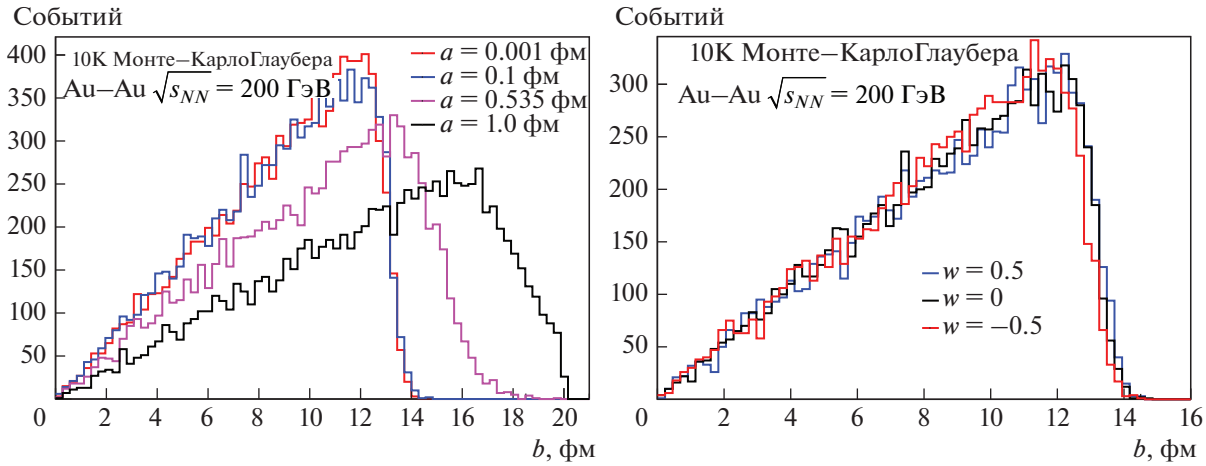


**Рис. 1.** Зависимость распределения прицельного параметра от параметра $a$ (слева) и $w$ (слева).

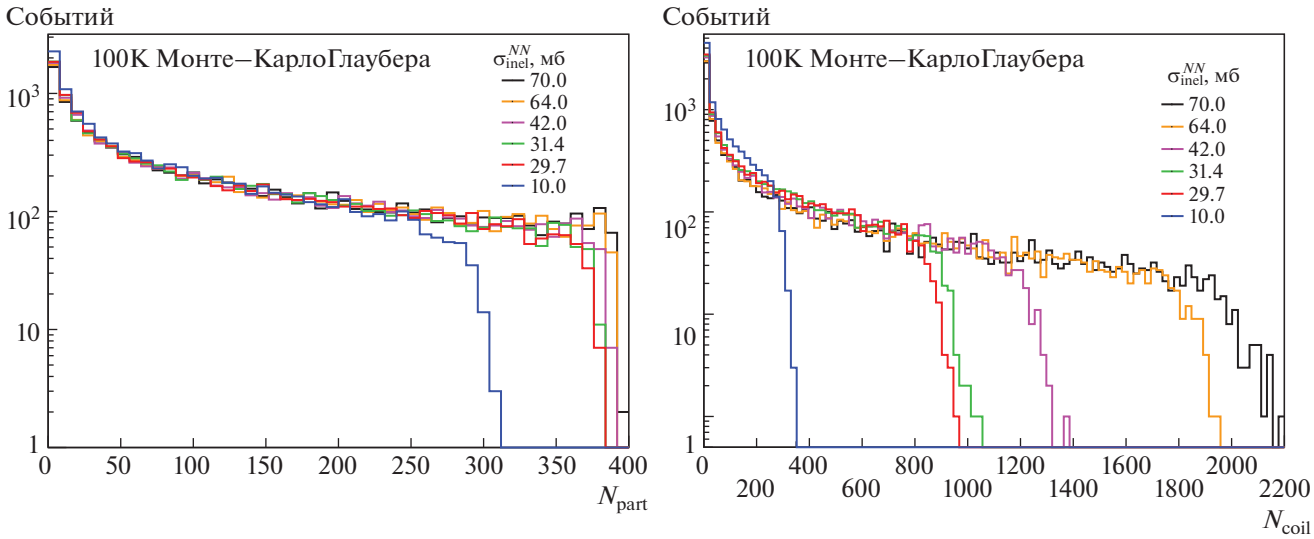


**Рис. 2.** Энергетическая зависимость распределений числа нуклонов–участников (слева) и числа бинарных нуклон–нуклонных столкновений (справа).

для столкновений ядер золота $^{197}$Au с параметрами в распределении Вудса–Саксона: $R = 6.38$ фм, $a = 0.535$ фм, $w = 0$.

**Таблица 1.**

| $\sigma_{inel}^{NN}$, мб | $\sqrt{S_{NN}}$, ГэВ |
|---|---|
| 10.0 | 2.0 |
| 29.7 | 7.7 |
| 31.4 | 10.0 |
| 42 | 200 |
| 64 | $3.5 \cdot 10^3$ |
| 70 | $6 \cdot 10^3$ |

Зависимости числа нуклонов–участников $N_{part}$ и числа бинарных столкновений $N_{coll}$ от сечения неупругого нуклон–нуклонного взаимодействия приведены на рис. 2. $N_{part}$ ограничено справа числом нуклонов в сталкивающихся ядрах. Для $N_{coll}$ характерна сильная зависимость от сечения: с ростом энергии, все больше нуклонных пар испытывают хотя бы одно столкновение. Также было произведено исследование (здесь не приводится) зависимости прицельного параметра $b$ от сечения. Форма распределений прицельного параметра при разных сечениях совпадет вплоть до $b \approx 12$ фм, что примерно соответствует удвоенному радиусу ядер. С увеличением сечения хвост распределения двигается в сторону больших $b$, что говорит об увеличении нуклон–нуклонных

$\sigma_{\text{inel}}^{NN}$, столкновений при больших прицельных параметрах с ростом энергии.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено исследование зависимостей начальных условий столкновения тяжелых ионов, смоделированных с помощью модели Монте–Карло Глаубера, от сечения неупругого нуклон–нуклонного взаимодействия (от энергии) и распределения материи в сталкивающихся ядрах. Характерными являются сильные зависимости числа бинарных нуклон–нуклонных столкновений от энергии, а также формы распределения прицельного параметра для периферийных столкновений от типа ядер. В дальнейшем планируется использовать модель Монте–Карло Глаубера для определения распределения модельных параметров столкновения в различных классах центральности.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, проект “Фундаментальные свойства элементарных частиц и космология” № 0723-2020-0041, Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках исследовательского проекта № 18-02-40086, программой исследований и инноваций Европейского Союза Horizon 2020 в рамках грантового соглашения № 871072, Национальным исследовательским ядерным университетом “МИФИ” в рамках проекта “Российская академическая подготовка” (контракт № 02.a03.21.0005, 27.08.2013).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Klochkov V. and Selyuzhenkov I. (CBM)* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012059.
2. *Zherebtsova E., Klochkov V., Selyuzhenkov I., Taranenko A., and Kashirin E.* // KnE Energ. Phys. 2018. V. 3. P. 275.
3. *Collaboration (ALICE)* // ALICE-PUBLIC-2018-011 (2018).
4. *Parfenov P., Selyuzhenkov I., Taranenko A., and Truttse A.* // Proc. 18th Lomonosov Conf. Elementary Particle Physics. 2019. P. 402–403.
5. *Das S.J., Giacalone G., Monard P.-A., and Ollitrault J.-Y.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. P. 014905.
6. *Adamczewski-Musch J. et al.* (*HADES*) // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 85.
7. *Loizides C., Nagle J., and Steinberg P.* // SoftwareX. 2015. Nos. 1–2. P. 13.
8. *Miller M.L., Reygers K., Sanders S.J., and Steinberg P.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V. 57. P. 205.
9. *Zyla P. et al.* (*Particle Data Group*) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. P. 083C01.

# Dependence of the Initial Conditions in Relativistic Heavy-Ions Collisions on the Energy and Type of Nuclei in the Monte Carlo Glauber Model

**A. Andomina[1, *], I. Segal[1], and I. Selyuzhenkov[1, 2]**

[1]*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

[2]*GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, 64291 Germany*

**e-mail: andomina.alexandra@gmail.com*

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

The observed parameters studied in experiments on the collision of relativistic nuclei depend on the initial conditions, which cannot be determined experimentally. The standard method for determining the relationship between observables and theoretical initial state parameters is based on the Glauber model. We present the dependences of the parameters of the initial conditions of the heavy ion collisions on the input parameters of the Monte Carlo Glauber model, such as the inelastic cross section of the nucleon–nucleon interaction, which depends on the collision energy, and the nuclear density.

*Keywords:* heavy–ion collisions, Monte Carlo Glauber model, impact parameter, number of participating nucleons, binary nucleon–nucleon collision

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 36–41*

## ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

*УДК 539.1.074.8*

# СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ НЕЙТРОНОВ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ НА ОСНОВЕ ZnS

**© 2021 г. П. С. Кузьменкова[a], *, Д. М. Громушкин[a], Т. Д. Третьякова[a], И. А. Шульженко[a]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: PSKuzmenkova@mephi.ru*

Поступила в редакцию 03.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

В работе приводится сравнение трех методов идентификации нейтронов в сцинтилляторах на основе ZnS с примесями $^{6}$Li и $^{10}$B: метод интегрирования заряда, анализ градиента импульса и упрощенный метод интегрирования заряда. Для сравнения используется показатель качества, вычисляющийся на основе распределения расстояний от координаты отображения события до кривой разделения. Показано, что наилучшее качество разделения обеспечивает метод интегрирования заряда.

*Ключевые слова:* неорганические сцинтилляторы, идентификация нейтронов, разделение по форме импульса

**DOI:** 10.56304/S2079562920060366

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Регистрация нейтронов важна для многих прикладных и фундаментальных областей, таких как ядерная и радиационная безопасность, учет и контроль ядерных материалов, физика элементарных частиц и астрофизика. Для измерения потока нейтронов особый интерес представляют тонкие сцинтилляторы на основе ZnS с примесями $^{6}$Li или $^{10}$B. Это связано с их нечувствительностью к гамма-фону, а также возможностью разделения сигналов от различных частиц по форме импульса. Существуют различные способы идентификации нейтронов, включающие использование аналоговых интегрирующих цепочек [1–4], численных преобразований исходных сигналов [5–11], а также методов машинного обучения [12].

Целью настоящей работы является определение эффективного метода идентификации нейтронов при использовании численных преобразований сигналов для неорганических сцинтилляторов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные данные для сравнения методов идентификации нейтронов были получены на стенде, схема которого представлена на рис. 1. Стенд состоит из светонепроницаемого корпуса, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-200, цифрового осциллографа Rohde & Schwarz RTM3000 и источника нейтронов $^{252}$Cf.

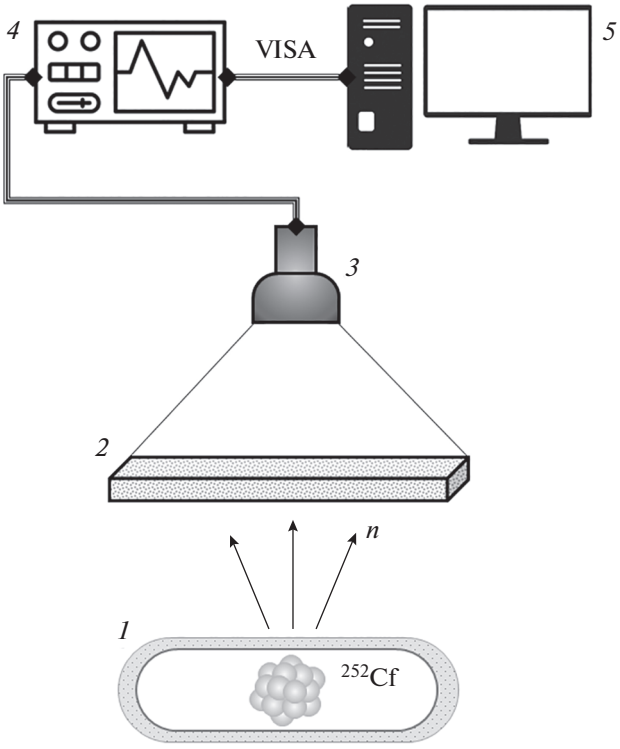


**Рис. 1.** Схема стенда: *1* – источник нейтронов $^{252}$Cf с замедлителем; *2* – сцинтиллятор; *3* – ФЭУ-200; *4* – цифровой осциллограф Rohde & Schwarz RTM3000; *5* – персональный компьютер.

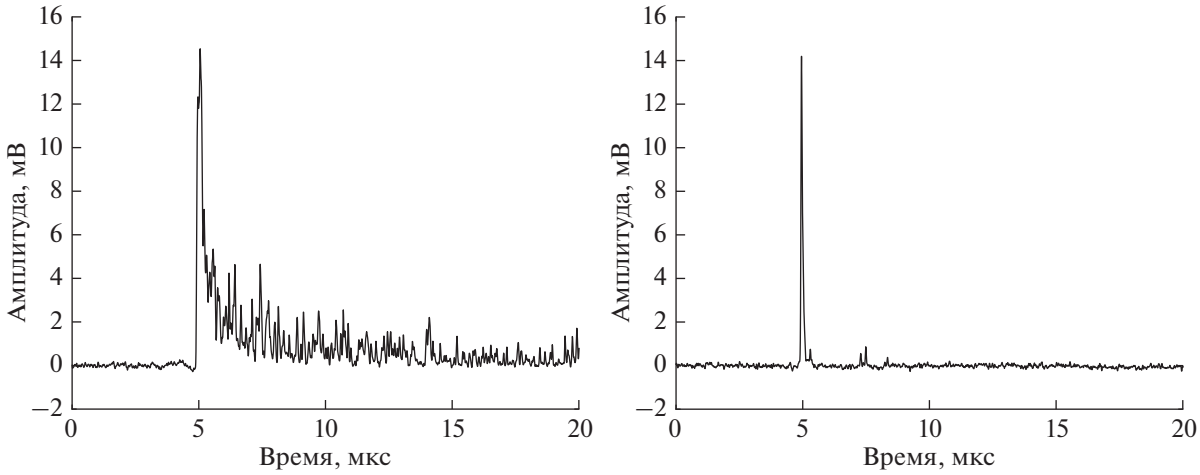


**Рис. 2.** Примеры типичных осциллограмм (слева – сигнал от нейтрона; справа – сигнал от релятивистской заряженной частицы).

В светонепроницаемый корпус помещались сцинтилляционные композиции на основе ZnS(Ag)/$^{10}B_2O_3$ и ZnS(Ag)/$^{6}$LiF. Композиции представляют собой пластины площадью 100 см$^2$, сформированные с использованием двухкомпонентного силиконового каучукового компаунда ELASTOSIL RT 601. Для увеличения доли регистрируемых нейтронов источник нейтронов $^{252}$Cf в пластиковом замедлителе устанавливался вплотную к корпусу. Также проводились дополнительные измерения без использования сцинтиллятора.

При проведении измерений порог регистрации составлял 10 мВ при коэффициенте усиления ФЭУ $10^6$, а частота дискретизации 125 МГц. Полученные в результате регистрации частиц осциллограммы сохранялись и сглаживались при помощи фильтра Гаусса для уменьшения колебаний нулевой линии.

## 3. МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ

Импульс с детектора на основе сцинтиллятора ZnS с примесями $^{6}$Li или $^{10}$B может быть описан как сумма двух затухающих экспонент [13], которые называются быстрой и медленной компонентами сигнала. Интенсивности этих компонент зависят от типа зарегистрированных частиц: для тяжелых частиц характерна большая длительность импульса и большая интенсивность медленной компоненты, чем для легких. Это различие и служит основой всех методов разделения по форме импульса (рис. 2).

Методы разделения сигналов основаны на выборе и сопоставлении параметров, характеризующих форму импульса. Значения этих параметров используются для построения точечных диаграмм. Каждая точка на таких диаграммах соответствует одному зарегистрированному сигналу. На диаграммах можно выделить области, одна из которых соответствует сигналам от нейтронов, а другая – сигналам от легких заряженных частиц или гамма-квантов. Границу между этими областями можно описать кривой, которая называется кривой разделения. Положение точек относительно кривой разделения служит условием классификации событий. В общем виде кривую разделения можно описать следующим образом:

$$f(x) = \begin{cases} C_y, \ x \le C_x \\ Kx + B, \ x > C_x \end{cases}. \quad (1)$$

В данной работе исследовались следующие методы: интегрирования заряда [5–9], анализа градиента импульса [6, 10] и упрощенного интегрирования заряда [6, 11].

### *Метод интегрирования заряда*

Метод интегрирования заряда основан на разделении сигнала на два интервала: первый интервал полностью охватывает сигнал, а второй включает в себя только его медленную компоненту. На выбранных интервалах вычисляются значения интегралов сигнала, которые называются “полный интеграл” и “интеграл хвоста”. Значения пределов интегрирования зависят от конфигурации используемого оборудования и характеристик сигналов.

Для определения интервалов интегрирования используется распределение сигналов по ширине импульса (рис. 3). Шириной импульса называется время, за которое амплитуда сигнала становится сравнимой с уровнем нулевой линии после срабатывания триггерного условия. Большая часть сигналов от легких заряженных частиц имеет ширину импульса от 80 нс до локального минимума распределения (~0.7 мкс на рис. 3). Для исключения

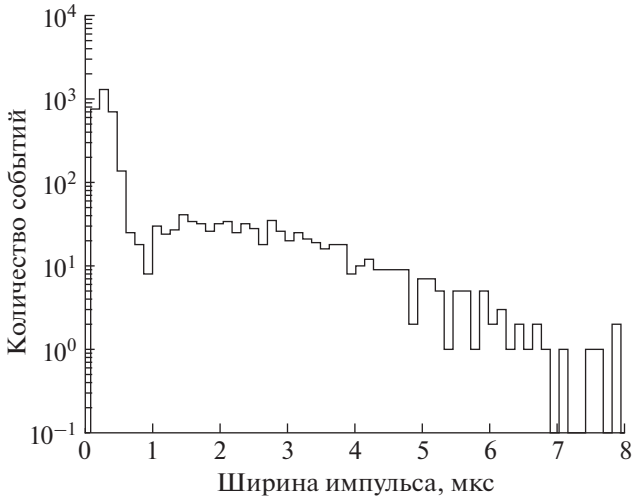


**Рис. 3.** Распределение сигналов (в логарифмическом масштабе) по ширине импульса.

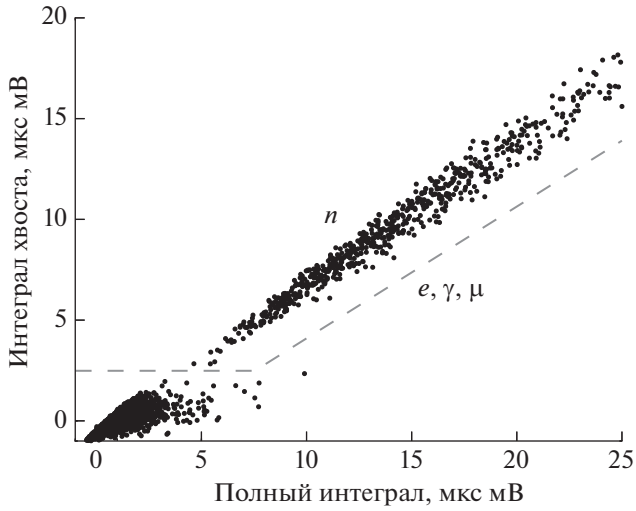


**Рис. 4.** Точечная диаграмма, полученная с помощью метода интегрирования заряда.

влияния колебаний нулевой линии правая граница полного интервала ограничивается максимальным значением ширины импульса. Полный интеграл вычисляется на интервале $[t_{st}; t_{st} + \Delta t_{long}]$, а интеграл хвоста – на $[t_{st} + \Delta t_{short}; t_{st} + \Delta t_{long}]$, где $t_{st}$ – время срабатывания триггера, $\Delta t_{long}$ – максимальная ширина импульса, $\Delta t_{short}$ – локальный минимум распределения ширины импульса.

На рис. 4 представлена точечная диаграмма, полученная с использованием метода интегрирования заряда с кривой разделения, которая имеет следующие параметры $C_x$ = 7.11 мкс мВ, $C_y$ = 2.05 мкс В, $K$ = 0.63, $B$ = −2.45 мкс·мВ. События, находящиеся выше кривой разделения, классифицируются как нейтроны.

*Анализ градиента импульса*

Анализ градиента импульса основан на различии в скорости затухания сигнала от нейтронов и легких заряженных частиц. Для реализации этого метода используется два параметра: амплитуда пика и амплитуда сигнала через определенный промежуток времени. Этот промежуток времени можно определить при помощи распределения ширины импульса на полувысоте по алгоритму, аналогичному определению $\Delta t_{short}$ в методе интегрирования заряда.

На рис. 5 представлена точечная диаграмма, полученная методом анализа градиента импульса, на диаграмме наблюдаются две области, которые можно разделить кривой с параметрами $C_x$ = = 16 мВ, $C_y$ = 3.8 мВ, $K$ = 0.55, $B$ = 5 мВ. Нейтронными считаются события, параметры которых лежат выше кривой разделения.

*Упрощенный метод интегрирования заряда*

Параметрами для упрощенного метода интегрирования заряда является амплитуда пика $A_{max}$ и параметр $D$:

$$D = \ln\left(\sum_{n=a}^{n=b} a_n^2\right), \quad (2)$$

где $a_n$ – амплитуда сигнала в $n$-ой точке, $a$ и $b$ – нижний и верхний пределы интеграла хвоста.

На рис. 6 представлена точечная диаграмма, полученная с использованием упрощенного метода интегрирования заряда с кривой разделения, которая имеет следующие параметры $C_x$ = 12 мВ,

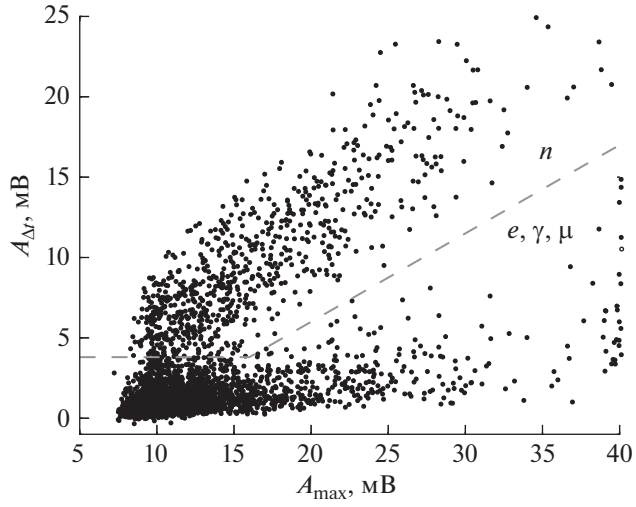


**Рис. 5.** Точечная диаграмма, полученная с помощью анализа градиента импульса.

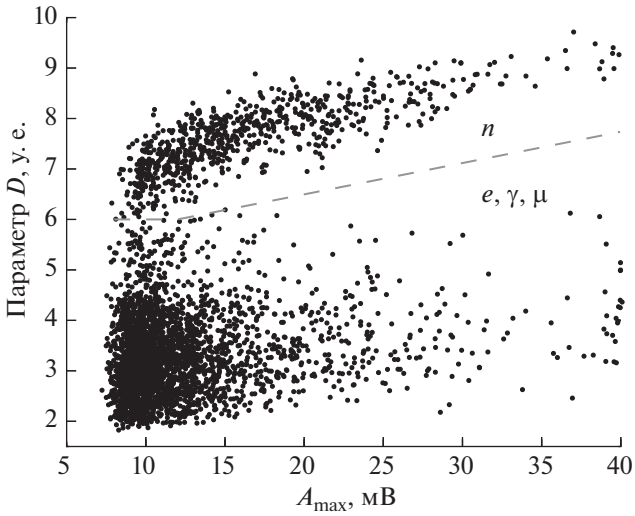


**Рис. 6.** Точечная диаграмма, полученная с помощью упрощенного метода интегрирования заряда.

$C_y$ = 6 у.е., K = 0.06 у.е./мВ, B = 5.26 у.е. События, соответствующие большим значениям параметра $D$ и находящиеся выше кривой разделения, классифицируются как нейтроны.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНЕНИЯ

Эффективность методов разделения можно определить количеством ошибочно классифицированных событий. Ошибочная классификация, в свою очередь, связана с удаленностью и пересечением областей, соответствующих нейтронным и остальным событиям. Сравнение эффективности методов можно выполнить при помощи распределения расстояний между отображением зарегистрированного события до кривой разделения (рис. 7).

Это расстояние вычисляется как длина перпендикуляра, соединяющего точку с прямой. События с отрицательными значениями расстояния

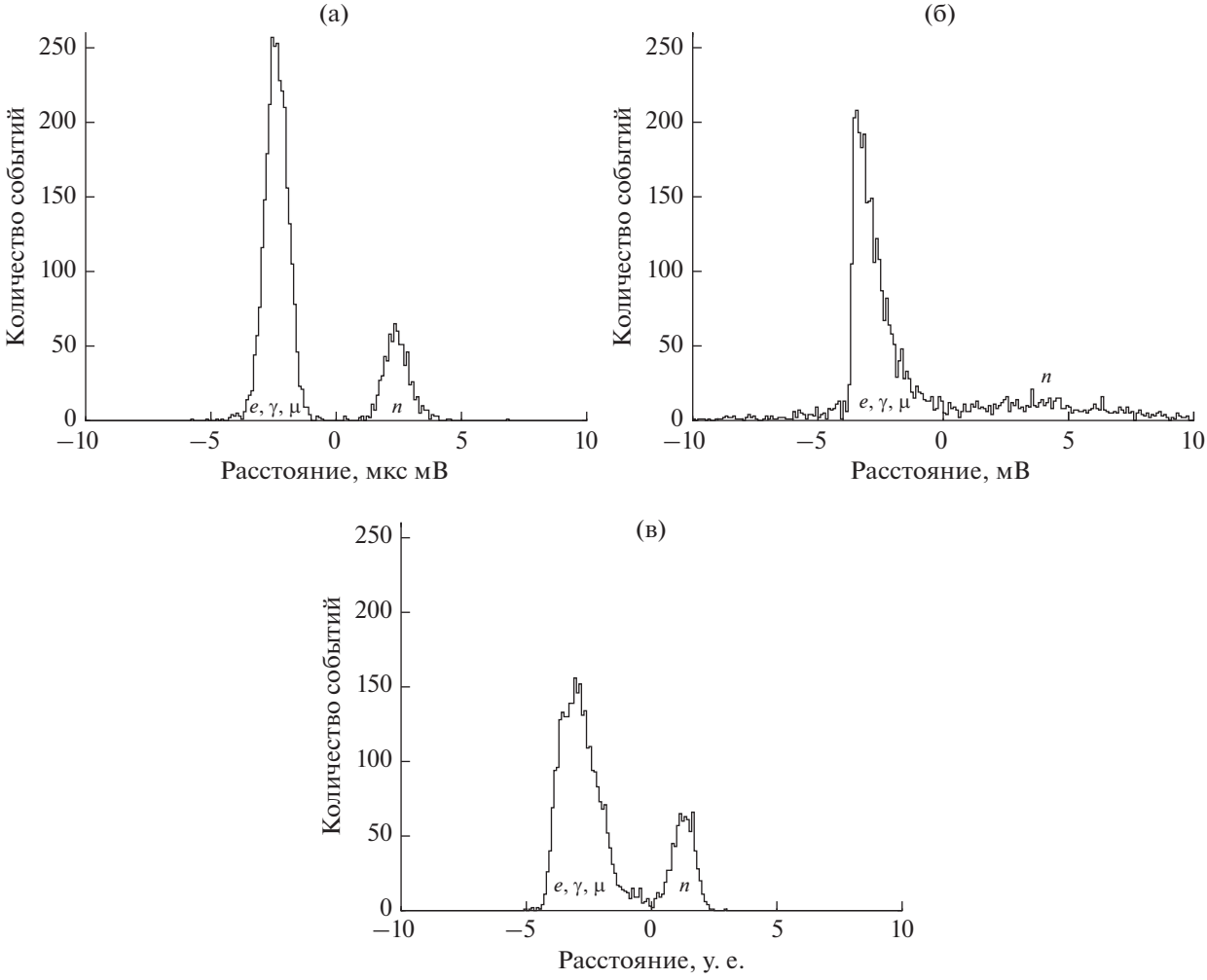


**Рис. 7.** Распределение зарегистрированных событий по расстояниям до кривой разделения: (а) метод интегрирования заряда; (б) анализ градиента импульса; (в) упрощенный метод интегрирования заряда.

**Таблица 1.** Сравнение методов

| Название метода | $ZnS(Ag)/B_2O_3$ | | $ZnS(Ag)/^6LiF$ | |
|---|---|---|---|---|
| | $F$ | $n$/мин | $F$ | $n$/мин |
| Метод интегрирования заряда | $6.55 \pm 0.13$ | 7.62 | $6.89 \pm 0.07$ | 5.45 |
| Анализ градиента импульса | $2.64 \pm 0.03$ | 8.28 | $1.03 \pm 0.02$ | 5.87 |
| Упрощенный метод интегрирования заряда | $4.66 \pm 0.11$ | 7.76 | $5.18 \pm 0.12$ | 5.58 |

**Таблица 2.** Ошибочная классификация нейтронов

| Название метода | $ZnS(Ag)/B_2O_3$ | $ZnS(Ag)/^6LiF$ |
|---|---|---|
| | $n$/мин | $n$/мин |
| Метод интегрирования заряда | 0.01 | 0 |
| Анализ градиента импульса | 0.17 | 0.15 |
| Упрощенный метод интегрирования заряда | 0.08 | 0.03 |

(т.е. лежащие ниже кривой разделения), соответствуют сигналам от легких заряженных частиц или гамма-квантов, а с положительными – сигналам от нейтронов.

Для полученных распределений вычисляется показатель качества [1] $F$, который определяется по следующей формуле:

$$F = \frac{S}{\sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_{\gamma e}^2}}, \quad (3)$$

где $S$ – расстояние между пиками, соответствующими нейтронным и шумовым событиям, а $\sigma_n$ и $\sigma_{\gamma e}$ – их среднеквадратичный разброс.

Наиболее эффективным считается метод, имеющий максимальное значение показателя $F$ (подробнее в [14–17]). Действительно, он возрастает с ростом расстояния $S$ между пиками и уменьшением разброса значений расстояния. Меньшие значения $F$ будут свидетельствовать о пересечении областей точечной диаграммы и, следовательно, о возможности ошибочной классификации событий.

В табл. 1 представлены значения $F$, а также скорости счета нейтронов (число нейтронов зарегистрированных за минуту), полученные при использовании описанных выше методов. В табл. 2 показаны скорости счета ошибочно классифицированных нейтронов при измерениях без использования сцинтиллятора. Наиболее качественное разделение обеспечивает метод интегрирования заряда. Анализ градиента импульса имеет наименьшее значение показателя качества и завышенную скорость счета нейтронов, что свидетельствует о большей доле событий, ошибочно классифицированных как нейтронные.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описана реализация методов отбора сигналов, вызванных захватом нейтронов, по их форме в неорганических сцинтилляторах на основе ZnS: интегрирования заряда, анализа градиента импульса и упрощенного интегрирования заряда. Проведено сравнение методов для сцинтилляционных композиций: $ZnS(Ag)/B_2O_3$ и $ZnS(Ag)/^6LiF$. Для обоих сцинтилляторов лучшее качество разделения показывают метод интегрирования заряда и упрощенный метод интегрирования заряда. При использовании метода, основанного на анализе градиента импульса, имеется существенная вероятность некорректной классификации событий. В системах для регистрации нейтронов можно использовать совокупность перечисленных методов, что позволит минимизировать ошибочную классификацию событий.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Ranucci G.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 354. P. 389.
2. *Sabbah B. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1968. V. 58. P. 102.
3. *Kuchnir F.T. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1968. V. 15. P. 107.
4. *Stenkin Yu.V.* // JETP Lett. 2017. V. 124. No. 5. P. 718.
5. *Pino F. et al.* // J. Instrum. 2015. V. 10. T08005.
6. *Gamage K.A.A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2011. V. 642. P. 78.

7. *Flaska M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2007. V. 577. P. 654.
8. *Polack J.K. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2015. V. 795. P. 253.
9. *Cester D. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2014. V. 748. P. 33.
10. *D'Mellow B. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2007. V. 578. P. 191.
11. *Shippen D.I. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2010. V. 57. P. 2617.
12. *Doucet E. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2020. V. 954. P. 161201.
13. *Knoll G.F.* Radiation Detection and Measurement (3rd ed.). 2000. New York: Wiley.
14. *Winyard R.A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1971. V. 95. P. 141.
15. *Sperr P. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1974. V. 116. P. 55.
16. *Wolski D. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 360. P. 584.
17. *Cao Z. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1998. V. 416. P. 32.

# A Comparison of Neutron Identification Methods in Inorganic ZnS-Based Scintillators

**P. S. Kuzmenkova[1, *], D. M. Gromushkin[1], T. D. Tretyakova[1], and I. A. Shulzhenko[1]**

[1]*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

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

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

The paper presents a comparison of three methods for identifying neutrons in scintillators based on ZnS with $^{6}$Li and $^{10}$B: charge integration method, pulse gradient analysis and simplified digital charge collection. A quality factor is used for comparison. It is calculated by the distribution of distances from the event coordinate to the discrimination curve. It is shown that charge integration method is observed to provide the best discrimination performance in this research.

*Keywords:* inorganic scintillators, neutron identification, pulse shape discrimination

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 42–47*

## ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

*УДК 524.1*

# СИСТЕМА КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА НЕВОД КАК ДЕТЕКТОР ШАЛ

**© 2021 г. Е. Н. Калинин[a], *, М. Б. Амельчаков[a]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия*

**E-mail: zhenya-toodoo@mail.ru*

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

Экспериментальный комплекс НЕВОД включает несколько установок для совместного исследования различных компонент широких атмосферных ливней (ШАЛ). Одной из таких установок является система калибровочных телескопов (СКТ). Данная установка используется для калибровки измерительных модулей черенковского водного детектора, а также для регистрации электрон-фотонной и мюонной компонент ШАЛ. Восстановление параметров широких атмосферных ливней по данным СКТ имеет целью расширение возможностей всего экспериментального комплекса для исследования ливней в области энергий первичных частиц от 0.1 до 10 ПэВ. Основной задачей восстановления является определение координат положения оси ШАЛ с помощью метода максимального правдоподобия. Для поиска оптимальных значений параметров используется итерационный симплекс-метод Нелдера–Мида. Точность оценки восстанавливаемых параметров ливней изучалась на моделированных событиях. Моделирование проводилось на основе функции пространственного распределения Нишимуры–Каматы–Грейзена для заряженных частиц в ливне. Приводятся результаты восстановления параметров ШАЛ, зарегистрированных в верхней плоскости СКТ.

*Ключевые слова:* широкий атмосферный ливень, электрон-фотонная компонента, функция пространственного распределения, сцинтилляционный детектор

**DOI:** 10.56304/S2079562920060305

## ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) несут важную информацию о механизмах генерации и ускорения в различных процессах и объектах во Вселенной. При энергиях первичных частиц более 1 ПэВ, из-за резко спадающего степенного энергетического спектра, их исследование возможно только с помощью регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) на наземных установках. Установки для регистрации ШАЛ обычно разворачиваются на большой площади. Одной из самых маленьких может считаться установка ARGO-YBJ [1] с размерами 74 × 78 м$^2$. Она расположена на высоте 4300 м в Тибете (Китай) и предназначена для регистрации ШАЛ начиная от сотен гигаэлектронвольт. Установки, рассчитанные на энергии более 100 ТэВ, как, например, Tibet ASγ [2], имеет площадь уже более 30000 м$^2$.

Результаты многолетних исследований ШАЛ, проводимых на разных установках, позволили обобщить полученные данные о параметрах ливней, и в результате была получена полуэмпирическая формула пространственного распределения (ФПР) заряженных частиц ШАЛ – формула Нишимуры–Каматы–Грейзена (НКГ) [3]:

$$\rho_e\left(N_e, s, r\right) = \frac{N_e}{r_m^2}\frac{\Gamma\left(4.5-s\right)}{2\pi\Gamma\left(s\right)\Gamma\left(4.5-2s\right)}\times \times\left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2}\left(1+\frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5}, \quad (1)$$

где $N_e$, $s$, $r$ – параметры ливня (мощность, возраст и расстояние до оси соответственно), $\Gamma(x)$ – гамма-функция, $r_m$ – радиус Мольера в плоскости регистрации. Плотность частиц в ливне убывает по степенному закону от оси ливня к его периферии, как это видно из формулы (1). Часто небольшую окрестность оси ливня называют стволом ШАЛ, так как там сосредоточены самые энергичные частицы. Эта формула, полученная в 1960 году, до сих пор используется для восстановления параметров регистрируемых ливней.

В Экспериментальном комплексе НЕВОД [4] создан уникальный набор установок, который позволяет исследовать различные компоненты ШАЛ в широком диапазоне энергий ($10^{10}$–$10^{19}$ эВ). Одной

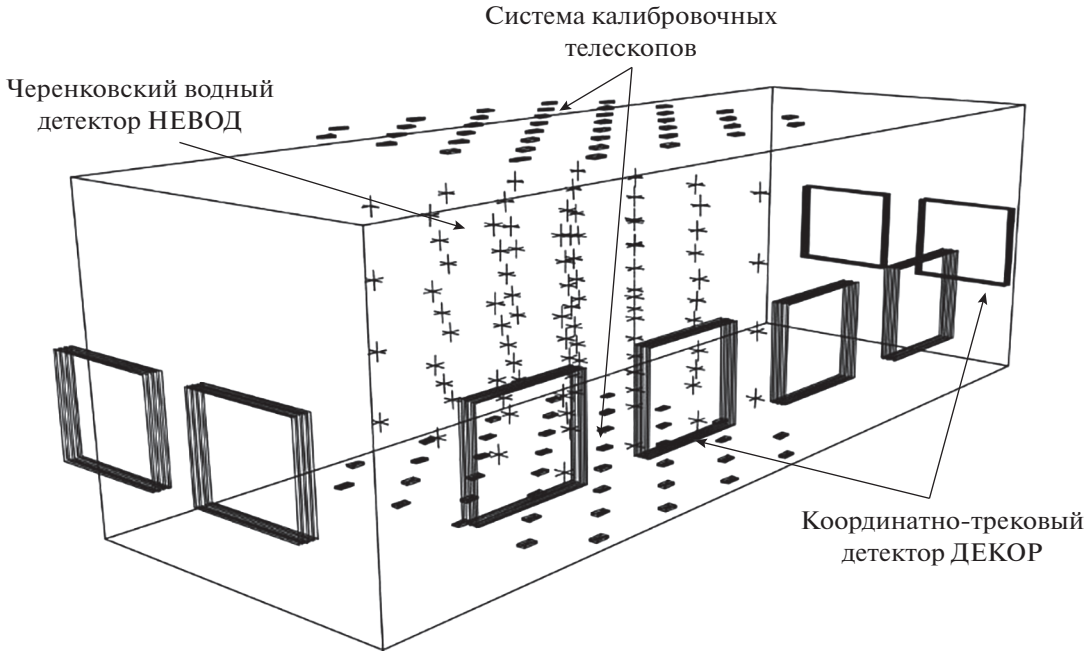


**Рис. 1.** Установки экспериментального комплекса невод.

из установок комплекса является система калибровочных телескопов. Верхняя плоскость установки используется для исследования электронной компоненты ШАЛ в диапазоне первичных энергий от 0.1 до 1 ПэВ. Плоскость занимает площадь всего 8 × 10 м$^2$.

## 1. СИСТЕМА КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

Система калибровочных телескопов (СКТ) [5] в составе Экспериментального комплекса НЕВОД [4] создавалась для калибровки измерительных модулей черенковского водного детектора, но после модернизации в 2012 году используется также как детектор электронной и мюонной компонент широких атмосферных ливней (ШАЛ). Результаты обработки данных СКТ использовались для восстановления спектров локальной плотности электронной и мюонной компонент ШАЛ [6].

СКТ состоит из двух плоскостей сцинтилляционных детекторов площадью по 80 м$^2$ каждая (рис. 1). Одна плоскость СКТ расположена над черенковским водным детектором, а другая на его дне. В каждой плоскости 40 сцинтилляционных детекторов с размерами 40 × 20 × 2 см$^3$ установлены в шахматном порядке. Нижняя плоскость экранирована водным бассейном глубиной 9 м, в котором поглощается электрон-фотонная компонента.

Поэтому восстановление параметров электронной компоненты ШАЛ осуществляется только по данным верхней плоскости установки. Для этого в триггерной системе экспериментального комплекса вырабатывается общий сигнал записи события при срабатывании внутри временных ворот 75 нс не менее 3 сцинтилляционных детекторов в верхней плоскости СКТ. Порог срабатывания детекторов установлен на уровне 25 мВ, что соответствует приблизительно 20–25% от значения наиболее вероятного отклика на вертикальный мюон. Распределение по кратности срабатывания детекторов СКТ приведено на рис. 2. Начиная с кратности, равной 10, распределение на рис. 2 имеет степенной вид с показателем –2.7. Эффект повышения темпа счета для 38–40 сработавших детекторов связан с тем, что число детекторов СКТ ограничено. Если бы в плоскости СКТ было более 40 детекторов, то избыток событий с большой кратностью срабатывания распределился бы среди них.

При отборе событий для восстановления параметров ШАЛ принималось во внимание, что при малых кратностях (порядка 10) вероятность того, что ось проходит через площадь расположения детекторов, невелика. Поэтому в качестве критерия отбора было выбрано значение кратности равное 30 сработавшим детекторам.

## 2. КАЛИБРОВКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Для количественной оценки числа регистрируемых частиц используется амплитудная калибровка сцинтилляционных детекторов по энерговыделению одиночных вертикальных мюонов. Для регистрации одиночных мюонов использует-

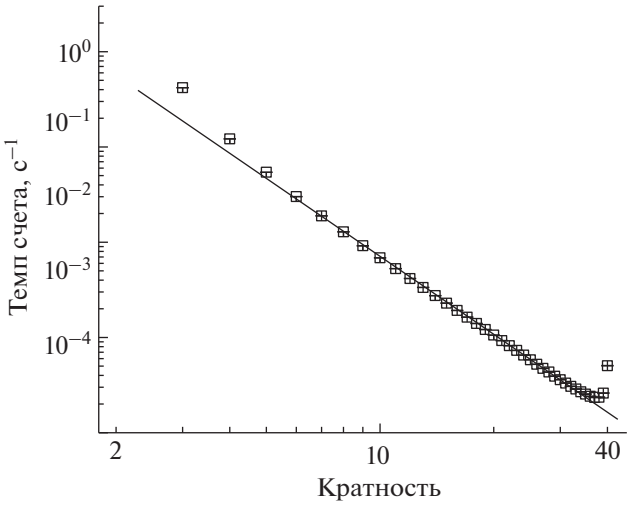


**Рис. 2.** Распределение кратности срабатывания детекторов верхней плоскости СКТ.

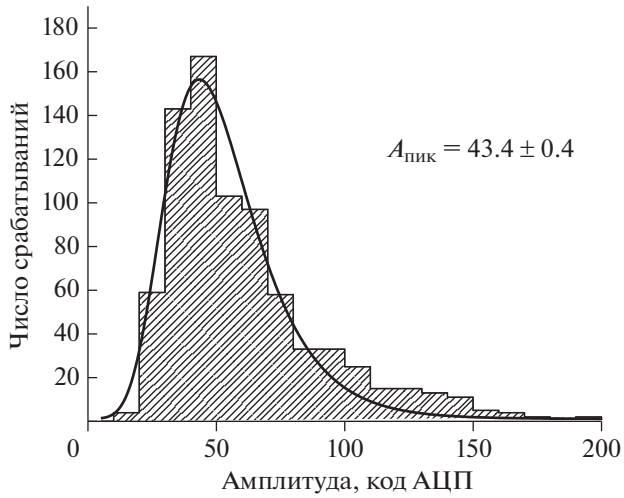


**Рис. 3.** Распределение амплитуд откликов для одного из детекторов СКТ.

ся телескопный триггер, когда детекторы сработали одновременно в верхней и нижней плоскостях. Обрабатываются только те события, в которых сработало по одному детектору в каждой плоскости. Для увеличения статистики событий для каждого детектора учитываются телескопные события со всеми детекторами противоположной плоскости. При этом учитывается угол наклона траектории мюона. Для учета используется зависимость наиболее вероятных потерь от толщины слоя вещества детектора [7] и амплитуда отклика приводится к вертикальному положению трека. Распределение приведенных амплитуд откликов для одного из детекторов представлено на рис. 3. Так как распределение имеет несимметричный вид, то наиболее удобной величиной для определения отклика детектора является значение амплитуды, соответствующее максимуму распределения. Для этого проводилась аппроксимация с помощью функции распределения Гумбеля [8].

## 3. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ШАЛ

Восстановление параметров ШАЛ проводится методом подбора оптимальных параметров модифицированной ФПР. Модификация ФПР необходима для того, чтобы учесть конечность размеров детекторов, и заключалась в замене переменной $r$ на $r + \Delta$ в формуле (1), где $\Delta$ по величине сравнима с размером детектора и равна 0.2 м. Данная замена наиболее простым способом позволяет учесть размеры детектора. Параметры считаются оптимальными, если функция $L$, построенная с помощью метода максимального правдоподобия [9], достигает своего максимального значения:

$$L = \prod_{i=1}^{n} P\left(n_i, N_i\right), \tag{2}$$

где $i$ – порядковый номер детектора, $P(n_i,N_i)$ – вероятность реализации того, что при ожидаемом числе частиц попавших в детектор $n_i$ будет зарегистрировано $N_i$. $L$ называют функцией максимального правдоподобия. На практике удобнее использовать логарифмический вид функции правдоподобия (2).

Для определения вероятностей реализации события используется распределение Пуассона. В результате логарифмическая функция правдоподобия имеет вид:

$$\ln L = \sum_i \left(N_i \ln n_i - n_i\right). \tag{3}$$

В формуле (3) опущено слагаемое, которое не меняет свое значение при варьировании параметров ливней.

Нахождение максимума функции осуществлялось итерационным симплекс-методом Нелдера–Мида [10]. Суть симплекс-метода заключается в том, чтобы двигаться в сторону наилучшего положения с помощью отражения и растяжения симплекса. Данный метод зависит от начального положения и быстро находит положение максимума. Для нахождения глобального максимума рассматриваются несколько начальных точек, расположенных равномерно в заданной области. Критерием остановки является случай, когда разность значений функции правдоподобия (3) текущей и предыдущей итерации меньше заданного значения:

$$\left|\ln L_{i+1} - \ln L_i\right| < \varepsilon. \tag{4}$$

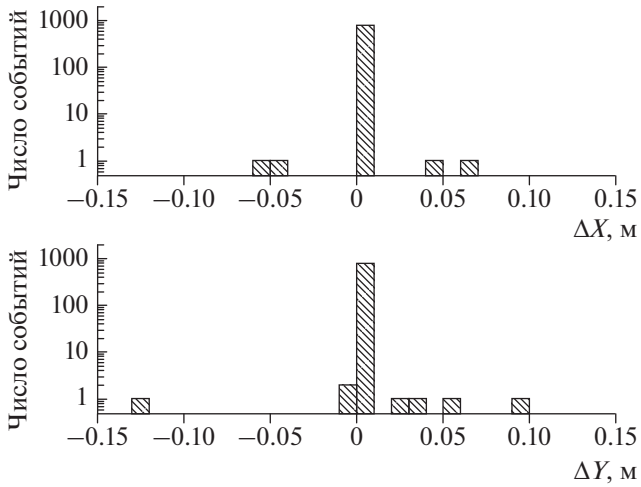


**Рис. 4.** Распределение отклонений от истинного значения положений оси ШАЛ.

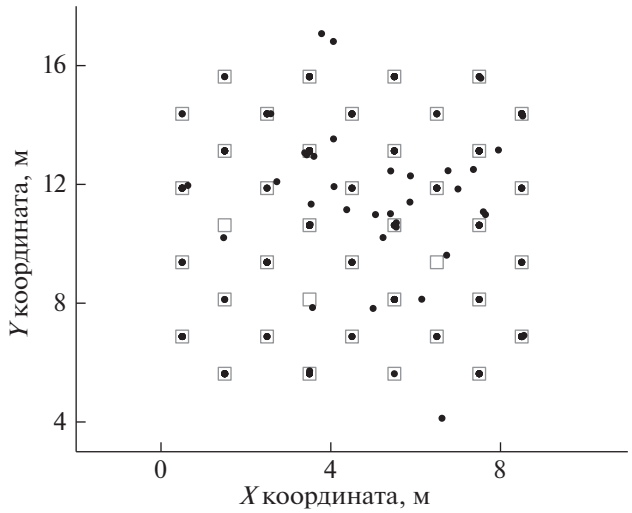


**Рис. 5.** Результаты восстановления положения оси ливня. Точками показаны восстановленные положения осей ШАЛ.

В данной работе использовалось значение $\varepsilon \sim 10^{-8}$, так как при данном значении видно, что число $n_i$ формулы (3) должно измениться на величину того же порядка.

## 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ СОБЫТИЙ

Для оценки точности метода восстановления были использованы моделированные события. Для моделирования использовалась модифицированная ФПР и генераторы случайных величин – параметров ШАЛ. Положение осей ливней задавалось равномерно на площади расположения верхней плоскости СКТ ($11 \times 13$ м$^2$). Границы площади были выбрана таким образом, чтобы отступы от крайних детекторов установки составляли 1.5 м. В качестве генератора мощности ШАЛ была выбрана степенная функция с показателем –2.5, где в качестве нижней границы выбрано значение $N_e = 10^5$. Так как на практике преимущественно встречаются старые ливни, то в качестве генератора возраста выбрано распределение Гаусса с резким пиком (параметры распределения: среднее значение 1.1, среднеквадратичное отклонение 0.1).

На этапе моделирования событий считалось, что условия “идеальные”. Это означает, что детекторы регистрируют все попавшие в них частицы:

$$N_i = S\rho_e\left(N_e, s, r_i\right), \tag{5}$$

где $S$ – площадь детектора, $r_i$ – расстояние от оси ШАЛ.

При восстановлении было получено распределение отклонений от истинного значения положений оси ШАЛ вдоль координат $x$ и $y$ (рис. 4). Из полученных распределений видно, что большинство точек восстанавливаются практически “идеально”. Доля событий, которые отклонились более чем на 1 см от заданного в модели положения, составляет около 1%, и все они находятся на периферии установки.

## 5. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Данные результатов обработки приводятся за период работы установки СКТ с 24.09.2020 по 30.09.2020. За данный период в СКТ было зарегистрировано 621 событие в верхней плоскости с кратностью более 29 детекторов.

В ходе обработки данных использовалась модифицированная ФПР. Количество попавших в детектор частиц оценивалось как произведение плотности числа частиц в данной точке на реальную площадь детектора (5). Направление прилета ШАЛ по данным СКТ не определялось. Но, тем не менее, можно считать эти направления близки к вертикальным из-за достаточно узкого распределение зенитных углов $\sim\cos^{8.5}\theta$ [11].

На рис. 5 представлены восстановленные положения осей ШАЛ по данным экспериментальной выборки. Можно заметить, что восстановленные положения осей ливня в основном локализуются в местах расположения детекторов СКТ. Данный факт указывает на то, что модификации ФПР недостаточно для корректной работы алгоритма.

Для расчета ожидаемого количества попавших в детектор частиц с учетом его реальных размеров было введено интегрирование по площади детектора:

$$N_n = \int_S dS\rho_e\left(N_e, s, r\right). \tag{8}$$

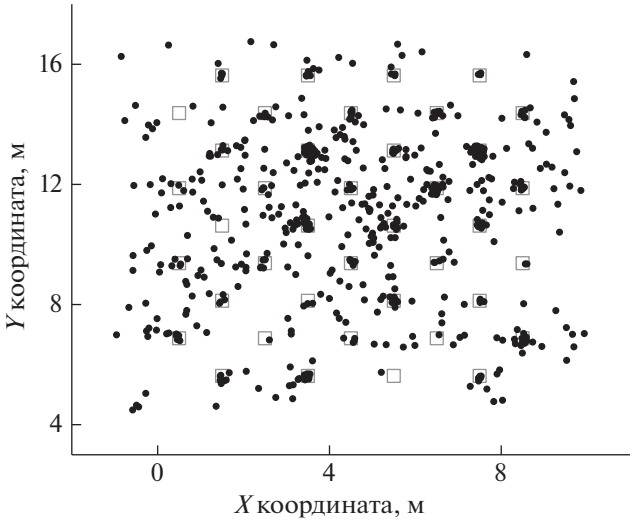


**Рис. 6.** Результат восстановления стволов шал в случае "неточечных" детекторов. Точками показаны восстановленные положения осей ШАЛ.

Интегрирование осуществлялось методом Монте-Карло: проводилась замена таким образом, чтобы область интегрирования $S$ имела вид единичного квадрата, а затем выбирались 10 точек, подчиняющихся равномерному распределению. Таким образом, интеграл сводится к обычной сумме [12]:

$$N \approx \frac{S}{M}\sum_{j=1}^{M}\rho_e\left(N_e, s, r_j\right), \qquad (9)$$

где $M$ – число выбранных точек (в данном работе $M = 10$). Результаты восстановления положения осей в этом случае представлены на рис. 6. Видно, что те события, которые были "притянуты" к координатам расположения детекторов, теперь распределились по площади установки. Распределения по координатам $X$ и $Y$ восстановленных осей в плоскости верхней плоскости СКТ приведены на рис. 7.

Из полученных распределений видно, что модификации ФПР недостаточно при восстановлении положении стволов ШАЛ, а следовательно, кроме расходимости в нуле поправкой $\Delta$, нужно также учитывать реальные размеры детекторов и проводить интегрирование по площадям, занимаемых этими детекторами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов обработки моделированных событий следует, что используемые совместно методы максимального правдоподобия и Нелдера-Мида можно использовать для восстановления координат осей ШАЛ.

В результате восстановления параметров ШАЛ по экспериментальных данным было выявлено, что если размеры установки меньше характерных размеров регистрируемых ШАЛ, то неприменимо использование точечного приближения размера детекторов в установке.

При учете изменения плотности частиц ШАЛ в пределах площади детекторов установка СКТ, не-

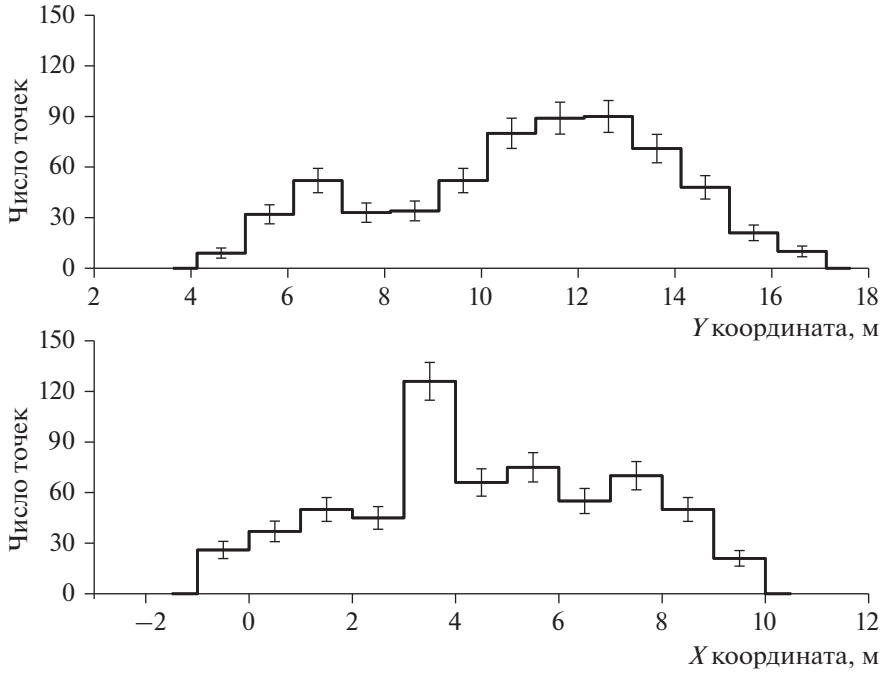


**Рис. 7.** Распределение положений осей шал вдоль координат $X$ и $Y$ для модели.

смотря на свои небольшие размеры, может быть использована для регистрации стволов ШАЛ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES


1. *Bartoli B. et al.* // Phys. Rev. D . 2012. V. 85. P. 092005.
2. *Amenomori M. et al.* // Astrophys. J. 2008. V. 678. P. 1165–1179.
3. *Greisen K.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1960. V. 10. P. 63–108.
4. *Petrukhin A.A.* // Phys. Usp. 2015. V. 58. No. 5. P. 486–494.
5. *Amelchakov M.B. et al.* // Instr. Exp. Tech. 2018. V. 61. No. 5. P. 673–679.
6. *Amelchakov M.B. et al.* // Phys. At. Nuclei. 2019. V. 82. No. 6. P. 699–703.
7. *Zyla P.A. et al. (Particle Data Group)* // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. No. 8. P. 083C01. https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104
8. *Gumbel E.J.* Statistical Theory of Extreme Values and Some Practical Applications. Applied Mathematics Series 33 (1st Ed.). U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards. 1954. P. 51.
9. *Худсон Д.* Статистика для физиков. Лекции по теории вероятностей и элементарной статистике. Пер. англ. 1970. Москва: Мир.
10. *Банди Б.* Методы оптимизации. Вводный курс. 1988. Москва: Радио и Связь.
11. *Grieder P.K.F.* Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects. A Tutorial, Reference Manual and Data Book. 2010. Heidelberg. V. 1.
12. *Калиткин Н.Н.* Численные методы. 1978. Москва: Наука.


# Calibration Telescope System of the Nevod Experimental Complex as the EAS Detector


**E. N. Kalinin[1] and M. B. Amelchakov[1, *]**

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

**e-mail: zhenya-toodoo@mail.ru*


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

The NEVOD experimental complex includes several installations for the joint study of various components of extensive air showers (EAS). One of the installations is the calibration telescope system (CTS). This installation is used for calibration of the measuring modules of the Cherenkov water detector, as well as for recording the electron-photon and muon components of the EAS. The reconstruction of the EAS parameters according to the CTS data aims to improve the capabilities of the entire experimental complex for studying showers in the region of primary particle energies from 0.1 to 10 PeV. The main task of reconstruction is to determine the coordinates of the EAS axis position using the maximum likelihood method. The iterative simplex method of Nelder-Mead is used to find the optimal values of the parameters. The accuracy of the reconstructed parameters was estimated on simulated events. The simulation was based on the Nishimura-Kamata-Greisen lateral distribution function for EAS charged particles. The results of reconstruction of the parameters of the EAS registered in the upper plane of the SCT are presented.

*Keywords:* extensive air shower, electron-photon component, lateral distribution function, scintillation detector

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 48–53*

## ТВЕРДЫЕ ТЕЛА В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

*УДК 621.039.53: 620.179.118 (075)*

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СКАНИРУЮЩЕЙ КОНТАКТНОЙ ПОТЕНЦИОМЕТРИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЯХ

**© 2021 г.**
**М. И. Баранов[a], Р. Р. Гаптрахманов[a], И. П. Константинов[a], *, В. И. Сурин[a]**

[a]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия*

**E-mail: konstaniliya@gmail.com*

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

При испытаниях на растяжение аустенитной стали *in situ* исследован процесс образования мартенситной фазы методом сканирующей контактной потенциометрии (СКП). Образец из стали ЭИ847 был испытан на растяжение при комнатной температуре в широком интервале нагрузок (50–650 МПа) в течение нескольких недель с интервалами от одного до пяти дней, когда образец находился в ненагруженном состоянии. Обнаружены три стадии формирования мартенситной фазы. Построены и проанализированы потенциограммы и спектрограммы в интервале напряжений от 150 до 650 МПа. Разработан метод спектрального анализа потенциограмм, улучшающий качество изображения рефлексов структурных неоднородностей.

*Ключевые слова:* аустенитная сталь, мартенситная фаза, сканирующая контактная потенциометрия, рефлексы структурных неоднородностей

**DOI:** 10.56304/S2079562920060093

## ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день метод СКП, находящийся в процессе апробации и внедрения, выходит на стадию сертификации с целью широкого практического применения на промышленных предприятиях. Результаты исследований показывают также высокую эффективность методов спектрального анализа при интерпретации данных электрического контроля [1, 2]. Одним из плановых этапов, предшествующих сертификации метода СКП, является этап верификации метода в различных специально выбранных условиях, в том числе и при решении ряда материаловедческих задач.

Одной из поставленных задач было определение соотношения фаз аустенита и мартенсита деформации при одноосном растяжении образцов из аустенитной стали. Явление образования мартенсита деформации в аустенитных сталях известно давно, а механизм перехода аустенита в мартенсит при холодной пластической деформации описан в работе [3]. В первые процесс образования мартенсита деформации в аустенитной стали 12Х18Н10Т был совместно исследован методами СКП и дифракции тепловых нейтронов в ОИЯИ, г. Дубна, в лаборатории нейтронной физики на реакторе ИБР-2 [4]. На поверхностных потенциограммах были обнаружены рефлексы на уровнях фиксации $SLS = (5–6)$, соответствующие мартенситу деформации. Потенциограммы были получены линейным сканированием с постоянной скоростью электрофизического датчика по поверхности образца, а фаза мартенсита однозначно идентифицирована по спектрам дифракции тепловых нейтронов.

Таким образом, для подтверждения ранее полученных результатов, была поставлена цель, заключающаяся в определении процентного фазового соотношения при растяжении другой аустенитной стали ЭИ 847 [5] по результатам применения метода СКП.

Первые признаки появления фазы мартенсита наблюдались в области упругой и микропластической деформации, что, вероятно, обусловлено наличием высоких локальных внутренних напряжений в отдельных или нескольких близко расположенных зернах. Первая стадия образования мартенсита протекает при напряжениях от 150 до 375 МПа и характеризуется крайне неустойчивым состоянием. При более высокой нагрузке, соответствующей условному пределу текучести и выше этого предела, указанный процесс стабилизируется, однако носит периодический или синусоидальный характер, когда количество образующейся мартенситной фазы изменяется в широком интервале от 18 до 60%.

Устойчивый рост мартенситной фазы наблюдался при нагрузках, близких к пределу прочности вплоть до момента разрушения образца.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Методика проведения эксперимента на растяжение стали ЭИ847, аппаратура исследования и методы обработки результатов подробно описаны в указанных выше работах.

Потенциометрические измерения были выполнены на программно-аппаратном комплексе “ElphysLAB-ИДС” мобильной информационно-диагностической системы, размещенной на ноутбуке Asus X554L. Для проведения измерений в режиме ручного детектирования был разработан ПАД измерительных сигналов с регулируемой шкалой амплитудной дискриминации в диапазоне 40 дБ. Назначение дискриминатора заключается в отсечке тех значений амплитуды сигнала, которые выше установленного уровня, что позволяет исследовать распределение электрического потенциала на разных уровнях фиксации сигнала. Узкополосный фильтр позволяет настраивать ПАД по амплитуде, начиная с уровня десятых микровольт, с шагом 0.1 мкВ, широкополосный – от единиц и до десятков милливольт. Измерительная система управляется ОС Windows, частота дискретизации измерений составляет 1 Гц.

Плоские образцы из стали ЭИ847 размером 170 × 50 × 2 мм были изготовлены фрезерованием из листового проката с последующей полировкой рабочей поверхности до шероховатости $R_a$ не хуже 0.3 мкм. Механическое перемещение датчика (материал Ст-3) по поверхности образца осуществляли по восьми измерительным дорожкам (трекам), четыре из которых принадлежали левой части образца (относительно продольной оси симметрии) и четыре – правой. Длина трека составляла около 90 мм, а расстояние между треками примерно 3 мм. При средней скорости сканирования 5 мм/с, время одного сета измерений изменялось в пределах двухминутного интервала. В процессе испытаний при увеличении нагрузки на поверхностных потенциограммах наблюдали мозаичную картину изменения потенциалов, связанную с проявлением динамической волнистости и шероховатости [5].

Испытания на растяжение проводили на электромеханической разрывной машине INSTRON-5982. Во время испытаний записывали диаграмму растяжения в координатах “нагрузка-удлинение” образца. Нагрузку повышали ступенчато, при пересчете на напряжение, примерно, на ~ 30–50 МПа после каждого режима испытаний. Каждый цикл с заданными значениями нагрузки завершали полной разгрузкой образца и фиксировали изменение его формы, а также измеряли шероховатость рабочей поверхности. В течение одной недели после испытаний образец выдерживали в разгруженном состоянии при нормальных условиях, после чего испытания возобновлялись, начиная, как правило, с более высокого уровня нагрузки. В процессе эксперимента на каждом режиме измеряли температуру поверхности образца термопарой, показания которой в пределах погрешности, как и температура неподвижного преобразователя, соответствовали комнатной температуре (22–24°C).

## МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ

Разработан новый метод спектрального анализа поверхностных потенциограмм на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ) и ранее представленных расчетов [6].

Введем следующие обозначения:

– для БПФ:

$$\Phi[k] = \sum_{n=0}^{N-1} \varphi[n] \exp\left(\frac{-i2\pi kn}{N}\right), \quad (1)$$

где $0 \le k < N$ и $\varphi[n]$ – функция контактной разности потенциалов;

– для повторного БПФ

$$\Phi\Phi[k] = \sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n=0}^{N-1} \left\{\varphi[n] \exp\left(\frac{-i2\pi kn}{N}\right)\right\} \exp\left(\frac{-i2\pi kn}{N}\right). \quad (2)$$

Алгоритм обработки поверхностных потенциограмм в частотной области заключался в следующем. После процедуры БПФ (1), выполненной для каждого трека измерений была построена новая функция $\Phi_j$ и получен вектор значений:

$$X_j = \Phi_j + i\Phi_j, \quad (3)$$

где $0 \le j \le 7$ и $i$ – мнимая единица.

После чего к новой функции применяли повторное БПФ (2) и строили функцию $\Phi X[k]$. Окончательный результат получали сдвигом спектральной функции по частотному индексу [6].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Первая стадия образования мартенситной фазы соответствует интервалу напряжений 150–375 МПа (рис. 1). Данной стадии предшествовала процедура начального упрочнения, которая связана с нагружением образца по прямоугольному профилю и полной разгрузкой перед выходом на более высокий уровень нагрузки. Кроме этого, интервалу нагрузок 150–375 МПа предшествовали два периода старения в течение одной недели каждый, после цикла испытаний при нагрузках 12–40 МПа и 46–150 МПа соответственно.

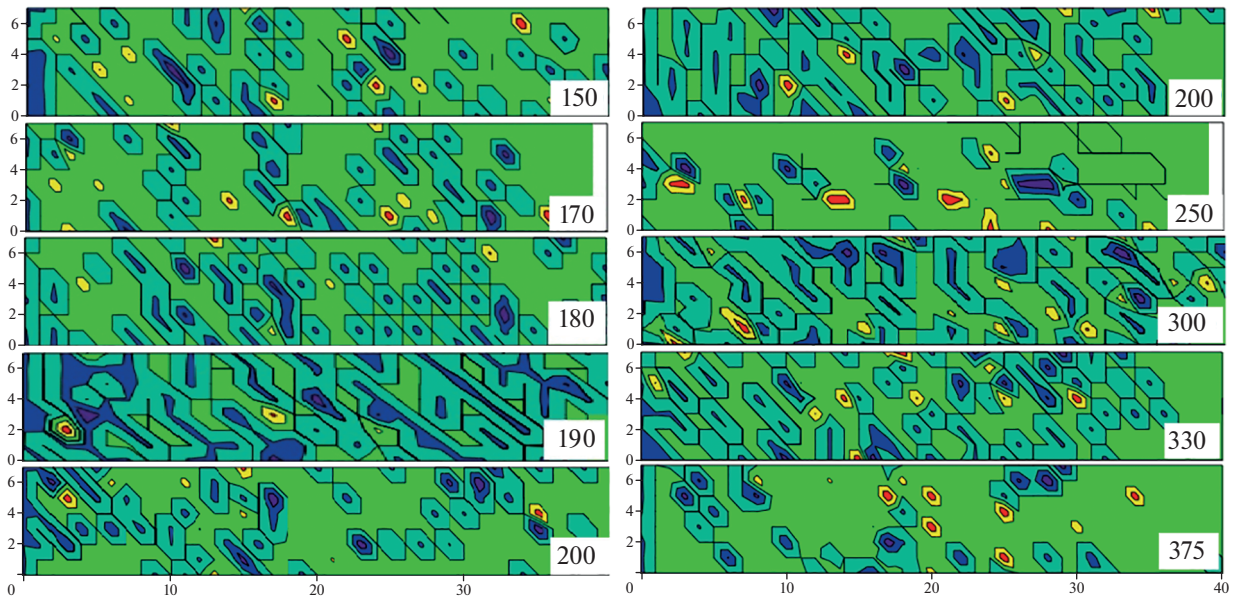


**Рис. 1.** Потенциограммы, полученные при растяжении стали ЭИ847 на уровне фиксации *SLS* = 2.523 в интервале напряжений 150–375 МПа.

Первые признаки мартенсита деформации появляются уже при напряжении 150 МПа на уровне фиксации *SLS* = 2.456 и 2.523. При этой нагрузке шестиугольные концентрические рефлексы заполняют поле потенциограммы практически однородно. Амплитуда регистрируемого сигнала имеет достаточно высокое значение. Поскольку данная нагрузка соответствует упругой деформации, скольжение дислокаций начинается в только в отдельных зернах по первичным системам скольжения, которые предпочтительно ориентированы относительно направления нагрузки. Таким образом, уже на этой стадии запускается механизм деформационного упрочнения, приводящий к возникновению в отдельных зернах достаточного по величине напряжения для начала образования мартенсита деформации.

При напряжении 150 МПа на потенциограмме видны рефлексы в виде правильных шестиугольников, большая диагональ которых ориентирована в направлении действующего напряжения, что является следствием суперпозиции нормального и касательного напряжений. В центре шестиугольников располагается область высокой деформации (синий цвет), которую окружает область с меньшим значением деформации (салатовый цвет). Процесс образования смешанной (негомогенной) деформации носит эстафетный характер. В соседнюю область деформационные сдвиги проникают через границу двух областей. На потенциограммах (рис. 1) участки с образующимся мартенситом деформации окрашены в салатовый цвет (шестиугольники).

Когда шестиугольников на потенциограмме становится много, происходит их объединение в полосы, начало данного процесса соответствует напряжению 170 МПа. При дальнейшем увеличении нагрузки продолжается рост числа шестиугольников, а также их объединение в полосы (180 МПа).

Сформированная полосовая структура мартенсита особенно заметна при напряжении 190 МПа. Полосы ориентированы под углом 45 градусов относительно направления приложенной нагрузки. Механизм образования пластической деформации и мартенситной фазы тесно взаимосвязаны, что отмечается в работе [3]. Мартенситное превращение происходит под действием упругой деформации. Зародышами мартенсита служат области дислокационных ядер, в которых по величине напряжения близки к теоретическому пределу прочности. Мартенситное превращение чувствительно к изменению внешнего напряжения: резкое изменение нагрузки в сторону повышения или ее уменьшения может остановить данный процесс, привести к распаду образующейся структуры, что и представлено на рис. 1 при напряжении 250 и 375 МПа.

Другие стадии формирования мартенсита деформации наблюдаются при более высокой нагрузке от 420 МПа до разрушения образца, которое произошло при напряжении 630 МПа (рис. 2).

Вторая стадия начинается с напряжений 500–520 МПа, что соответствует условному пределу текучести. По изменению цветовой гаммы на потенциограммах можно видеть заметный рост компоненты мартенсита (салатовый цвет).

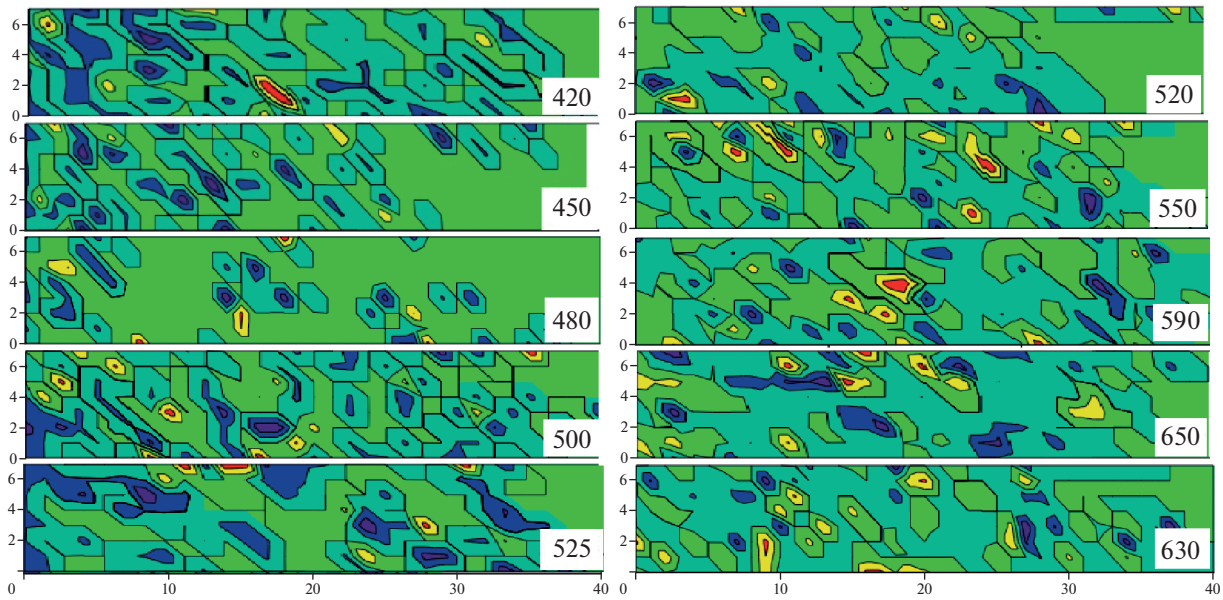


**Рис. 2.** Потенциограммы, полученные при растяжении стали ЭИ847 на уровне фиксации *SLS* = 2.523 в интервале напряжений 420–630 МПа.

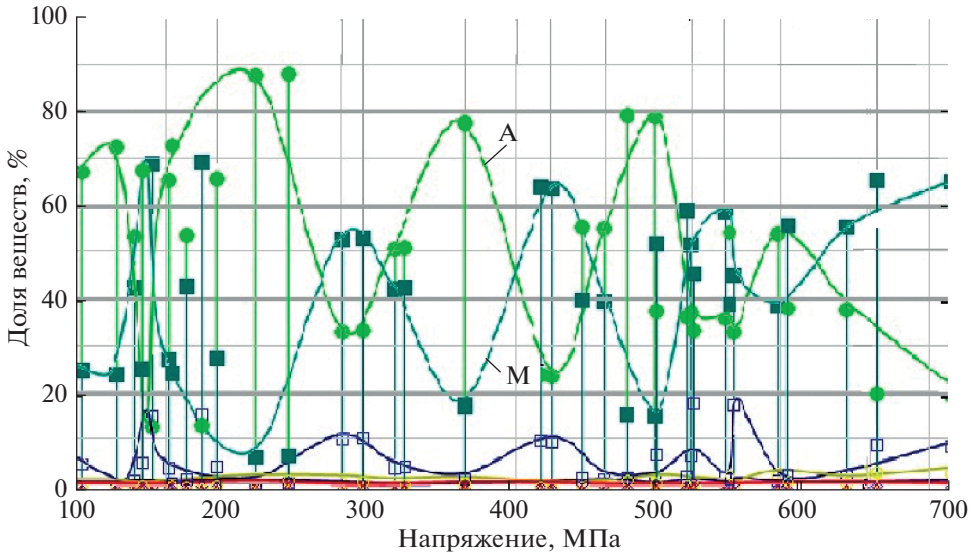


**Рис. 3.** Процентное содержание структурных фаз в стали ЭИ847 при растяжении в зависимости от напряжения (А – аустенитная и М – мартенситная фазы).

На языке Python была написана компьютерная программа, позволяющая определить процентное соотношение различных фаз или соответствующих оттенков цвета на потенциограммах (рис. 3).

Из рис. 3 видно, что пиковое значение содержания фазы мартенсита в стали соответствует нагрузке, примерно 450 МПа, и составляет более 60%. Виден также синусоидальный характер изменения аустенитной и мартенситной фаз в процессе эксперимента. Следует отметить синхронный и противоположный (зеркальный) характер изменения цветов на потенциограмме: когда количество аустенита уменьшается (светло-зеленый цвет, кривая А), количество мартенсита начинает возрастать (салатовый цвет, кривая М) и наоборот, что свидетельствует об обратимом характере фазового перехода.

При напряжении 590 МПа в центре потенциограммы (рис. 2) видны участки красного цвета, которые показывают область образующейся за-

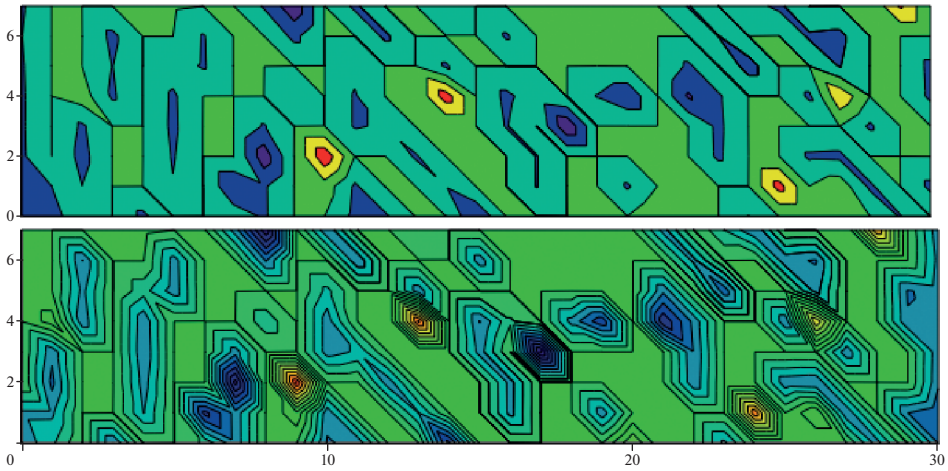


**Рис. 4.** Потенциограмма (верхний рисунок) и спектрограмма (нижний рисунок) образующейся фазы мартенсита в стали ЭИ 847 при напряжении 200 МПа. По оси “*x*” отложены отсчеты, по оси “*y*” – номера измерительных треков.

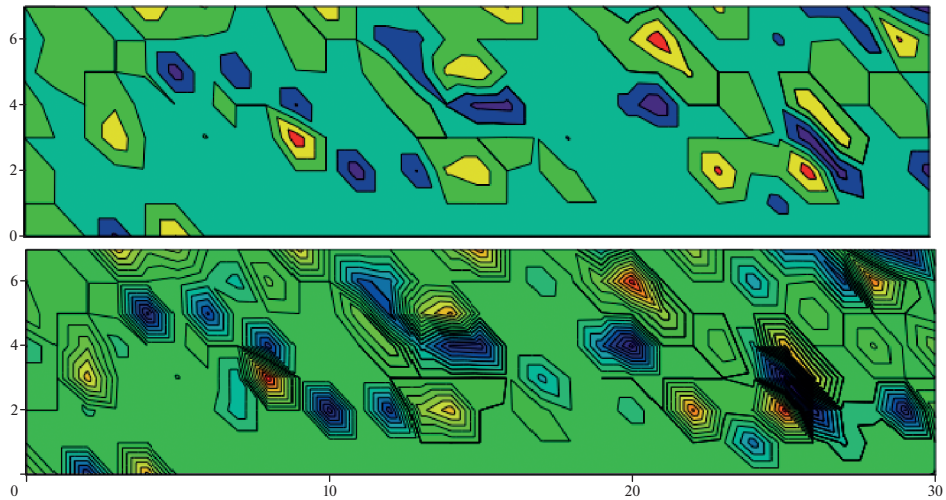


**Рис. 5.** Потенциограмма (верхний рисунок) и спектрограмма (нижний рисунок) образующейся фазы мартенсита в стали ЭИ 847 при напряжении 650 МПа. По оси “*x*” отложены отсчеты, по оси “*y*” – номера измерительных треков.

родышевой трещины. На рис. 3 соответствующая линия окрашена в красный цвет и близка к нулевой отметке.

Третья стадия, при 650 МПа и более низких значениях приложенного напряжения, связана с потерей устойчивости и интенсивным процессом образования пластической деформации. Подтверждается результат работы [7] в том, что количество образующегося мартенсита в аустенитной стали растет с увеличением степени деформации. Это особенно заметно на рис. 2: выше напряжения 600 МПа количество мартенситной фазы начинает расти и при деформации 12% достигает значения 65%. По данным работы [3] при деформации 45% доля мартенсита в деформированной стали 12Х18Н10Т составила 46%.

На рис. 4 и 5 показаны потенциограммы при напряжениях 200 и 650 МПа и соответствующие им спектрограммы. Видно, что разработанный метод спектрального анализа позволяет детализировать, или улучшать качество изображений, наблюдающихся на потенциограммах структурных неоднородностей. Подчеркнем, что результаты спектрального анализа получены без применения оконных функций и *FIR*-фильтра.

## ВЫВОДЫ

1. Результаты проведенного исследования процесса образования мартенсита деформации при растяжении аустенитной стали ЭИ 847 методом сканирующей контактной потенциометрии под-

тверждают ранее полученные нами данные по обнаружению мартенсита деформации в стали 12Х18Н10Т электрическим методом контроля.

2. Начальная стадия образования мартенсита начинается в упругой области и протекает при напряжениях от 150 до 375 МПа, а также характеризуется крайне неустойчивым состоянием. При более высокой нагрузке, соответствующей условному пределу текучести и выше, указанный процесс носит периодический или синусоидальный характер, когда количество образующейся мартенситной фазы изменяется в широком интервале от 18 до 60%.

3. В упругой области мартенситное превращение чувствительно к изменению внешнего напряжения: резкое изменение нагрузки в сторону повышения или ее уменьшения может остановить данный процесс и привести к распаду образующейся структуры. Процесс образования смешанной (негомогенной) деформации носит эстафетный характер. В соседние микрообъемы деформационные сдвиги проникают через границу двух областей.

4. Формирование структуры мартенсита деформации происходит в условиях интенсивного сброса внутренних напряжений и образования на поверхности макроскопических полос скольжения.

5. Разработанный метод спектрального анализа позволяет детализировать и улучшать качество изображений структурных неоднородностей на потенциограммах без применения оконных функций и *FIR*-фильтра.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и выделенным грантом по договору №19-08-00266/19 от 10.01.2019.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Alwaheba A.I., Surin V.I., Ivanova T.E., Ivanov O.V., Beketov V.G., Goshkoderov V.A.* // Nondestruct. Test. Eval. 2020. 21. V. 36. P. 261-277. https://doi.org/10.1080/10589759.2020.1740702
2. *Абу Газал А.А., Сурин В.И., Шеф Е.А., Бокучава Г.Д., Папушкин И.В.* // Автоматизация в промышленности. 2019. № 2. С. 48–51.
3. *Бубнов В.А.* // Известия высших учебных заведений. Машиностроение. 2018. № 11. С. 14–19.
4. *Абу Газал А.А., Сурин В.И., Бокучава Г.Д., Папушкин И.В.* Исследование структурных превращений в сталях с помощью методов сканирующей контактной потенциометрии и дифракции тепловых нейтронов // VII Международная научная школа-конференция (Современные проблемы физики и технологии). Тезисы докладов. Ч. 2. 2018. Москва: НИЯУ МИФИ. С. 179–180.
5. *Абу Газал А.А., Джумаев П.С., Осинцев А.В., Польский В.И., Сурин В.И.* // Письма о материалах. 2019. № 9. Вып. 1. С. 33–38.
6. *Сурин В.И., Волкова З.С.* // Информационные технологии в проектировании и производстве. 2020. № 4. С. 25–29.
7. *Штремель М.А.* Прочность сплавов. Часть II. 1997. Москва: МИСИС.

# Application of the Scanning Contact Potentiometry Method in the Study of Phase Transition in Austenitic Steels

**M. I. Baranov[1], R. R. Gaptrakhmanov[1], I. P. Konstantinov[1, *], and V. I. Surin[1]**

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

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

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

The process of the formation of the martensite phase in tensile tests of austenitic steel was studied by the scanning contact potentiometry method (SCP). Steel sample, that was produced from “EI847” steel, was tensile tested at room temperature over a wide range of loads (50–60 MPa) for several weeks at intervals of one to five days when the sample was unloaded. Three stages of formation of the martensite phase have been found. Potentiograms and spectrograms were constructed and analyzed in the stress range from 150 to 650 MPa. The method for spectral analysis of potentiograms has been developed, which improves the image quality of reflections of structural inhomogeneities.

*Keywords*: austenitic steel, martensitic phase, scanning contact potentiometry, reflections of structural inhomogeneities

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 54–58*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 524.1,523.4-854*

# ПОИСК ВЗАИМОСВЯЗИ ВЫСЫПАНИЙ ЧАСТИЦ ИЗ РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЗЕМЛИ И КОСМИЧЕСКИХ ГАММА ВСПЛЕСКОВ

**© 2021 г. Д. Н. Морозова[a], *, А. Г. Майоров[a]**

[a]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: dashia110999@mail.ru*

Поступила в редакцию 03.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

В работе изучается взаимосвязь высыпаний частиц из радиационного пояса Земли и космических гамма всплесков. Для этого используются экспериментальные измерения потоков заряженных космических лучей в эксперименте PAMELA и наблюдения гамма-всплесков обсерваторией Fermi. Оба прибора одновременно работали на околоземной орбите в период с 2008 по 2016 гг. Для момента времени каждого гамма-всплеска, обнаруженного обсерваторией Fermi в указанный период времени, анализировалась скорость счета детекторов прибора PAMELA. Для поиска возможного сигнала от взаимодействия гамма-всплеска с заряженными частицами околоземного пространства построены ежегодные фоновые карты скоростей счета детекторов время-пролетной системы. Анализировалась разница между их фоновой скоростью счета и скоростью счета в момент прихода гамма-всплеска (в интервале времени за несколько минут до и после). Найдено несколько случаев, когда возникает значимое отклонение скорости счета от фонового значения в момент прихода гамма-всплеска, длящееся до 5–10 минут после этого.

*Ключевые слова:* радиационный пояс, возмущение, гамма-всплеск, PAMELA Fermi

**DOI:** 10.56304/S207956292006041X

## ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день существует множество экспериментов, посвященных регистрации потоков заряженных частиц в околоземном пространстве [1–6], одними из интереснейших результатов этих исследований являются периодически происходящие в широком диапазоне энергий всплески заряженных частиц [7–12]. Достаточно подробно изучена взаимосвязь высыпаний частиц из радиационных поясов Земли с всплесками высокоэнергетических частиц, источниками которых являются различные солнечно-магнитные и геофизические процессы, в том числе катастрофические. В частности, хорошо известно, что за несколько часов до землетрясения в эпицентре образуется электромагнитное излучение, которое, распространяясь через атмосферу и ионосферу, может вызывать локальные возмущения траекторий электронов в радиационном поясе Земли, причем некоторые из них осаждаются на высотах спутников. Однако, не обнаружено работ, в которых внимание уделяется изучению подобного эффекта в случае электромагнитных импульсов, приходящих извне нашей галактики. Целью данной работы является поиск взаимосвязи высыпаний частиц из радиационных поясов Земли и космических гамма-всплесков.

Для обнаружения зависимости общего потока частиц в околоземном пространстве от прихода гамма-излучения необходимо знать точное время регистрации гамма-всплесков, их длительность, характерные энергии, а также местоположение в пространстве. Возможности проведения подобного анализа предоставляют два эксперимента, проводившиеся независимо на одном длительном промежутке времени на околоземной орбите: Fermi [13] и PAMELA [14] .

Космический эксперимент PAMELA проводился в период с 2006 по 2016 гг., и предназначался для изучения потоков заряженных частиц в околоземном пространстве, в том числе под внутренним радиационным поясом Земли, в частности, для анализа временной зависимости скоростей счета регистрируемых событий. В 2008 г. на орбиту была запущена космическая гамма-обсерватория Fermi Gamma-ray Space Telescope (FGST), в состав которой входит аппарат Gamma Burst Monitor (GBM), регистрирующий гамма-всплески.

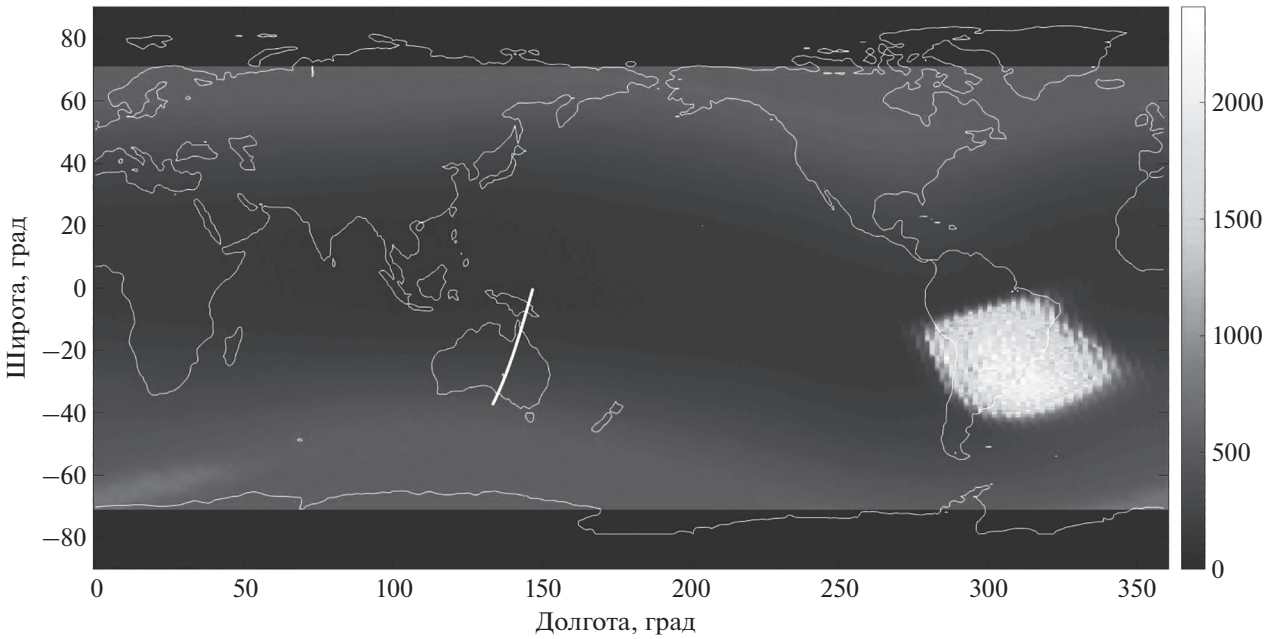


**Рис. 1.** Фоновая скорость счета прибора PAMELA в 2009 г. (нисходящие витки) с наложенной траекторией прибора в момент прихода гамма-всплеска 23 июня.

## ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ.

В работе использованы каталоги обсерватории Fermi, в которых хранится информация по регистрации гамма-вспышек прибором GMB. По данным таблицы гамма-всплесков Fermi в период работы спектрометра PAMELA детекторами GBM было отобрано 1783 гамма-всплеска. Из каталога взяты данные о длительности и абсолютном времени каждого всплеска, а также календарные даты регистрации обсерваторией Fermi.

У прибора PAMELA есть возможность регистрировать заряженные частицы в космических лучах, измерять их характеристики, кроме этого, в его состав входит времяпролетная система, которая позволяет регистрировать интегральная скорость счета попадающих в прибор частиц для шести различных конфигураций ToF1-ToF6 сцинтилляционных плоскостей.

Задача заключалась в поиске видимых изменений скорости счета прибора PAMELA в момент прихода гамма-всплеска относительно фоновой скорости счета. Под фоновой подразумевается интегральная скорость счета для одного из каналов времяпролетной системы, которые отличаются минимальными пороговыми энергиями зарегистрированных частиц, построенный в географической системе координат без учета высоты, усредненный за год.

Из всех всплесков отобраны те, которые были зарегистрированы, когда прибор PAMELA находился под внутренним радиационным поясом, так как в этой области пространства могло произойти изменение скорости счета прибора, как следствие высыпания частиц, а также всплески длительностью более 30 с. Для отбора событий был применен критерий $L < 3.5$, $B > 0.23$ Гс, где $L$ – магнитная оболочка и $B$ – напряженность магнитного поля в месте нахождения прибора.

Для каждого года совместной работы экспериментов построены фоновые географические карты скорости счета прибора PAMELA с разделением на восходящие и нисходящие витки. На фоновые карты наложены траектории космического аппарата в диапазоне времени ±5 мин от момента прихода гамма-всплеска. На рис. 1 изображена фоновая скорость счета прибора PAMELA в 2009 году для нисходящих витков, белой линией изображена траектория космического аппарата.

Построены зависимости скоростей счета спектрометра PAMELA от времени в диапазоне времени ±5 мин от прихода гамма-всплеска и фоновой скорости счета для 6 конфигураций времяпролетной системы прибора. На рис. 2 приведен пример вышеназванной зависимости для гамма-всплеска, зарегистрированного 31 октября 2009 г. Скорость счета в момент прихода гамма-всплеска усреднена методом скользящего среднего и показана сплошной линией, пунктирная линия соответствует фоновой скорости счета. Также добавлена длительность гамма-всплеска, которая на рис. 2 изображена жирной линией. Для события, показанного на рис. 2, сплошная и пунктирная линия совпадают как до момент прихода гамма-

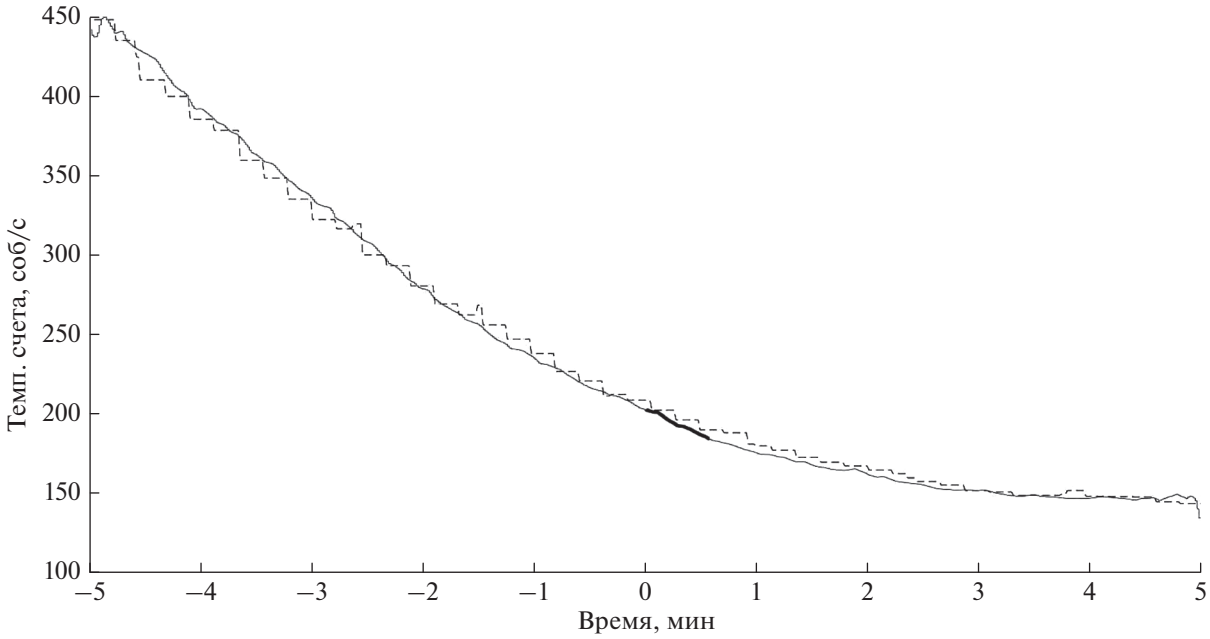


**Рис. 2.** Зависимость скорости счета прибора PAMELA для одной триггерной комбинации времяпролетной системы от времени в интервале ±5 мин от момента регистрации гамма-всплеска для 31 октября 2009 г. (12:00:28).

всплеска, так и после, что говорит о том, что скорость счета прибора никак не менялась.

В результате обработки данных обнаружено событие, зарегистрированное 23 марта 2009 г., для которого на пяти из шести конфигураций (рис. 3) наблюдаются резкие отклонения скорости счета от фоновой в момент регистрации всплеска, они обозначены стрелками, и демонстрируют высыпания частиц, предположительно, из-за прихода электромагнитного импульса от гамма-всплеска. В

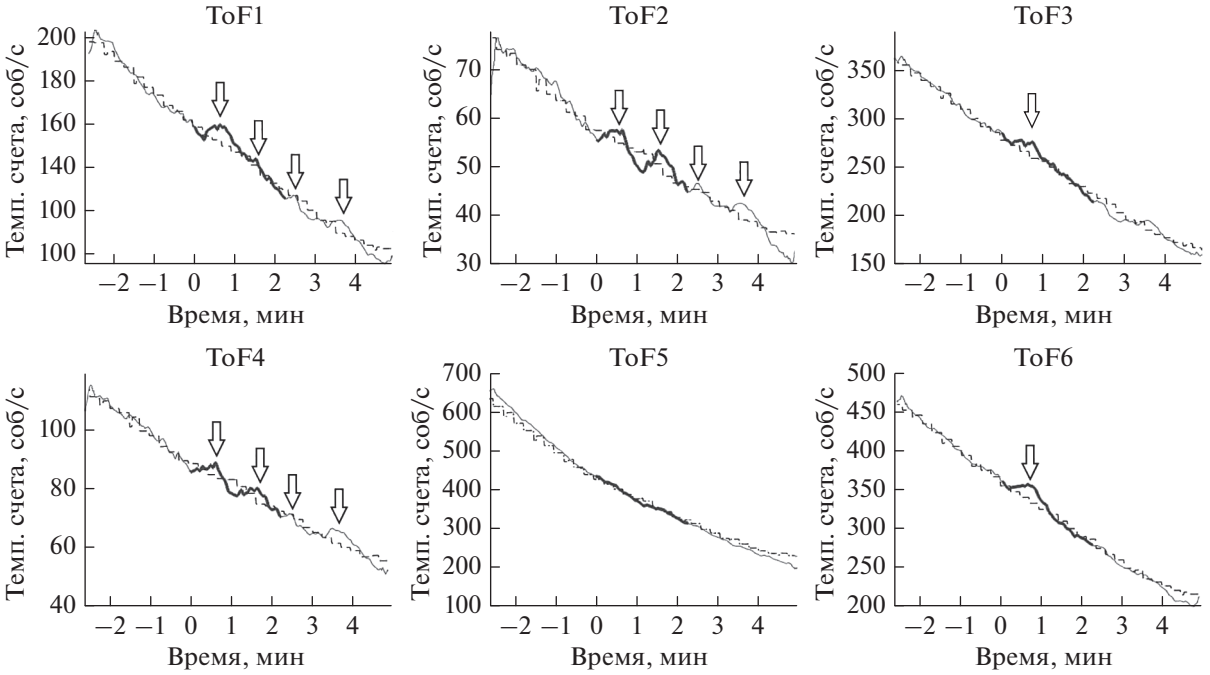


**Рис. 3.** Временные зависимости скоростей счета прибора PAMELA в конфигурациях ToF1–ToF6 в момент регистрации гамма-всплеска обсерваторией Fermi 23 марта 2009 г. (00:02:42).

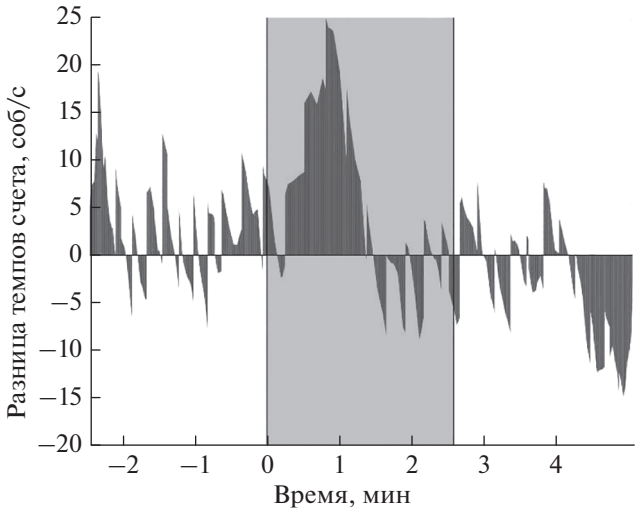


**Рис. 4.** Разность между скоростью счета, измеренной в момент прихода гамма-всплеска в интервале ±5 мин от начала всплеска, в конфигурации ToF6 и фоновой скоростью счета, как функция времени, для события, зарегистрированного 23.03.2009.

некоторых каналах отклонения периодически повторяются, что может быть связано с долготным дрейфом частиц, в этом случае расстояние между пиками соответствует времени одного оборота высыпавшихся из радиационного пояса частиц вокруг Земли и составляет приблизительно 1 мин. Этими частицами могут быть электроны с энергией 100 МэВ или протоны с энергией 30 МэВ, данная оценка была проделана с помощью алгоритма, подробно описанного в работе [15]. Эффект на приведенных графиках выглядит по-разному из-за различающихся триггеров, что соответствует разным энергиям и топологиям события.

Для данного события вычислена разница между скоростью счета в момент прихода гамма-всплеска и фоновым значением скорости счета для 2009 года, в качестве примера рассмотрена конфигурация ToF6 (рис. 4). Отчетливо виден пик, наблюдаемый в затемненной области, которая соответствует длительности гамма-всплеска. Подобный эффект и ожидалось пронаблюдать в работе.

Для анализа достоверности обнаруженного события проведен расчет количества стандартных отклонений. Для этого построена гистограмма для разности скоростей счета прибора PAMELA в конфигурации ToF6, в которой не были учтены скорости счета, измеренные в период времени, когда регистрировался гамма-всплеск (рис. 5а), по ней вычислено стандартное отклонение. По гистограмме с учетом временного промежутка регистрации всплеска, эффект от которого выделен в круг (рис. 5б), посчитан центр масс. В построенных гистограммах оси ординат соответствует число временных интервалов, когда разница скоростей счета составляла заданное в бине значение. Количество стандартных отклонений для рассматриваемого события ~2.5, это подтверждает гипотезу о том, что эффект от прихода гамма-всплеска присутствует.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена гипотеза о существовании взаимосвязи высыпаний частиц из радиационных поясов Земли с космическими гамма-всплесками. В результате обработки экспериментальных данных обнаружено событие, зарегистрированное 23 марта 2009 г., в котором наблюдается резкое увеличение скорости счета в момент прихода гамма-всплеска. Для данного случая проведен анализ

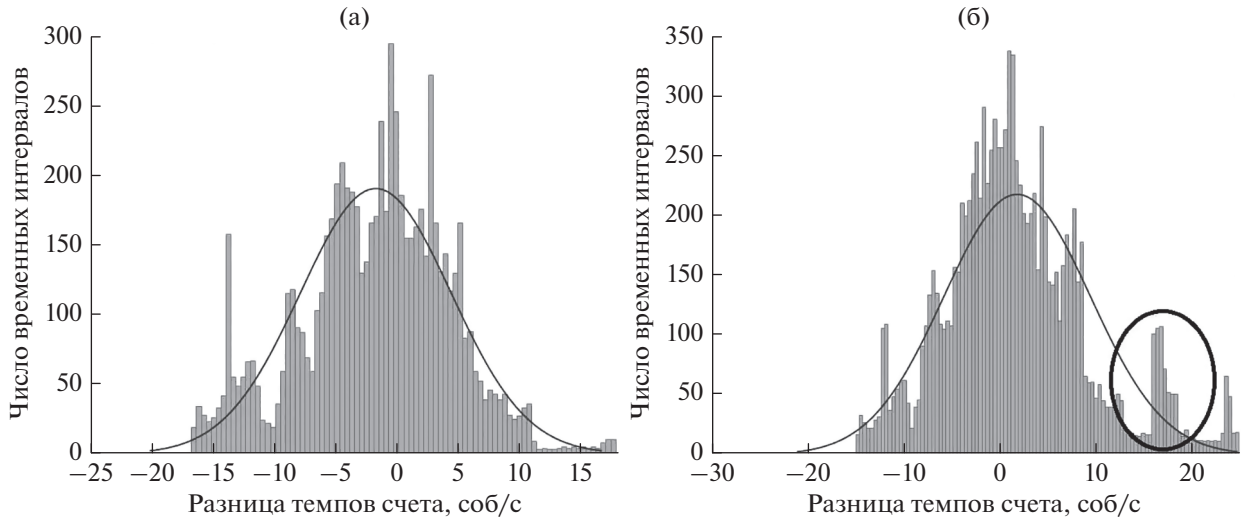


**Рис. 5.** Гистограммы без учета разности скоростей счета во время регистрации гамма-всплеска (а) и с учетом (б).

достоверности обнаруженного эффекта, который подтвердил наличие взаимосвязи между потоком заряженных частиц, регистрируемых спектрометром PAMELA, и произошедшим гамма-всплеском. Были обнаружены другие события, в которых скорость счета отклонялась от среднего не только в момент прихода всплеска, но и какое-то время после него. Предстоит провести анализ событий с таким эффектом.

БЛАГОДАРНОСТИ

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

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Akimov V.V., Voronov, S.A., Galper A.M. et al.* // Space Sci. Rev., 1988. V. 49. P. 111–124.
2. *Baker D.N., Mason G.M., Figueroa O. et al.* // IEEE Geosci. Remote Sens. Mag., 1993. V. 31. P. 531–541.
3. *Voronov S.A., Galper A.M., Koldashov S.V. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 1991. V. 2. P. 59–63.
4. *Bakaldin A.V., Batishchev A.G., Voronov S.A. et al.* // Proc. Scientific Session MEPhI–2007. 2007. V. 7. P. 66–68 (in Russian).
5. *Alexandrov A.P., Voronov S.A., Galper A.M. et al.* Preprint No. 035-88. 1988. Moscow: MEPhI (in Russian).
6. *Aleksandrin S.Yu. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2009. V. 73. No. 3. P. 379–381.
7. *Molchanov O.A., Majaeva O.A., Protopopov M.L.* // Cosm. Res. 1992. V. 32. No. 6. P. 128–137.
8. *Aleksandrin S.Yu. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 646–648.
9. *Aleksandrin S.Yu., Galper A.M., Koldashov S.V. et al.* // Ann. Geophys. 2003. V. 21. P. 597.
10. *Aleksandrin S.Yu. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 646–648.
11. *Galper A.M. et al.* Proc. All-Union Conf. Cosmic Rays. 1988. Alma-Ata. V. 2. P. 191–194.
12. *Galper A.M., Koldashov S.V., Voronov S.A.* // Adv. Space Res. 1995. V. 15. P. 131.
13. *von Kienlin A. et al.* // Astrophys. J. 2020. V. 893. P. 46.
14. *Picozza P. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. No. 4. P. 296–315.
15. *Golubkov V.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2021. V. 85. P. 383.

# Search for the Relationship Between Particle Eruptions from the Earth's Radiation Belt and Cosmic Gamma-Ray Bursts

**D. N. Morozova[1, *] and A. G. Mayorov[1]**

[1]*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: dashia110999@mail.ru*

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

The paper studies the relationship between particle precipitation from the Earth's radiation belt and cosmic gamma-ray bursts. For this purpose, experimental measurements of charged cosmic ray fluxes in the PAMELA experiment and observations of gamma-ray bursts by the Fermi observatory are used. Both instruments simultaneously operated in low-Earth orbit between 2008 and 2016. For the moment of time of each gamma-ray burst detected by the Fermi observatory in the specified time period, the counting rate of the PAMELA instrument detectors was analyzed. To search for a possible signal from the interaction of a gamma-ray burst with charged particles of near-Earth space, annual background maps of the counting rates of time-of-flight system detectors are constructed. The difference between the background counting rate and the counting rate at the moment of arrival of the gamma-ray burst (in the time interval a few minutes before and after) was analyzed. We found several cases where there is a significant deviation of the counting rate from the background value at the time of the arrival of the gamma-ray burst, which lasts up to 5–10 min after that.

*Keywords:* radiation belt, perturbation, gamma-ray burst, PAMELA Fermi

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 59–63*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 539.1*

# ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ PAMELA ПО МНОГОКРАТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ВДОЛЬ ТРЕКА

**© 2021 г. В. В. Алексеев[a, b, *], О. А. Голуб[a], А. Г. Майоров[a]**

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

[b] *Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, 150003 Россия*

**E-mail: v.alekseev1@uniyar.ac.ru*

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 12.05.2021 г.

В статье представлен метод идентификации легких ядер в космических лучах по данным измерений спектрометром PAMELA магнитной жесткости и потерь энергии частиц вдоль трека во время-пролетной и трековой системах. Проводится разделение ядер от водорода до бора включительно при помощи анализа распределений энерговыделений в плоскостях детекторов, обусловленных их флуктуациями. Также для каждого ядра на основе данных моделирования в Geant4 вычисляется оценка качества идентификации и вероятность ошибки (неверной идентификации).

*Ключевые слова:* эксперимент PAMELA, космические лучи, идентификация частиц, кремниевые детекторы

**DOI:** 10.56304/S2079562920060020

## ВВЕДЕНИЕ

Космический эксперимент PAMELA проводился с июня 2006 года по январь 2016 года на околоземной орбите. Основная цель эксперимента – определение потока антипротонов в космических лучах, однако данные приборов позволяют измерять потоки частиц различного типа в диапазоне энергий ≈0.1–1000 ГэВ [1].

Идентификация частиц в эксперименте PAMELA производится по данным нескольких приборов: основными являются магнитный спектрометр, позволяющий определить знак заряда и жесткость частицы, и калориметр с вольфрамовым поглотителем.

Для решения этой задачи предлагается алгоритм, позволяющий по набору энерговыделений частицы в плоскостях магнитного спектрометра и время-пролетной системы с высокой точностью определять тип ядра, попавшего в апертуру прибора.

Для предложенного алгоритма с использованием данных моделирования в Geant4 проведен анализ точности идентификации ядер.

## ЭКСПЕРИМЕНТ PAMELA

Прибор PAMELA состоит из нескольких детекторных систем; в контексте задачи нас будут интересовать следующие (см. рис. 1):

1. Трековая система в магнитном поле (трекер). Задачей трекера [2] является восстановление траектории частицы, по кривизне которой определяется жесткость (отношение импульса частицы к заряду) и знак заряда. Трековая система состоит из шести пар плоских кремниевых детекторов, в которых измеряются координаты прохождения частицы и ее ионизационные потери.

2. Время-пролетная система (ВПС). Ее задачей является измерение времени пролета частицы через спектрометр с целью определения ее скорости, измерения ионизационных потерь и подавление фоновых и альбедных частиц [1]. Нас будут интересовать измерения ионизационных потерь в плоскостях, расположенных до калориметра (C1, C2 и C3).

3. Электромагнитный калориметр — прибор, предназначенный для электрон-адронного разделения и измерения энергии взаимодействующих в нем частиц.

Задача заключается в том, чтобы по набору энерговыделений в плоскостях трекера (12 значений) и во время-пролетной системе (6 значений)

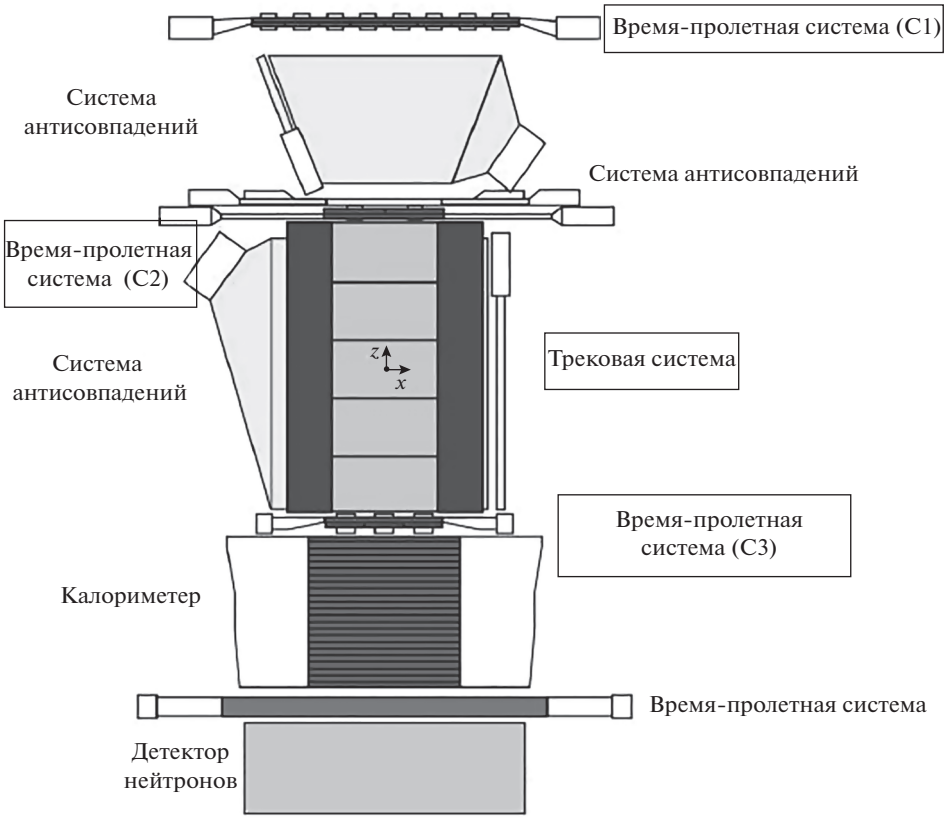


**Рис. 1.** Схема прибора PAMELA. Рамкой обведены детекторные системы, использованные в данном исследовании: трековая система (Spectrometer) и время-пролетная система (Time-of-Flight System, пары плоскостей C1, C2 и C3).

с высокой точностью определить тип частицы, попавшей в прибор.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ОТБОР СОБЫТИЙ

Моделирование событий производится методом Монте-Карло при помощи ПО на основе Geant4. Изначально формируются достаточно большие выборки (порядка 1–2 млн) событий пролета для каждого из исследуемых ядер. Затем, к выборкам применяются базовые критерии отбора:

1. В трековой системе идентифицирован ровно один трек (это соответствует прохождению одной частицы).

2. Определены координаты хотя бы 4 точек взаимодействия в проекции $X$ и хотя бы 3 точек в проекции $Y$ плоскостей трекера (это позволяет восстановить траекторию и вычислить жесткость частицы).

3. Нет срабатываний в системе антисовпадений

4. Нет сигнала одновременно в нескольких счетчиках одной плоскости время-пролетной системы.

Данные критерии позволяют отсечь из выборки вторичные частицы (образовавшиеся в результате взаимодействия с частями прибора), а также частицы, для которых невозможно точно измерить магнитную жесткость.

## АЛГОРИТМ КЛАССИФИКАЦИИ СОБЫТИЙ

Для каждого зарегистрированного события имеется 18 численных значений энерговыделений: 12 в плоскостях трекера и 6 во время-пролетной системе. Однако этих значений может быть меньше из-за эффективности работы прибора (для восстановления трека необходимы только 7 взаимодействий с плоскостями трекера). Задача состоит в том, чтобы по этому набору значений классифицровать частицу как ядро с некоторым зарядом (либо никак не классифицировать). При построении алгоритма классификации желательно минимизировать (а) долю отсеченных (никак не классифицированных) событий, (б) вероятность ошибочной идентификации.

Алгоритм основан на анализе зависимости энерговыделения частицы в зависимости от ее жесткости и заряда. На первом этапе построения алгоритма строится зависимость энерговыделения от жесткости для смоделированной выборки каждой из исследуемых частиц (ядра с атомными массами 1–5; более тяжелые ядра не были включены в ана-

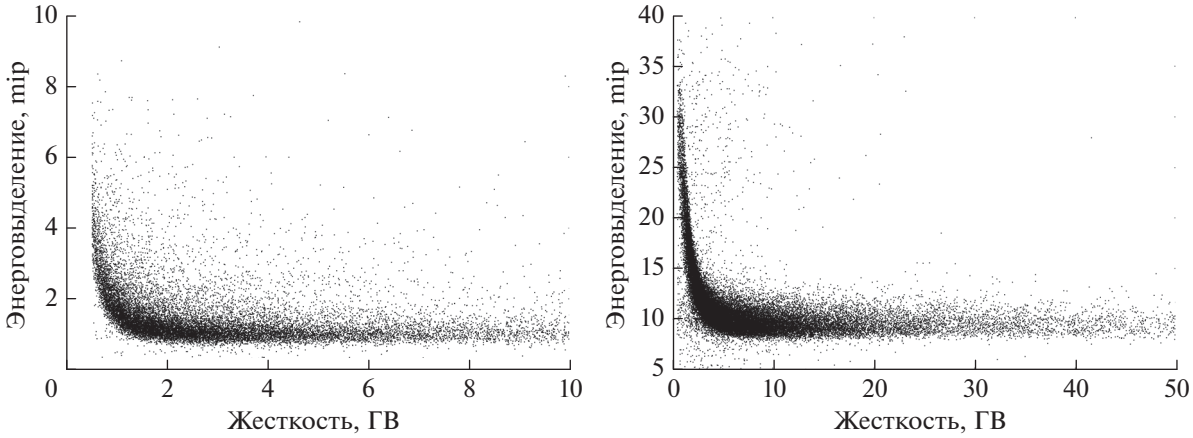


**Рис. 2.** Зависимость энерговыделения от жесткости: левая панель – протоны в плоскости трековой системы, правая панель – ядра лития в плоскости ВПС.

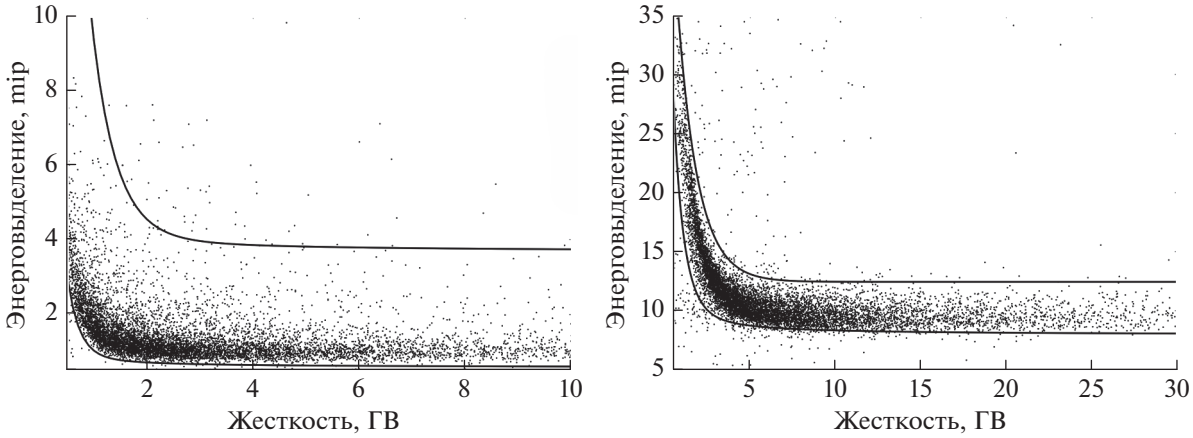


**Рис. 3.** Отделяющие кривые для распределений энерговыделения от жесткости: левая панель – для протонов в плоскости трековой системы, правая панель – для ядер лития в плоскости ВПС.

лиз по причине некорректного измерения приборами высоких значений энерговыделений). Примеры распределений показаны на рис. 2.

Для каждого типа ядра $Z = 1–5$ ($Z$ – заряд ядра) и для каждого из приборов по приведенным распределениям строятся отделяющие кривые $y_{\text{bottom}}(R)$ и $y_{\text{top}}(R)$, где $R$ – жесткость частицы. К таким кривым предъявляются следующие требования:

• между кривыми должны попадать не менее 95% событий для данного типа ядра,

• кривые должны иметь простое аналитическое описание с возможно меньшим набором параметров (для сходимости алгоритмов приближения).

В работе все отделяющие кривые имеют вид

$$y = a\exp(bx) + \frac{c}{x} + d,$$

где $a, b, c, d$ – вещественные параметры, описывающие форму кривой. Параметр $d$ отвечает за асимптотический вид данной кривой при $x \to +\infty$, поскольку $\lim\limits_{x\to+\infty} y(x) = d$ при $b < 0$.

Построение кривых производится на основе вычисления квантилей выборки энерговыделений для узких диапазонов жесткостей (нижний – 1%, верхний – 98%). По полученным точкам в координатах “жесткость–энерговыделение” методом наименьших квадратов (численно) находится отделяющая кривая. Примеры отделяющих кривых приведены на рис. 3. В табл. 1 и 2 представлены значения параметров кривых для всех ядер отдельно для трековой и время-пролетной систем.

Будем говорить, что событие идентифицировано некоторой плоскостью трекера или ВПС как ядро типа $Z$, если значение энерговыделения в данной плоскости попало в диапазон, задаваемый со-

**Таблица 1.** Параметры отделяющих кривых для плоскостей трекера

| | Нижняя кривая | | | | Верхняя кривая | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | *a* | *b* | *c* | *d* | *a* | *b* | *c* | *d* |
| H | 19.29 | −4.67 | 0.27 | 0.57 | 47.2 | −2.26 | 0.72 | 3.67 |
| He | 47.2 | −2.26 | 0.72 | 3.67 | 53.31 | −1.57 | 1.51 | 9.43 |
| Li | 40.71 | −1.58 | 3.50 | 9.14 | 41.15 | −0.87 | 1.74 | 17.93 |
| Be | 101.37 | −3.03 | 3.16 | 15.14 | 34.29 | −0.97 | 5.05 | 27.09 |
| B | 45.11 | −1.7 | 3.19 | 18.01 | 45.28 | −1.18 | 3.11 | 34.44 |

**Таблица 2.** Параметры отделяющих кривых для плоскостей ВПС

| | Нижняя кривая | | | | Верхняя кривая | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | *a* | *b* | *c* | *d* | *a* | *b* | *c* | *d* |
| H | 5.75 | −2.9 | 0.2 | 0.7 | 12.2 | −1.67 | 2.53 | 2.3 |
| He | 12.2 | −1.67 | 2.53 | 2.3 | 27.67 | −1.59 | 3.97 | 7.91 |
| Li | 27.67 | −1.59 | 3.97 | 7.91 | 43.83 | −0.84 | 0.0 | 12.42 |
| Be | 38.17 | −1.36 | 4.50 | 11.83 | 37.17 | −0.59 | 0.0 | 20.12 |
| B | 20.38 | −1.0 | 8.15 | 16.52 | 26.12 | −0.7 | 3.76 | 28.74 |

ответствующими отделяющими кривыми. Важно: идентификация по одной плоскости может быть неоднозначной, т.к. диапазоны энерговыделений ядер с соседними номерами пересекаются.

Событие будем идентифицировать как ядро типа $Z$, если

1. оно идентифицировано как ядро типа $Z$ хотя бы в 8 плоскостях трекера и хотя бы в 4 плоскостях ВПС;

2. критерий из пункта 1 выполнен только для одного типа ядер.

Если критерий идентификации не выполнен ни для одного типа ядер, частицу будем считать не идентифицированной.

## ОЦЕНКА КАЧЕСТВА АЛГОРИТМА КЛАССИФИКАЦИИ

Простейшая оценка качества работы алгоритма обеспечивается матрицей *априорных* вероятностей ошибок

$$M_{ij} = P(measured\ \ j|real\ \ i),$$

где $P(measured\ \ j|real\ \ i)$ – вероятность идентификации частицы типа $i$ как частица типа $j$. На диагонали матрицы стоят вероятности верной идентификации частицы, величина $\left(1-\sum_j M_{ij}\right)$ отражает вероятность не идентифицировать событие. Матрица ошибок $M$ приведена в табл. 3.

Однако, эта матрица ошибок не учитывает соотношение потоков ядер в космических лучах. Чтобы учесть это соотношение, построим матрицу *апостериорных* вероятностей ошибок

$$Q_{ij} = P(measured\ \ i|real\ \ j) = \frac{P\left(real\ \ j\right)M_{ij}}{\sum_k P\left(real\ \ k\right)M_{ik}}.$$

Здесь $P\left(real\ \ j\right)$ – вероятность [3] обнаружить частицу типа $j$, условная вероятность выражена через элементы матрицы $M$ по формуле Байеса [4]. Здесь суммы элементов матрицы по строкам рав-

**Таблица 3.** Матрица априорных вероятностей ошибок $M$

| | H | He | Li | Be | B | н/и |
|---|---|---|---|---|---|---|
| H | 0.961 | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.039 |
| He | 0.011 | 0.929 | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.060 |
| Li | 0.003 | 0.013 | 0.819 | 0.004 | 0.000 | 0.161 |
| Be | 0.002 | 0.006 | 0.007 | 0.701 | 0.005 | 0.279 |
| B | <0.001 | 0.003 | <0.001 | 0.020 | 0.764 | 0.211 |

**Таблица 4.** Матрица апостериорных вероятностей ошибок $Q$

| | H | He | Li | Be | B |
|---|---|---|---|---|---|
| H | 0.999 | <0.001 | 0.000 | 0.000 | 0.000 |
| He | 0.000 | 1.000 | 0.000 | 0.000 | 0.000 |
| Li | 0.000 | 0.008 | 0.986 | 0.004 | 0.002 |
| Be | 0.000 | 0.002 | 0.010 | 0.923 | 0.065 |
| B | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.003 | 0.997 |

ны 1, т.к. учитываются только идентифицированные события. Интересующие вероятности расположены на диагонали: элемент $Q_{ii}$ показывает вероятность того, что частица, идентифицированная как ядро типа $i$, идентифицирована верно. Матрица ошибок $Q$ приведена в табл. 4.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Предложенный алгоритм позволяет по набору энерговыделений в кремниевых детекторах трековой и время-пролетной системы прибора PAMELA с высокой точностью идентифицировать легкие ядра с зарядами $Z = 1–5$: практически со стопроцентной точностью идентифицируются протоны и ядра гелия, доля не идентифицированных событий составляет менее 30% для ядер бериллия, для остальных ядер она меньше. Наибольшая ошибка алгоритма возникает при разделений ядер бора и бериллия: это связано с тем, что распределения энерговыделений для этих ядер сильно перекрываются: с ненулевой вероятностью ядро бериллия может дать набор энерговыделений, характерный для бора, и наоборот.

В будущем планируется проанализировать работу алгоритма в более узких диапазонах по жесткости и при другом соотношении элементов в космических лучах.

Предложенный метод не использует конструкционные особенности конкретного прибора, поэтому его можно применять для анализа сходных данных, полученных на других детекторах частиц.

## БЛАГОДАРНОСТИ

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

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27 P. 296–315.
2. *Straulino S., Adriani O., Bonechi L. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2006. V. 556. P. 100–114.
3. *Aguilar M., Cavasonza L.A., Ambrosi G. et al.* // Phys. Rep. 2021. V. 894. P. 1.
4. *Боровков А.А.* Теория вероятностей. [Probability Theory]. 1986. Москва: Наука.

# Light Nuclei Identification in Cosmic Rays in the Pamela Experiment by Multiple Measurements of Energy Loss Along the Particle Track

**V. V. Alekseev[1, 2, *], O. A. Golub[1], and A. G. Mayorov[1]**

[1]*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

[2]*Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl, 150003 Russia*

**e-mail: v.alekseev1@uniyar.ac.ru*

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

The article presents a method for identifying light nuclei in cosmic rays from PAMELA spectrometer measurements of magnetic rigidity and energy losses of particles along the track in the time-of-flight and tracking systems. Nuclei from hydrogen to boron inclusive are separated by analyzing energy loss distributions in detector planes caused by their fluctuations. The identification quality estimate and the error (misidentification) probability are also calculated for each nucleus on the basis of Geant4 simulation data.

*Keywords:* PAMELA experiment, cosmic rays, particle identification, silicon detectors

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 1, с. 64–68*

## МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА И БИОФИЗИКА

*УДК 615.47*

# КОМПЛЕКС ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ НА СЦ-1000. ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ И ПРИВЕДЕНИЕ К СОВРЕМЕННЫМ СТАНДАРТАМ ВМП

© 2021 г.
**Д. С. Брожик[a], *, О. М. Жидкова[a], Е. М. Иванов[a], Д. Л. Карлин[a], Н. А. Кузора[a], В. И. Максимов[a], Н. И. Мамедова[a], Ф. А. Пак[a], А. И. Халиков[a]**

[a] *Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", мкр. Орлова роща 1, Гатчина, Ленинградская обл., 188300 Россия*

**e-mail: brozhik_ds@pnpi.nrcki.ru*

Поступила в редакцию 25.09.2020 г.
После доработки 15.12.2020 г.
Принята к публикации 21.12.2020 г.

Статья посвящена установке протонной стереотаксической терапии (далее – УПСТ) на базе синхроциклотрона СЦ-1000 Петербургского института ядерной физики. При реализации УПСТ был внедрен метод облучения "напролет", заключающийся в воздействии на внутричерепные мишени горизонтальным пучком протонов с энергией 1000 МэВ в комбинации с подвижной техникой облучения [1, 2]. Особое внимание обращается на модернизацию УПСТ и приведение к современным стандартам высокотехнологичной медицинской помощи (ВМП). В статье дана характеристика дизайн-проекта терапевтического стола для протонной терапии [3]. Рассмотрены особенности разработанной программы управления лечебной установкой с функцией контроля параметров протонного пучка, позволяющей точно выполнять позиционирование, а также отрабатывать динамическое перемещение составных частей УПСТ для исполнения сложных планов облучения. Выяснено, что вследствие уникальности методики облучения пучком протонов с энергией 1000 МэВ требуется разработать систему трехмерного планирования протонной лучевой терапии для моделирования условий облучения и расчета дозовых распределений, а также подбора оптимального плана облучения с учетом рисков для здоровых тканей. Также необходимо разработать систему верификации планов облучения для обеспечения гарантии качества протонной стереотаксической терапии.

*Ключевые слова:* протонная терапия, система дозиметрического планирования, терапевтический стол, программа управления

**DOI:** 10.56304/S2079562920060135

## ВВЕДЕНИЕ

В Ленинградском институте ядерной физики (сейчас НИЦ "Курчатовский институт"–ПИЯФ), совместно с Центральным научным исследовательским рентгенорадиологическим институтом (сейчас "Российский научный центр радиологии и хирургических технологий им. А.М. Гранова"), начиная с 1973 г., велись работы по исследованию возможности применения в медицинских целях, генерируемого синхроциклотроном СЦ-1000 пучка протонов энергией 1000 МэВ. Был разработан и внедрен метод облучения "напролет", особенность которого заключается в применении горизонтального пучка с энергией 1000 МэВ в сочетании с подвижной техникой облучения [1]. Разработанный метод оказался эффективным как при лечении различных заболеваний головного мозга, таких как аденомы гипофиза, артериовенозные мальформации, так и при паллиативном облучении аденогипофиза при гормонозависимых формах рака.

Основное преимущество данного метода состоит в возможности формирования дозовых полей малого размера с очень высоким краевым градиентом, что позволяет концентрировать поглощенную дозу в опухоли при минимальных радиационных нагрузках на окружающие ткани. Во время облучения пациент находится на установке для протонной стереотаксической терапии, состоящей из лечебного стола, прибора-фиксатора головы и рентгеновского центратора. Подвижная техника облучения осуществляется за счет вращения лечебного стола вокруг вертикальной оси ($Z$), проходящей через изоцентр установки, на $\pm 40°$, маятниковых движений прибор-фиксатора головы на угол до $\pm 36°$ вокруг горизонтальной оси ($X$), перпендикулярной оси пучка ($Y$). Рентгеновский центратор используется для правильной укладки

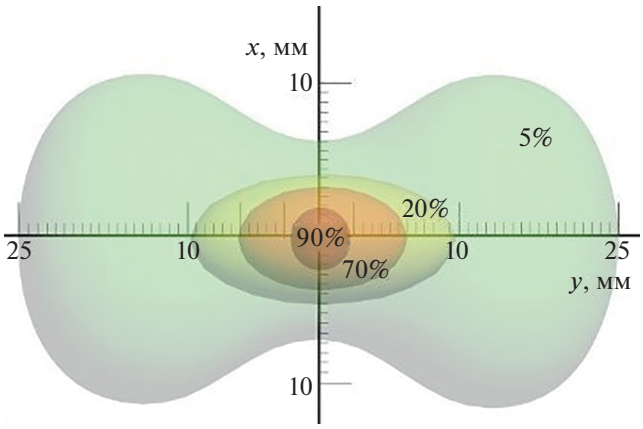


**Рис. 1.** Распределение дозы в мишени при подвижном облучении.

головы пациента и наведения центра мишени с изоцентром установки.

Дозные поля, характерные для данной методики облучения, характеризуются резко выраженным максимумом поглощенной дозы в центре. Соотношение дозы в очаге к дозе на поверхности составляет, примерно, 200 : 1. Изодозы от 90 до 30% имеют форму, близкую к форме эллипса, а при более низких значениях – форму крыльев бабочки (рис. 1).

С апреля 1975 года по май 2013 года было пролечено около 1400 пациентов.

В связи с износом некоторых частей оборудования, выходом из строя приборов по сроку службы, а также введением более жестких, в том числе и международных [4], технических требований к аппаратуре для лучевой терапии в настоящее время проводится модернизация УПСТ для дальнейшего возобновления лечения пациентов.

## РЕНТГЕНОВСКИЙ ЦЕНТРАТОР

Рентгеновский центратор – рентгеновская трубка с детектором, предназначенная для центрирования внутричерепной мишени на ось протонного пучка. Была проведена замена электрооптического преобразователя, основной части центратора на плоскопанельный цифровой детектор (рис. 2).

К основным преимуществам данного оборудования относятся: высокое пространственное разрешение, большой динамический диапазон, высокая стойкость к прямому рентгеновскому излучению, отсутствие пространственных искажений, отсутствие чувствительности к магнитным по-

(а) (б)

**Рис. 2.** Рентгеновский центратор до (а) и после модернизации (б).

**Рис. 3.** Автоматизированное рабочее место оператора и врача.

лям, дистанционное управление, уменьшение радиационной нагрузки на персонал и пациентов.

Организовано автоматизированное рабочее место (АРМ) оператора для контроля системы управления установкой и АРМ врача для работы с результатами диагностических исследований пациента на КТ и МРТ (рис. 3). Цифровой формат полученных изображений можно подвергнуть дополнительной компьютерной обработке, результаты исследований сохраняются в системе.

## АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ

При реализации планов облучения для управления лечебной установкой и одновременного контроля параметров протонного пучка создано программное обеспечение. Разработанный программный продукт обеспечивает дополнительные возможности оперативного реагирования на любые изменения параметров облучения и способствует стандартизации протоколов лечения. Программа выполнена в среде программирования LabWindows™/CVIANSIC. Автоматизированная система управления позволяет точно позиционировать исполнительные механизмы. Оператор может наблюдать за заданными параметрами во время процесса облучения: количество проходов стола и прибора-фиксатора и текущее положение угла отклонения; параметры пучка; данные, полученные с мониторных камер (данное нововведение позволило уйти от частотомеров и проводить работы на одной рабочей станции). Все характеристики пучка контролируются программой в автоматическом режиме для обеспечения безопасности пациента. Программа защищена от стороннего использования логином и паролем. На рис. 4 представлен интерфейс программы.

## СИСТЕМА ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО ПЛАНИРОВАНИЯ

Система планирования протонной лучевой терапии с энергией пучка 1000 МэВ злокачественных и доброкачественных новообразований служит для моделирования и расчета дозовых распределений внутри области интереса: подбор углов поворота и количество проходов деки лечебного стола и прибора-фиксатора головы, а также время облучения в каждом конкретном случае. Главным критерием выбора оптимального плана облучения является покрытие объема PTV (Planning Target Volume) 95% изодозой и минимизация побочных эффектов в здоровых тканях. Главными особенностями разрабатываемой системы планирования являются: реконструкция трехмерной модели тела по исходному набору топометрических данных, оконтуривание объемов мишеней и органов риска, трехмерное дозовое распределение, рассчитанное с помощью компьютерного моделирования в восстановленной 3D геометрии, с наложением на анатомические изображения.

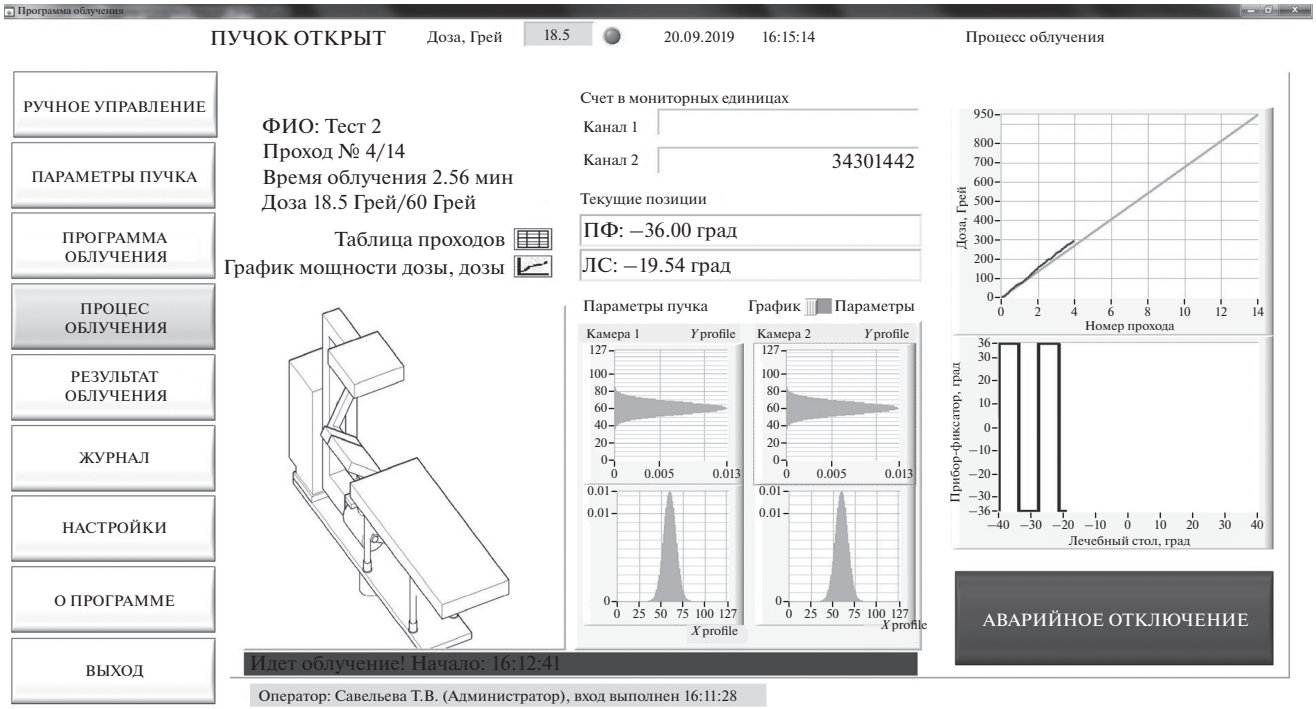


**Рис. 4.** Интерфейс программы автоматизированной системы управления.

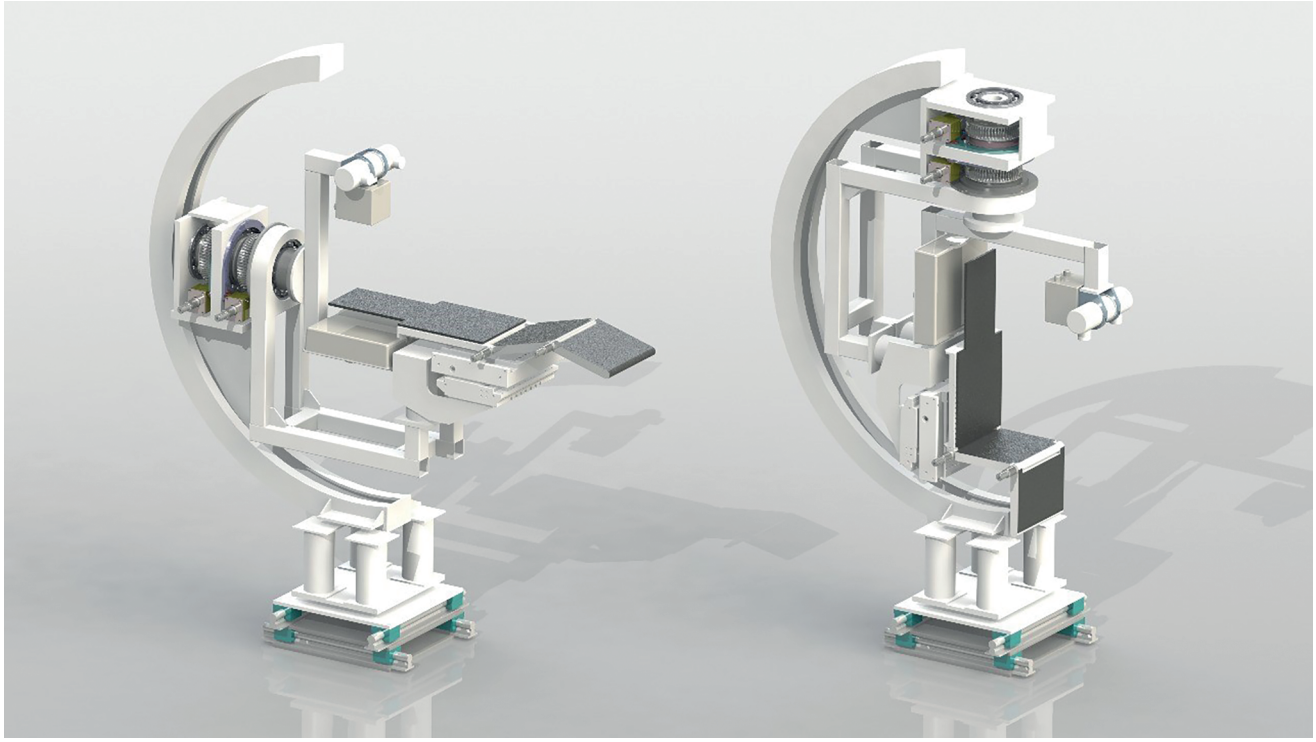

**Рис. 5.** Дизайн-проект роботизированного терапевтического стола для позиционирования пациента.

## СИСТЕМА ВЕРИФИКАЦИИ

Верификация планов облучения, наряду с периодической проверкой терапевтической аппаратуры, является одной из важнейших процедур гарантии качества лучевой терапии. Этап верификации позволяет быть уверенным в точной реализации индивидуальных планов облучения. Основные цели, которые преследуются при проведении верификации: выявление и минимизация эффектов возникновения ошибок при расчете дозового распределения; минимизация погрешностей во время использования ускорителя; определение пределов возможностей модели и алгоритма расчета дозового распределения.

При верификации проводится гамма-анализ, который заключается в сравнительном анализе теоретических и экспериментальных распределений поглощенной дозы. Теоретические планы рассчитываются с помощью программы (система дозиметрического планирования), а экспериментальные данные получают методом фантомных измерений. В результате определяется $\gamma$–индекс, представленный в процентах. Критерием прохождения плана облучения является условие $\gamma > 95\%$.

## УСТАНОВКА ДЛЯ ПРОТОННОЙ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

В настоящее время возможно проводить облучение только внутричерепных мишеней ввиду конструктивных особенностей УПСТ. Поэтому совместно с АО “Равенство” был разработан дизайн-проект роботизированного терапевтического стола [2], с помощью которого, вероятно, можно будет расширить нозологическое применение метода протонной терапии “напролет”. Конструкторскими особенностями терапевтического стола являются: наличие 8 степеней свободы; возможность крепления средств для иммобилизации пациента; наличие в подголовнике системы рентген-контрастных меток для создания единой системы навигации.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На данный момент завершается приведение УПСТ к современным стандартам высокотехнологичной медицинской помощи. Уже выполнена замена механических частей для увеличения точности позиционирования, внедрена программа управления установкой, укомплектован комплекс рентгеновского центратора. Финальными этапами проводимой модернизации УПСТ являются: создание и внедрение систем дозиметрического планирования и верификации планов облучения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Granov A.M., Tyutin L.A., Shalek R.A., Vinogradov V.M., Karlin D.L.* // Med. fizika. 2016. No. 2 (70). P. 10–17.
2. *Abrosimov N.K., Vorobyov A.A., Zherbin E.A., Connonov E.A.* // Vestnik Akademii Nauk SSSR. 1985. P. 84–91.
3. *Granin D.I., Vasilevskaya I.V., Khalikov A.I., Maksimov V.I.* // Med. fizika. 2018. No. 4 (80). P. 17–23.
4. IAEA-TECDOC-1040. 1998. Vienna: IAEA.

# Proton Therapy Facility Based on the PNPI SC-1000 Synchrocyclotron. Current Status and Bringing to Modern High-Tech Medical Care Standards

**D. S. Brozhik[1], *, O. M. Zhidkova[1], E. M. Ivanov[1], D. L. Karlin[1], N. A. Kuzora[1], V. I. Maksimov[1], N. I. Mamedova[1], F. A. Pak[1], and A. I. Khalikov[1]**

[1]*Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Center Kurchatov Institute, Gatchina, Leningradskaya oblast, 188300 Russia*

**e-mail: brozhik_ds@pnpi.nrcki.ru*

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

**Abstract**—The stereotactic proton therapy facility at the SC-1000 synchrocyclotron, Petersburg Nuclear Physics Institute, is described. The "shoot-through" irradiation method is applied: intracranial targets are exposed to a 1000-MeV horizontal proton beam in combination with a rotational irradiation technique. Particular attention is paid to the modernization of the facility and the bringing it to modern high-tech medical care standards. The design project of a proton therapy table is described. The features of the developed software for control of the facility and track the parameters of the proton beam, which allows precise positioning, as well as dynamic movement of components for the implementation of complex irradiation plans are considered. It has been found that a unique irradiation technique requires the development of an unparalleled three-dimensional treatment planning system to simulate the irradiation conditions, calculation of dose distributions, and selection of the optimal irradiation plan taking into account dose-constraints in organs of risk. It is also required to develop A verification system should also be developed to ensure the quality assurance of proton stereotactic therapy.

*Keywords:* proton therapy, treatment planning system, treatment couch, software for proton therapy