# СОДЕРЖАНИЕ

**Том 12, номер 3, 2021**

## МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

О реакторной наработке изомера $^{186m}$Re

*В. В. Кольцов* 147

Сечения образования трития в конструкционных материалах электроядерных установок

*Ю. Е. Титаренко, М. В. Чаузова, К. В. Павлов, С. В. Малиновский, А. Ю. Титаренко, В. И. Рогов, В. Ф. Батяев* 151

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Разработка методов идентификации частиц в эксперименте BM@N NICA

*К. И. Машицин, С. П. Мерц, С. А. Немнюгин, К. И. Рогалев* 156

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Измерение угловых коэффициентов в процессе Дрелла–Яна в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере

*В. В. Шалаев, И. Н. Горбунов, С. В. Шматов* 161

Разработка улучшенных методов реконструкции η-мезонов в эксперименте alice

*Д. С. Блау, М. С. Голубева* 166

Изучение распадов $\mathbf{B_s^0}$ мезона в многочастичное состояние $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$

*Т. А. Овсянникова, И. М. Беляев, Д. Ю. Голубков* 170

Изучение прелестных барионов в эксперименте LHCb

*В. И. Матюнин* 175

Измерение тормозных потерь ионов железа с энергией 100 кэВ/а.е.м. в водородной плазме

*Р. О. Гаврилин, А. О. Хурчиев, А. В. Канцырев, М. М. Баско, С. А. Высоцкий, Д. С. Колесников, И. В. Рудской, А. А. Голубев, В. А. Волков, А. А. Дроздовский, Р. П. Куйбеда, П. А. Федин, С. М. Савин, А. П. Кузнецов* 179

Изучение ядерных реакций $^2$H($d$, $n$)$^3$He и $^2$H($d$, $p$)$^3$H при столкновении поляризованных пучков дейтронов. Эксперимент PolFusion

*А. Андреянов, А. Васильев, М. Взнуздаев, К. Ившин, Л. Коченда, П. Кравченко, П. Кравцов, В. Ларионов, С. Микиртычьянц, А. Рождественский, А. Соловьев, И. Соловьев, В. Трофимов, В. Фотьев, коллаборация PolFusion* 186

## РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ

Методика измерений дочерних продуктов распада радона в приземном атмосферном слое Земли

*В. В. Дьячков, Ю. А. Зарипова, А. В. Юшков, А. Л. Шакиров, М. Т. Бигельдиева, А. А. Медеубаева, А. Е. Стваева* 192

# Contents

**Vol. 12, No. 3, 2021**

## Materials and Technologies for New Power Sources

Production of the $^{186m}$Re Isomer in Nuclear Reactor
*V. V. Koltsov* 147

Tritium Production Cross Sections in Accelerator-Driving System Structural Materials
*Yu. E. Titarenko, M. V. Chauzova, K.V. Pavlov, S. V. Malinovskiy, A. Yu. Titarenko, V. I. Rogov, and V. F. Batyaev* 151

## Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

Development of Particle Identification Methods in the BM@N Experiment at the NICA
*K. I. Mashitsin, S. P. Merts, S. A. Nemnyugin, and K. I. Rogalev* 156

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

Drell–Yan Angular Coefficients Measurement with the CMS Experiment at the LHC
*V. V. Shalaev, I. N. Gorbunov, and S. V. Shmatov* 161

Development of Improved Methods for the Reconstruction of η Mesons in the ALICE Experiment
*D. S. Blau and M. S. Golubeva* 166

Study of $B_s^0$ Meson Decays to $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ Final State
*T. A. Ovsiannikova, I. M. Belyaev, and D. Yu. Golubkov* 170

Study of Beauty Baryons at the LHCb Experiment
*V. I. Matiunin* 175

Stopping Power Measurement for 100 keV/u Fe Ions in Hydrogen Plasma
*R. O. Gavrilin, A. O. Khurchiev, A. V. Kantsyrev, M. M. Basko, S. A. Visotskiy, D. S. Kolesnikov, I. V. Roudskoy, A. A. Golubev, V. A. Volkov, A. A. Drozdovsky, R. P. Kuibeda, P. A. Fedin, S. M. Savin, and A. P. Kyznetsov* 179

The Study of $^2H(d, n)^3He$ and $^2H(d, p)^3H$ Nuclear Reactions with Polarized Deuteron Beams. PolFusion Experiment
*A. Andreyanov, A. Vasilyev, M. Vznuzdaev, K. Ivshin, L. Kochenda, P. Kravchenko, P. Kravtsov, V. Larionov, S. Mikirtychyants, A. Rozhdestvensky, A. Solovev, I. Solovyev, V. Trofimov, V. Fotyev and of the PolFusion collaboration* 186

## Radiation Safety

Methods for Measuring Daughter Products of Radon Decay in the Surface Atmospheric Layer of the Earth
*V. V. Dyachkov, Yu. A. Zaripova, A. V. Yushkov, A. L. Shakirov, M. T. Bigeldiyeva, A. A. Medeubayeva, and A. E. Stvayeva* 192

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 147–150*

## МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

*УДК 539.17*

# О РЕАКТОРНОЙ НАРАБОТКЕ ИЗОМЕРА $^{186m}$Re

**© 2021 г. В. В. Кольцов***

*АО "Радиевый институт им. В.Г. Хлопина", Санкт-Петербург, 194021 Россия*

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

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.
После доработки 26.11.2020 г.
Принята к публикации 07.12.2020 г.

Для обеспечения экспериментов по стимуляции девозбуждения изомерного состояния ядер $^{186m}$Re (период полураспада изомера $T_{1/2} = 2 \cdot 10^5$ лет) рассмотрена возможность наработки весовых количеств изомерных ядер $^{186m}$Re при облучении природного рения в нейтронном потоке водо-водяного реактора. Из сравнения активности изомера $^{186m}$Re в образцах рения, облученных внутри активной зоны реактора и в канале с термолизованными нейтронами показано, что образование изомера происходит в основном при радиационном захвате тепловых нейтронов ядрами $^{185}$Re. Интегральное сечение образования изомера равно 300 ± 60 мбн. С учетом выгорания стартовых изотопов и наработанного изомера максимальная концентрация изомера $^{186m}$Re около 0.13% по отношению к другим изотопам рения достигается при нейтронном флюенсе $2.2 \cdot 10^{22}$ см$^{-2}$. Для получения материала с более высокой концентрацией изомера $^{186m}$Re вначале можно очистить облученный рений от химических примесей на ионно-обменной колонне и затем выделить изотоп с массовым числом 186. Это и будет практически чистый изомер $^{186m}$Re, поскольку ядра $^{186}$Re в основном состоянии распадаются с периодом $T_{1/2} = 90$ ч. Для разделения изотопов рения перспективен газо-центрифужный метод с использованием газообразного гексафторида рения, его температура кипения всего 33.7°C. Металл из чистого изомера $^{186m}$Re по существу будет являться новым состоянием вещества.

*Ключевые слова:* ядерные изомеры, стимуляция девозбуждения ядерных изомеров, наработка ядерных изомеров, радиационный захват нейтронов, разделение изотопов, газовые центрифуги

**DOI:** 10.56304/S2079562920060330

## ВВЕДЕНИЕ

Ядерное изомерное состояние $^{186m}$Re с энергией 149 кэВ и периодом полураспада $2 \cdot 10^5$ лет [1] представляет большой интерес для исследования стимуляции девозбуждения ядерных изомеров в плазме. В работе [2] эффект такой стимуляции наблюдали в лазерной плазме с электронной температурой около 1 кэВ, в работе [3] было предложено исследование этого эффекта в плазме электрического разряда, в частности в плазме электрического взрыва проводников. В настоящей работе рассматривается возможность реакторной наработки весовых количества вещества с высокой концентрацией изомера $^{186m}$Re, необходимой для проведения таких экспериментов.

## 1. МЕТОДИКА РЕАКТОРНОЙ НАРАБОТКИ ИЗОМЕРА $^{186m}$Re И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Согласно [1], ранее сечение $\sigma_m$ образования изомера $^{186m}$Re в потоке реакторных нейтронов было измерено только в работе [4]. На водо-водяном реакторе в течение 9 суток облучали мишень природного рения – 37% изотопа $^{185}$Re и 63% изотопа $^{187}$Re, средний поток нейтронов был около $2 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, флюенс нейтронов во всем диапазоне энергий составил приблизительно $\Phi = 1.7 \cdot 10^{21}$ см$^{-2}$. В предположении образования изомера при радиационном захвате нейтронов ядрами $^{185}$Re в работе [4] получили сечение $\sigma_m \approx 300$ мбн. При вычислении сечения $\sigma_m$ не выделяли вклад именно тепловых нейтронов в образование изомера, поэтому полученное сечение относится к потоку нейтронов во всем энергетическом диапазоне.

В принципе изомер $^{186m}$Re может образовываться не только при радиационном захвате нейтронов, но и при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах $^{186}$Re в основном состоянии и в реакциях $(n, 2n)$ на ядрах $^{187}$Re. При рассмотрении возможности реакторной наработки большого количества изомерных ядер $^{186m}$Re в первую очередь нужно заметить, что реакция возбуждения изомера при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах $^{186}$Re в основном состоянии не существенна. Хотя ядра $^{186}$Re в основном состоянии и образуется при радиационном захвате нейтронов ядрами $^{185}$Re,

**Таблица 1.** Результаты облучения природного рения в реакторе ВВР-М

| Облученный образец | Средний поток тепловых нейтронов, $см^{-2}\ с^{-1}$ | Флюенс тепловых нейтронов, $см^{-2}$ | Удельная активность изомера $^{186m}$Re, $Бк\ г^{-1}$ | Сечение образования изомера, мбн |
|---|---|---|---|---|
| Ампула № 1 | $2 \cdot 10^{13}$ | $6 \cdot 10^{19}$ | $(2.4 \pm 0.2) \cdot 10^3$ | $304 \pm 66$ |
| Ампула № 2 | $5 \cdot 10^{13}$ | $1.4 \cdot 10^{20}$ | $(5.4 \pm 0.3) \cdot 10^3$ | $294 \pm 61$ |

но они распадаются с периодом 90 ч и концентрация ядер $^{186}$Re в реакторе очень мала.

Сечение образования $^{186m}$Re изомера в реакции ($n$, $2n$) на изотопе $^{187}$Re неизвестно, но верхнюю границу этого сечения можно оценить исходя из полного сечения ($n$, $2n$) реакции и из энергетического спектра реакторных нейтронов. Для ($n$, $2n$) реакции необходимы нейтроны энергии более 8 МэВ – больше энергии связи нейтрона в ядре $^{187}$Re. Предполагая, что в этой области энергий спектр реакторных нейтронов описывается делительным спектром, можно считать, что энергию более 8 МэВ имеет приблизительно 0,5% нейтронов. Поскольку сечение ($n$, $2n$) реакции не более 2000 мбарн [6], то интегральное сечение ($n$, $2n$) реакции менее $2000 \cdot 0.5\% = 100$ мбн. Сечение ($n$, $2n$) реакции с образованием изомера меньше этого верхнего предела по крайней мере на порядок. Такой вывод можно сделать, рассматривая вероятность образования изомеров в ($n$, $2n$) реакциях на других ядрах, например на ядре $^{191}$Ir с образованием изомера $^{190m2}$Ir ($T_{1/2} = 3.25$ ч). Для реакции ($n$, $2n$) на $^{191}$Ir сечение $\approx$ 800 мбарн при энергии нейтронов более 10–11 МэВ. Сечений этой реакции с образованием изомерного состояния $^{190m2}$Ir в сорок раз меньше и равно 20 мбарн [5]. По аналогии можно предположить, что интегральное сечение образования изомера $^{186m}$Re по ($n$, $2n$) реакции при взаимодействии реакторных нейтронов с природным рением не более 10 мбарн, что намного меньше экспериментального значения сечения образования изомера.

Таким образом, радиационный захват нейтронов – это основная реакция образования изомера $^{186m}$Re в реакторе. Но важно знать зависимость сечения образования изомера от энергии нейтронов для возможности выбора оптимального режима наработки изомера. Общее представление о возможном характере этой зависимости может дать рассмотрение соотношения между спином $I = 8$ изомера $^{186m}$Re и спином составного ядра, образуемого при захвате нейтрона ядром $^{185}$Re, спин которого в основном состоянии равен $I = 5/2$. Как известно, наработка высокоспиновых изомеров в реакторе происходит в основном в реакциях с нейтронами, которые могут внести в составное ядро угловой момент, повышающий вероятность заселения изомерного состояния при каскадном девозбуждении составного ядра [7]. Для этого энергия нейтронов должна быть более 1 МэВ из-за наличия центробежного барьера при образовании составного ядра. Такая ситуация имеет место например при образовании в реакторе изомерных ядер $^{178m2}$Hf из ядер $^{177}$Hf, поскольку спин изомера $^{178m2}$Hf больше на 12 единиц спина составного ядра, образующегося при захвате тепловых нейтронов ядрами $^{177}$Hf. Но при образовании изомера $^{186m}$Re различие в спинах изомера и составного ядра, образующегося при захвате тепловых нейтронов ядрами $^{185}$Re, не очень велико – спин изомера всего на пять единиц больше спина составного ядра. Поэтому при образовании в реакторе изомера $^{186m}$Re роль быстрых нейтронов может быть не определяющей, по крайней мере не такой существенной, как при образовании изомера $^{178m2}$Hf.

Этому выводу соответствует ранее неопубликованный результат наработки изомера $^{186m}$Re, проведенной в 2006 г. в Радиевом институте им. В.Г. Хлопина по инициативе А.А. Римского-Корсакова. На реакторе ВВР-М Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова в течение 32.5 суток одновременно облучали две ампулы с 2.5 г металлического порошка природного рения. Ампулу №1 облучали в канале В-8 (тепловые нейтроны), ампулу № 2 облучали в активной зоне реактора, где спектр нейтронов был жестче. Параметры облучения ампул приведены в таблице. Средний поток тепловых нейтронов был определен с точностью 20%. Через 780 суток после окончания облучения была измерена удельная активность изомера $^{186m}$Re в ампулах, результаты приведены в табл. 1. Видно, что в пределах 20% погрешности измерения потока тепловых нейтронов наработка изомера в образцах оказалась пропорциональна флюенсу именно тепловых нейтронов и не зависела от различия в флюенсе нейтронов большой энергии.

Таким образом, для наиболее эффективной наработки изомера следует поместить изотоп $^{185}$Re в максимально большой поток тепловых нейтронов. Экспозиция облучения не может быть очень большой ввиду выгорания стартового изотопа $^{185}$Re и выгорания наработанного изомера $^{186m}$Re. Зависимость от нейтронного флюенса числа накопленных

в реакторе изомерных ядер $N_m$ описывается формулой

$$N_m(\Phi) = \sigma_m N_{0,185} \frac{e^{-\sigma_{burn,m}\Phi} - e^{-\sigma_{185}\Phi}}{\sigma_{185} - \sigma_{burn,m}}, \quad (1)$$

где $\sigma_{185} = 112$ бн – сечение захвата нейтронов ядрами $^{185}$Re [6]; $\sigma_{burn,\,m} = 12$ бн – сечение выгорания изомера $^{186m}$Re (сечение радиационного захвата нейтронов изомерными ядрами $^{186m}$Re), принятое таким же, как и для ядра $^{186}$Re в основном состоянии; $\sigma_m$ – сечение образования изомера при захвате нейтрона ядром $^{185}$Re, $\Phi$ – флюенс нейтронов, $N_{0,185}$ – стартовое количество ядер $^{185}$Re. Формула (1) получена из рассмотрения баланса между образованием изомера, его выгоранием в нейтронном потоке и выгоранием стартового изотопа $^{185}$Re. Эту же формулу использовали в работе [8]. В таблице приведены рассчитанные из формулы (1) значения сечений образования изомера $^{186m}$Re для двух облученных образцов. Эти значения совпадают между собой в пределах погрешности измерений и очень хорошо соответствуют результату работы [4]. Ввиду небольшого флюенса нейтронов при облучении образцов рения выгорание изотопов рения в ампулах № 1 и № 2 было несущественным.

Функция накопления изомера $N_m(\Phi)$ достигает максимума при флюенсе нейтронов $\Phi_{max}$, определяемом по формуле

$$\Phi_{max} = \frac{\ln \dfrac{\sigma_{burn,\,m}}{\sigma_{185}}}{\left(\sigma_{burn,\,m} - \sigma_{185}\right)}. \quad (2)$$

Согласно этой формуле флюенс нейтронов равен $\Phi_{max} = 2.2 \cdot 10^{22}$ см$^{-2}$. При этом число ядер изомера будет равно $N_m = 2.0 \cdot 10^{-3} N_{0,185}$. То есть при облучении 1 г природного рения накопится около 1 мг изомера $^{186m}$Re. При увеличении нейтронного флюенса количество наработанного изомера будет уменьшаться вследствие выгорания изомера и стартового изотопа $^{185}$Re. Таким образом, накопление больших количеств изомера можно вести только порциями, облучая стартовый $^{185}$Re потоком нейтронов с флюенсом не более $2.2 \cdot 10^{22}$ см$^{-2}$, затем облученный рений необходимо извлекать из реактора, и начинать облучение в реакторе новой закладки $^{185}$Re.

## 2. МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЕ ИЗОМЕРА $^{186m}$Re ИЗ ОБЛУЧЕННОГО МАТЕРИАЛА

Получение материала с высокой концентрацией изомера $^{186m}$Re возможно его выделением из облученного рения. Вначале необходимо очистить облученный рений от химических примесей – даже если стартовый рений был химически чистым, то при его облучении возникли новые химические элементы. Такая очистка возможна либо перегонкой рения в виде легко летучего соединения гексафторид рения – его температура кипения всего 33.7°C [9], либо пропусканием раствора облученного рения через подходящую ионно-обменную колонну. После удаления химических примесей в облученном нейтронами с флюенсом $2 \cdot 10^{22}$ см$^{-2}$ рении концентрация изомера $^{186m}$Re будет приблизительно 0.13%, остальное – это невыгоревшие при облучении изотопы $^{185}$Re и $^{187}$Re. Из смеси изотопов рения необходимо выделить изотоп с массовым числом 186, это и будет практически чистый изомер $^{186m}$Re, поскольку ядра $^{186}$Re, образованные при облучении в основном состоянии, быстро распадаются. Выделение $^{186m}$Re перспективно проводить газо-центрифужным разделением изотопов. Для газо-центрифужного разделения изотопов многих металлов подходят их гексафториды [10]. В случае рения его гексафторид по-видимому также подходит для газоцентрифужного разделения изотопов, поскольку имеет низкую температуру кипения. Принципиально важно, что при получении изомерного материала $^{186m}$Re не возникает вопрос о разделении ядер рения в изомерном и неизомерном состоянии, поскольку основное состояние $^{186}$Re быстро – за 90 часов, распадается в другой химический элемент. Возможность получения чистого изомерного продукта $^{186m}$Re является большим преимуществом этого изомера по сравнению с изомерами, у которых основное состояние ядер стабильно и для получения высокой концентрации изомера возникает проблема разделения атомов с изомерными и неизомерными ядрами. Таким неудобным изомером является например изомер $^{178m2}$Hf.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы показывают, что для наиболее эффективной наработки изомера $^{186m}$Re необходимо изотоп $^{185}$Re в виде обогащенного изотопного материала, либо в составе природного рения поместить в поток тепловых нейтронов. Максимальная концентрация изомера $^{186m}$Re, равная 0.13% по отношению к другим изотопам рения, достигается при флюенсе нейтронов $2.2 \cdot 10^{22}$ см$^{-2}$. После очистки облученного рения от других химических элементов и газо-центрифужного выделения изотопа рения с массовым числом 186 получится чистый изомерный материал $^{186m}$Re. Режим оптимального облучения природного рения для наработки изомера $^{186m}$Re и методику его газоцентрифужного выделения из облученного материала необходимо экспериментально отработать, но в принципе реакторная наработка весовых количеств изомера $^{186m}$Re высокой концентрации представляется возможной. Интересно, что приготовленный из чистого изомера $^{186m}$Re металл по

существу будет являться новым состоянием вещества и будет представлять интерес сам по себе, а не только применительно к экспериментам по стимулированному девозбуждению ядерных изомеров.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор с благодарностью вспоминает своего старшего коллегу по Радиевому институту, ныне покойного доктора А.А. Римского-Корсакова, который много лет назад полученный им экспериментальный материал по реакторной наработке изомера предоставил автору. Автор также благодарен сотрудникам Радиевого института В.В. Карасеву за систематизацию материалов по реакторной наработке изомера, доктору А.И. Костылеву и доктору Ю.И. Трифонову за обсуждение вопросов газо-центрифужного разделения изотопов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Baglin C.M.* // Nucl. Data Sheet. 2003. V. 99. P. 1.
2. *Ватулин В.В., Жидков Н.В., Римский-Корсаков А.А., Кольцов В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 401. [*Vatulin V.V., Jidkov N.V., Rimsky-Korsakov A.A., Koltsov V.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2017. V. 81. No. 10. P. 1159] .
3. *Koltsov V.V.* Proc. Intl. 68th Meeting on Nuclear Spectroscopy and Atomic Nucleus Structure “Nucleus-2018”. Voronezh, Russia, July 2–5, 2018. P. 127.
4. *Seegmiller D.W., Linder M., Meyer R.A.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 185. P. 94.
5. *Vlastou R., Kalamara A., Kokkoris M. et al.* // EPJ. Web Conf. 2017. V. 146. P. 11013.
6. Evaluated Nuclear (Reaction) Data File (ENDF). http://nncd.bnl.gov.
7. *Karamian S.A.* // Phys. Part. Nucl. 2008. V. 39. P. 490.
8. *Karamian S.A., Carroll J.J., Adam J. et al.* // High Energy Density Phys. 2006. V. 2. P. 48.
9. https://www.webelements.com/rhenium.
10. *Борисевич В.Д., Борман В.Д., Сулаберидзе Г.А. и др.* Физические основы разделения изотопов в газовой центрифуге. 2011. Москва: МЭИ.

# Production of the $^{186m}$Re Isomer in Nuclear Reactor

**V. V. Koltsov***

*JSC Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

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

Received November 20, 2020; revised November 26, 2020; accepted December 7, 2020

To provide experiments on stimulating the de-excitation of the isomeric state of $^{186m}$Re nuclei (half-life of the isomer $T_{1/2} = 2 \times 10^5$ years), the possibility of producing weighed amounts of isomeric $^{186m}$Re nuclei by irradiating natural rhenium in the neutron flow of a pressurized water reactor was considered. From a comparison of the activity of the $^{186m}$Re isomer in rhenium samples irradiated inside the reactor core and by thermalized neutrons, it was shown that the isomers are formed mainly in the radiative capture of thermal neutrons by $^{185}$Re nuclei. The integral cross section for isomer formation is $300 \pm 60$ mb. Taking into account the burn up of the starting isotopes and the produced isomer, the maximum concentration of the $^{186m}$Re isomer of about 0.13% relative to other rhenium isotopes is achieved at a neutron fluence of $2.2 \times 10^{22}$ cm$^{-2}$. To obtain a material with a higher concentration of the $^{186m}$Re isomer, one can first purify irradiated rhenium from chemical impurities on an ion-exchange column and then isolate the isotope with a mass number of 186. This will be an almost pure isomer of $^{186m}$Re, since the ground state of $^{186}$Re nuclei decays with a period of $T_{1/2} = 90$ h. For the separation of rhenium isotopes, the gas-centrifugal method using gaseous rhenium hexafluoride is promising; its boiling point is only 33.7°C. A metal from the pure $^{186m}$Re isomer will essentially be a new state of matter.

*Keywords:* nuclear isomers, stimulation of de-excitation of nuclear isomers, production of nuclear isomers, radiative capture of neutrons, isotope separation, gas centrifuges

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 151–155*

## МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

*УДК 539.172*

# СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ТРИТИЯ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

**© 2021 г. Ю. Е. Титаренко[a], *, М. В. Чаузова[a], К. В. Павлов[a], С. В. Малиновский[a], А. Ю. Титаренко[a], В. И. Рогов[a], В. Ф. Батяев[a]**

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182 Россия*

**E-mail: yury.titarenko@itep.ru*

Поступила в редакцию 28.12.2020 г.
После доработки 30.12.2020 г.
Принята к публикации 14.01.2021 г.

В работе представлены результаты определения сечений образования трития в тонких мишенях из $^{27}$Al, $^{nat}$Ni и $^{nat}$W, облученных протонами с энергиями от 40 до 2600 МэВ. Мишени облучались на ускорителе ИТЭФ У-10 в виде одинарных и двойных "сэндвичей" металл-алюминий. Тритий был выделен из облученных мишеней с использованием системы Sample Oxidizer, а его активность измерялась с помощью низкофонового жидкосцинтилляционного спектрометра. Для расчета сечений образования трития в мишенях из $^{27}$Al, $^{nat}$Ni и $^{nat}$W были оценены его потери во время облучения (геометрическая поправка, обусловленная размерами мишеней) и за время хранения от конца облучения до момента выделения (диффузионная поправка). На основании полученных данных о сечениях образования трития была оценена прогностическая способность ядерной модели CEM03.03.

*Ключевые слова:* тритий, сечения, электроядерные установки, протонный пучок, жидкосцинтилляционная спектрометрия, ядерная модель, CEM03.03

**DOI:** 10.56304/S2079562920060573

## 1. Введение

Тритий ($^3$H) – один из продуктов ядерных реакций, образующийся при взаимодействии протонов с мишенными и конструкционными материалами электроядерных установок (ЭлЯУ), наработка которого в современных высокоэнергетических транспортных программах описывается моделью коаллесценции. Помимо материаловедческих проблем, связанных с высокотемпературным охрупчиванием, а при более высоких – радиационным распуханием конструкционных материалов из-за образования $^3$H, его накопление также вызывает дополнительные экологические проблемы, обусловленные его биогенностью и высокой миграционной способностью. Эти обстоятельства стимулируют интерес к изучению сечений образования $^3$H в различных материалах, применяемых в ЭлЯУ, что необходимо для решения проблем удержания трития и минимизации его утечки.

В настоящее время база ядерных данных EXFOR содержит 15 работ [1–15], в которых определялись сечения реакции $^{27}$Al($p$, $x$)$^3$H, 4 работы [1, 3, 15, 16], в которых определялись сечения реакции $^{nat}$Ni($p$, $x$)$^3$H и только одну работу [15], в которой определялись сечения реакции $^{nat}$W($p$, $x$)$^3$H. Как видно, существует острая потребность в получении новых данных о сечениях образования $^3$H, которые необходимы не только для оценки долгосрочной радиологической опасности облученных протонами узлов ЭлЯУ, но для верификации расчетов, выполняемых высокоэнергетическими транспортными программами.

Используемые в опубликованных работах методики определения сечений образования $^3$H можно разделить на две основные группы. Первая группа экспериментов [11, 12, 14] основана на использовании методики $\Delta E$–$E$ телескопа с использованием тонких мишеней (~1–10 мг/см$^2$), а вторая [1–10, 13, 15, 16] – на использовании активационной методики и, соответственно, облучении различных толстых мишеней (~400–25000 мг/см$^2$), выделении $^3$H и его регистрации методами бета-радиометрии. При этом каждой экспериментальной методике присущи свои систематические погрешности.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное определение сечений образования $^3$H при взаимодействии протонов широкого диапазона энергий с тонкими мишенями из $^{27}$Al, $^{nat}$Ni и $^{nat}$W, перспективными для использования в качестве конструкционных материалов ЭлЯУ, и оцен-

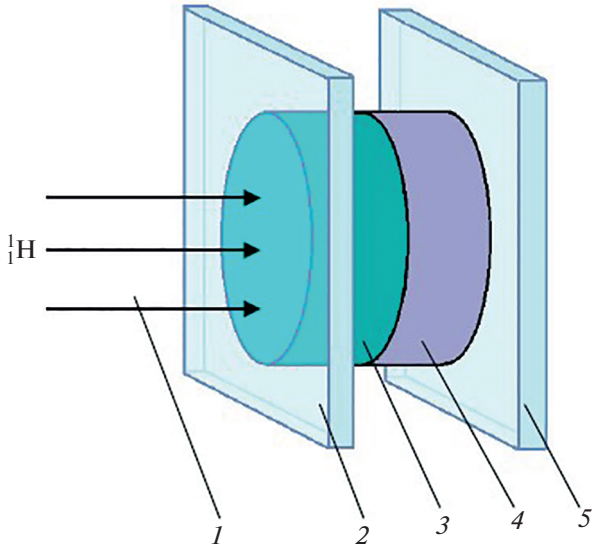


**Рис. 1.** Схема облучения экспериментальных образцов: *1* – пучок протонов с энергией от 40 до 2600 МэВ, *2*, *5* – полиэтилен, *3* – образец-мишень, *4* – $^{27}$Al образец-монитор.

ке предсказательной способности ядерной модели CEM03.03 путем сравнения экспериментальных и расчетных результатов.

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Облучение мишеней было выполнено в период с 2000 по 2009 гг., на ускорителе ИТЭФ У-10 пучками моноэнергетических протонов 11-ти энергий в диапазоне от 40 МэВ до 2.6 ГэВ. Мишени были собраны в “сэндвичи”, которые состояли из металлической мишени и $^{27}$Al образца-монитора потока протонов, помещенных в полиэтиленовые пакетики (рис. 1). Облучение образцов проводилось как в виде отдельных “сэндвичей”, так и в виде парных “сэндвичей”. Диаметр всех мишеней был 10.5 мм, толщина образцов – от 0.15 до 0.87 мм [17].

Выделение $^{3}$H из облученных мишеней проводили с использованием системы автоматизированной пробоподготовки Sample Oxidizer [18]. Для этого были специально разработаны и изготовлены кварцевые тигли для удержания образцов в запальной корзине системы Sample Oxidizer. Облученную мишень вместе с целлюлозной прокладкой помещали в кварцевый тигель, который устанавливали в запальную корзину. После запуска цикла окисления камера герметично закрывалась, в нее подавался кислород, и происходил поджиг. Под действием высокой температуры $^{3}$H десорбировался из образца и окислялся током кислорода в “тритиевую” воду, которая затем конденсировалась и смешивалась с жидким сцинтиллятором.

Для оценки полноты выделения $^{3}$H из образцов проводили повторный цикл окисления в системе Sample Oxidizer, а также в трубчатом окислительном реакторе типа Purolyser, в котором организован более длительный и высокотемпературный (до 900°C) нагрев. Было установлено, что в данных условиях практически полный выход $^{3}$H достигается за один цикл окисления в системе Sample Oxidizer.

Активность выделенного $^{3}$H измеряли с использованием низкофонового жидкосцинтилляционного спектрометра Quantilus 1220, обработку измеренных бета-спектров выполняли в программе SpectraDec [19].

## 3. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ $^{3}$H

Расчет независимой скорости реакции образования $^{3}$H $R^{\text{ind}}_{^{3}\text{H}}$ и сечений образования $^{3}$H $\sigma^{\text{ind}}_{^{3}\text{H}}$ в мишенях проводили по формулам (1) и (2):

$$R^{\text{ind}}_{^{3}\text{H}} = \frac{A_{^{3}\text{H}} k_d k_g}{N_{\text{tag}} \lambda_{^{3}\text{H}}} \frac{1}{t_{\text{irr}}}, \qquad (1)$$

где $A_{^{3}\text{H}}$ – активность $^{3}$H, приведенная к концу облучения, Бк; $N_{\text{tag}}$ – число ядер металла в образце; $\lambda_{^{3}\text{H}}$ – постоянная распада $^{3}$H, с$^{-1}$; $k_d$ – поправка, учитывающая потери $^{3}$H за счет его выхода из образца в окружающую среду за время хранения; $k_g$ – поправка, учитывающая потери ядер $^{3}$H за счет их вылета из объема образца во время облучения; $t_{\text{irr}}$ – время облучения, с (так как $t_{\text{irr}} \ll T^{^{3}\text{H}}_{1/2} = 12.33$ года, поправкой на распад $^{3}$H за время облучения можно пренебречь);

$$\sigma^{\text{ind}}_{^{3}\text{H}} = \frac{R^{\text{ind}}_{^{3}\text{H}}}{\hat{\Phi}}, \qquad (2)$$

где $\hat{\Phi}$ – плотность потока протонов, см$^{-2}$ с$^{-1}$, определенная с помощью мониторной реакции $^{27}$Al$(p, x)^{22}$Na.

Как уже отмечалось выше, $^{3}$H обладает высокой миграционной способностью, и его диффузия из облученных мишеней в окружающую среду может существенно влиять на надежность результатов. В то же время многие металлы способны взаимодействовать с водородом и удерживать его в течение длительного времени. Расчет потерь $^{3}$H за время хранения облученных мишеней (поправки $k_d$ в формуле (1)) был выполнен с использованием модели, рассматривающей три состояния водорода в равновесии с металлом (газ – хемосорбированный монослой – твердый раствор) и описывающая переходы между этими состояниями аррениусовской кинетикой [20]. Проведенные расчеты показали, что для потери $^{3}$H в процессе хранения мишеней не превышают $2.3 \cdot 10^{-4}$% от его общего

**Таблица 1.** Измеренные сечения ядерных реакции $^{27}Al(p, x)^3H$, $^{nat}Ni(p, x)^3H$ и $^{nat}W(p, x)^3H$

| Энергия протонов, МэВ | Независимое сечение образования $^3H$, $\sigma^{ind}_{^3H} \pm \Delta\sigma^{ind}_{^3H}$, мбн | | |
|---|---|---|---|
| | $^{27}Al(p, x)^3H$ | $^{nat}Ni(p, x)^3H$ | $^{nat}W(p, x)^3H$ |
| 2605 ± 8 | 40.9 ± 11.8 | 91.8 ± 8.7 | 867 ± 98 |
| 1599 ± 4 | 45.6 ± 12.0 | 93.7 ± 9.2 | 467 ± 66 |
| 1199 ± 3 | 42.4 ± 8.8 | 66.2 ± 8.0 | 378 ± 56 |
| 799 ± 2 | 27.4 ± 10.6 | 32.3 ± 3.9 | 271 ± 39 |
| 600 ± 2 | 24.3 ± 8.4 | 44.1 ± 6.1 | 197 ± 31 |
| 400 ± 2 | 16.2 ± 5.2 | 17.7 ± 2.5 | 113 ± 19 |
| 249 ± 1 | 9.02 ± 3.02 | 9.66 ± 1.32 | 49.6 ± 6.4 |
| 149 ± 1 | 9.47 ± 4.76 | 9.74 ± 1.22 | 44.1 ± 4.4 |
| 99 ± 1 | 10.6 ± 3.1 | 4.84 ± 0.62 | 31.5 ± 4.4 |
| 68 ± 1 | 6.70 ± 2.14 | 3.59 ± 0.55 | 18.9 ± 2.4 |
| 46 ± 1 | 5.71 ± 1.77 | 4.11 ± 0.82 | 13.1 ± 1.9 |

количества, присутствующего в образце на момент окончания облучения, а поправка $k_d$ равна единице с погрешностью не более погрешности измерения активности $^3H$.

Для оценки возможных потерь $^3H$ за счет его вылета из мишеней во время облучения в программе MCNP6 с моделью CEM03.03 [21] были вычислены дважды дифференциальные сечения образования ядер $^3H$ по углам и энергиям, а также построены спектры ядер $^3H$ во всех образцах и $^{nat}C$, который присутствует в полиэтилене, для каждой из 11-ти энергий протонов в диапазоне от 40 до 2600 МэВ и углов от 0 до 180°. На основании полученных спектров и зависимостей пробега ионов $^3H^+$ в металле от их энергии была выполнена оценка возможных потерь $^3H$ в образцах во время облучения, которые оказались весьма существенны и достигают 77%. В то же время для реальной геометрии облучаемых мишеней – "сэндвичей" помимо потерь $^3H$ из мишени, происходило его дополнительное поступление в нее из предыдущих слоев, которое также должно быть учтено при расчете скорости образования $^3H$.

Для расчета геометрических поправок $k_g$ в формуле (1) была создана программа, которая позволяет методом Монте-Карло рассчитать количество ядер $^3H$, образовавшихся в образце и остановившихся в нем, основываясь на результатах предварительных расчетов дважды дифференциальных сечений ядер $^3H$ и данных о пробеге ионов $^3H^+$ в материале.

Результаты определения сечений образования $^3H$ в тонких мишенях из $^{27}Al$, $^{nat}Ni$ и $^{nat}W$ представлены в табл. 1.

## 4. ОЦЕНКА ПРОГНОСТИЧЕСКОЙ СПОСОБНОСТИ ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ CEM03.03

На основании полученных экспериментальных данных о сечениях образования $^3H$ была оценена прогностическая способность ядерной модели CEM03.03 [21]. Для количественной оценки ее прогностической способности использовался фактор среднеквадратичного отклонения $\langle F \rangle$:

$$\langle F \rangle = 10^{\left(\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\lg^2\left(\sigma_i^{calc}/\sigma_i^{exp}\right)\right)^{1/2}} = 10^{\left(\lg^2\overline{F} + \lg^2\sigma(\overline{F})\right)^{1/2}}, \quad (3)$$

где $\sigma_i^{calc}$ и $\sigma_i^{exp}$ – расчетные и экспериментальные значения сечений образования $^3H$; $N$ – число сечений, используемых при сравнении; $\overline{F}$ – среднее значение логнормального распределения $\sigma_i^{calc}/\sigma_i^{exp}$, которое характеризуют систематический сдвиг между двумя наборами данных; $\Delta\overline{F}$ – дисперсия логнормального распределения $\sigma_i^{calc}/\sigma_i^{exp}$, которая характеризует общий разброс данных.

Фактор среднеквадратичного отклонения $\langle F \rangle$ сводит двухпараметрическое описание распределения к однопараметрическому, которое более удобно для сравнения данных. Значение фактора $\langle F \rangle$ близкое к единице указывает на хорошее согласие двух наборов данных.

На рис. 2 и 3 показаны экспериментальные значения сечений образования $^3H$ в мишенях из $^{27}Al$, $^{nat}Ni$ и $^{nat}W$, полученные в настоящей работе и в ранее опубликованных работах, а также результаты моделирования сечений образования $^3H$ с помощью ядерной модели CEM03.03. Для каж-

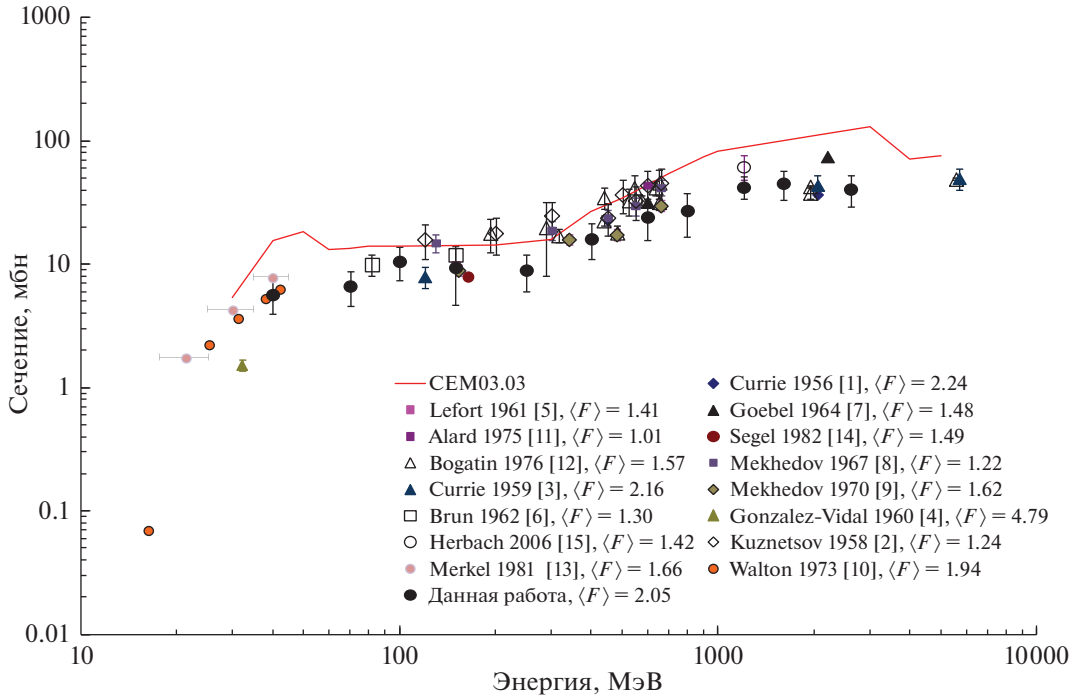


**Рис. 2.** Рассчитанные сечения и экспериментальные функции возбуждения для реакции $^{27}$Al($p$, $x$)$^{3}$H.

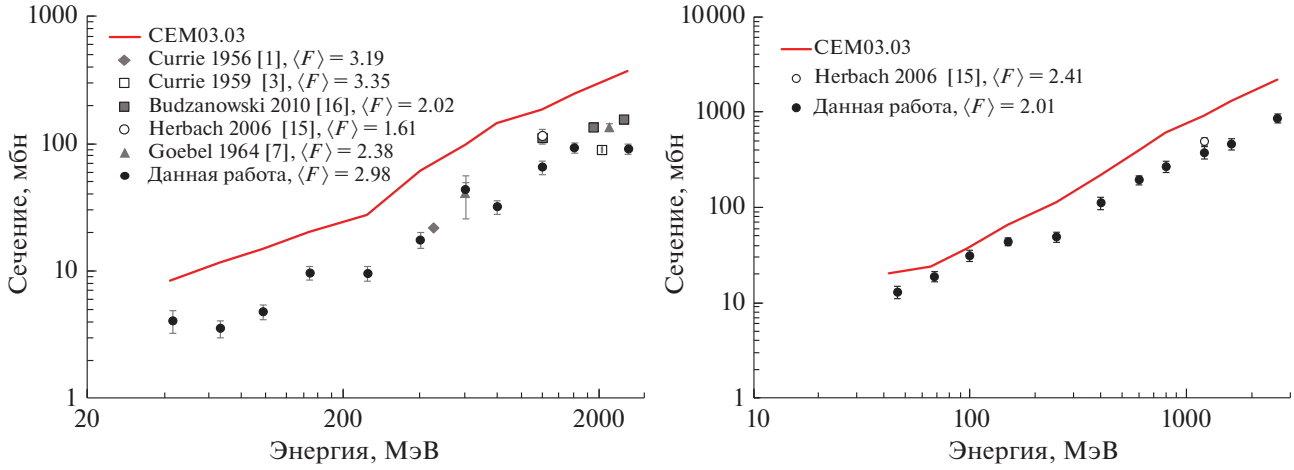


**Рис. 3.** Рассчитанные сечения и экспериментальные функции возбуждения для реакций $^{nat}$Ni($p$, $x$)$^{3}$H (слева) и $^{nat}$W($p$, $x$)$^{3}$H (справа).

дой группы экспериментальных данных показаны рассчитанные значения фактора ⟨$F$⟩; для экспериментальных данных, полученных в настоящей работе фактор ⟨$F$⟩ составил от 2.01 до 2.98.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены сечения образования $^{3}$H в мишенях из $^{27}$Al, $^{nat}$Ni и $^{nat}$W при облучении их протонами 11-ти энергий в широком диапазоне от 40 до 2600 МэВ. С использованием полученных данных оценена прогностическая способность ядерной модели CEM03.03.

Однако, поскольку при расчете сечений вносимые поправки на потери $^{3}$H были расчетными, требуется проведение дополнительных экспериментов по их уточнению.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Currie L.A. et al.* // Phys. Rev. 1956. V. 101. P. 1557–1563.
2. *Kuznetsov V.V. et. al.* // Sov. Phys. JETP. 1958. V. 35(8). P. 406–409.
3. *Currie L.A.* // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 878–880.
4. *Gonzalez-Vidal J. et al.* // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 1354–1359.
5. *Lefort M. et al.* // Nucl. Phys. 1961. V. 25. P. 216–247.
6. *Brun P.C. et al.* // J. de Phys. 1962. V. 23. P. 167–172.
7. *Goebel K., Schultes H., Zaehringer J.* // CERN Eur. Org. for Nucl. Res. Rep. 64–12. Geneva. 1964. P. 78.
8. *Mekhedov V.N.* // Yadernaya fizika. 1967. V. 5. P. 34–36.
9. *Mekhedov B.N., Mekhedov V.N.* // Yadernaya fizika. 1970. V. 11. P. 708–710.
10. *Walton J.R. et al.* // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 6428–6442.
11. *Alard J.P. et. al.* // Nuovo Cim. A. 1975. V. 30. P. 320–344.
12. *Bogatin V.I. et al.* // Nucl. Phys. A. 1976. V. 260. P. 446–460.
13. *Merkel M. et al.* // Radiochim. Acta. 1981. V. 29. P. 173–175.
14. *Segel R.E. et al.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 2424–2432.
15. *Herbach C.-M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2006. V. 765. P. 426–463.
16. *Budzanowski A. et. al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 034605.
17. *Titarenko Yu.E. et al.* // Experimental and Theoretical Study of the Residual Nuclide Production in 40–2600 MeV Proton-Irradiated Thin Targets of ADS Structure Materials. https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0453/.
18. Model 307/387 Sample Oxidizer. Operating Manual. http://www.pribori.com/spectometria/jid-spekt/sample-oxidizer.html.
19. *Malinovskiy S.V. et al.* // Appl. Radiat. Isotopes. 2000. V. 53. P. 303–308.
20. *Pisarev A.A., Ogorodnikova O.V.* // J. Nucl. Mater. 1997. V. 248. P. 52–59.
21. *Mashnik S.G., Kerby L.M.*// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2014. V. 764. P. 59–81.

# Tritium Production Cross Sections in Accelerator-Driving System Structural Materials

**Yu. E. Titarenko[1], *, M. V. Chauzova[1], K.V. Pavlov[1], S. V. Malinovskiy[1], A. Yu. Titarenko[1], V. I. Rogov[1], and V. F. Batyaev[1]**

*[1]National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: yury.titarenko@itep.ru*

Received December 28, 2020; revised December 30, 2020; accepted January 14, 2021

The results of tritium production cross sections in $^{27}$Al, $^{nat}$Ni and $^{nat}$W thin targets irradiated by protons with energies ranging from 40 to 2600 MeV are presented. These targets have been irradiated at the ITEP accelerator U-10 in the form of single and double metal-aluminum "sandwiches". Tritium has been extracted from targets using a Sample Oxidizer system and its activity was measured using a ultra low level liquid scintillation spectrometer. To calculate cross sections tritium losses were estimated during irradiation of targets (geometric correction) and during storage (diffusion correction). The values of the tritium production cross sections were used to assess the predictive power of CEM03.03 nuclear model.

*Keywords:* thiritium, cross section, accelerator-driving systems, proton beam, liquid scintillation spectrometry, nuclear model, CEM03.03

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 156–160*

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

*УДК 621.384.82*

# РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ BM@N NICA

**© 2021 г. К. И. Машицин[a], *, С. П. Мерц[b], С. А. Немнюгин[a], К. И. Рогалев[a]**

[a] *Санкт–Петербургский государственный университет, Санкт–Петербург, 199034 Россия*

[b] *Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980 Россия*

* *E-mail: MashKonst@yandex.ru*

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.
После доработки 24.02.2021 г.
Принята к публикации 04.03.2021 г.

BM@N (Baryonic Matter at the Nuclotron)—первый эксперимент на ускорительном комплексе NICA (Nuclotron–based Ion Collider fAcility), в рамках которого с 2018 года проводятся физические запуски установки со сбором экспериментальных данных. Задача идентификации частиц необходима для физического анализа материи, образовавшейся при столкновении пучка с мишенью. В данной работе обсуждаются алгоритмы идентификации, основанные на методе $n_\sigma$ и вариации метода расстояний. Они были протестированы на смоделированных данных, представлены результаты эффективности идентификации и процент примесей для различных типов частиц.

*Ключевые слова:* BM@N, NICA, PID, идентификация частиц, эффективность, примеси, $n_\sigma$, TOF, времяпролетная камера, импульс, магнитная жесткость

**DOI:** 10.56304/S2079562920060391

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорительный комплекс NICA (Nuclotron–based Ion Collider fAcility), который создается на базе Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия), позволит изучать свойства барионной материи в условиях экстремальной температуры и плотности [1]. Первым этапом реализации мегапроекта NICA является эксперимент BM@N [2]. Он направлен на изучение столкновений тяжелых ионов с неподвижной мишенью. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

В этой статье описаны алгоритмы идентификации частиц, основанные на методе $n_\sigma$ [3] и вариации метода расстояний. Реализованные алгоритмы были протестированы на 15000 смоделированных событий, полученных с помощью генератора QGSM. В данной работе определялись восемь различных типов частиц: $p, e^{\pm}, \pi^{\pm}, K^{\pm}$, D, T, $^3He^{++}$, $^4He^{++}$. Мето-

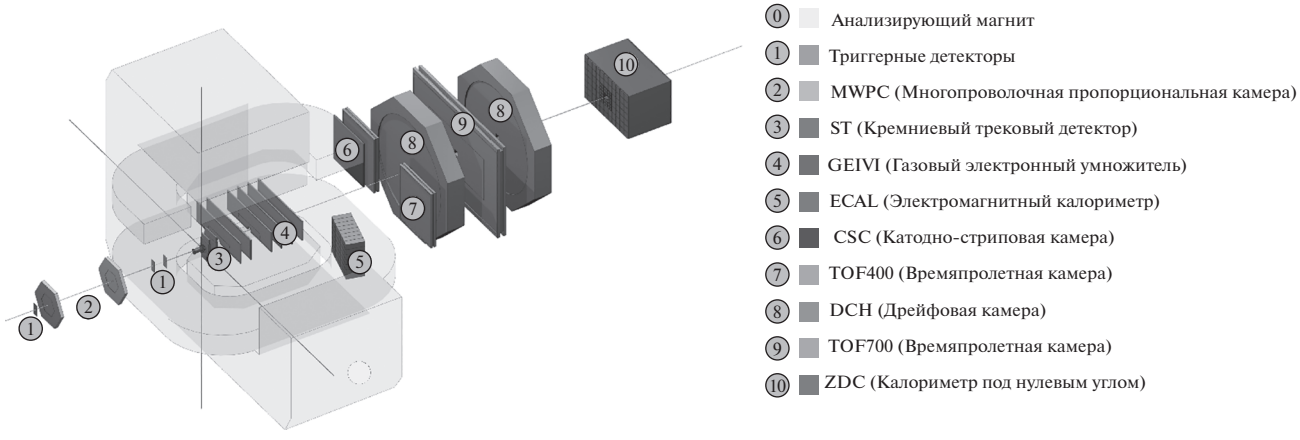


**Рис. 1.** Вид экспериментальной установки BM@N [4].

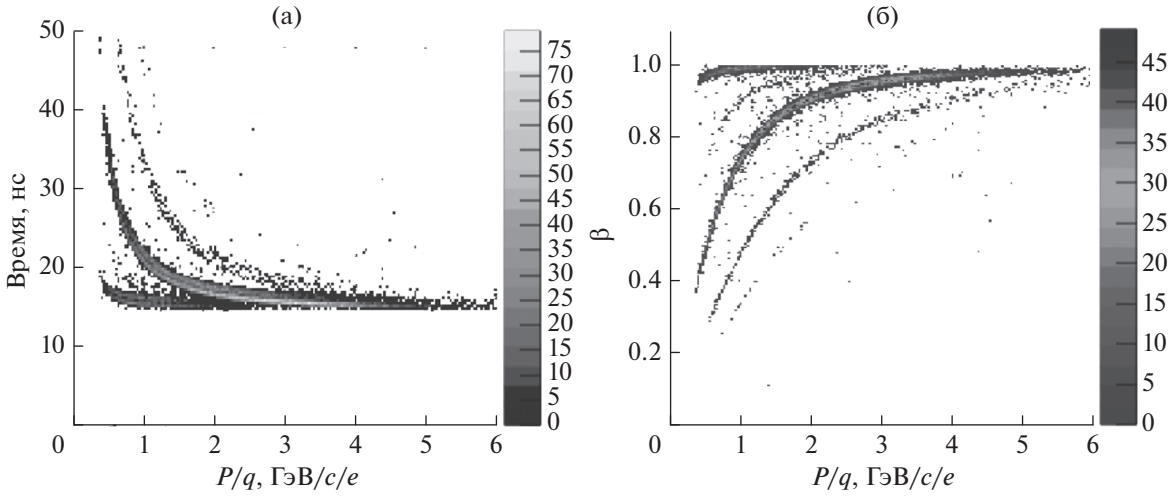


**Рис. 2.** Гистограммы зависимости от магнитной жесткости времени пролета (а) и скорости частиц (б).

ды реализованы как часть программного комплекса BmnRoot [5], который предоставляет широкий набор инструментов для изучения характеристик детектора, моделирования событий и анализа данных [6]. BmnRoot разработан на основе ROOT (ЦЕРН) [7] и FairRoot (Центр по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца) [8].

## 2. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ

Информация о траекториях движения частиц, полученная с трековых детекторов, позволяет определить важную характеристику – магнитную жесткость, равную отношению импульса частицы к ее заряду [9]. Времяпролетные камеры измеряют время достижения частицей детектора, которое используется для вычисления скорости.

Процедура идентификации проводится на основе разделения по времени ($n_\sigma$ метод) или с использованием алгоритма поиска ближайшей теоретической кривой для экспериментальной точки, расположенной на графике зависимости скорости $\beta = v/c$ от магнитной жесткости $r = p/q$ (метод расстояний). Графики с входной информацией, которую получают алгоритмы, представлены на рис. 2.

### *2.1 Анализ эффективности*

Для оценки качества идентификации использовались формулы для эффективности и примесей:

$$\text{Эффективность} = \frac{N_{\text{верных}}}{N_{\text{всего}}}, \qquad \text{Примеси} = \frac{N_{\text{ложных}}}{N_{\text{идент}}}, \tag{1}$$

где

• $N_{\text{верных}}$ – количество верно идентифицированных частиц данного типа.

• $N_{\text{всего}}$ – общее число смоделированных частиц определенного типа.

• $N_{\text{ложных}}$ – количество частиц, которые были неверно идентифицированы как данный тип.

• $N_{\text{идент}} = N_{\text{верных}} + N_{\text{ложных}}$ – общее число частиц, идентифицированных как определенный тип.

Результаты представлены для времяпролетных детекторов TOF400 и TOF700, находящихся на расстоянии 400 и 700 см от мишени соответственно. Детекторы TOF400 стоят по бокам (см. рис. 1), чтобы регистрировать треки с меньшим радусом кривизны, поэтому в результатах эффективности для них не учитываются T, $^3He^{++}$ и $^4He^{++}$.

### *2.2 $n_\sigma$ метод*

Пусть $S$ – необработанный сигнал детектора с разрешающей способностью σ. Первый способ идентификации частиц состоит в разделении их по типам на основе этого значения. За $S(H_i)$ обозначим ожидаемый отклик детектора, полученный из предположения, что его вызвала частица типа $i$. Переменная $n_\sigma$ определяется как отклонение экспериментально полученного сигнала от теоретически рассчитанного, основанного на гипотезе $H_i$

$$n_\sigma = \frac{S - S(H_i)}{\sigma}. \tag{2}$$

Идея метода заключается в том, что если для предположения $H_i$ получают $|n_\sigma| < 2$ или $|n_\sigma| < 3$, то частице присваивается тип $i$.

**Таблица 1.** Общая эффективность идентификации (%), количество примесей (%) и процент неидентифицированных частиц для детектора TOF400

| | $p$ | $\pi^{\pm}$ | D | $K^{\pm}$ | $e^{\pm}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | $\mid n_\sigma \mid < 2$ | | |
| Эффективность | 80.7 ± 0.3 | 66.8 ± 0.9 | 32.7 ± 2.3 | 88.4 ± 2.9 | 71.4 ± 4.4 |
| Примеси | 0.08 ± 0.03 | 3.9 ± 0.5 | 7.9 ± 2.2 | 66.5 ± 2.6 | 90.8 ± 1.1 |
| Не определен | 16.8 ± 0.3 | 4.9 ± 0.4 | 38.6 ± 2.4 | 9.1 ± 2.6 | 10.5 ± 3.1 |
| | | | $\mid n_\sigma \mid < 3$ | | |
| Эффективность | 89.6 ± 0.3 | 69.1 ± 0.9 | 42.8 ± 2.4 | 94.2 ± 2.1 | 75.2 ± 4.2 |
| Примеси | 0.09 ± 0.03 | 4.4 ± 0.5 | 8.9 ± 2.1 | 68.9 ± 2.4 | 90.5 ± 1.1 |
| Не определен | 7.2 ± 0.2 | 2.2 ± 0.3 | 22.7 ± 2.1 | 3.3 ± 1.6 | 5.7 ± 2.3 |

**Таблица 2.** Общая эффективность идентификации (%), количество примесей (%) и процент неидентифицированных частиц для детектора TOF700

| | $p$ | $\pi^{\pm}$ | D | $K^{\pm}$ | $e^{\pm}$ | $^3He^{++}$ | $^4He^{++}$ | T |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | $\mid n_\sigma \mid < 2$ | | | | |
| Эффективность | 74.1 ± 0.3 | 61.7 ± 0.9 | 35.9 ± 1.1 | 71.9 ± 5.1 | 30.9 ± 4.8 | 70.5 ± 3.3 | 35.1 ± 5.5 | 62.8 ± 3.2 |
| Примеси | 0.5 ± 0.1 | 9.4 ± 0.7 | 12.2 ± 1.2 | 94.8 ± 0.7 | 95.9 ± 0.8 | 82.3 ± 1.4 | 96.2 ± 0.7 | 26.4 ± 3.1 |
| Не определен | 17.8 ± 0.3 | 13.3 ± 0.7 | 16.7 ± 0.9 | 19.5 ± 4.4 | 44.7 ± 5.1 | 11.6 ± 2.3 | 12.2 ± 3.8 | 19.9 ± 2.6 |
| | | | | $\mid n_\sigma \mid < 3$ | | | | |
| Эффективность | 81.4 ± 0.3 | 66.6 ± 0.9 | 41.5 ± 1.1 | 76.8 ± 4.7 | 32.9 ± 4.8 | 73.7 ± 3.2 | 35.1 ± 5.5 | 72.3 ± 2.9 |
| Примеси | 0.5 ± 0.1 | 11.9 ± 0.6 | 12.7 ± 1.1 | 95.6 ± 3.1 | 95.9 ± 0.7 | 84.7 ± 1.2 | 96.4 ± 0.7 | 30.4 ± 2.9 |
| Не определен | 8.1 ± 0.2 | 7.08 ± 0.5 | 8.6 ± 0.6 | 10.9 ± 3.5 | 36.2 ± 5.1 | 3.7 ± 1.4 | 5.4 ± 2.6 | 8.7 ± 1.9 |

Для детектора TOF за $S$ принимают время пролета частицы $t_{\mathrm{TOF}}$, а теоретическое время вычисляют по формуле:

$$t_i = \frac{L}{c}\sqrt{1+\left(\frac{m_i}{p}\right)^2}, \qquad (3)$$

где $m_i$ – масса частицы типа $i$, а $p$ – ее импульс. Таким образом, для времяпролетной камеры получаем выражение:

$$n_\sigma = \frac{t_{\mathrm{TOF}} - t_i}{\sigma}. \qquad (4)$$

Данный метод прост в реализации и выполняется достаточно быстро, однако возникают вопросы о том, какими выбрать параметры $n$ и $\sigma$. Недостатком алгоритма также является то, что условие на $n_\sigma$ может быть выполнено для нескольких типов частиц или не выполниться вовсе.

Метод был протестирован для $\mid n_\sigma \mid < 2$ и $\mid n_\sigma \mid < 3$, в табл. 1 и 2 представлены средние значения эффективности и количества примесей, а также процент частиц, которые не удалось идентифицировать, используя метод $n_\sigma$. Приведенные в таблицах результаты являются средними по распределениям, предсказываемым Монте-Карло генератором, поэтому в отдельных диапазонах магнитной жесткости качество идентификации может значительно варьироваться (см. рис. 3).

По полученным данным сделан вывод, что разумнее использовать условие на $\mid n_\sigma \mid < 3$, поскольку при максимальном росте примесей на 4%, общая эффективность может улучшаться до 10%, и число частиц, не удовлетворяющих условию, понижается примерно на 10% для каждого типа. Самые низкие эффективности наблюдаются для $e^{\pm}$, D и $^4He^{++}$, это объясняется практически совпадающим отношением массы к заряду для дейтронов и альфа–частиц и перекрывающимся временем пролета для легких частиц. На рис. 3 представлены гистограммы эффективности для $e^{\pm}$ и $\pi^{\pm}$, по графикам видно, как с ростом примесей электро-

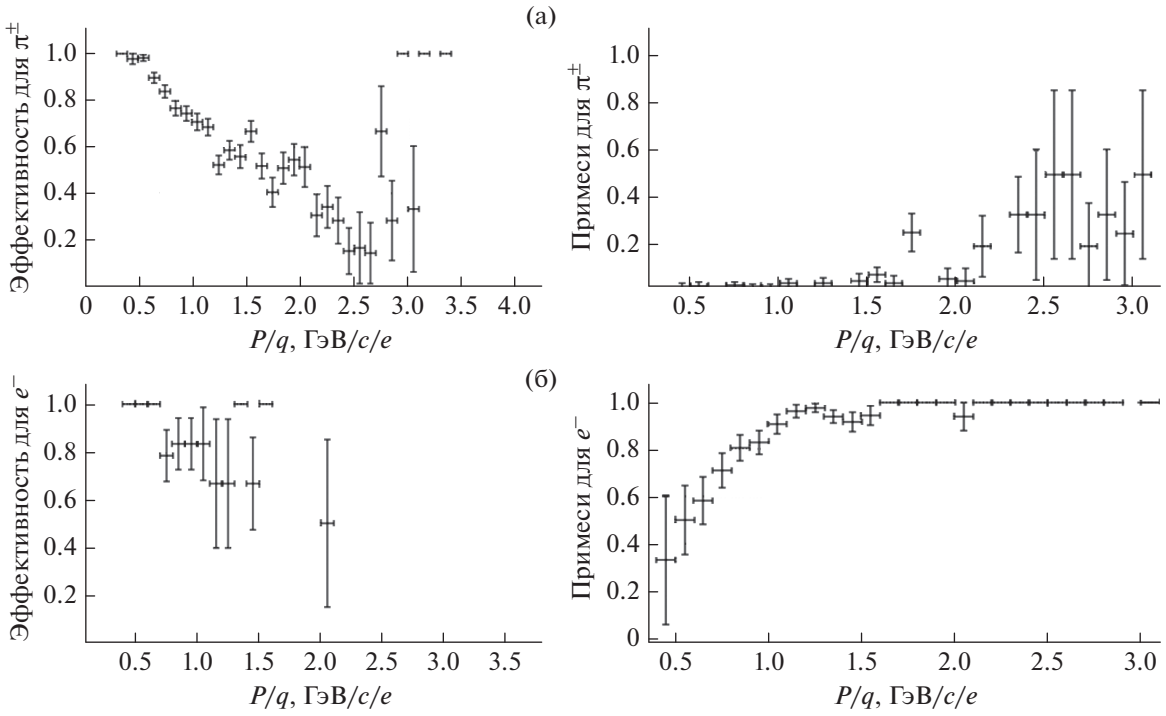


**Рис. 3.** Эффективность и примеси для пи-мезонов (а) и электронов (б).

**Таблица 3.** Общая эффективность идентификации (%) и количество примесей (%) в методе расстояний для детектора TOF400

| Метод расстояний | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | $p$ | $\pi^{\pm}$ | D | $K^{\pm}$ | $e^{\pm}$ |
| Эффективность | 95.7 ± 0.2 | 66.1 ± 0.9 | 57.5 ± 2.4 | 95.9 ± 1.8 | 20.9 ± 4.1 |
| Примеси | 0.15 ± 0.02 | 4.9 ± 0.5 | 10.9 ± 1.9 | 73.5 ± 2.1 | 92.6 ± 1.5 |

**Таблица 4.** Общая эффективность идентификации (%) и количество примесей (%) в методе расстояний для детектора TOF700

| Метод расстояний | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $p$ | $\pi^{\pm}$ | D | $K^{\pm}$ | $e^{\pm}$ | $^{3}He^{++}$ | $^{4}He^{++}$ | T |
| Эффективность | 85.4 ± 0.2 | 55.1 ± 0.9 | 45.3 ± 1.1 | 75.6 ± 4.7 | 1.1 ± 0.9 | 73.7 ± 3.2 | 35.1 ± 5.5 | 79.7 ± 2.2 |
| Примеси | 0.6 ± 0.1 | 20.6 ± 0.9 | 18.6 ± 1.2 | 96.2 ± 0.5 | 99.2 ± 0.8 | 87.3 ± 1.1 | 96.7 ± 0.6 | 84.5 ± 1.1 |

нов падает эффективность идентификации пи–мезонов.

### *2.3 Метод расстояний*

Метод $n_{\sigma}$ не обеспечил достаточную эффективность, основной его недостаток в том, что довольно большой процент частиц вовсе не может быть идентифицирован. Поэтому было решено увеличить число параметров разделения и для каждого трека в плоскости $(p,\beta)$ находить расстояние $L$ до ближайшей теоретической кривой

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m_i^2}}, \qquad (5)$$

затем по формуле $w = C/L$, где $C$ – константа нормировки, определять вероятность, с которой частица имеет тип $i$. При анализе эффективности частице присваивается тип с наибольшим весом, большим заданного порогового значения. Оценка качества алгоритма, представленная в табл. 3 и 4, показала более высокие результаты эффективности по сравнению с методом $n_\sigma$ для протонов, дейтронов и ядер трития. Для процедуры идентификации вновь возникают трудности с разделением $e^\pm$ и $\pi^\pm$, а также $^4He^{++}$ и D, описанные в разд. 2.2.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе обсуждались принципы работы реализованных методов идентификации частиц. Алгоритм $n_\sigma$ прост в реализации, имеет быстрое время выполнения и эффективен для идентификации пи–мезонов. Его недостатки исправляет вероятностный метод, который позволяет определить тип частицы для каждого зарегистрированного детектором трека и хорошо идентифицирует протоны и кривую, соответствующую D или $^4He^{++}$.

В дальнейшем планируется комбинировать эти методы, чтобы максимально повысить эффективность идентификации, и перейти к проверке алгоритмов на экспериментальных данных.

## 4. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-02-40104. Автор выражает благодарность Ресурсному образовательному центру по направлению “Физика” Научного парка СПбГУ за предоставленные ресурсы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Kekelidze V.* // J. Instrum. 2017. V. 12. P. 06012.
2. *Baranov D. et al.* // KnE Energ. Phys. 2018. V. 3. P. 291.
3. *Adam J. et al.* // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. P. 168.
4. *Baranov D. et al.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 226. P. 03003.
5. *Gertsenberger K. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 16214.
6. *Merts S. et al.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 226. P. 03013.
7. *Brun R., Rademakers F.* // Phys. Res. A. 1997. V. 389. P. 81.
8. *Turany Al-M. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2012. V. 396. P. 022001.
9. *Merts S. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1479. P. 012043.

# Development of Particle Identification Methods in the BM@N Experiment at the NICA

**K. I. Mashitsin[1], *, S. P. Merts[2], S. A. Nemnyugin[1], and K. I. Rogalev[1]**

[1]*Saint Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*
[2]*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia*
**e-mail: MashKonst@yandex.ru*

Received December 24, 2020; revised February 24, 2021; accepted March 4, 2021

The BM@N (Baryonic Matter at the Nuclotron) is an experiment at the NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). The first physics runs were carried out with the collection of experimental data in 2018. The problem of particle identification is necessary for the physical analysis of the matter formed after the collision of the beam with the target. This paper describes identification algorithms based on the $n_\sigma$ method and a variation of the distance method. The algorithms were tested on simulated data, the results are analyzed for efficiency and contaminations.

*Keywords:* BM@N, NICA, PID, particle identification, efficiency, contaminations, $n_\sigma$, tof, momentum, rigidity

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 161–165*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 539.1.09.*

# ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ПРОЦЕССЕ ДРЕЛЛА–ЯНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

**© 2021 г. В. В. Шалаев[a, b, *], И. Н. Горбунов[a], С. В. Шматов[a, b]**

[a] *Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, Дубна, Московская обл., 141980 Россия*

[b] *Государственный университет "Дубна", ул. Университетская 19, Дубна, Московская обл., 141980 Россия*

**E-mail: vladislav.shalaev@cern.ch*

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

В работе представлен обзор результатов измерения первых пяти поляризационных коэффициентов $A_0 - A_4$ угловых распределений мюонов, образованных в результате распада $Z^0$-бозона в условиях протон-протонных столкновений при энергии 8 ТэВ в с.ц.м. Использованы данные, набранные экспериментом CMS в течение 2011–2012 гг. (LHC Run 1). Статистика соответствует интегральной светимости 19.7 фбн$^{-1}$.

*Ключевые слова:* компактный мюонный соленоид (CMS), процесс Дрелла–Яна, угловые коэффициенты, поляризация, $Z$-бозон, Большой адронный коллайдер

**DOI:** 10.56304/S2079562920060512

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сигналами новой физики, лежащей за рамками Стандартной модели взаимодействия элементарных частиц (СМ), могут служить отклонения поведения измеренных кинематических и пространственных характеристик процессов СМ от теоретических предсказаний [1]. Одним из таких процессов является рождение пары лептонов в результате аннигиляции кварка и антикварка посредствам обмена калибровочным бозоном $q\bar{q} \to \gamma^* / Z^0 \to \ell^+\ell^-$ – процесс Дрелла–Яна (рис. 1) [2]. Этот процесс имеет исключительную важность для физики адронных коллайдеров, поскольку измерение его характеристик представляет собой критический тест СМ в новой области энергий.

Предыдущие эксперименты позволили провести изучение этого процесса в области переданных 4-импульсов $Q$ до значений порядка несколько сотен ГэВ/$c$ [3]. Современные данные экспериментов на "Большом адронном коллайдере" (LHC), ATLAS [4] и CMS [5], позволяют существенно расширить эту область до нескольких ТэВ/$c$, т. е. впервые выйти за границу ТэВ-ного масштаба взаимодействий.

В настоящее время сечения процесса Дрелла–Яна рассчитаны в первом (next-to-leading, NLO) и втором (next-to-next-leading, NNLO) порядках теории возмущений (ТВ) КХД с точностью $\sim 2 - 4\%$ в области масс $Z$-бозона ($\sim$90 ГэВ/$c^2$) [6], таким образом, измерения характеристик этого процесса должны проводиться с точностью не уступающей точности теоретических расчетов. Одним из преимуществ данного процесса является его простая экспериментальная сигнатура — два хорошо пространственно изолированных лептона в конечном состоянии, что обуславливает высокую эффективность подавления фоновых процессов и регистрации сигнальных событий.

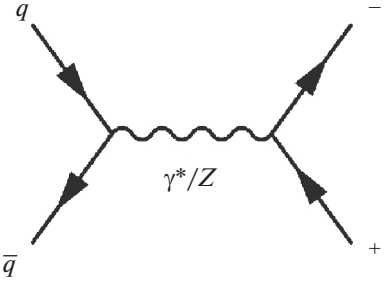


**Рис. 1.** Рождение пары лептонов в процессе Дрелла–Яна $q\bar{q} \to \gamma^* / Z \to \ell^+\ell^-$.

Также процесс Дрелла–Яна является источником фоновых событий для ряда других исследуемых в эксперименте CMS процессов: 4-х лептонного распада бозона Хиггса, рождения калибровочных бозонов и пар $t$-кварков, а также используется для оценки технических характеристик детекторных систем.

Исследование процесса Дрелла–Яна является одним из традиционных направлений для многих ускорительных экспериментов, в частности, для эксперимента "Компактный мюонный соленоид" (CMS) на LHC [7]. Уникальные свойства ускорительного комплекса LHC позволяют набрать необходимую статистику для прецизионного измерения дифференциальных сечений [6] и изучения пространственных закономерностей [8], в частности, зависимости угловых распределений от кинематических переменных лептонной пары — быстроты, инвариантной массы и поперечного импульса. Данная статья содержит краткий обзор результатов измерения коэффициентов угловых распределений мюонов, образованных в процессе Дрелл–Яна, полученные коллаборацией CMS на основе данных, набранных экспериментом в 2011–2012 гг. во время выполнения первой фазы рабочей программы LHC (Run-1) при энергии протонных пучков $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и соответствующих интегральной светимости 19.7 фбн$^{-1}$ [9].

## 2. УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Угловые распределения пар лептонов чувствительны к эффектам высших порядков КХД, поляризации протона и пр. Поэтому измерение коэффициентов $A_i$, возникающих в выражении для дважды дифференциального сечения при соответствующих угловых полиномах, вызывает особый интерес. В лидирующем порядке теории возмущений это сечение выглядит следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta^* d\phi^*} = \sum_{i=0}^{5}\sigma_i = \left(1+\cos^2\theta^*\right) + A_0\frac{1}{2}\left(1-3\cos^2\theta^*\right) + A_1\sin(2\theta^*)\cos\phi^* + A_2\frac{1}{2}\sin^2\theta^*\cos(2\phi^*) + A_3\sin\theta^*\cos\phi^* + A_4\cos\theta^*,$$

где $\phi^*$ и $\theta^*$ полярный и азимутальный углы в системе центра масс пары лептонов (система Колинса–Сопера [10]). Строго говоря, угловые коэффициенты $A_i$ являются функциями кинематических переменных $Z$-бозона — быстроты, инвариантной массы, поперечного импульса. Каждый коэффициент чувствителен к проявлению определенного эффекта: например, коэффициенты $A_0, A_1, A_2$ отвечают за поляризацию $Z$-бозона, а коэффициенты $A_3$ и $A_4$ отражают влияние V-A структуры слабых токов. В частности, коэффициент $A_4$ описывает величину пространственной асимметрии вылета пары лептонов в системе покоя $Z$-бозона $A_{FB}$ и является единственным ненулевым коэффициентом в лидирующем порядке КХД при $q_T \to 0$ [8].

Важной измеряемой характеристикой, связанной с инвариантностью относительно поворота системы координат, является величина нарушения так называемого соотношения Лама–Тунга $A_0 = A_2$ [11]. Появление ненулевой разницы между коэффициентами $A_0$ и $A_2$ при возрастании поперечного импульса $Z$-бозона впервые наблюдалось в эксперименте NA10 (CERN) в 1988 году [12]. Годом позже нарушение также наблюдалось в одном из экспериментов Fermilab [13], однако, результаты эксперимента CDF на Tevatron установили сохранение соотношения Лама–Тунга в пределах статистических ошибок в области $q_T <$ $< 55$ ГэВ/$c$ [14]. Таким образом, данные экспериментов ATLAS и CMS вносят окончательную ясность в вопрос о наличии нарушения, а также позволяют провести его измерения в новой области поперечных импульсов.

## 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Для сравнения экспериментальных данных с предсказаниями СМ, а также для оценки эффективности отбора и реконструкции событий было произведено моделирование сигнальных и фоновых процессов. Моделирование сигнального процесса $q\bar{q} \to \gamma^*/Z \to \ell^+\ell^-$ на основе вычислений в главном порядке ТВ осуществлялось генератором MadGraph [15] с использованием набора кварковых и глюонных структурных функций (PDF) CTEQ6L (Coordinated Theoretical/Experimental Project on QCD Phenomenology and Tests of the Standard Model) [16], в NLO порядке – генераторами PYTHIA [17]+POWHEG [18] с набором PDF CT10 (сокращение от CTEQ с 2010 г.) [19]. Для моделирования сигнальных событий в NNLO порядке ТВ использовался генератор FEWZ [20]. Партонные ливни, а также некоторые фоновые процессы (рождение пар WW, WZ, ZZ) моделировались с помощью генератора PYTHIA. Вклад процессов W + jet, $\tau^+\tau^-$, $t\bar{t}$ и одиночного рождения $t$-кварка учитывался генераторами MadGraph и POWHEG. Моделирование прохождения частиц через вещество детектора, учитывающее особенности конструкции экспериментального комплекса CMS было реализовано с помощью программного пакета GEANT4 [21].

Для анализа отбирались пары мюонов с поперечным импульсом пары $q_T < 200$ ГэВ/$c$ и быстротой $|y| < 2.1$. Измерения проводилась в области масс $Z$-бозона $81 < m < 101$ ГэВ/$c^2$. Было про-

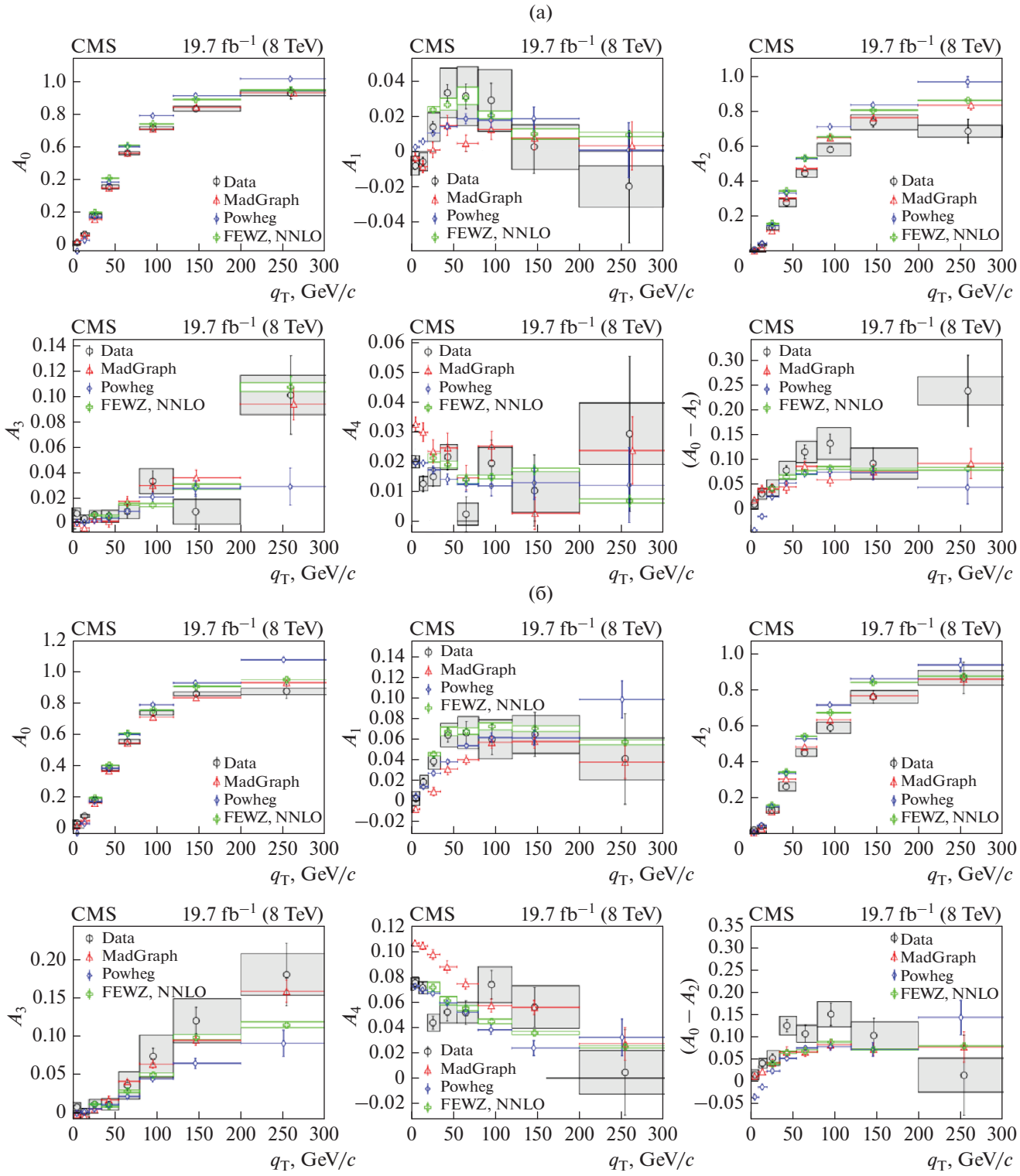


**Рис. 2.** Зависимость величин угловых коэффициентов от поперечного импульса пары $q_T$ в двух интервалах быстроты: (а) $0 < |y| < 1$; (б) $1 < |y| < 2.1$, при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в мюонном канале [9]. Измеренные значения (открытые кружки) приведены со статистическими ошибками, а систематические ошибки отмечены серыми закрашенными областями. Треугольниками обозначены предсказания MadGraph, ромбами – предсказания POWHEG, крестиками и прямоугольниками – соответственно предсказания FEWZ и их неопределенность, связанная с выбором PDF.

анализировано $4.3 \cdot 10^6$ и $2.5 \cdot 10^6$ событий в двух интервалах быстроты: $|y| < 1$ и $1.0 < |y| < 2.1$ соответственно.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерения значений первых пяти угловых коэффициентов $A_0, A_1, A_2, A_3, A_4$, а также разница коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции поперечного импульса $Z$-бозона в двух интервалах быстроты $|y| < 1$ и $1.0 < |y| < 2.1$ представлены на рис. 2. Значения коэффициента $A_4$, полученные на генераторе MadGraph, практически во всех диапазонах $q_T$ превышают соответствующие результаты POWHEG и FEWZ, поскольку значения слабого угла смешивания в MadGraph вычисляются без учета радиационных поправок, однако, результаты измерений коэффициентов $A_0$ и $A_2$ лучше согласуются с предсказаниями MadGraph, особенно в области больших поперечных импульсов. Также было обнаружено, что значения коэффициентов $A_0(q_T)$ и $A_2(q_T)$ измеренные в условиях протон-протонных столкновений на LHC, оказались больше полученных на протон-антипротонных пучках Tevatron, что объясняется большим вкладом в сигнальные события процесса комптоновского рассеяния кварка на глюоне в $pp$-столкновениях.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерения коэффициентов $A_0 - A_4$ угловых распределений мюонов в процессе Дрелла–Яна, полученные на основе статистики первого периода работы LHC, явно демонстрируют нарушение соотношения Лама–Тунга. Показано, что в исследуемом диапазоне поперечных импульсов $q_T < 300$ ГэВ/$c$ $A_0 > A_2$, причем разность $A_0 - A_2$ возрастает с увеличением $q_T$. Более того, величина нарушения оказалась больше предсказываемой на основе NNLO вычислений. Причиной имеющихся расхождений могут являться неучтенные эффекты, такие как высшие твисты КХД, корреляции спина партонов и их ненулевого момента в начальном состоянии, и т.д. Однако, для более определенного ответа на этот вопрос требуется проведение ряда комплексных исследований, связанных с измерениями на большей статистике экспериментальных данных и развитием теоретического описания соответствующих физических процессов.

Полученные результаты очень важны для точной оценки массы W-бозона и предстоящих измерений электрослабого угла смешивания Вайнберга – значение $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{W}$ определяется многопараметрической аппроксимацией угловых распределений [22]. В настоящее время ведется анализ данных, набранных во время второго периода работы LHC (LHC Run 2) при энергии 13 ТэВ, соответствующих интегральной статистике 140 фбн$^{-1}$.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90212.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES


1. *Rubakov V.A.* // Phys. Usp. 2012. V. 55. P. 949; *Lanyov A.V.* // Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 521; *Shmatov S.V.* // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. P. 1106; *Shmatov S.V.* // Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 508; *Shmatov S.V.* // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79. P. 266; *Shmatov S.V.* // Proc. Joint RDMS–CMS Seminar on Physics at the LHC. 2016. V. 4. P. 13; *Savina M.V.* // Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 532.
2. *Drell S.D., Yan T-M.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25(5) P. 316; *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavhelidze A.N.* Preprint JINR, P2-4543. 1969. Dubna.
3. *CDF Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 87. P. 131802; *CDF Collab.* // Phys. Lett. B, 2010. V. 692. P. 232; *D0 Collab.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4769.
4. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2013. V. 725. P. 223; *ATLAS Collab.* // J. High Energy Phys. 2014. V. 2014 (6). P. 112.
5. *Golutvin I.A., Shmatov S.V.* // Phys. At. Nucl. 2017. V. 48. P. 604.
6. *CMS Collab.* // J. High Energy Phys. 2019. V. 2019 (12). P. 61; *Khachatryan V. et al.* (*CMS collab.*) // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 75. P. 147; *CMS Collab.* // High Energy Phys. 2011. V. 2011 (10). P. 007.
7. *Chatrchyan S. et al. (CMS collab.)* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08004.
8. *CMS Collab.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 112002.
9. *Khachatryan V. et al.* (*CMS Collab.*) // Phys. Let. B. 2015. V. 750. P. 154.
10. *Collins J.C., Soper D.E.* // Phys. Rev. D. 1977. V. 16. P. 2219.
11. *Lam C.S., Tung W.-K.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 18. P. 2447.
12. *Guanziroli M. et al.* (*NA10 Collaboration*) // Z. Phys. C. 1988. V. 37. P. 545.
13. *Conway J. S. et al.* // Phys. Rev. D. 1989. V. 39. P. 92.
14. *Aaltonen T. et al.* (*CDF Collab.*) // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 241801.
15. *Alwall J. et al.* // J. High Energy Phys. 2014. V. 2014 (7). P. 079.
16. *Pumplin J. et al.* // J. High Energy Phys. 2002. V. 2002 (7). P. 012.
17. *Sjostrand T., Mrenna S., and Skands P.* // J. High Energy Phys. 2006. V. 2006 (5). P. 026.
18. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* // J. High Energy Phys. 2007. V. 2007 (11). P. 070.
19. *Lai H.-L. et al.* // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 074024.
20. *Gavin R., Li Y., Petriello F., Quackenbush S.* // Comput. Phys. Commun. 2011. V. 182. P. 2388.
21. *GEANT4 Collab.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.
22. *CMS Collab.* // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 701.

# Drell–Yan Angular Coefficients Measurement with the CMS Experiment at the LHC

**V. V. Shalaev[1, 2, *], I. N. Gorbunov[1], and S. V. Shmatov[1, 2]**

[1]*Joint Institute for Nuclear Research, ul. Joliot-Curie 6, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia*

[2]*Dubna State University, ul. Universitetskaya 19, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia*

**e-mail: vladislav.shalaev@cern.ch*

Received September 25, 2020; revised September 25, 2020; accepted September 25, 2020

The review of measurements of the first five angular coefficients for $Z$ bosons produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and decaying to mu+mu- is presented. The data collected by the CMS detector during the LHC Run-I (2011–2012) was used. Full statistics corresponds to integrated luminosity $L_{\text{int}} = 19.7$ fb$^{-1}$.

*Keywords:* Compact Muon Solenoid (CMS), Drell–Yan process, angular coefficients, polarization, Z-boson, Large Hadron Collider (LHC)

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 166–169*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 539.17*

# РАЗРАБОТКА УЛУЧШЕННЫХ МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ η-МЕЗОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ALICE

**© 2021 г. Д. С. Блау[a], М. С. Голубева[a], ***

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182 Россия*

******E-mail: golubeva.ms@phystech.edu*

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.
После доработки 24.02.2021 г.
Принята к публикации 04.03.2021 г.

В данной работе рассматривается измерение η-мезонов статистическим методом с отбрасыванием пар кластеров с инвариантной массой, соответствующей $\pi^0$-мезону. Были измерены эффективность (отношение числа η-мезонов, прошедших отбор, к числу η-мезонов до отбора) и улучшение соотношения сигнала к фону в зависимости от поперечного импульса для протон-протонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, смоделированных с помощью PYTHIA 8.2 (Monash 2013). Эффективность нового метода составляет около 80% с улучшением отношения сигнала к фону на 20–50%.

*Ключевые слова:* гамма-спектрометр, электромагнитный калориметр, кварк-глюонная плазма, нейтральные мезоны

**DOI:** 10.56304/S2079562920060111

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент ALICE [1] изучает сильновзаимодействующую материю при экстремально высоких плотностях энергии и температурах. Ключевой задачей ALICE является измерение сигналов образования кварк-глюонной материи, характеризующейся тем, что кварки и глюоны в ней находятся в состоянии деконфайнмента, в отличие от обычной ядерной материи. Также важной задачей является проверка и уточнение предсказаний квантовой хромодинамики, например, спектров образования нейтральных мезонов (в частности, $\pi^0$ и η). Важно отметить, что детектор ALICE позволяет измерить эти спектры в широком диапазоне поперечных импульсов. Одним из детекторов, позволяющих ALICE измерять нейтральные мезоны, является PHOS [2].

## 2. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА PHOS

Детектор PHOS является высокогранулярным прецизионными фотонным спектрометром на основе кристаллов вольфрамата свинца. Основная задача детектора PHOS — измерение нейтральных мезонов и прямых фотонов. У детектора PHOS есть возможность вырабатывать триггер на события с высокоэнергитичными фотонами, с помощью которого детектор PHOS может измерять спектры вплоть до очень высоких значений $p_T$ (порядка 50 ГэВ/$c$).

Детектор PHOS позволяет измерять нейтральные мезоны в p–p, p–Pb и Pb–Pb столкновениях. Спектры $\pi^0$-мезонов в настоящее время измерены в pp [3, 4], p–Pb [5] и Pb–Pb [6] столкновениях. Спектры η-мезонов измерены только в pp-столкновениях, поскольку в Pb–Pb столкновениях систематические неопределенности весьма значительны, что связанно с большим фоном. Для решения этой проблемы был предложен улучшенный метод реконструкции η-мезонов.

## 3. МЕТОД ОТБРАСЫВАНИЯ ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИИ η-МЕЗОНОВ

Пик $\pi^0$-мезона аппроксимировался в спектрах инвариантных масс пар кластеров, зарегистрированных в детекторе PHOS, для разных диапазонов поперечных импульсов $p_T$. Затем ширина и положение пика $\pi^0$-мезона параметризовались с помощью аналитических функций. После этого в цикле по кластерам детектора PHOS помечались кластеры, которые создавали инвариантную массу в пределах $2\sigma$ от положения пика $\pi^0$, где $\sigma$ – ширина пика при аппроксимации спектра инвариантных масс функцией Гаусса + полиномом 2-й степени. В результирующие спектры инвариантных масс заполнялись только непомеченные кластеры.

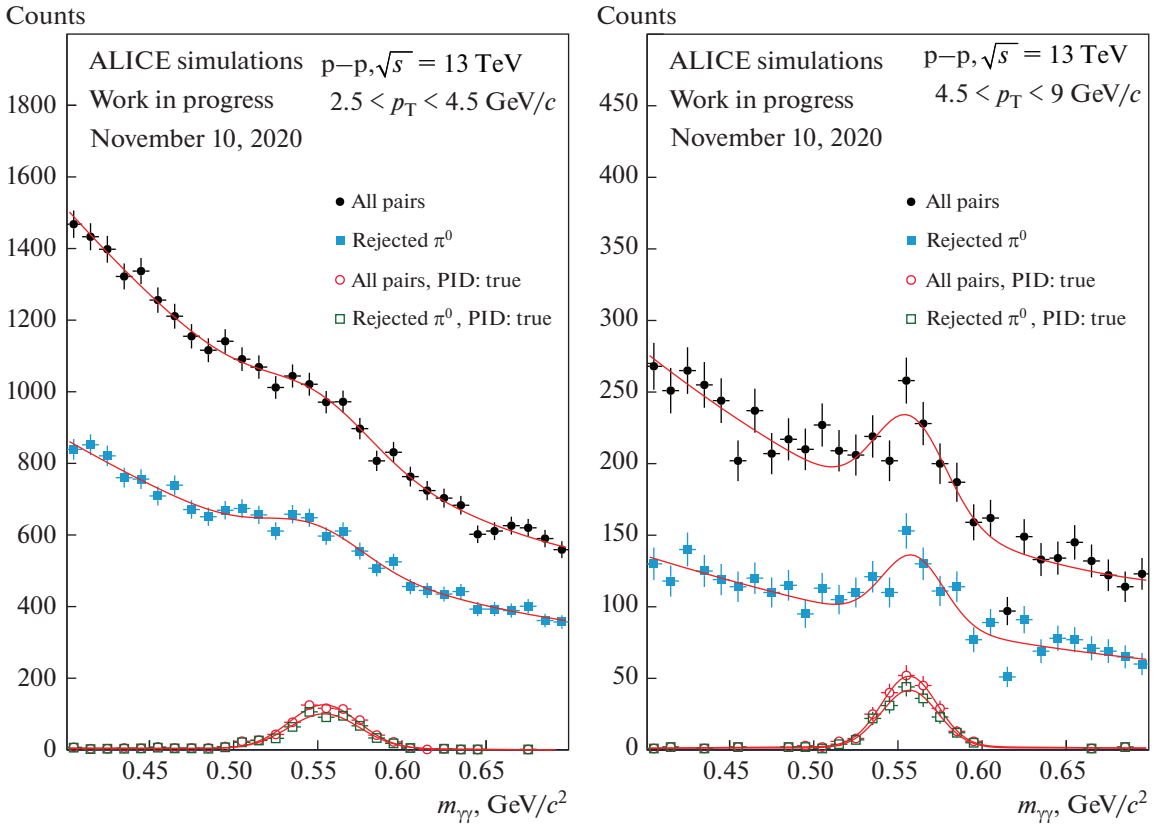


**Рис. 1.** Спектры инвариантных пар кластеров в PHOS для двух диапазонов поперечных импульсов без отбора (all pairs), с отбором (rejected $\pi^0$) и истинные инвариантные массы фотонов из распадов η-мезона с отбором (all pairs, PID: true) и без (rejected $\pi^0$, PID: true). Под истинными подразумеваются пары фотонов, образовавшихся от общего родителя.

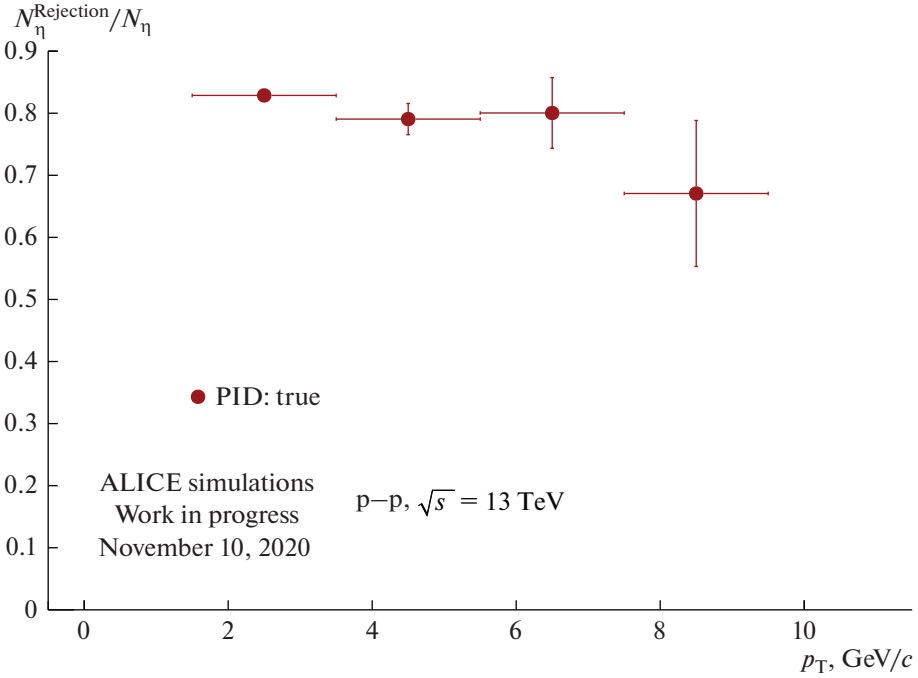


**Рис. 2.** Зависимость эффективности метода отбрасывания от $p_T$.

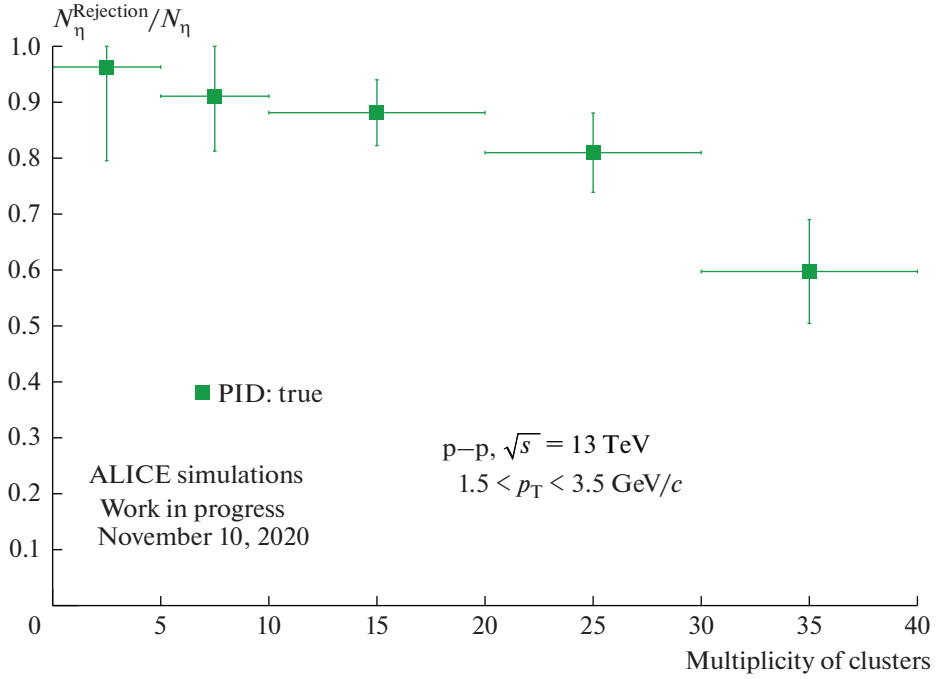


**Рис. 3.** Зависимость эффективности метода отбрасывания от множественности нейтральных кластеров для $1.5 < p_T < 3.5$ ГэВ/$c$. Последняя точка отражает эффективность для множественности кластеров больше 30.

## 4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Алгоритм был применен к данным для протон-протонных столкновений при энергии $\sqrt{s}$ = = 13 ТэВ, смоделированных с помощью PYTHIA 8.2 (Monash 2013) [7]. Обработанная статистика составляет 270 миллионов событий. На рис. 1 показаны спектры инвариантных масс пар кластеров в детекторе PHOS для всех кластеров, для кластеров, прошедших отбор по методу отбрасывания и для кластеров, которые произошли от распада общего η-мезона. Все пики аппроксимировались функцией Гаусса + полиномом 2-й степени, после чего извлекалось число η-мезонов под пиком.

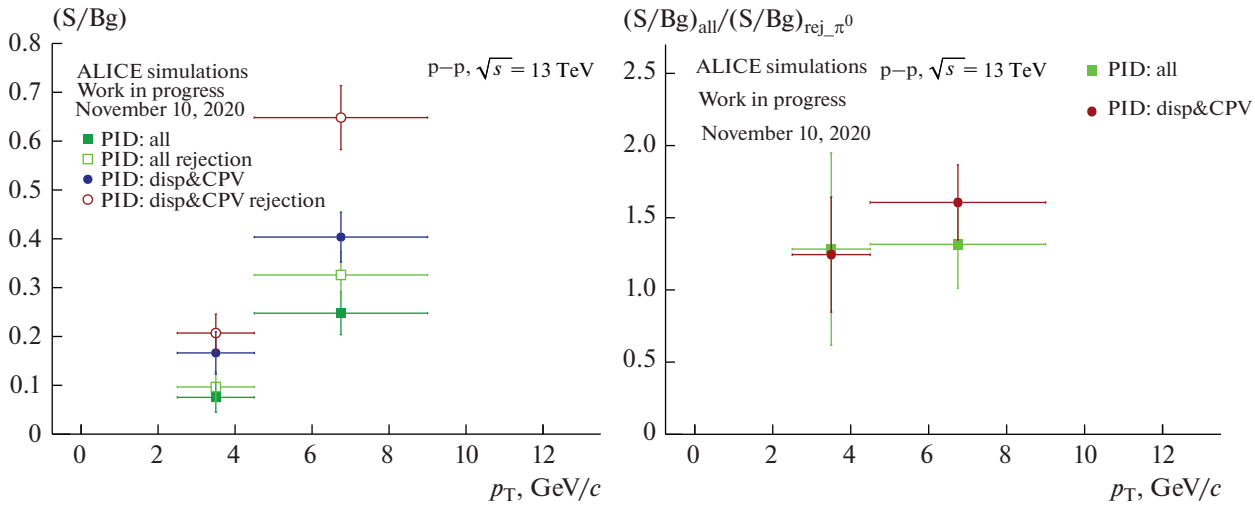


**Рис. 4.** Слева: отношение сигнала к фону (S/Bg) для четырех случаев: без отбора (PID: all), с отбором с помощью отбрасывания (PID: all rejection), с применением идентификации по форме ливня и методом CPV (PID: disp & CPV), с применением всех ограничений (PID: disp & CPV rejection). Справа: Отношение S/Bg в случае использования метода отбрасывания к случаю без использования для двух вариантов: без идентификации (PID: all) и с идентификацией по форме ливня и методом CPV [8] (PID: disp & CPV).

Были посчитаны эффективности – отношение числа η-мезонов, прошедших отбор, ко всем (см. рис. 2). Видно, что эффективность составляет порядка 80%, хотя и с большими неопределенностями.

Также была получена зависимость эффективности от множественности кластеров для $1.5 < p_T < 3.5$ ГэВ/$c$ (см. рис. 3). Эффективность заметно уменьшается с ростом множественности кластеров в событии.

Было получено соотношение сигнала к фону для пика η-мезона (см. рис. 4, слева). Соотношение считается в диапазоне $\pm 2\sigma$ от среднего положения пика. Видно, что метод улучшает соотношение на 20–50% (см. рис. 4, справа). Существуют и другие методы идентификации, например, ограничение на дисперсию кластера и ограничение на расстояние до ближайшего экстраполированного заряженного трека — метод CPV (с помощью экстраполяции заряженных треков из центральной трековой системы) [8]. Если использовать алгоритм вместе с этими методами идентификации, можно добиться улучшения сигнала к фону приблизительно в 2.5 раза.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен метод реконструкции η-мезонов с помощью отбрасывания пар кластеров, имеющих инвариантную массу, соответствующую $\pi^0$-мезону. Метод применен к данным протон-протонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, смоделированных с помощью PYTHIA 8.2 (Monash 2013). Эффективность метода составляет порядка 80%. Было получено, что эффективность падает с ростом множественности нейтральных кластеров. Улучшение сигнала к фону для метода составило 20–50%. Потенциально, метод может быть применён к реконструкции η'-мезонов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES


1. *Aamodt K. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08002.
2. *Dellacasa G. et al.* ALICE Photon Spectrometer (PHOS): Technical Design Report. 1999. Geneva: CERN. CERN-LHCC-99-004.
3. *Abelev B. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 717. P. 162.
4. *Acharya S. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 263.
5. *Acharya S. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 624.
6. *Abelev B. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 3108.
7. *Sjöstrand T. et al.* // Comp. Phys. Commun. 2015. V. 191. P. 159.
8. *Blau D.* // J. Instrum. 2020. V. 15. P. C03025.


# Development of Improved Methods for the Reconstruction of η Mesons in the ALICE Experiment


**D. S. Blau[1] and M. S. Golubeva[1, *]**

*[1]National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: golubeva.ms@phystech.edu*


Received December 24, 2020; revised February 24, 2021; accepted March 4, 2021


In this paper, we consider the measurement of η-mesons by a statistical method with the rejection of pairs of clusters with an invariant mass corresponding to $\pi^0$-meson. The efficiency (the ratio of the number of η-mesons that passed selection to the number of η-mesons before selection) and the improvement of the signal-to-background ratio as a function of the transverse momentum for proton-proton collisions at energy at the energy $\sqrt{s} = 13$ TeV simulated using PYTHIA 8.2 (Monash 2013) were measured. The efficiency of the new method is about 80% with a 20–50% improvement in the signal-to-background ratio.


*Keywords:* gamma spectrometer, electromagnetic calorimeter, quark-gluon plasma, neutral mesons

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 170–174*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 539.12*

# ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДОВ $B_s^0$ МЕЗОНА В МНОГОЧАСТИЧНОЕ СОСТОЯНИЕ $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$

**© 2021 г. Т. А. Овсянникова[a], *, И. М. Беляев[a], Д. Ю. Голубков[a]**

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182 Россия*

**E-mail: tatiana.ovsiannikova@cern.ch*

Поступила в редакцию 19.11.2020 г.
После доработки 28.12.2020 г.
Принята к публикации 14.01.2021 г.

Распады прелестных адронов в конечное состояние с чармонием являются уникальной системой для изучения свойств чармониев и подобных им состояний. Природа многих из этих состояний до сих пор не ясна, поэтому сравнение вероятностей между распадами прелестных мезонов в состояния с новыми и известными чармониями, может помочь получить дополнительную информацию о механизмах рождения подобных частиц. В статье представлены результаты исследования распадов $B_s^0$ мезона в многочастичное состояние $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$. Результаты получены на основе анализа полного образца данных, набранных экспериментом LHCb в 2011–2018 гг. Приведены первые наблюдения нескольких распадов и измерены отношения парциальных ширин для этих распадов, а также прецизионное измерение массы $B_s^0$ мезона.

*Ключевые слова:* HEP, b-физика, LHCb

**DOI:** 10.56304/S2079562920060433

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Распады прелестных адронов в конечные состояния, содержащие *c* и анти-*c* кварки, представляют собой уникальную лабораторию для изучения свойств чармониев и чармониеподобных состояний. В таких распадах было обнаружено большое количество новых состояний, в том числе частица $\chi_{c1}(3872)$ [1], пентакварки [2, 3] и многочисленные кандидаты в тетракварки [4–6], а также обычные чармониевые состояния. Природа многих экзотических чармониеподобных кандидатов остается неясной. Сравнение парциальных ширин таких систем по сравнению с обычными состояниями чармония в распадах прелестных адронов может пролить свет на механизмы их образования.

Состояние $\chi_{c1}(3872)$ известно уже более 15 лет [1], однако до сих пор не удалось установить является ли это состояние тетракварком, $D^{*0}\overline{D^{*0}}$ молекулой или чармониевым состоянием.

Распад $B_s^0 \to (\chi_{c1}(3872) \to J/\psi\pi^+\pi^-)(\varphi \to K^+K^-)$ недавно был обнаружен коллаборацией CMS [7], которая измерила отношение парциальных ширин распадов $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$ и $B^0 \to \chi_{c1}(3872)K^0$. Оно оказалось совместимо с единицей в приделах ошибок и в два раза меньше, чем отношение парциальных ширин распадов $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$ и $B^+ \to \chi_{c1}(3872)K^+$.

В распаде $B_s^0$ мезона в конечное состояние $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ существует возможность исследовать спектр масс системы $J/\psi\varphi$ мезонов. Не так давно четыре кандидата в тетракварк были обнаружены коллаборацией LHCb в амплитудном анализе распадов [6]. Эти состояния названы $\chi_{c1}(4140)$, $\chi_{c1}(4274)$, $\chi_{c0}(4500)$ и $\chi_{c0}(4700)$ [8]. В распадах $B_s^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-\varphi$, масса $J/\psi\varphi$ комбинации может быть исследована в диапазоне масс, который примерно на 300 МэВ/$c^2$ выше допустимого кинематического предела распадов $B^+ \to J/\psi\varphi K^+$.

В 2020 году коллаборация LHCb изучила распад $B_s^0$ мезона в многочастичное конечное состояние $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ [9] на данных эксперимента LHCb, набранных при энергии протон-протонных (pp) столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости порядка 9 фб$^{-1}$. Для выделения $B_s^0$ мезонов фон от случайных комбинаций вторичных заряженных частиц был подавлен с помощью критериев отбора, основанных на информации о кинематике распадающейся частицы, топологии продуктов распада и идентификации частиц. В анализе

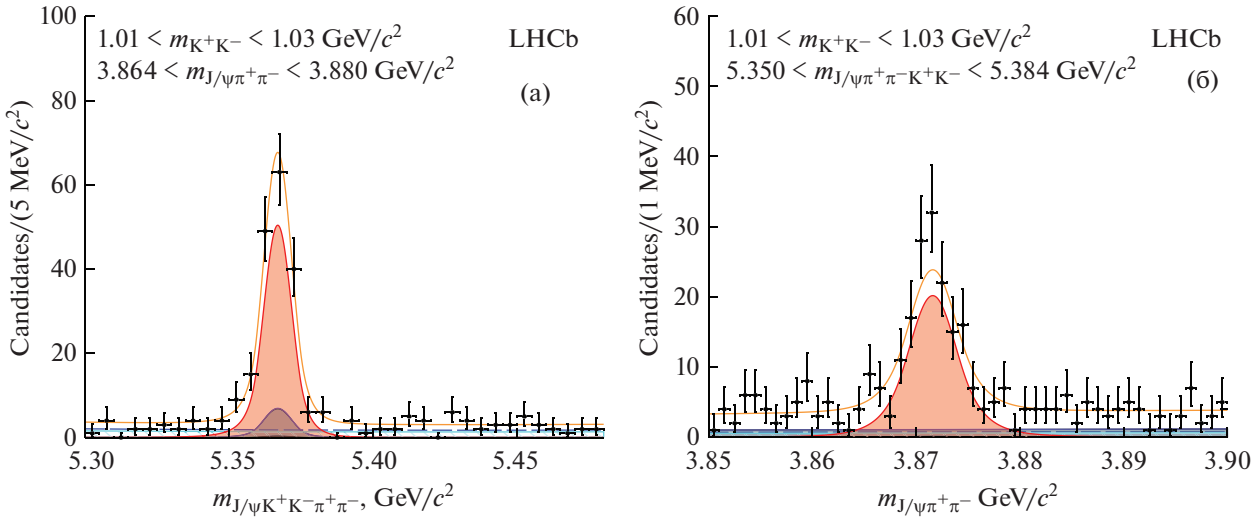


**Рис. 1.** Распределения по массе $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ комбинации (а), и $J/\psi\pi^+\pi^-$ комбинации (б) для отобранных $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$ кандидатов (точки с ошибками). Аппроксимация показана линиями, а также заполненными областями.

использовались события, принятые димюонным триггером. После применения критериев отбора количество сигнальных событий $B_s^0$ мезонов составляет $(26.5 \pm 0.2) \cdot 10^3$, что впоследствии использовались для выделения различных промежуточных каналов распада.

## 2. РАСПАДЫ $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$ И $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)K^+K^-$

Обнаружено $154 \pm 15$ событий для $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$ канала, со статистической значимостью около 12 стандартных отклонений, при этом использовалась полная эксперимента LHCb. Сигналы для $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$ канала и нормировочного $B_s^0 \to \psi(2S)\varphi$ канала выделены с помощью одновременной аппроксимации трехмерных распределений $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$, $J/\psi\pi^+\pi^-$, $K^+K^-$ в двух регионах по массе $J/\psi\pi^+\pi^-$ соответствующих массам $\psi(2S)$ и $\chi_{c1}(3872)$ мезонов. Параметры состояния $\chi_{c1}(3872)$ была сконструированы с учетом недавно измеренных значений [7, 8]. На рис. 1 показаны проекции распределений инвариантной массы комбинаций $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ и $J/\psi\pi^+\pi^-$ для канала $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$. С помощью полученных сигналов было измерено отношение парциальных ширин между $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$ и $B_s^0 \to \psi(2S)\varphi$ каналами.

Используя измеренные выходы сигналов и отношения эффективностей, было рассчитано отношение парциальных ширин:

$$\frac{B(B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi) \times B(\chi_{c1}(3872) \to J/\psi\pi^+\pi^-)}{B(B_s^0 \to \psi(2S)\varphi) \times B(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)} =$$
$$= (2.42 \pm 0.23\ (\text{стат.}) \pm 0.07\ (\text{сист.})) \times 10^2.$$

Полученный результат согласуется с результатом коллаборации CMS [8], но имеет лучшую точность.

В анализе обнаружена не связанная с φ-мезоном компонента распада $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)K^+K^-$. На рис. 2 показано распределение по инвариантной массе $K^+K^-$ комбинации после вычитания комбинаторного фона, поправленное на отношение эффективностей. В распределении по инвариантной массе $K^+K^-$ комбинации видны возможные вклады от $f_0(980)$, $f_2(1270)$, $f_0(1370)$ и $f_2(1370)$ мезонов. Для того, чтобы определить их точные парциальные ширины требуется полный амплитудный анализ, что находится за рамками результатов данной работы, в которой было определено отношение парциальных ширин для моды $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)K^+K^-$, не включающей φ-резонанс, к моде $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$:

$$\frac{B(B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)(K^+K^-)_{\text{non-}\varphi})}{B(B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi)} =$$
$$= 1.52 \pm 0.32\ (\text{стат.}) \pm 0.12\ (\text{сист.})$$

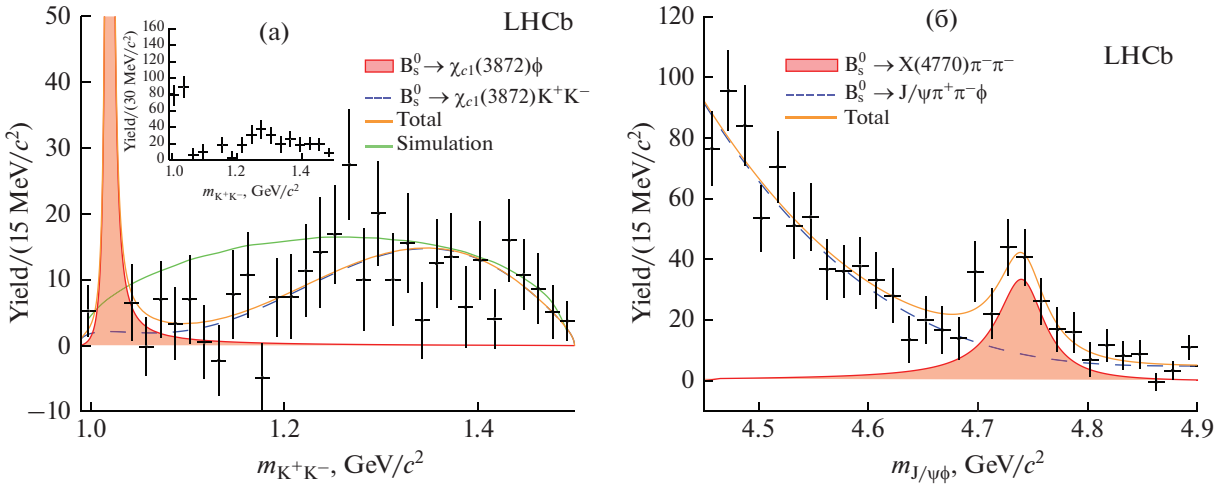


**Рис. 2.** (а) Поправленное на эффективность распределение по массе $K^+K^-$ комбинации после вычитания фона для отобранных $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)K^+K^-$ кандидатов (точки с ошибками). Толстая зеленая линия показывает результат математического моделирования, согласно фазовому объему. (б) Распределения по массе $J/\psi\varphi$ комбинации после вычитания фона отобранных $B_s^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-\varphi$ кандидатов (точки с ошибками). Аппроксимация показана цветом.

## 3. ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $B_s^0 \to J/\psi K^{*0}\overline{K}^{*0}$

В анализе измерено отношение парциальных ширин для обнаруженного впервые канала $B_s^0 \to J/\psi K^{*0}\overline{K}^{*0}$ по отношению к $B_s^0 \to \psi(2S)\varphi$ каналу. Сигнал выделен с помощью аппроксимации трехмерного распределения по инвариантным массам комбинаций $J/\psi K^+K\pi^+\pi^-$, $K^+\pi^-$ и $K^-\pi^+$ и составил 5447 ± 125 (стат.) событий. Используя измеренные выходы сигналов и отношения эффективностей, рассчитано отношение парциальных ширин:

$$\frac{B(B_s^0 \to J/\psi K^{*0}\overline{K}^{*0}) \times B(K^{*0} \to K^+\pi^-)^2}{B(B_s^0 \to \psi(2S)\varphi) \times B(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-) \times B(\varphi \to K^+K^-)} = 1.22 \pm 0.03 \text{ (стат.)} \pm 0.04 \text{ (сист.)}.$$

*Исследование спектра $J/\psi\varphi$ комбинации*

Проведено исследование инвариантной массы $J/\psi\varphi$, полученной в распадах $B_s^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-\varphi$. На рис. 2 показан спектр инвариантной массы $J/\psi\varphi$ после вычитания фона. В области масс 4.7 ГэВ/$c^2$ обнаружена структура, которая не может быть ассоциирована с распадами $B_s^0 \to \psi(2S)\varphi$ и $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$, так как области по массе $J/\psi\pi^+\pi^-$ соответствующие этим мезонам, то есть диапазоны $3.864 < m_{J/\psi\pi^+\pi^-} < 3.880$ ГэВ/$c^2$ и $3.672 < m_{J/\psi\pi^+\pi^-} < 3.700$ ГэВ/$c^2$, исключены. Структура не видна и в более высоком диапазоне $1.060 < m_{K^+K^-} < 1.15$ ГэВ/$c^2$ спектра $K^+K^-$ массы. В распределении инвариантной массы комбинации $\varphi\pi^+\pi^-$ обнаружено значительное отклонение от распределения величины по фазовому объему, что указывает на возможное присутствие возбужденных φ-состояний. Распады $B_s^0 \to J/\psi\varphi^*$ через промежуточные состояния φ(1680), φ(1850) или φ(2170) [10] были исследованы с помощью математического моделирования и было показано, что такие распады не формируют структуры в распределении по массе $J/\psi\varphi$ комбинации. Отметим, что в данном анализе не учитывались сложные интерференционные эффекты, в то время как для понимания природы обнаруженной структуры, требуется полный амплитудный анализ. Параметры структуры определены с помощью подгонки распределения инвариантной массы $J/\psi\varphi$ комбинации показанном на рис. 2б. Количество событий для структуры равно 175 ± 39, что соответствует значимости сигнала больше 5 стандартных отклонений. Значения массы и ширины оказались равными: 4741 ± 6 (стат.) ± 6 (сист.) МэВ/$c^2$ и 53 ± ± 15 (стат.) ± 11 (сист.) МэВ.

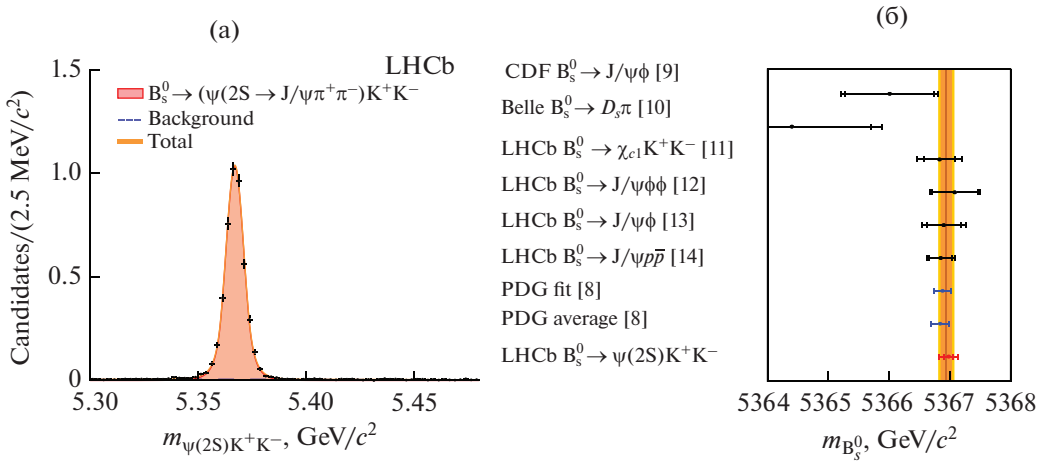


**Рис. 3.** (а) Распределения по инвариантной массе $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ комбинации отобранных $B_s^0 \to \psi(2S)K^+K^-$ кандидатов (точки с ошибками). Подгонка показана цветом. (б) Сравнение измерений массы $B_s^0$L-мезона. Внутренние ошибки представляют статистическую неопределенность, а внешние неопределенности соответствуют квадратичной сумме статистических и систематических погрешностей. Вертикальная полоса представляет собой среднее значение и погрешность измерений эксперимента LHCb.

После модернизации ускорительного комплекса “Большой адронный коллайдер” и набора новых данных, будет возможно проведение амплитудного анализа данного конечного состояния, это позволит измерить квантовые числа состояния и идентифицировать его природу и определить возможные связи с другими резонансами в системе $J/\psi\varphi$, в частности, с тетракварковым кандидатом $\chi_{c0}(4700)$, обнаруженным в эксперименте LHCb ранее [6].

## 5. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ $B_s^0$ МЕЗОНА

Распады $B_s^0$ мезона в конечное состояние $J/\psi K^+K\pi^+\pi^-$ проходят через промежуточные состояния с достаточно небольшим энерговыделением ~500–700 МэВ, например, обнаруженные $B_s^0 \to J/\psi K^{*0}\overline{K^{*0}}$ и $B_s^0 \to \psi(2S)\varphi$ каналы, что позволяет измерить массу $B_s^0$ мезона с хорошей точностью. В данной статье представлен результат измерения массы с помощью подгонки распределения в очень узком диапазоне по инвариантной массе системы $J/\psi\pi^+\pi^-$ : $3.679 < m_{J/\psi\pi^+\pi^-} < 3.694$ ГэВ/$c^2$ и диапазоне по инвариантной массе $K^+K^-$ комбинации, соответствующему основной доле сигнала $\varphi$ мезона $m_{K^+K^-} < 1.060$ ГэВ/$c^2$. Такой диапазон масс позволяет использовать гипотезу о распадах через $\psi(2S)$ состояние для реконструкции инвариантной массы $B_s^0$ мезона, что существенно улучшает разрешение и уменьшает систематическую ошибку. На рис. 3а показан результат подгонки распределения инвариантной массы $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ комбинации. Измеренное значение составляет:

$$m_{B_s^0} = 5366.98 \pm 0.07 \text{ (стат.)} \pm 0.13 \text{ (сист.) МэВ}/c^2.$$

Доминирующий вклад в полную систематическую неопределенность вносит ошибка, связанная с неизвестной массовой шкалой эксперимента из-за неопределенности магнитного поля. Так же на рис. 3 показаны предыдущие измерения массы $B_s^0$ мезона. Видно, что новое измерение согласуется с предыдущими, но имеет лучшую точность.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования распадов $B_s^0$ мезона в многочастичное конечное состояние $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ на данных эксперимента LHCb, набранных при энергии протон–протонных (p–p) столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости порядка 9 фб$^{-1}$. Были измерены отношения парциальных ширин нескольких новых каналов. Проведено измерение массы $B_s^0$ мезона с рекордной точностью. Впервые обнаружен кандидат на новое состояние X(4740) в спектре инвариантной массы $J/\psi\varphi$ системы. Более подробно с результатами представленного анализа можно ознакомиться в работе [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Choi S.K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 262001.
2. *Aaij R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 072001.
3. *Aaij R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 222001.
4. *Chilikin K. et al.* // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. P. 074026.
5. *Aaij R. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 1019.
6. *Aaij R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 022003.
7. *Aaij R. et al.* // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020 (8). P. 123.
8. *Pereima D.* // Search for New Decays of Beauty Particles at the LHCb Experiment. PhD Thesis. 2020. Moscow: NRC Kurch. Inst. CERN-THESIS-2020-204.
9. *Aaij R. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 708. P. 241.
10. *Sirunyan A.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. P. 152001.
11. *Aaij R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 191804.

# Study of $B_s^0$ Meson Decays to $J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ Final State

**T. A. Ovsiannikova[1], *, I. M. Belyaev[1], and D. Yu. Golubkov[1]**

*[1]National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: tatiana.ovsiannikova@cern.ch*

Received December 28, 2020; revised December 30, 2020; accepted January 14, 2021

The decays of $B_s^0 \to J/\psi K^+K^-\pi^+\pi^-$ are studied using a data set corresponding to an integrated luminosity of 9 $fb^{-1}$ collected by the LHCb experiment in proton–proton collisions between 2011 and 2018. The decays $B_s^0 \to J/\psi K^{*0}\overline{K^{*0}}$ and $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)K^+K^-$ where the $K^+K^-$ pair does not originate from the φ meson are observed for the first time. Precise measurements of the branching fraction ratios between $B_s^0 \to J/\psi K^{*0}\overline{K^{*0}}$, $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\varphi$, $B_s^0 \to \psi(2S)\varphi$ and $B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)K^+K^-$ channels are reported. A structure denoted X(4740) is observed in the $J/\psi\varphi$ mass spectrum with a significance in excess of 5.3 standard deviation. In addition, the most precise measurement of the $B_s^0$ meson mass is made.

*Keywords*: HEP, b-physics, LHCb

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 175–178*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 539.12*

# ИЗУЧЕНИЕ ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ LHCb

**© 2021 г. В. И. Матюнин***

*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182 Россия*

**E-mail: matyunin@itep.ru*

Поступила в редакцию 28.12.2020 г.
После доработки 30.12.2020 г.
Принята к публикации 14.01.2021 г.

Высокая статистика, набранная экспериментом LHCb в протон-протонных столкновениях за время сеанса 1 и 2 на Большом адронном коллайдере, открывает уникальную возможность для изучения прелестных барионов и расширения знаний об их спектроскопии. В работе представлены недавние результаты поисков новых распадов прелестных частиц, а также результаты поисков новых возбужденных состояний b-адронов. В частности, первое наблюдение возбужденных $\Omega_b^-$ состояний, обнаружение двух узких $\Lambda_b(6146)^0$ и $\Lambda_b(6152)^0$ состояний, обнаружение $\Lambda_b^{**0}$ состояния, совместного с предсказанием для $\Lambda_b(2S)^0$ бариона и обнаружение распада $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)p\pi^-$.

*Ключевые слова:* физика высоких энергий, физика элементарных частиц, LHCb

**DOI:** 10.56304/S2079562920060408

## 1. ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет большое количество интересных результатов было получено при исследовании прелестных адронов. Среди них есть первое наблюдение пентакварковых и тетракварковых резонансов, наблюдение целого ряда возбужденных состояний тяжелых барионов и много других. Тем не менее, многие из предсказанных состояний не обнаружены, параметры некоторых из известных состояний адронов измерены с небольшой точностью, и, кроме того, существует целый ряд состояний, которые не укладываются в спектр кваркония. Поэтому изучение спектроскопии b-адронов представляет особый интерес для современной физики высоких энергий.

Описанные ниже результаты основаны на данных, набранных в эксперименте LHCb на Большом адронном коллайдере (БАК) в протон-протонных (pp) столкновениях при энергиях столкновений $\sqrt{s} = 7$ и8 ТэВ суммарной светимостью 3 фб$^{-1}$ (сеанс 1 БАК) и $\sqrt{s} = 13$ ТэВ суммарной светимостью 6 фб$^{-1}$ (сеанс 2 БАК).

## 2. ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ $\Omega_b^-$ СОСТОЯНИЙ

Недавно были обнаружены пять новых узких возбужденных $\Omega_c^0$ барионов [1]. Некоторые теоретические модели, описывающие $\Omega_c^0$ состояния, также предсказывают распад $\Omega_b^-$ состояний до конечного состояния $\Xi_b^0 K^-$. Поэтому поиск аналогичных возбужденных состояний с использованием данных эксперимента LHCb представляет особый интерес. В эксперименте LHCb исследован спектр масс $\Xi_b^0 K^-$ с целью поиска узких резонансов близких к порогу [2]. В анализе использовался набор данных pp-столкновений, соответствующий суммарной светимости 9 фб$^{-1}$ сеансов 1 и 2 БАК. Для реконструкции $\Xi_b^0$ барионов использовалась мода распада $\Xi_c^+\pi^-$, где $\Xi_c^+$ барионы восстанавливались по моде распада $pK^-\pi^+$. Распределение разности масс для комбинации с правильным знаком $m(\Xi_b^0 K^-) - m(\Xi_b^0)$ и с неправильным знаком $m(\Xi_b^0 K^+) - m(\Xi_b^0)$ показано на рис. 1а и 1б соответственно. На распределении для комбинации с правильным знаком обнаружены четыре узких пика. Спектры для комбинации с неправильным и правильным знаком аппроксимировались одновременно, с общей формой фоновой компоненты. Параметры всех четырех пиков, полученные из результатов аппроксимации, вместе со значимостью приведены в работе [2]. Массы и ширины новых резонансов согласуются с ожиданиями для возбужденных $\Omega_b^-$ состояний.

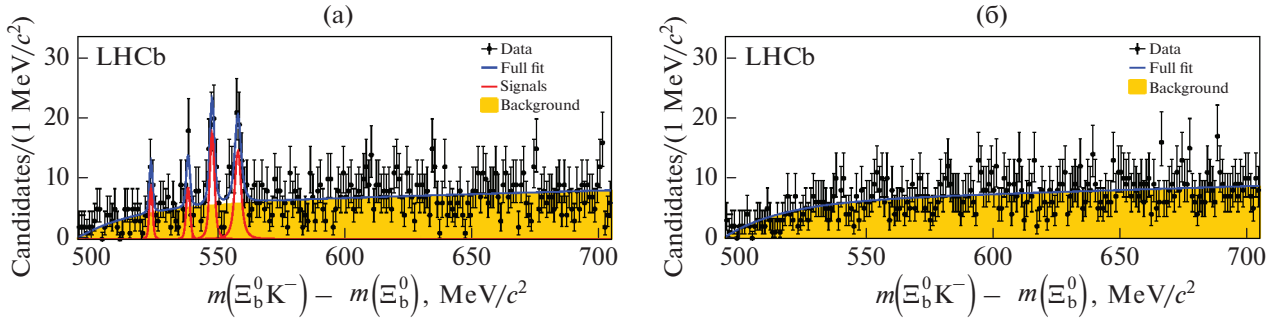


**Рис. 1.** Распределения разницы масс для комбинации с правильным знаком $m(\Xi_b^0 K^-) - m(\Xi_b^0)$ (а) и с неправильным знаком $m(\Xi_b^0 K^+) - m(\Xi_b^0)$ (б). Различные компоненты, используемые при аппроксимации, указаны в легенде.

## 3. ВОЗБУЖДЕННЫЕ $\Lambda_b^0$ СОСТОЯНИЯ

Помимо самого легкого прелестного бариона, $\Lambda_b^0$ бариона, при более высоких массах ожидается большое количество радиально и орбитально возбужденных состояний. Ранее, экспериментом LHCb был произведен поиск возбужденных состояний в спектре $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$, и были обнаружены два узких состояния [3]. Поэтому интересно исследовать спектр $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ с полной статистикой, собранной экспериментом LHCb. Спектр массы $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ комбинации изучался с использованием полной выборки данных pp-столкновений сеансов 1 и 2, соответствующих суммарной светимости 9 фб$^{-1}$ [4, 5]. Для реконструкции $\Lambda_b^0$ барионов использовалось две моды распадов: $\Lambda_c^+\pi^-$ и $J/\psi pK^-$. Исследование проводилось в трех $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ массовых интервалах соответствующих большим, средним и малым массам. В интервале высоких масс $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ обнаружен новый пик примерно при 6.15 ГэВ/$c^2$ [4]. Пик находится выше порога $\Sigma_b^{(*)\mp}\pi^\pm$, поэтому спектр исследовался в трех неперекрывающихся областях массы $\Lambda_b^0\pi^\pm$ комбинации: двух резонансных $\Sigma_b^\mp$ и $\Sigma_b^{*\mp}$ областях и нерезонансной области. Проводилась одновременная аппроксимация трех распределений массы $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ комбинации. Было установлено, что для описания наблюдаемой структуры гипотеза двух пиков предпочтительна по сравнению с гипотезой одного пика со статистической значимостью более 7σ. Распределение массы $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ комбинации показано на рис. 2а. В результате аппроксимации масса и ширина двух пиков получились

$$m_{\Lambda_b(6146)^0} = 6146.17 \pm 0.33 \pm 0.22 \pm 0.16 \ \text{МэВ}/c^2,$$
$$\Gamma_{\Lambda_b(6146)^0} = 2.9 \pm 1.3 \pm 0.3 \ \text{МэВ}/c^2,$$

$$m_{\Lambda_b(6152)^0} = 6152.51 \pm 0.26 \pm 0.22 \pm 0.16 \ \text{МэВ}/c^2,$$
$$\Gamma_{\Lambda_b(6152)^0} = 2.1 \pm 0.8 \pm 0.3 \ \text{МэВ}/c^2,$$

здесь и на протяжении всей работы первая погрешность является статистической, вторая — систематической, а третья (если указана) связана с неопределенностью номинальной массы $\Lambda_b^0$ бариона. Измеренные массы согласуются с дублетом $\Lambda_b(1D)^0$ с квантовыми числами $J^P = \frac{3}{2}^+$ и $\frac{5}{2}^+$ [6, 7].

В интервале высоких масс $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ обнаружено новое барионное состояние [5]. Осуществлялась одновременная аппроксимация шести массовых распределений, в которых $\Lambda_b^0$ барионы восстанавливались по двум разным модам распадов: $\Lambda_c^+\pi^-$ и $J/\psi pK^-$, в каждом случае для одной комбинации с правильным знаком $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ и для двух комбинаций с неправильным знаком $\Lambda_b^0\pi^\pm\pi^\pm$. Массовые распределения показаны на рис. 2б и 2в. Масса и ширина нового пика равны

$$m_{\Lambda_b^{**0}} = 6072.3 \pm 2.9 \pm 0.6 \pm 0.2 \ \text{МэВ}/c^2,$$
$$\Gamma_{\Lambda_b^{**0}} = 72 \pm 11 \pm 2 \ \text{МэВ}/c^2.$$

Наблюдаемый пик согласуется с широким пиком, о котором ранее сообщал эксперимент CMS [8]. Измеренные масса и ширина согласуются с ожиданиями для $\Lambda_b(2S)^0$ состояния. Также, исследовались вклады от $\Sigma_b^{(*)\mp}$ резонансов и было получено, что основной вклад дает нерезонансная компонента.

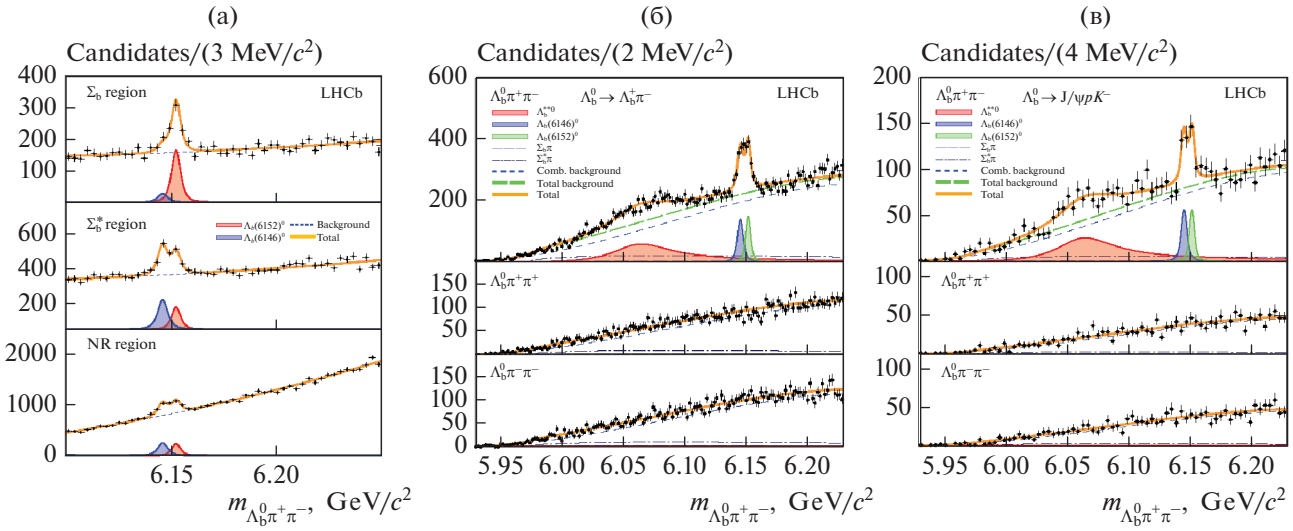


**Рис. 2.** (а) Распределение массы $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ комбинации для трех областей по массе $\Lambda_b^0\pi^\pm$: (вверху) $\Sigma_b^\mp$ барион, (в центре) $\Sigma_b^{*\mp}$ барион и (внизу) нерезонансной области. Массовые спектры (вверху) $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$, (в центре) $\Lambda_b^0\pi^+\pi^+$ и (внизу) $\Lambda_b^0\pi^-\pi^-$ комбинаций для случая реконструкции $\Lambda_b^0$ бариона по моде (б) $\Lambda_c^+\pi^-$ и (в) $J/\psi pK^-$.

В интервале малых масс $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ подтверждены два состояния, наблюдавшиеся ранее [3]. Выполнялась одновременная аппроксимация шести массовых распределений, в которых $\Lambda_b^0$ барион восстанавливался по двум разным модам распада и в каждом случае для комбинации с правильным знаком $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ и двух комбинаций с неправильным знаком $\Lambda_b^0\pi^\pm\pi^\pm$. Измерены масса и ширина данных состояний:

$$m_{\Lambda_b(5912)^0} = 5912.21 \pm 0.03 \pm 0.01 \pm 0.21 \text{ МэВ}/c^2,$$
$$\Gamma_{\Lambda_b(5912)^0} < 0.25\,(0.28) \text{ МэВ}/c^2,$$
$$m_{\Lambda_b(5920)^0} = 5920.11 \pm 0.02 \pm 0.01 \pm 0.21 \text{ МэВ}/c^2,$$
$$\Gamma_{\Lambda_b(5920)^0} < 0.19\,(0.20) \text{ МэВ}/c^2.$$

Для ширин указаны верхние пределы с доверительной вероятностью 90% (95%). Параметры измерены с точностью примерно в четыре раза более высокой по сравнению с результатами, приведенными в работе [3].

## 4. ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-$

В эксперименте LHCb впервые обнаружен Кабиббо-подавленный распад $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-$ [11]. Для анализа использовались данные протон-протонных столкновений, соответствующие суммарной светимости 3 $\text{фб}^{-1}$ набора данных сеанса 1 БАК и 1.9 $\text{фб}^{-1}$ части набора данных сеанса 2 БАК. В работе было измерено отношение парциальных ширин исследуемого распада по отношению к распаду $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,pK^-$. Для реконструкции $\psi(2S)$ мезона использовалась мода распада $\mu^+\mu^-$. На рис. 3 представлены распределения инвариантной массы отобранных $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-$ кандидатов, а также кандидатов для нормировочного канала $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,pK^-$. Наблюдаемое число событий распада $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-$ составило $121 \pm 13$. Полученное отношение парциальных ширин:

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,pK^-)} = (11.4 \pm 1.3 \pm 0.2)\%.$$

Также, проведенный анализ парных комбинаций продуктов распада позволил сделать вывод об отсутствии вкладов от экзотических состояний.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент LHCb вносит существенный вклад в изучение спектроскопии прелестных адронов. В частности, обнаружены новые возбужденные состояния $\Omega_b^-$ и $\Lambda_b^0$, измерены масса и ширина новых состояний, открыт новый распад $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-$ и измерено отношение парциальной ширины этого распада по отношению к $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,pK^-$.

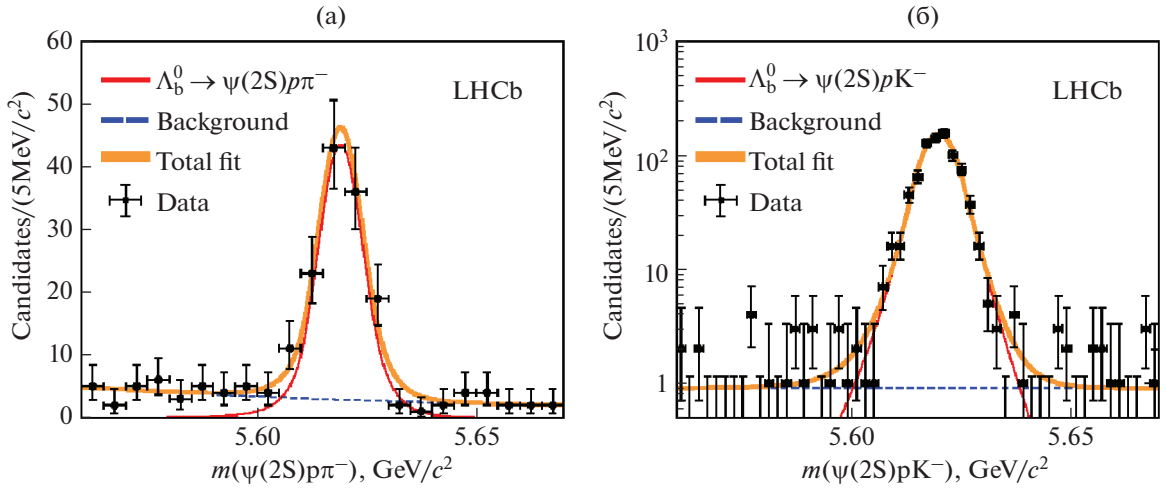


**Рис. 3.** Массовые спектры отобранных кандидатов в канале (а) $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-$ и (б) $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,pK^-$. Различные компоненты, используемые при аппроксимации, указаны на рисунке.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 20-32-90166). Автор выражает благодарность организаторам конференции МКТЭФ-2020 за прекрасную конференцию.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *LHCb Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 182001.
2. *LHCb Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 082002.
3. *LHCb Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 172003.
4. *LHCb Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 152001.
5. *LHCb Collab.* // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020 (6). P. 136.
6. *Chen B., Wei K.-W., Zhang A.* // Eur. Phys. J. A . 2015. V. 51. P. 82.
7. *Capstick S., Isgur N.* // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 2809.
8. *CMS Collab.* // Phys. Lett. B. 2020. V. 803. P. 135345.
9. *Brambilla N. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2011. V. 71. P. 1534.
10. *LHCb Collab.* // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 112006.
11. *LHCb Collab.* // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018 (8). P. 131.

# Study of Beauty Baryons at the LHCb Experiment

**V. I. Matiunin***

*National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: matyunin@itep.ru*

Received December 28, 2020; revised December 30, 2020; accepted January 14, 2021

The high statistics collected by the LHCb experiment in proton-proton collisions during Run 1 and 2 of the Large Hadron Collider provides a unique opportunity for study of beauty baryons and to broaden knowledge about their spectroscopy. The paper presents the recent results of searches for new beauty particles decays, as well as the results of searches for new excited states of b-hadrons. In particular, the first observation of excited $\Omega_b^-$ states, the observation of two narrow $\Lambda_b(6146)^0$ and $\Lambda_b(6152)^0$ states, the observation of new $\Lambda_b^{**0}$ state consistent with the prediction for $\Lambda_b(2S)^0$ baryon, and the observation of the $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\,p\pi^-$ decay are presented.

*Keywords:* high energy physics, elementary particles physics, LHCb

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 179–185*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 533.9*

# ИЗМЕРЕНИЕ ТОРМОЗНЫХ ПОТЕРЬ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА С ЭНЕРГИЕЙ 100 кэВ/а.е.м. В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

**© 2021 г. Р. О. Гаврилин[a], *, А. О. Хурчиев[a], А. В. Канцырев[a], М. М. Баско[b], С. А. Высоцкий[a], Д. С. Колесников[a], И. В. Рудской[a], А. А. Голубев[a], В. А. Волков[a], А. А. Дроздовский[a], Р. П. Куйбеда[a], П. А. Федин[a], С. М. Савин[a], А. П. Кузнецов[a]**

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Россия, Москва, 123182 Россия*

[b] *Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша Российской академии наук, Москва,125047 Россия*

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

Поступила в редакцию 28.12.2020 г.
После доработки 19.08.2021 г.
Принята к публикации 20.08.2021 г.

Изучение процессов торможения тяжелых заряженных частиц в плазме относится к фундаментальным проблемам физики плазмы и физики высокой плотности энергии в веществе. В работе представлены результаты экспериментальных исследований энергетических потерь ионов железа $Fe^{+2}$ с энергией 100 кэВ/а.е.м в водородной плазме. Приводится сравнение полученных экспериментальных данных по торможению на свободных электронах плазмы с существующими теоретическими моделями.

*Ключевые слова:* тормозная способность вещества, ионный пучок, плазма, лазерная интерферометрия, электронная плотность, степень ионизации, время-пролетная методика, энергетические потери ионов

**DOI:** 10.56304/S2079562920060226

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Теория торможения ионов в холодном веществе развивается уже более 100 лет и восходит к работам Бора, Бете и Блоха (ББББ) [1–3], рассматривавших торможение ионов в газах. В дальнейшем огромное количество работ было посвящено внесению поправок в классическое рассмотрение этого вопроса. Развитие физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза привело к распространению теории торможения тяжелых заряженных частиц и на ионизованные среды. Первые экспериментальные исследования тормозных потерь ионов в ионизованном веществе показали существенное увеличение тормозной способности плазмы по отношению к холодному (неионизованному) веществу. Было отмечено, что увеличение тормозной способности плазмы по сравнению с холодным веществом определяется двумя эффектами: взаимодействием налетающих ионов со свободными электронами плазмы и изменением скорости рекомбинационных процессов, приводящих к увеличению равновесного заряда налетающих ионов в ионизованной среде. При этом различия в энергетических потерях ионов возрастают с уменьшением их энергии. Большое количество экспериментальных работ по измерению тормозной способности плазмы было проведено для энергий ионов в диапазоне от 1.5 до 11 МэВ/а.е.м. [4–10]. Зафиксирован рост энергетических потерь ионов в плазме по сравнению с холодным веществом в 1.2–3 раза в зависимости от начальной энергии и сорта частиц, а также температуры, плотности и степени ионизации плазмы. Однако в области низких энергий процессы, определяющие торможение ионов в плазме, экспериментально изучены недостаточно. Для ионов с энергиями менее 500 кэВ/а.е.м. имеется лишь несколько работ [11–13].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований энергетических потерь ионов железа $Fe^{+2}$ с энергией 100 кэВ/а.е.м в водородной плазме сильноточного разряда, а также проведено сравнение полученных экспериментальных данных с существующими теоретическими моделями.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент по измерению энергетических потерь ионов $^{56}Fe^{+2}$ в плазме проводился на линейном тяжелоионном ускорителе ТИПр-1в ИТЭФ [14]. Экспериментальная установка состоит из плазменной мишени, установленной в транспортном канале ускорителя, и системы регистрации (рис. 1).

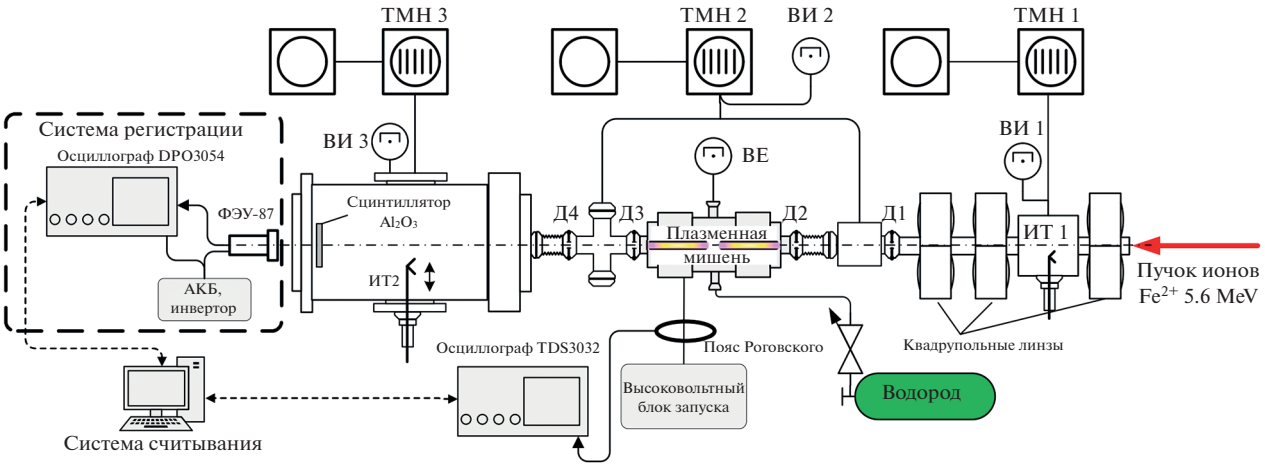


**Рис. 1.** Принципиальная схема экспериментальной установки. ТМН – турбомолекулярный насос, ВИ –широкодиапазонный ионизационный вакуумметр, ВЕ – емкостной вакуумметр, ИТ – измеритель (коллектор) тока пучка, Д – диафрагма.

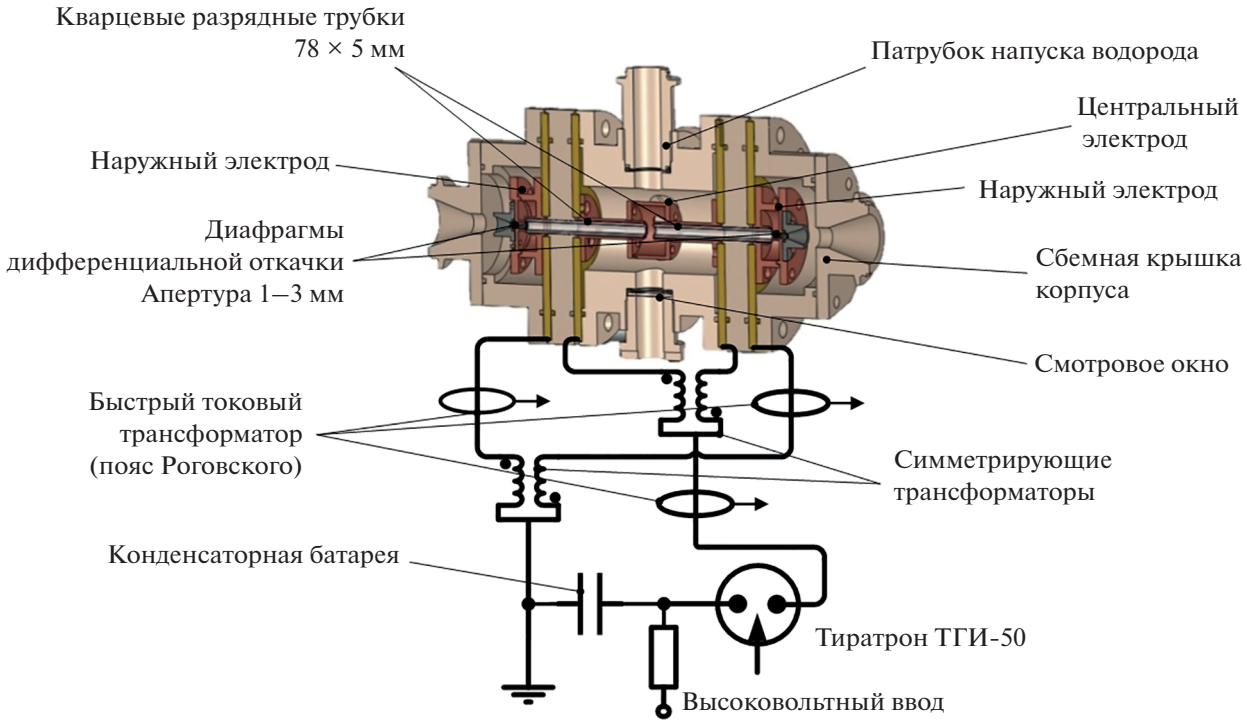


**Рис. 2.** Схема газоразрядной плазменной мишени и основных элементов электрической схемы.

### *А. Плазменная мишень*

Сильноточная газоразрядная плазменная мишень (ПМ), используемая в данной работе, является модификацией [15] применявшейся ранее мишени [10]. Плазма создается сильноточным электрическим разрядом в двух коллинеарных кварцевых трубках с внутренним диаметром 5 мм и длиной 78 мм, заполненных водородом (рис. 2). Водород подается в центральную часть мишени через игольчатый клапан и откачивается через диафрагмы, расположенные на оси мишени. Рабочее давление газа в мишени составляет от 1 до 5 торр.

Конденсаторная батарея емкостью до 3.8 мкФ заряжается до напряжения 1.5–6 кВ и создает ток до 5 кА в каждом разрядном канале. Симметричность разряда в двух каналах достигается с помощью специальных катушек индуктивности, включенных в разрядную цепь. Типичные осцилло-

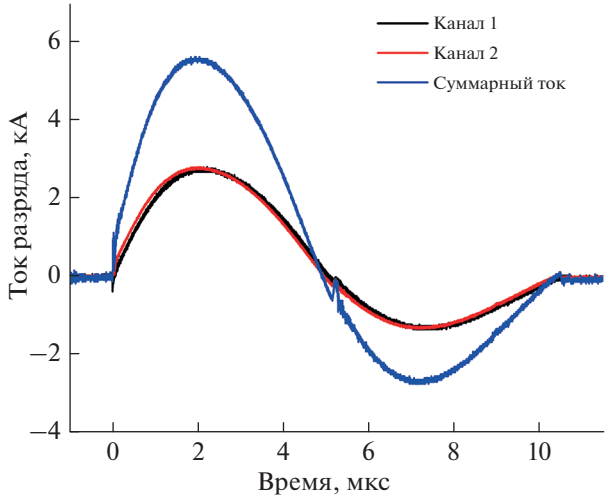


**Рис. 3.** Осциллограммы суммарного тока и токов в двух разрядных промежутках ПМ при напряжении 5 кВ, емкости накопителя 2.5 мкФ, давлении водорода 1 торр.

граммы разрядных токов показаны на рис. 3. Конструкция из двух последовательных коаксиальных разрядных промежутков позволяет снизить эффект фокусировки ионного пучка магнитным полем: фокусирующий эффект в первом разрядном канале компенсируется обратным эффектом во втором канале, что позволяет повысить пропускную способность плазменной мишени при прохождении ионного пучка.

Для определения линейной плотности свободных электронов плазмы применялась двухволновая лазерная интерферометрия с квадратурной регистрацией сигнала [16, 17]. Проведенные измерения показали, что при изменении начального давления водорода от 1 до 5 торр и напряжения на конденсаторной батарее от 1.5 до 5 кВ линейная плотность свободных электронов $n_{fe}$ меняется в диапазоне от $2.9 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$ до $1.19 \cdot 10^{18}$ см$^{-2}$.

### *В. Ускоритель тяжелых ионов и транспортный канал*

Ускоритель ТИПр-1 позволяет ускорять ионы с отношением массы к заряду $A/Z \le 60$. В качестве инжектора частиц используется ионный вакуумно-дуговой источник MEVVA. Ускорение пучка ионов до энергии 100 кэВ/а.е.м. происходит в структуре с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ), работающей на частоте 27.7 МГц. Ток пучка на выходе структуры с ПОКФ составляет 1.5 мА, длительность – до 400 мкс. Транспортный канал включает в себя три квадрупольные линзы и две диагностические камеры. Измерение тока пучка осуществлялось при помощи цилиндра Фарадея. Для установки плазменной мишени в транспортный канал ускорителя была использована дифференциальная вакуумная откачка, позволяющая поддерживать необходимое давление в ускорителе при работе плазменной мишени. Градиент давления водорода обеспечивался при помощи диафрагм Д1–Д4 с апертурами от 1.0 до 3.0 мм (см рис. 1). Система ионной оптики установки была оптимизирована исходя из выбранных наборов диафрагм [18] и обеспечила максимальную трансмиссию пучка через мишень к системе регистрации. Ток пучка на детекторе фиксировался коллектором ИТ2 и составлял от 10 до 30 мкА.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для определения потерь энергии ионов в плазме применялась время-пролетная методика с использованием высокочастотной (27.7 МГц) микроструктуры ионного пучка ускорителя в качестве опорного сигнала. Длина время-пролетной базы составляла 1115 мм. В качестве детектора пучка ионов был использован сапфировый сцинтиллятор ($Al_2O_3$), совмещенный с фотоэлектронным умножителем ФЭУ-87. Для предотвращения попадания излучения плазмы на детектор, на сцинтиллятор методом напыления был нанесен слой алюминия толщиной 700 нм. Для уменьшения влияния электромагнитных наводок, возникающих при работе сильноточной плазменной мишени, система регистрации пучка ионов помещалась в экранирующий металлический корпус, а питание приборов системы регистрации осуществлялось через инверторный преобразователь напряжения с использованием аккумулятора. Данные меры позволили понизить уровень помех на ФЭУ примерно в 10 раз (рис. 4).

Уменьшение уровня сигнала с 2.5 по 4.5 мкс вызвано срабатыванием ПМ и уменьшением транс-

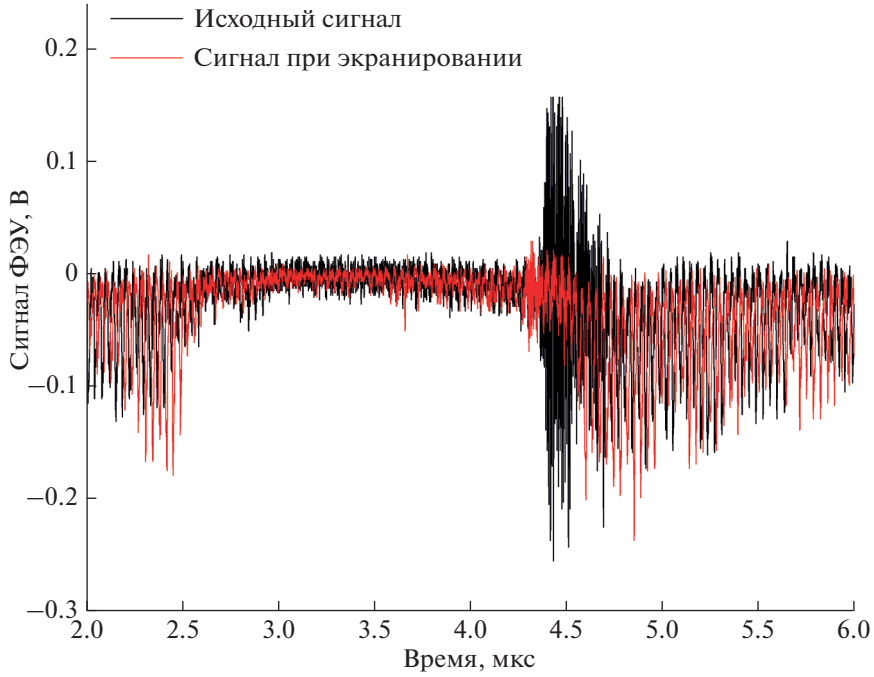


**Рис. 4.** Типичный сигнал ФЭУ с использованием защитного экрана.

миссии тока пучка. В интервале с 4.25 по 4.75 мкс хорошо наблюдается уменьшение уровня помехи. При измерении тормозных потерь ионов в плазме производилась запись следующих сигналов: ФЭУ, тока разряда плазменной мишени, измеряемого с помощью пояса Роговского, опорной частоты генератора ускорителя (см. рис. 1). В ходе обработки экспериментальных данных определялась временная задержка $\Delta T$ между опорным ВЧ сигналом и сигналом с ФЭУ, возникающая из-за замедления ионов при взаимодействии с плазмой, для чего использовалась Фурье-фильтрация исходных сигналов (рис. 5).

Далее, из значений временной задержки вычислялись значения потерь энергии ионов $\Delta E$ по формуле:

$$\Delta E = E_0\left[1-\left(1+\frac{c\Delta T}{L}\sqrt{\frac{2E_0}{m_u A}}\right)^{-2}\right] \text{ МэВ}, \qquad (1)$$

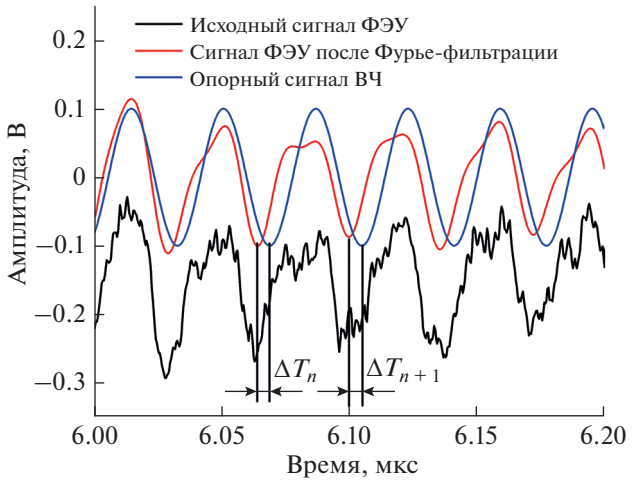


**Рис. 5.** Пример обработки сигнала ФЭУ и опорного ВЧ сигнала, включающей Фурье-фильтрацию исходных данных.

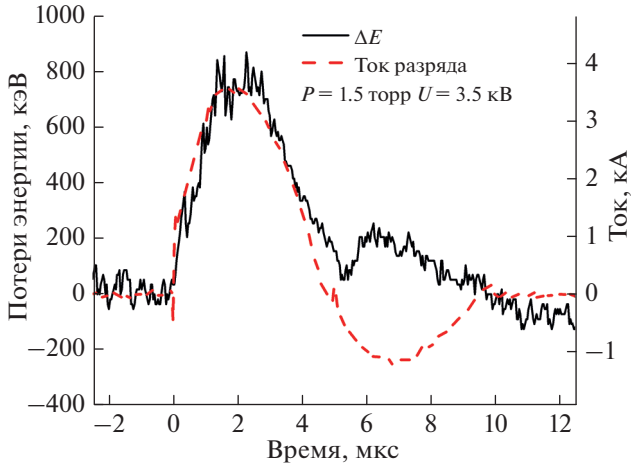


**Рис. 6.** Временная зависимость потерь энергии ионов $Fe^{+2}$ в плазме и тока разряда.

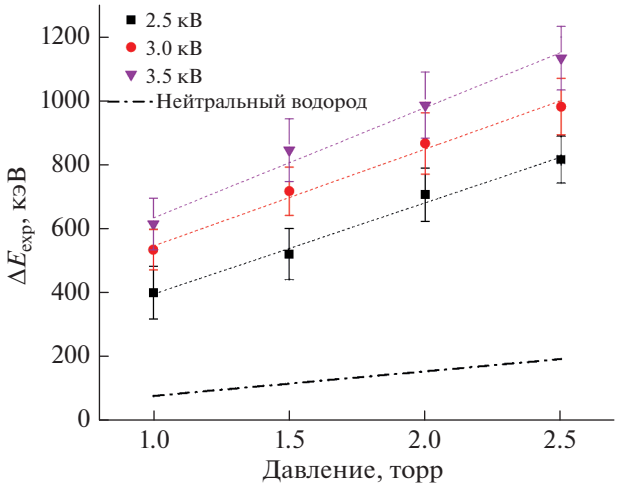


**Рис. 7.** Зависимость максимального экспериментально измеренного значения потерь энергии ионов в плазме $\Delta E_{exp}$ от начального давления водорода при различных напряжениях и расчетные значения потерь энергии в нейтральном водороде.

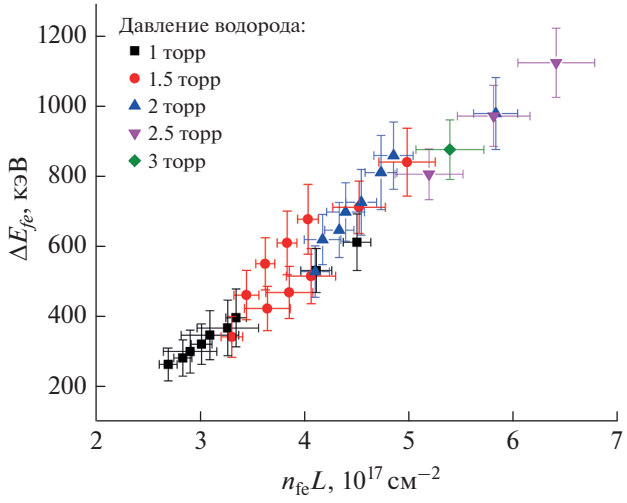


**Рис. 8.** Сводный график полученных экспериментальных данных для потерь энергии ионов $Fe^{+2}$ на свободных электронах плазмы в зависимости от их линейной плотности.

где $L$ – длина время-пролетной базы в метрах, $\Delta T$ – временная задержка в секундах, $E_0$ – начальная энергия ионов [МэВ], $m_u$ – масса нуклона [МэВ], $A$ – масса иона [а.е.м.], $c$ – скорость света [м/с]. Измерения энергетических потерь ионов $Fe^{+2}$ при прохождении плазмы были проведены при напряжении на накопителях в диапазоне от 1.5 до 5 кВ и начальном давлении водорода от 1 до 4 торр. Измерения проводились с временным разрешением 400 пс. Пример зависимости потерь энергии ионов $\Delta E$ от времени представлен на рис. 6.

Экспериментально полученные максимальные значения потерь энергии ионов в плазме $\Delta E$ составили от 0.4 до 1.13 МэВ в зависимости от начального давления водорода (рис. 7).

Приведенные на рис. 7 расчетные потери энергии ионов в нейтральном водороде были получены с помощью программы SRIM-2013 [19] и составили от 0.08 до 0.19 МэВ.

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Для адекватного сопоставления полученных экспериментальных результатов с существующими теориями торможения ионов в ионизированной среде необходимо выделить вклад свободных электронов в полную тормозную способность плазмы. В общем случае полную тормозную способность вещества можно записать в виде суммы четырех слагаемых:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} \equiv S = S_{fe} + S_{be} + S_{fi} + S_{nu}, \qquad (2)$$

представляющих соответственно вклады свободных электронов (fe), связанных электронов (be), свободных ионов (fi) и ядер (nu). Игнорируя несущественные вклады свободных ионов и ядер и учитывая, что в эксперименте измеряется относительное изменение тормозных потерь по сравнению с величиной потерь на молекулярном водороде, можно записать следующее выражение для тормозной способности, измеряемой в эксперименте $S_{exp}$:

$$S_{exp} = yS_{fe} + (1-y)S_H - S_{H_2}, \qquad (3)$$

где $S_H$ и $S_{H_2}$ – тормозная способность атомарного и молекулярного водорода соответственно, $y$ – степень ионизации плазмы. Отсюда выражение для удельной тормозной способности свободных электронов $S_{fe}$ принимает следующий вид:

$$S_{fe} \equiv -\frac{dE_{fe}}{\rho_{fe}\,dx} = S_{exp} + S_{H_2} - (1-y)S_H, \qquad (4)$$

где $\rho_{fe} = y\rho_H$ – плотность ионизованной части газа.

Для каждого режима разряда плазменной мишени потери энергии $\Delta E_{exp}$ были сопоставлены с ранее полученными значениями линейной плотности свободных электронов $n_{fe}$ и степени ионизации плазмы $y$. По приведенным выражениям вычислены максимальные величины потерь энергии на свободных электронах $\Delta E_{fe} = S_{fe}\rho_{fe}$. На рис. 8 представлена полученная зависимость потерь энергии на свободных электронах плазмы от величины их линейной плотности.

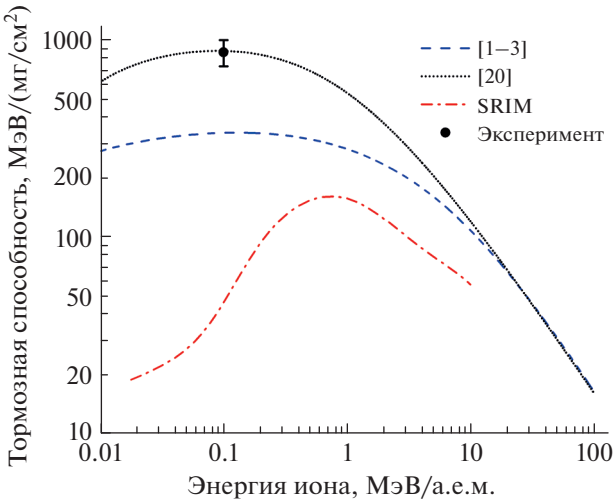


**Рис. 9.** Расчетные тормозные способности плазмы и нейтрального водорода для ионов $Fe^{+2}$ различных энергий и экспериментально полученное значение.

После усреднения по всем экспериментальным точкам получено среднее значение тормозной способности свободных электронов для ионов железа $Fe^{+2}$ с энергией 100 кэВ/а.е.м.:

$$S_{fe} = (860 \pm 130) \quad \text{МэВ}/\left(\text{мг}/\text{см}^2\right).$$

На рис. 9 измеренное нами значение $S_{fe}$ представлено в сопоставлении с тремя теоретическими кривыми для зависимости тормозной способности $S$ от энергии ионов железа. Кривая [20] рассчитана по формулам работы [20] для тормозной способности $S_{fe}$ на свободных электронах плазмы. Кривая [1–3] по формуле Бете с эффективным зарядом согласно формуле Бетца [21]. Кривая SRIM описывает полную тормозную способность нейтрального холодного газа водорода, рассчитанную по программе SRIM. Подробное обсуждение сравнения с теоретическими моделями будет дано в отдельной публикации.

Таким образом, получено, что тормозная способность ионизованного водорода более чем в 15 раз превосходит тормозную способность холодного газа для ионов $Fe^{+2}$ с энергией 100 кэВ/а.е.м.

## 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа проведена при поддержке гранта РФФИ 18-02-00967-А.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Bohr N.* // Philos. Mag. 1913. V. 25. P. 10.
2. *Bethe H.A.* // Ann. Phys. 1930. V. 5. P. 325.
3. *Bloch F.* // Ann. Phys. 1933. V. 16. P. 285.
4. *Deutsch C., Maynard G. et al.* // Open Plasma Phys. J. 2010. V. 3. P. 88.
5. *Hoffmann D.H.H., Weyrich K., Wahl H. et al.* // Phys. Rev. A . 1990. V. 42. P. 2313.
6. *Rosmej O.N., Blazevic A., Korostiy S. et al.* // Phys. Rev. A . 2005. V. 72. P. 052901.
7. *Gardes D., Chabot M., Nectoux M., et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2001. V. 464. P. 253.
8. *Gardès D., Chabot M., Nectoux M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1998. V. 415. P. 698. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00451-3
9. *Golubev A., Turtikov V., et al* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2001. V. 464. P. 247.
10. *Belyaev G., Basko M., Golubev A. et al.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 2701.
11. *Jacoby J., Hoffmann D.H.H., Laux W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 1550.
12. *Sakumi A., Shibata K., Sato R.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2001. V. 464. P. 231.
13. *Cheng R et al.* // Laser Part. Beams. 2018. V. 36. P. 98. https://doi.org/10.1017/S0263034618000010
14. *Kulevoy T.V. et al.* // Proc. Intl. Topical Meeting on Nuclear Research Application and Utilization of Accelerators. 2009. AP/P5-07. P. 1.
15. *Gavrilin R.O., Khurchiev A.O., Kolesnikov D.S. et al.* // GSI Report 2019–2. 2019. P. 38. https://doi.org/10.15120/GSI-2019-01053
16. *Kuznetsov A., Byalkovskii A., Gavrilin R. et al.* // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39. P. 248.
17. *Khurchiev A.O., Gavrilin R.O. et al.* // GSI Report 2019–2. 2019. P. 7. https://doi.org/10.15120/GSI-2019-01053
18. *Khabibullina E.R., Gavrilin R.O., Fedin P.A. et.al* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1532. https://doi.org/10.1134/S1063778819110061
19. http://www.srim.org.
20. *Basko M.M.* // Sov. J. Plasma Phys. 1984. V. 10. P. 689.
21. *Betz H.-D.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 465.

# Stopping Power Measurement for 100 keV/u Fe Ions in Hydrogen Plasma

**R. O. Gavrilin[1, *], A. O. Khurchiev[1], A. V. Kantsyrev[1], M. M. Basko[2], S. A. Visotskiy[1], D. S. Kolesnikov[1], I. V. Roudskoy[1], A. A. Golubev[1], V. A. Volkov[1], A. A. Drozdovsky[1], R. P. Kuibeda[1], P. A. Fedin[1], S. M. Savin[1], and A. P. Kyznetsov[1]**

*[1]National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

*[2]Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125047 Russia*

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

Received December 28, 2020; revised August 19, 2021; accepted August 20, 2021

The interaction of a heavy ion beam with matter is a fundamental problem of the plasma physic and high-energy density in matter physics. The paper presents the results of experimental studies of energy losses of $Fe^{+2}$ ions with an energy of 100 keV/u in a hydrogen plasma. The experimental data of plasma free electron stopping power are compared with theoretical models.

*Keywords:* stopping power, ion beam, plasma, laser interferometry, electron density, degree of ionization, time-of-flight method, ion energy losses

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 186–191*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*УДК 539.171.018*

# ИЗУЧЕНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $^2$H($d$, $n$)$^3$He И $^2$H($d$, $p$)$^3$H ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ ДЕЙТРОНОВ. ЭКСПЕРИМЕНТ POLFUSION

**© 2021 г. А. Андреянов[a], *, А. Васильев[a], М. Взнуздаев[a], К. Ившин[a], Л. Коченда[a], П. Кравченко[a], П. Кравцов[a], В. Ларионов[a], С. Микиртычьянц[a], А. Рождественский[a], А. Соловьев[a], И. Соловьев[a], В. Трофимов[a], В. Фотьев[a], коллаборация PolFusion**

[a]*НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ, Гатчина, Ленинградская обл., 188300 Россия*

**E-mail: andreyanov_av@pnpi.nrcki.ru*

Поступила в редакцию 28.12.2020 г.
После доработки 30.12.2020 г.
Принята к публикации 14.01.2021 г.

В НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ, в коллаборации с исследовательским центром Юлиха, Германия и университетом города Феррары, Италия, ведется подготовка эксперимента PolFusion, в котором будут изучаться реакции $^2$H($d$, $n$)$^3$He и $^2$H($d$, $p$)$^3$H с поляризованными пучком и мишенью при низких энергиях до 100 кэВ. В этом эксперименте будут измерены дифференциальные сечения и спин-корреляционные коэффициенты для различных соотношений поляризации пучка и мишени. В статье рассматривается статус эксперимента PolFusion, а также проводится обзор теоретических моделей, которые используются для описания dd-синтеза. Рассматривается математический аппарат разложения по парциальным волнам, который будет применен для обработки полученных экспериментальных данных.

*Ключевые слова:* термоядерный синтез, дейтрон, поляризация, *dd*-синтез, разложение по парциальным волнам

**DOI:** 10.56304/S2079562920060056

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Рост энергопотребления в мире повышает интерес к изучению альтернативных источников энергии. Одним из важнейших таких источников является ядерная энергия, а в частности реакции термоядерного синтеза. Сечения ядерных реакций с участием легких ядер хорошо изучены, однако не все их характеристики на данный момент известны. Особенно это касается спинового сектора, поскольку влияние спиновых эффектов на реакции легких ядер достаточно велики.

Перспективным направлением в исследованиях является идея поляризованного термоядерного синтеза, т.е. использование топлива в определенном спиновом состоянии. Такое топливо, по теоретическим оценкам, может иметь несколько преимуществ.

Во-первых, некоторые теоретические работы [1] предсказывают существенное увеличение сечения реакции синтеза, что позволит получать больший выход энергии при той же плотности плазмы. Например, для реакции $^3$H($d$, $n$)$^4$He использование дейтрона и трития с сонаправленными спинами приводит к увеличению сечения реакции примерно на 50%.

Во-вторых, определение спин-корреляционных коэффициентов позволит сделать вывод о возможности создания термоядерного реактора с малым выходом нейтронов. Теоретические расчеты [1] предсказывают уменьшение выхода нейтронов в реакциях поляризованного синтеза. При сонаправленных спинах двух дейтронов реакция с участием нейтрона оказывается Паули-запрещенной в первом порядке, т.к. в ней происходит переворот спина. Знание полного набора элементов матрицы рассеяния может привести к управлению нейтронным каналом в термоядерном реакторе. Это позволит оптимизировать передачу энергии от плазмы защитным системам реактора и, следовательно, продлить время работы этих систем, что, в свою очередь, приведет к снижению стоимости термоядерной энергии.

Вопрос о влиянии спиновых состояний исходных ядер термоядерного синтеза на вероятность реакции и на асимметрию вылета продуктов реакции возник сравнительно давно. В Курчатовском институте в 1976 году был предложен экспе-

римент по исследованию коэффициентов корреляции поляризации в реакциях $^2\mathrm{H}(d,p)^3\mathrm{H}$ и $^2\mathrm{H}(d,n)^3\mathrm{He}$ при столкновении поляризованных дейтронов в вакууме [2]. В то время данный проект не мог быть реализован, так как техника поляризованных атомарных и ионных источников дейтерия не позволяла получить пучки достаточной интенсивности.

Позднее возникали различные проекты использования поляризованного топлива для термоядерных реакторов, основанные на теоретических представлениях о дифференциальных сечениях реакций поляризованных дейтронов [3]. Однако, при работе с теоретическими моделями выяснилось, что решение четырех-нуклонной задачи с учетом спина очень затруднительно. Различные модели дают противоречивые результаты. Обзор теоретических представлений и существующих экспериментальных данных был сделан в работе [1].

НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ в коллаборации с исследовательским центром Юлиха, Германия и университетом города Феррары, Италия ведет работы по созданию установки (проект PolFusion [4]) для исследования реакций ядерного синтеза дейтронов $^2\mathrm{H}(d,p)^3\mathrm{H}$ и $^2\mathrm{H}(d,n)^3\mathrm{He}$ с поляризованными пучком и мишенью при низких энергиях до 100 кэВ.

Задачами эксперимента являются измерение асимметрии дифференциального сечения для различных каналов указанных реакций, а также измерение полного сечения реакции dd-синтеза при поляризации исходных частиц по сравнению с неполяризованным сечением (например фактор подавления квинтетного состояния). Планируется экспериментальное определение спин-корреляционных коэффициентов $C_{z,z}$ и $C_{zz,zz}$, в частности, для определения фактора подавления квинтетного состояния для обоих каналов реакции $dd$-синтеза. Данная величина имеет противоречивые теоретические предсказания [1] и играет важную роль для создания термоядерного реактора с малым выходом нейтронов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА POLFUSION

В рамках эксперимента PolFusion планируется измерение спин-корреляционных коэффициентов реакции взаимодействия двух дейтронов при низких энергиях до 100 кэВ. Эта реакция имеет два канала: $^2\mathrm{H}(d,p)^3\mathrm{H}$ и $^2\mathrm{H}(d,n)^3\mathrm{He}$.

Из-за низкой энергии сталкивающихся частиц их проникающая способность крайне мала. Поэтому в качестве мишени будет использоваться газовый поток, создаваемый источником атомарного пучка (Atomic Beam Source (ABS)) (см. рис. 1). Еще одним фактором в пользу выбора газовой мишени является то, что твердотельная мишень не позволяет создать детектор в $4\pi$-разрешении, который необходим для наблюдения асимметрии вылета продуктов реакции. Также необходимо заметить, что дейтериевый пучок от ABS пренебрежимо мало влияет на вылетающие частицы из-за его малой плотности. Недостатком такого подхода является низкая скорость счета событий.

Источник ABS создан на базе установки предоставленной университетом города Феррары, Италия, который ранее использовался в IUCF [5]. Он выдает атомарный пучок с необходимой векторной или тензорной поляризацией с энергией около 0.01 эВ. Интенсивность пучка, достигаемая в IUCF, составляет $4 \cdot 10^{16}$ атомов в секунду. Группой ПИЯФ были внесены изменения, направленные на увеличение интенсивности и надежности атомарного источника [6]. Была сделана система охлаждения сопла и установлен новый радиочастотный генератор диссоциатора.

Мишень бомбардируется ионами дейтерия с энергией 10–100 кэВ, которые испускаются источником поляризованных ионов (POLarized Ion Source (POLIS)) (рис. 1). Этот источник ранее использовался в качестве инжектора пучка с энергией 35 кэВ на ускорителе в институте KVI, Гронинген, Нидерланды [7]. Для эксперимента PolFusion энергия пучка должна достигать до 100 кэВ. Для этого были проведены модификации диссоциатора и сопла в системе образования пучка; электромагнитные гексапольные магниты были заменены постоянными магнитами; разработан новый ионизатор, основанный на циклотронном резонансе.

Для постоянного контроля за поляризацией атомарного и ионного пучков используются два поляриметра: один на лэмбовском сдвиге (Lamb-Shift Polarimeter (LSP)) [8], второй на ассиметрии ядерных реакций (Nuclear Reaction Polarimeter (NRP)) [9]. LSP будет использоваться для начальной юстировки и измерения поляризации обоих пучков, а также для постоянного измерения поляризации атомарного пучка. NRP будет использоваться для измерения поляризации ионного пучка при высоких энергиях, поскольку эффективность LSP резко падает при увеличении энергии частиц выше 1 кэВ. NRP основан на реакции $^2\mathrm{H}(d,p)^3\mathrm{H}$ с использованием неполяризованной мишени.

Детекторная система представляет собой кубическую структуру, состоящую из 576 PIN-диодов, т.е. частицы регистрируются в телесном угле $4\pi$. Задача детекторной системы – определение углового распределения продуктов реакции, т.е. протонов, $^3\mathrm{H}^+$ и $^3\mathrm{He}^{2+}$. Нейтроны в эксперименте не регистрируются. Центр каждой плоскости детектора имеет отверстие для прохождения ато-

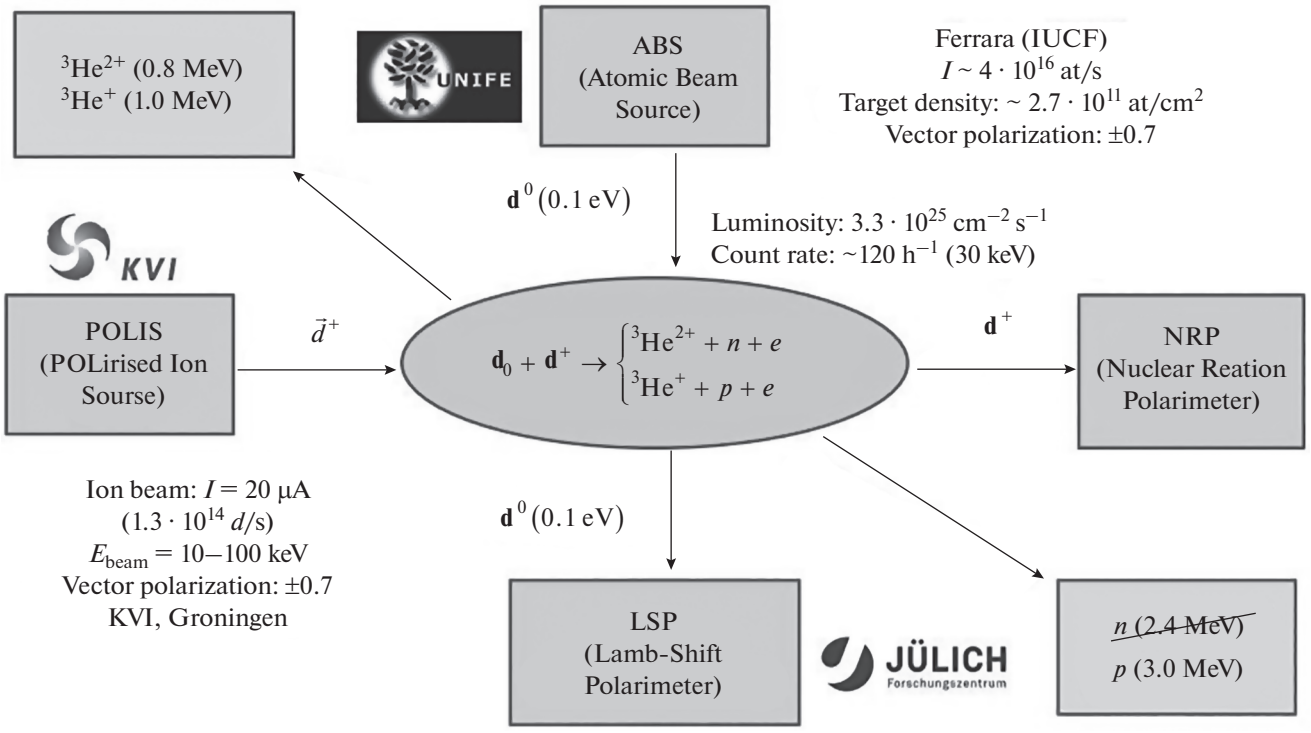


**Рис. 1.** Схема эксперимента PolFusion.

марного и ионного пучков (отверстия в верхней и нижней плоскостях – для улучшения вакуумной откачки). Эффективность покрытия детекторной системы – 51%. Энергетическое разрешение детектора лежит в пределах от 200 кэВ до 4 МэВ.

## 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Основным методом вычисления ядерных характеристик трех- и четырехнуклонных систем является решение соответствующих уравнений Фадеева–Якубовского [10]. Для неполяризованных ядер этот метод, основанный на реалистичных потенциалах с учетом кулоновского взаимодействия, дает хорошее согласие с экспериментом [11]. Однако, в случае поляризованных частиц, например при измерении анализирующей способности $A_y$, существует 20–30% расхождение между теорией и экспериментом [12]. Причиной такого расхождения обычно считаются плохо изученные трехнуклонные силы.

Теоретический анализ усложняется наличием кулоновских эффектов, которые особенно сильны при низких энергиях. Решение уравнений Фадеева–Якубовского для такого случая четырехнуклонной системы пока отсутствуют. В отличии от $^2H(t,n)^4He$ реакции, где основную роль играет S-волна, *dd*-синтез осложняется тем, что вкладом P- и D-волн во входной канал нельзя пренебречь, даже при очень низких энергиях. Отсюда следует, что поляризационные эффекты в *dd*-синтезе должны быть значительно выше, чем для случая *dt*-синтеза. Поэтому для расчета ядерных характеристик реакций с поляризованными начальными частицами используются приближенные методы вычисления. Рассмотрим некоторые, часто используемые модели.

*Модели содержащие регулируемые параметры, такие как метод R-матрицы* [13]. Параметры в этих моделях подбираются с учетом существующих экспериментальных данных, и дифференциальные сечения находятся путем экстраполяции на область низких энергий. Основная идея метода R-матрицы заключается в разделении пространства на две области: на внутреннюю область (с радиусом $a$), где важны ядерные силы, и внешнюю область, где взаимодействие между ядрами определяется только кулоновским взаимодействием.

*Метод резонирующих групп (Resonating Group Method (RGM))* [14]. Данный метод использует кластерную аппроксимацию, при которой нуклоны реакции группируются в кластеры. Для этого используются эффективные взаимодействия из теории поля. В методе RGM кулоновские поправки могут быть учтены более простым способом, нежели в методике Фадеева–Якубовского, что является серьезным преимуществом. Результаты расчетов RGM для случая трехнуклонной системы хорошо согласуется с аналогичными расчета-

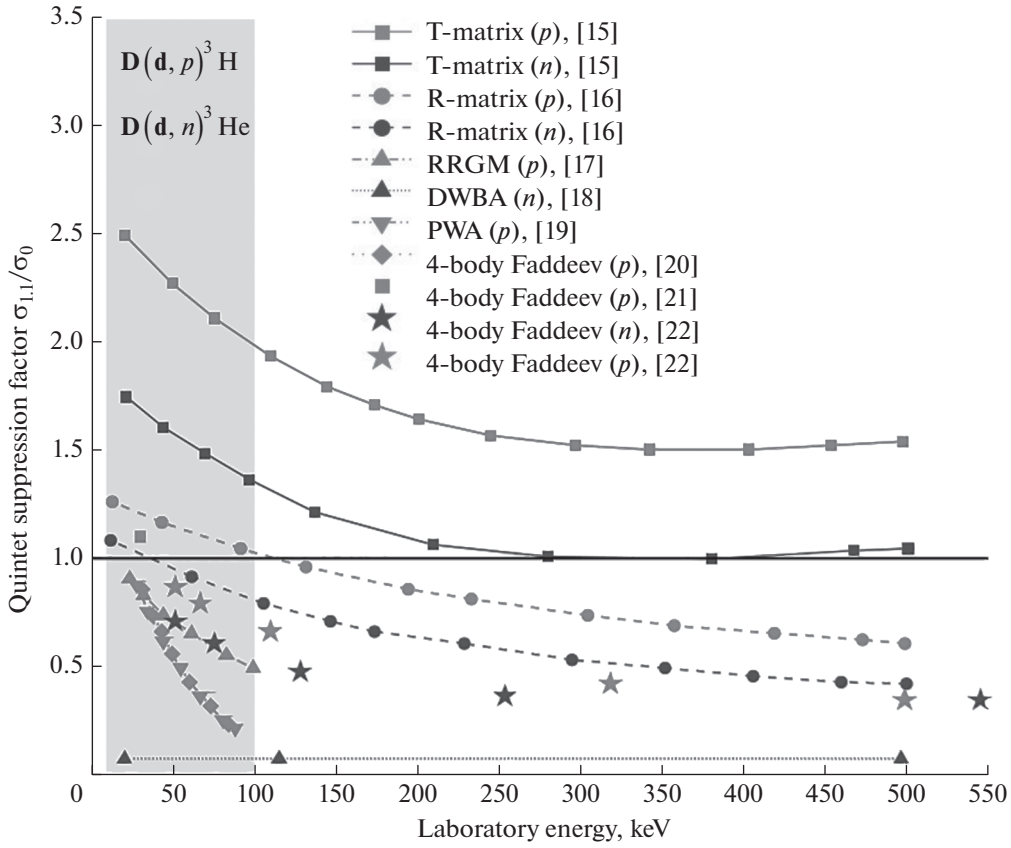


**Рис. 2.** Расчеты фактора подавления квинтетного канала в различных теоретических моделях.

ми уравнений Фадеева–Якубовского [23]. Однако, этот метод требует высоких вычислительных мощностей.

*Метод искаженных волн – Distorted Wave Born Approximation (DWBA)* [18]. Приближение искаженных волн – это теория возмущений по взаимодействию между каналами, в которой в качестве волновых функций начального и конечного состояний берутся не плоские волны, а так называемые "искаженные" волны определенного вида. Является частным случаем класса потенциальных моделей.

*Ab-initio модели* [24]. Высокие вычислительные мощности привели к развитию так называемых ab-initio моделей включающих в рассмотрение NN-, 3N-потенциалы, а также учитывающие различные свойства системы. Один из наиболее известных таких подходов – модель оболочек без инертного кора (no-core shell method (NCSM)) [25].

*Trojan horse method (THM)* [26]. THM относится к непрямым методам измерения, который позволяет определить дифференциальные сечения и астрофизический фактор реакций передачи для области низких энергий (<300 кэВ). "Троянским конем" является тяжелая частица, которая преодолевает кулоновский барьер, после чего происходит реакция передачи дейтрона. Характеристики взаимодействия осколка с мишенью вычисляются по данным экспериментов для реакций на высоких энергиях (>1 МэВ). Основное преимущество метода троянского коня заключается в том, что вычисленное сечение двухчастичного процесса не содержит кулоновских поправок.

Сравнение различных теоретических расчетов для реакций *dd*-синтеза может быть проведено на основе величины фактора подавления квинтетного канала (Quintet Suppression Factor (QSF)) [1]. Эта величина определяется как отношение поперечного сечения для параллельно направленных спинов дейтронов $\sigma_{1,1}$ к неполяризованному сечению $\sigma_0$. Если QSF = 1, то это означает, что поляризация исходных частиц не влияет на сечение реакции. Как видно из рис. 2 различные теоретические модели дают противоречивые предсказания в области низких энергий, поэтому требуется прямое измерение реакции *dd*-синтеза в этой области.

В рамках эксперимента PolFusion проводится расчет ядерных характеристик реакций с исполь-

зованием математического аппарата разложения по парциальным волнам [27]. Этот аппарат позволяет определить амплитуду реакции из эксперимента. Для этого используется тот факт, что матричные элементы амплитуды можно разложить в бесконечный ряд по некоторому базису, например по собственным функциям оператора углового момента. Этот аппарат учитывает известные свойства сил взаимодействия (законы сохранения и др.), а для учета неизвестных свойств вводятся параметры, называемые парциальными амплитудами, которые находятся с использованием экспериментальных данных (дифференциальные сечения и поляризационные параметры продуктов реакции, ассиметрии, коэффициенты корреляции). Разложение матричных элементов амплитуды в представлении полного спина системы двух частиц выражается следующим образом [28]:

$$B^{s's}_{\sigma'\sigma} = \frac{1}{2i\sqrt{k_i k_f}} \sum_{Jl'l} i^{l-l'} \sqrt{4\pi(2l+1)} C^{J\sigma}_{l0s\sigma} \times \\ \times C^{J\sigma}_{l',\sigma-\sigma',s'\sigma'} R^{Js's}_{l'l} Y_{l',\sigma-\sigma'}(\theta,\phi), \quad (1)$$

где $R^{Js's}_{l'l}$ – комплексная парциальная амплитуда; $Y_{lm}(\theta,\phi)$ – сферические функции; $J$ – полный момент для данной парциальной волны; $l, l'$ – орбитальные моменты начального и конечного состояния; $C^{JM}_{j_1 m_1 j_2 m_2}$ –коэффициенты Клебша–Гордана; $k_i, k_f$ – импульсы частицы в начальном и конечном состояниях.

Данные, полученные при поляризованных пучке и мишени позволят восстановить полный набор парциальных амплитуд. Знание полного их набора позволит вычислить дифференциальные сечения для любых энергий.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент PolFusion по измерению спин-корреляционных коэффициентов в реакциях $^2\mathrm{H}(d,p)^3\mathrm{H}$ и $^2\mathrm{H}(d,n)^3\mathrm{He}$ будет первым экспериментом с поляризованными пучком и мишенью, который позволит оценить возможные преимущества использования поляризованного топлива в термоядерных реакторах, а также будет полезен в систематических исследованиях ядерных реакций с участием поляризованных легких ядер.

Проведены тестовые сеансы с неполяризованным пучком энергией 10 кэВ: в 2015 г. – для твердотельной мишени, в 2019 г. – для газовой мишени из паров тяжелой воды. Протестированы работоспособность ионного источника и считывающей электроники детектора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES


1. *Paetz gen. Schieck H.* // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 44. P. 321–354.
2. *Ad'yasevich B., Antonenko V.* // Preprint IEA-2704. 1976. Moscow.
3. *Honig A., Sandorfi A.* // AIP Conf. Proc. 2007. V. 915. P. 1010–1018.
4. *Grigoryev K. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 295. No. 1. P. 012168.
5. *Wise T. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1993. V. 336. No. 3. P. 410–422.
6. *Solovev A. et al.* // J. Instrum. 2020. V. 15. No. 08. P. C08003.
7. *Kremers H.R., Drentje A.G.* // AIP Conf. Ser. 1998. V. 421. P. 507–508.
8. *Engels R. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. No. 11. P. 4607–4615.
9. *Kroll L.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 295. P. 012138.
10. *Yakubovsky O.A.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1967. V. 5. P. 937.
11. *Deltuva A., Fonseca A.C., Sauer P.U.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 054004.
12. *Viviani M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 3739.
13. *Descouvemont P., Baye D.* // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73. No. 3. P. 036301.
14. *Ferreira L.S. et al.* // Lect. Notes Phys. 1987. V. 273. P. 243.
15. *Lemaitre S., Paetz gen Schieck H.* // Ann. Phys. (Leipzig). 1993. V. 2. P. 503.
16. *Hale G., Doolen G.* LA-9971-MS Report. 1984. Los Alamos: LANL.
17. *Hofmann H.M., Fick D.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 2038.
18. *Zhang J. S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1410.
19. *Zhang J.S. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054614.
20. *Uzu E.* // nucl-th/0210026. 2002.
21. *Uzu E. et al.* // Proc. RCNP Workshop on Spin Polarized Nuclear Fusion (POLUSION99). Ed. M. Tanaka. 1999. RNCP, Osaka University. P. 30.
22. *Deltuva A., Fonseca A.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 054002.
23. *Tornow W.* // J. Phys. G. 2008. V. 35. P. 125104.
24. *Deltuva A., Fonseca A.C.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 021001(R).
25. *Hupin G.* // Nat. Commun. 2019. V. 10. P. 351.
26. *Tumino A. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 436. P. 012073.
27. *Komarov E.N., Sherman S.G.* // Preprint PNPI-2996. 2016. Gatchina. P. 58.
28. *Davydov A.S.* Teoriya atomnogo yadra [Theory of Atomic Nucleus]. 1958. Moscow: Fizmatgiz (in Russian).

# The Study of $^2$H($d$, $n$)$^3$He and $^2$H($d$, $p$)$^3$H Nuclear Reactions with Polarized Deuteron Beams. PolFusion Experiment

**A. Andreyanov[1, *], A. Vasilyev [1], M. Vznuzdaev[1], K. Ivshin[1], L. Kochenda[1], P. Kravchenko[1], P. Kravtsov[1], V. Larionov[1], S. Mikirtychyants[1], A. Rozhdestvensky[1], A. Solovev[1], I. Solovyev[1], V. Trofimov[1], V. Fotyev[1] and of the PolFusion collaboration**

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

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

Received December 28, 2020; revised December 30, 2020; accepted January 14, 2021

The PolFusion experiment is under preparation at the National Research Center Kurchatov Institute — PNPI, in collaboration with Forschungszentrum Juelich, Germany, and INFN/University of Ferrara, Italy; the experiment will study the $^2$H($d$, $n$)$^3$He and $^2$H($d$, $p$)$^3$H reactions with a polarized beam and target at low energies up to 100 keV. In this experiment, the differential cross sections and spin-correlation coefficients will be measured for various beam and target polarizations. The status of the PolFusion experiment is discussed. The paper contains a brief review of the theoretical models that can be used to describe dd fusion. The mathematical calculations based on partial wave decomposition that can be used for processing the obtained experimental data are considered..

*Keywords: dd*-fusion, deuteron, polarization, partial wave decomposition

*ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2021, том 12, № 3, с. 192–198*

**РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ**

*УДК 539.16; 539.165; 551.521*

# МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ДОЧЕРНИХ ПРОДУКТОВ РАСПАДА РАДОНА В ПРИЗЕМНОМ АТМОСФЕРНОМ СЛОЕ ЗЕМЛИ

**© 2021 г. В. В. Дьячков[a, b, *], Ю. А. Зарипова[a, b], А. В. Юшков[a, b], А. Л. Шакиров[a, b], М. Т. Бигельдиева[a], А. А. Медеубаева[b], А. Е. Стваева[b]**

[a] *Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Алматы, 050040 Республика Казахстан*

[b] *КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, 050040 Республика Казахстан*

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

Поступила в редакцию 31.10.2020 г.
После доработки 09.11.2020 г.
Принята к публикации 10.11.2020 г.

В настоящее время актуальной проблемой является изучение временных вариаций различных ядерных излучений из литосферы в предгорных и пустынных ландшафтах. Имеются ввиду потоки нейтронов, гамма-квантов, бета-частиц и эманаций тяжелых химических элементов. Проблема изучения таких распределений в приземном атмосферном слое Земли остается актуальной, в связи с тем, что они сосредоточены в среде обитания человека и оказывает непосредственное влияние на здоровье населения. Данная работа посвящена изучению бета-спектров радиационного природного фона в приземном атмосферном слое Земли. Происхождение измеренных бета-спектров связано с дочерними продуктами распада изотопов радона $^{219}$Rn, $^{220}$Rn, $^{222}$Rn в трех природных радиоактивных рядах. Измерения спектров были выполнены с октября 2018 года по октябрь 2019 в предгорьях Заилийского Алатау Тянь-Шаня в г. Алматы. Периодичность измерений, в среднем составляла около 10 измерений в сутки с экспозицией не менее 2000 с. Накоплена база данных суточных, сезонных и годичных вариаций бета-спектров. Для анализа полученных данных было разработано специальное программное обеспечение “Анализатор массива бета-спектров”, которое позволило обработать стандартные выходные файлы спектрометрической установки “Спутник” и выполнить интегрирование каждого спектра в заданном временном интервале. Временная вариация за измеренный период описывалась при помощи стандартного математического компьютерного пакета вейвлет-анализа. Полученные в результате интегрирования вейвлет-спектры использованы для выявления суточных, сезонных и годичных эффектов в вариациях бета-эманаций. Наряду с этим аналогическая математическая обработка выполнялась для прогноза воздействия внешних факторов во временных вариациях бета-частиц.

*Ключевые слова:* дочерние продукты распада радона, бета-спектры, природные радионуклиды, вейвлет-анализ, вариации природного радиационного фона

**DOI:** 10.56304/S2079562920060159

## ВВЕДЕНИЕ

При распаде изотопов урана и тория в радиоактивных природных цепочках образуются изотопы радона, которые из глубин литосферы путем коагуляции и дальнейшей диффузии попадают в приземный атмосферный слой. Несмотря на многочисленные исследования эманации радона [1–4], проблема изучения распределений концентраций радона в атмосфере Земли остается актуальной, в связи с тем, что радиоактивный газ радон сосредоточен в среде обитания человека и оказывает непосредственное влияние на здоровье населения в виде повышенного риска онкозаболеваемости. Вклад радона и его дочерних продуктов распада в общий радиационный фон велик и составляет более 50%. По данным Международной комиссии по радиологической защите (МКРЗ, публикации № 50 и 65) основная доля онкологических заболеваний легких и бронхов вызывается именно изотопами радона и, в особенности, их дочерние продукты распада [5, 6]. Радон классифицируется Международной организацией здравоохранения, Агентством по исследованию рака (IARC) в качестве канцерогена I группы [7]. Воздействие радона является второй по значимости причиной развития рака легких у курящих и первой для некурящих людей в мире [8, 9].

В результате распадов изотопов радона в приземном атмосферном слое образуются дочерние продукты распада (ДПР). Большинство экспериментальных методов, были разработаны для определения альфа радиоактивного фона, формируе-

**Таблица 1.** Схема распадов ДПР $^{222}$Rn

| Радионуклид | Тип распада | $T_{1/2}$ | $E$, МэВ | ДПР |
|---|---|---|---|---|
| Rn-222 | α | 3.8235 д | 5.590 | Po-218 |
| Po-218 | α 99.98% | 3.10 мин | 6.115 | Pb-214 |
| | $\beta^-$ 0.02% | | 0.265 | At-218 |
| At-218 | α 99.90% | 1.5 с | 6.874 | Bi-214 |
| | $\beta^-$ 0.10% | | 2.883 | Rn-218 |
| Rn-218 | α | 35 мс | 7.263 | Po-214 |
| Pb-214 | $\beta^-$ | 26.8 мин | 1.019 | Bi-214 |
| Bi-214 | $\beta^-$ 99.98% | 19.9 мин | 3.272 | Po-214 |
| | α 0.02% | | 5.617 | Tl-210 |
| Po-214 | α | 0.1643 мс | 7.883 | Pb-210 |
| Tl-210 | $\beta^-$ | 1.30 мин | 5.484 | Pb-210 |
| Pb-210 | $\beta^-$ | 22.3 года | 0.064 | Bi-210 |
| Bi-210 | $\beta^-$ 99.99987% | 5.013 сут | 1.161 | Po-210 |
| | α 0.00013% | | 5.036 | Tl-206 |
| Po-210 | α | 138.376 сут | 5.407 | Pb-206 |
| Tl-206 | $\beta^-$ | 4.202 мин | 1.532 | Pb-206 |
| Pb-206 | | Стабильный | | |

мого ДПР [10–15]. Однако среди радионуклидов, дающих наибольший вклад в мощность дозы внутреннего облучения, на первом месте стоят короткоживущие продукты распада радона-222 (около 60%): основную часть которых составляют бета-радиоактивные изотопы, такие как, $^{214}$Pb (26.8 мин), $^{214}$Bi (19.9 мин), $^{210}$Tl (1.3 мин), $^{210}$Bi (5.013 сут), $^{210}$Pb (22.3 года), $^{206}$Tl (4. 2020 мин) (табл. 1). Далее идут естественные радионуклиды: калий-40 и рубидий-87.

Измерения эманации радона довольно сложны, так как, зависят от различных сопутствующих природных и антропогенных факторов. Временные вариации эманации радона, изученные авторами [16, 17], показали также сильную динамику концентрации не только от суточных и сезонных вариаций. Помимо временных вариаций радона и его ДПР их концентрации зависят от высоты внутри зданий и в свободной атмосфере, геологического ландшафта, температуры, давления и других сложных факторов [18]. Вариации эманации радона зависят также от локализации тектонических разломов в земной коре, состава, пористости грунта и наличия приповерхностных подземных вод, а также других геологических свойств местности.

Основная доза, получаемая при вдыхании радона, формируется вследствие насыщения клеток организма и межклеточного пространства дочерними продуктами распада [19]. Таким образом, актуальным представляется выполнение измерений активности распределений бета-активных радионуклидов ДПР радона в приземном слое атмосферы в различные моменты времени. Это связано, прежде всего, с изучением рисков возникновения онкозаболеваемости, вызванной радионуклидами, попадающими в организм человека через дыхательные пути и пищеварительную систему. Для оценки фактора накопления в организме человека бета-радионуклидов ДПР радона выполнены круглогодичные измерения бета-спектров в селитебной предгорной зоне Тянь-Шаня в отрогах Заилийского Алатау.

## МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Методика измерений временных вариаций природного бета-излучения основана на регистрации спектров в диапазоне до 5.5 МэВ. При проведении измерений активности радионуклидов в исследуемых почвенных образцах использовался сцинтилляционный бета-спектрометр типа СКС-99 “Спутник”. Были проведены измерения спектров природных бета-активных радионуклидов в период с октября 2018 года по октябрь 2019. Периодичность круглогодичных измерений, в среднем составляла около 10 измерений в сутки с экспозицией не менее 2000 сек. За год измерений накопился большой массив экспериментальных данных по спектрам. Для анализа которых авторами разработано специальное программное обеспечение “Анализатор массива бета-спектров”. Данное программно-математическое обеспечение позволило обработать стандартные выходные файлы спектрометрической установки “Спутник” путем интегрирования каж-

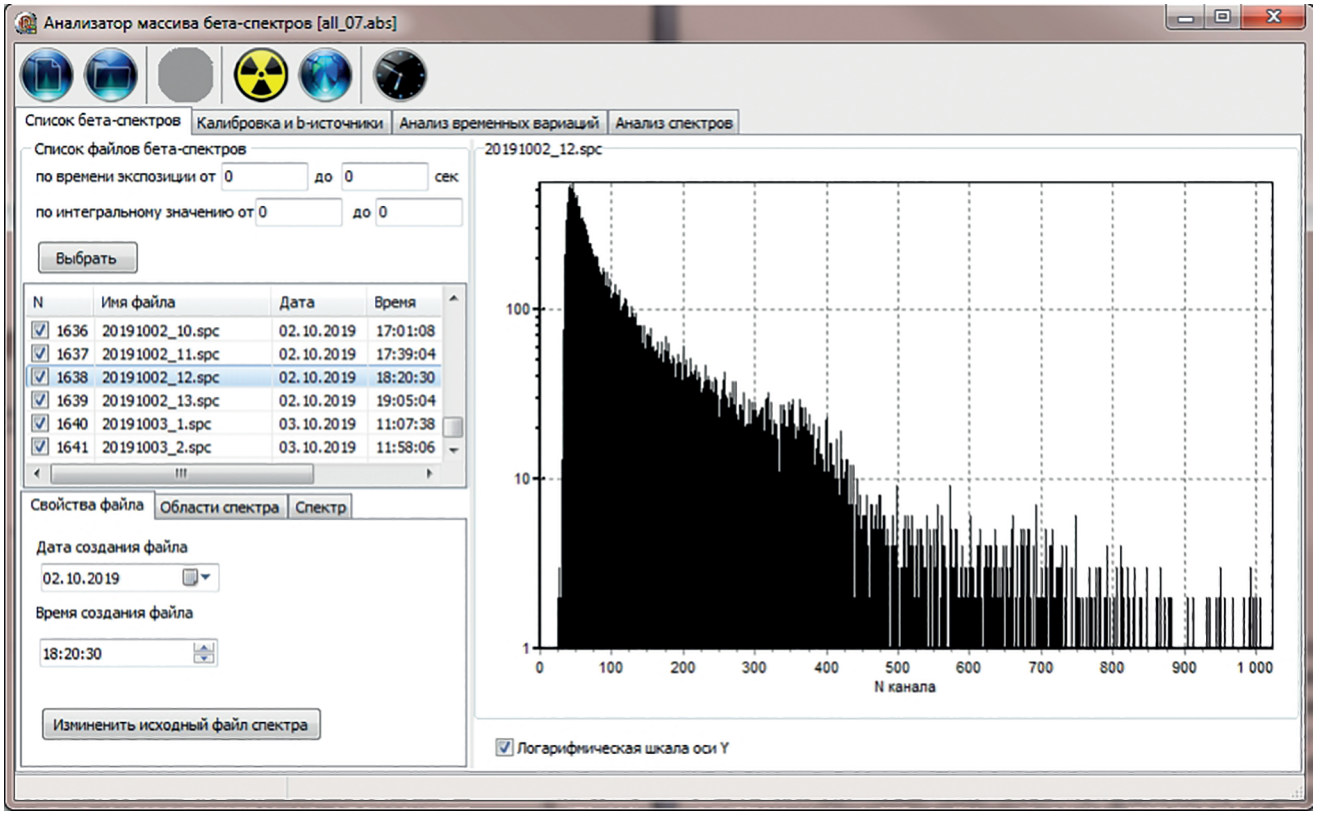


**Рис. 1.** Вид спектра с интерфейса ПО “Анализатор массива бета-спектров”.

дого спектра в заданных интервалах. На рис. 1 представлен интерфейс данного программно-математического обеспечения, позволяющего визуализировать результаты анализа и выбрать оптимальный диапазон интегрирования.

За период измерений было накоплено более 1600 файлов с бета-спектрами. Разработанное ПО, после интегрирования каждого спектра, формировало временную вариацию (рис. 2), усредненную за определенный период. В данном случае усреднение выполнялось за 2 дня. Видно, что на фоне суточных колебаний определенно прослеживается сезонная вариация природных бета-активных радионуклидов.

Временная вариация за измеренный период была математически анализировалась с применением вейвлет-анализа. Вейвлеты представляют собой особые функции в виде коротких волн (всплесков) с нулевым интегральным значением и с локализацией по оси независимой переменной ($t$ или $x$), способных к сдвигу по этой оси и масштабированию (растяжению/сжатию). Любой из наиболее часто используемых типов вейвлетов порождает полную ортогональную систему функций. В случае вейвлет-анализа (декомпозиции) процесса (сигнала) в связи с изменением масштаба вейвлеты способны выявить аномалии в характеристиках процесса на различных шкалах, а посредством сдвига можно проанализировать свойства процесса в различных точках на всем исследуемом интервале. Именно благодаря свойству полноты этой системы, можно осуществить восстановление (реконструкцию или синтез) процесса посредством обратного вейвлет-преобразования. Благодаря этому, зная вычисленные коэффициенты вейвлет-анализа, можно спрогнозировать поток бета-частиц природного радиационного фона в ближайшей перспективе.

Методика вейвлет-анализа заключалась в следующем [20]: вейвлет-преобразование (ВП) одномерного сигнала – это его представление в виде обобщенного ряда или интеграла Фурье по системе базисных функций

$$\psi_{ab}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}}\psi\left(\frac{t-b}{a}\right), \qquad (1)$$

сконструированных из материнского (исходного) вейвлета $\psi(t)$, обладающего определенными свойствами за счет операций сдвига во времени ($b$) и изменения временного масштаба ($a$). Все обозначения общеприняты. Тогда непрерывное вейвлет-преобразование примет следующий вид для прямого

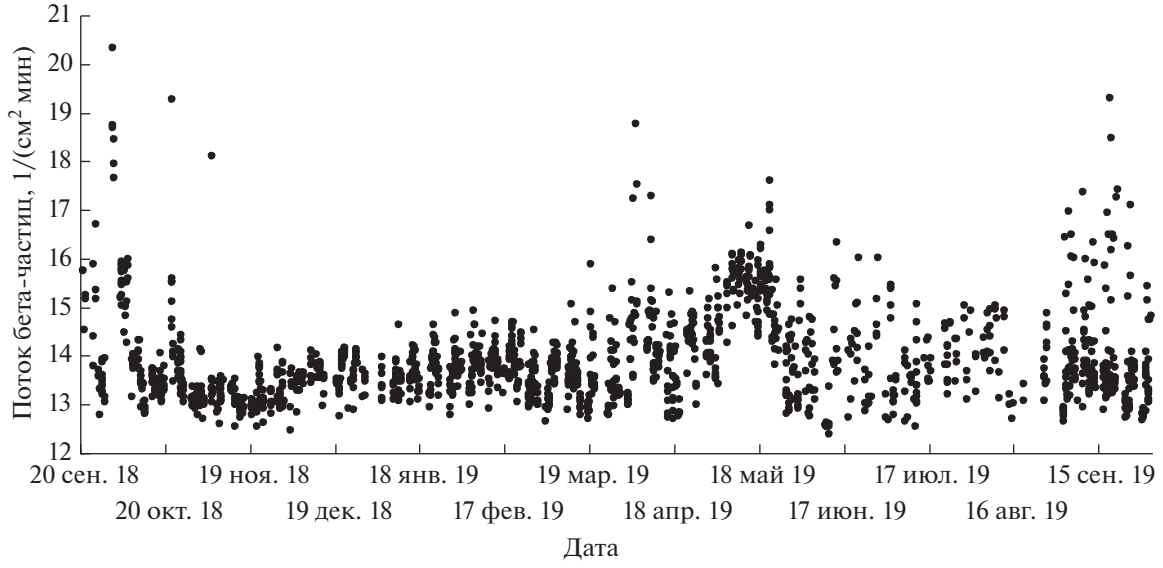


**Рис. 2.** Временные вариации радиационного бета фона.

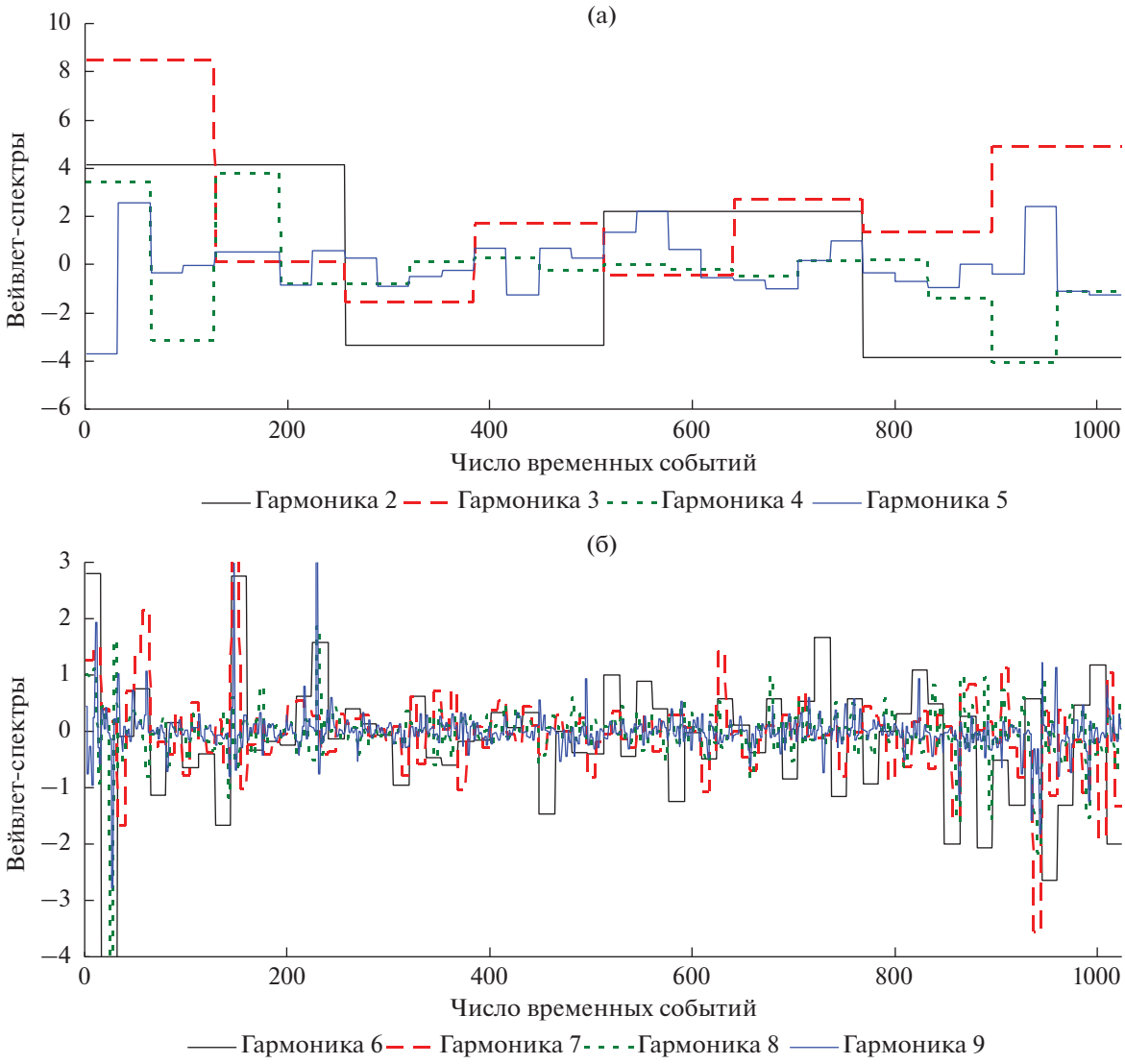


**Рис. 3.** Вычисленные вейвлет-спектры для измеренного временного бета-фона: (а) низких частот; (б) высоких частот.

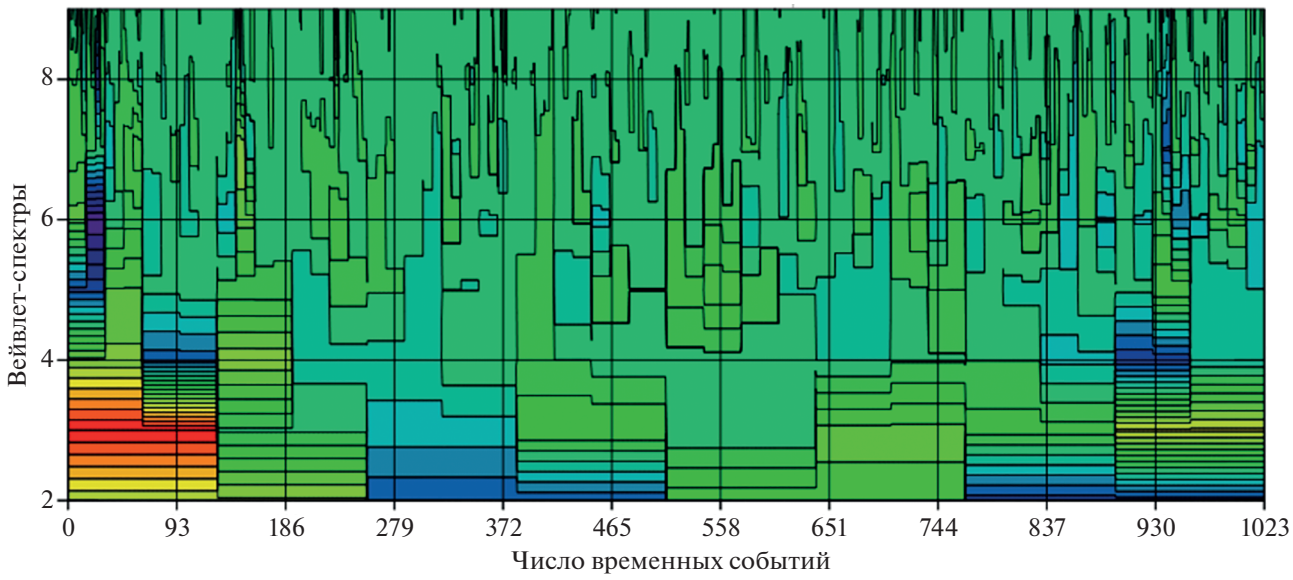


**Рис. 4.** Полный вейвлет-спектр для измеренного временного бета-фона.

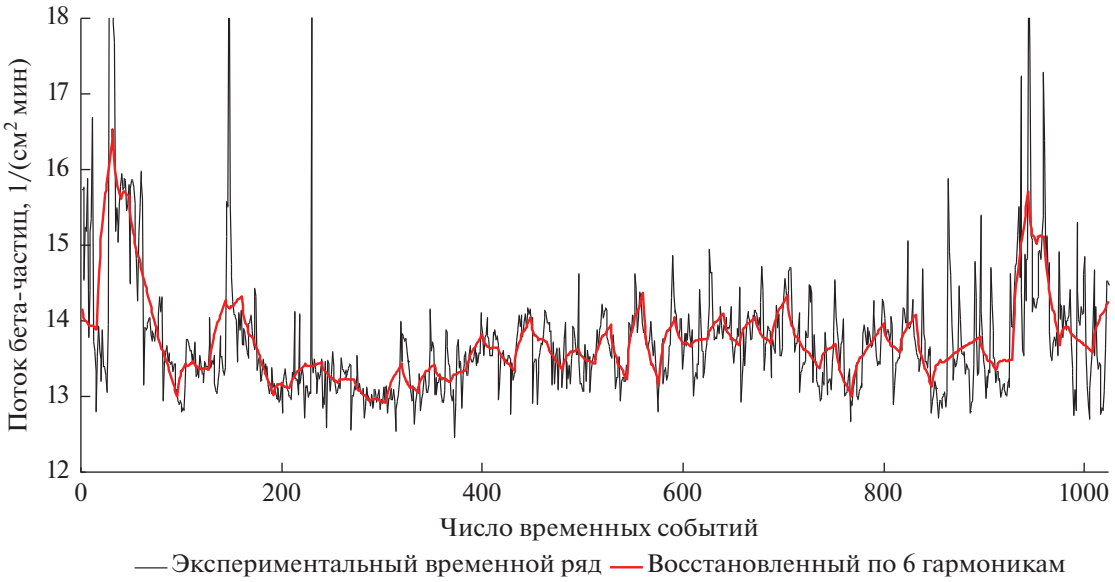


**Рис. 5.** Экспериментальный и теоретический временные ряды бета-фона для 6-ти гармоник.

$$W_S(a,b) = S(t)\psi_{ab}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}}\int_{-\infty}^{\infty} S(t)\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)dt, \qquad (2)$$

и для обратного

$$S(t) = \frac{1}{C_\psi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} W_S(a,b)\psi_{ab}(t)\frac{dadb}{a^2}, \qquad (3)$$

где $C_\psi$ – нормирующий коэффициент

$$C_\psi = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(\omega)|^2 |\omega|^{-1} d\omega < \infty. \qquad (4)$$

Из (2) следует, что вейвлет-спектр $Ws$ $(a, b)$ (масштабно-временной спектр) в отличие от фурье-спектра является функцией двух аргументов: первый аргумент $a$ (временной масштаб) аналогичен периоду осцилляций, то есть обратен частоте, а второй $b$ – аналогичен смещению сигнала по оси времени. Следует отметить, что $Ws$ $(b, a_0)$ характеризует временную зависимость (при $a = a_0$), тогда как зависимости $Ws$ $(a, b_0)$ можно поставить в соответствие частотную зависимость (при $b = b_0$).

В результате выполненных расчетов вейвлет-преобразования получены вейвлет-спектры (рис. 3) в зависимости от числа учитываемых гармоник.

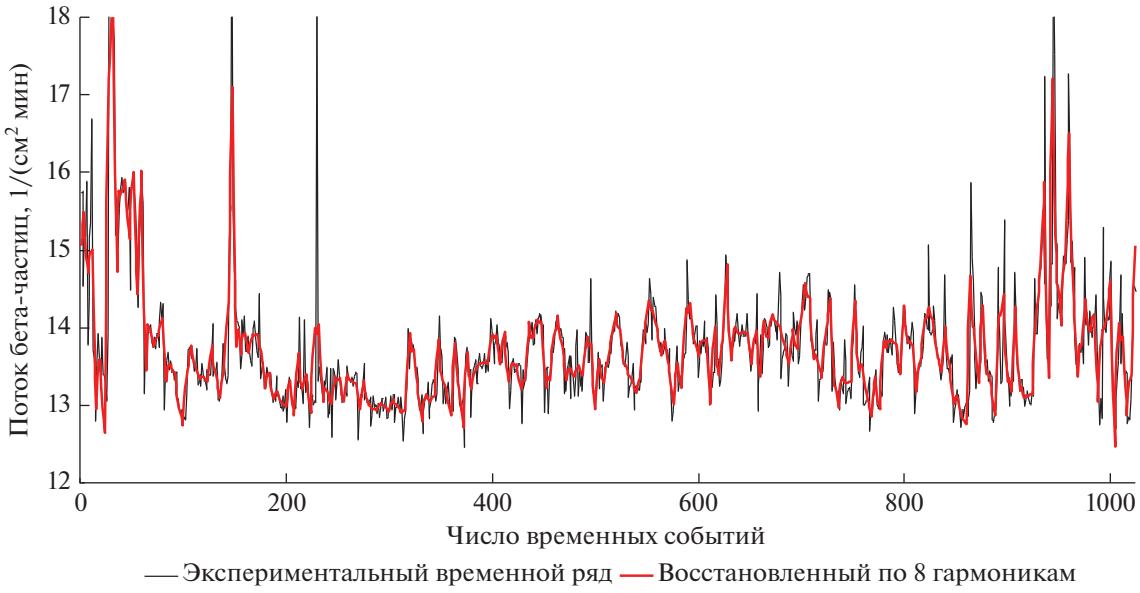


**Рис. 6.** Экспериментальный и теоретический временные ряды бета-фона для 8-и гармоник.

На рис. 4 представлен полный вейвлет-спектр для измеренного временного бета-фона. С помощью вычисленных вейвлет-спектров можно восстановить временную вариацию бета-фона по (3) с использованием нужного набора вейвлет-спектров для выявления интересующего временного события. На рис. 5–6 показано восстановление временной вариации при использовании 6 и 8 вейвлет-спектров, соответственно.

Из полученных результатов видно, что временные вариации природной бета-активности довольно точно воспроизводиться с помощью вейвлет-анализа, учитывающего от 6 и более гармоник. С увеличением числа гармоник точность совпадения теории с экспериментом возрастает, что позволяет полученную временную сцену распространить на будущие временные отрезки с целью, например, оценить интегральную дозу, получаемую отдельными когортами населения (персонал, населения).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе выполнены долговременные прецизионные измерения временных вариаций эманаций бета-частиц из литосферы Земли. Обращено особое внимание на возможность использования полученных результатов для оценки дозиметрического вклада в общее облучение, получаемое персоналом и населением в результате облучения естественными бета-радионуклидами. Разработана методика восстановления вейвлет-спектров путем оптимизации значений вейвлет-коэффициентов, получаемых из стандартного вейвлет-анализа. Показано, что точность получаемых вейвлет-спектров существенно зависит от числа учитываемых вейвлет-гармоник с оптимизацией вейвлет-коэффициентов более шести. Такая точность воспроизведения экспериментальных данных позволяет распространить реально измеренные вариации эманации бета-частиц на любые интервалы времени с целью прогноза доз получаемых от распада радона и его ДПР и оценки рисков онкозаболеваемости как персонала, так и населения в целом.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполняется при поддержке государственного грантового финансирования фундаментальных научных исследований (проекты № ИРН AP09058404, AP09258978, AP05131884).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Lecomte J.F., Solomon S., Takala J., et al.* // Ann. ICRP. 2014. V. 43. No. 3. P. 5–73.
2. *Ярмошенко И.В., Кирдин И.А., Жуковский М.В., Астраханцева С.Ю.* // Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2003. Т. 48. № 5. С. 33–43.
3. *Dyachkov V.V., Zaripova Yu.A., Yushkov A.V., Shakirov A.L., Bigeldiyeva M.T., Dyussebayeva K.S., Abramov K.E.* // Phys. Sci. Technol. 2017. V. 4. No. 1. P. 20–26.
4. *Дьячков В.В., Бияшева З.М., Исмагулова Д.А., Нукетай А.Б., Зарипова Ю.А., Шакиров А.Л., Юшков А.В.* // Вестник. Сер. физ. Т. 70. № 3. С. 23–28.
5. Защита от радона-222 в жилых зданиях и на рабочих местах. Публикация 65 МКРЗ. Пер с англ. 1995. Москва: Энергоатомиздат.

6. Риск заболевания раком легких в связи с облучением дочерними продуктами распада радона внутри помещений: Публикация 50 МКРЗ. Пер с англ. 1992. Москва: Энергоатомиздат.

7. 2012 IARC Monographs on the Evaluation of Carcinogenic Risks to Humans // IARC. 2012. Vol. 100D: Radiation.

8. The World Health Organization (WHO). WHO Handbook on Indoor Radon. 2009. http://whqlibdoc.who.int/publications/2009/9789241547673_eng.pdf.

9. *Tirmarche M., Harrison J.D., Laurier D., et al.* // Ann. ICRP. 2010. V. 40. No. 1. P. 1–64.

10. *Rolle R.* // Am. Ind. Hyg. Assoc. J. 1969. V. 30. No. 2. P. 153–160.

11. *Thomas J.W.* // Health Phys. 1972. V. 23. No. 6. P. 783–789.

12. *Markov K.P., Ryabov N.V., Stas K.N.* // Sov. J. At. Energy. 1962. V. 12. P. 333–337.

13. *Yushkov A.V., Dyachkov V.V., Zaripova Yu.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84. No. 10. P. 1183–1186.

14. *Amgarou K., Font L., Baixeras C.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2003. V. 506. Nos. 1–2. P. 186–198.

15. *Misdaq M.A., Ouguidi J.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2010. V. 287. P. 135–150.

16. *Dyachkov V.V., Zaripova Yu.A., Yushkov A.V., Shakirov A.L., Bigeldiyeva M.T., Dyussebayeva K.S., Abramov K.E.* // Phys. Sci. Technol. 2019. V. 6. No. 1. P. 11–17.

17. *Zaripova Yu.A., Dyachkov V.V., Yushkov A.V.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. No. 12. P. 1597–1601.

18. *Dyachkov V.V., Zaripova Yu.A., Yushkov A.V., Shakirov A.L., Biyasheva Z.M., Bigeldiyeva M.T., Dyussebayeva K.S., Abramov K.E.* // Phys. At. Nucl. 2018. V. 81. No. 10. P. 1509–1514.

19. *Барановская Н.В., Игнатова Т.Н., Рихванов Л.П.* // Вестник Томского государственного университета. 2010. No. 339. С. 182–188.

20. *Яковлев А.Н.* Введение в вейвлет-преобразования. 2003. Новосибирск: Изд-во НГТУ.

# Methods for Measuring Daughter Products of Radon Decay in the Surface Atmospheric Layer of the Earth

**V. V. Dyachkov[1, 2, *], Yu. A. Zaripova[1, 2], A. V. Yushkov[1, 2], A. L. Shakirov[1, 2], M. T. Bigeldiyeva[1], A. A. Medeubayeva[2], and A. E. Stvayeva[2]**

*[1]National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Almaty, 050040 Republic of Kazakhstan*

*[2]Al-Farabi KazNU, Almaty, 050040 Republic of Kazakhstan*

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

Received October 31, 2020; revised November 9, 2020; accepted November 10, 2020

At present, an actual problem is the study of temporal variations of various nuclear radiation from the lithosphere in foothill and desert landscapes. This refers to the fluxes of neutrons, gamma quanta, beta particles and emanations of heavy chemical elements. The problem of studying such distributions in the surface atmospheric layer of the Earth remains relevant, due to the fact that they are concentrated in the human environment and have a direct impact on the health of the population. This work is devoted to the study of beta-spectra of the natural radiation background in the surface atmospheric layer of the Earth. The origin of the measured beta spectra is associated with the daughter products of the decay of radon isotopes Rn-219, Rn-220, Rn-222 in three natural radioactive series. The spectra were measured from October 2018 to October 2019 in the foothills of the Zailiysky Alatau Tien Shan in Almaty. The frequency of measurements averaged about 10 measurements per day with an exposure of at least 2000 s. A database of daily, seasonal and annual variations in beta spectra has been accumulated. For the analysis of the data obtained, a special software "Analyzer of the Beta Spectra Array" was developed, which made it possible to process the standard output files of the "Sputnik" spectrometric installation and to integrate each spectrum in a given time interval. Time variation over the measured period was described using a standard mathematical computer package for wavelet analysis. The wavelet spectra obtained as a result of integration are used to identify daily, seasonal, and annual effects in variations of beta emanations. Along with this, similar mathematical processing was carried out to predict the impact of external factors in temporal variations of beta particles.

*Keywords:* daughter products of radon decay, beta spectra, natural radionuclides, wavelet analysis, variations in natural background radiation