

Научная статья

УДК 539.126.3

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18111>

**ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЯТЬ СВОЙСТВА  $\phi(1020)$ -МЕЗОНА  
В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР ВИСМУТА ПРИ ЭНЕРГИИ 9,2 ГэВ  
В УСКОРИТЕЛЕ NICA НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
УСТАНОВКЕ MPD**

**Я. А. Бердников<sup>1</sup>, Д. А. Иванищев<sup>1</sup> , Д. О. Котов<sup>1</sup>,  
М. В. Малаев<sup>1</sup>, А. Ю. Рябов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия;

<sup>2</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова  
НИЦ «Курчатовский институт», Санкт-Петербург, Россия

 [ivanishchev\\_da@pnpi.nrcki.ru](mailto:ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru)

**Аннотация.** В статье представлены результаты исследования возможности измерять свойства резонанса  $\phi(1020)$ -мезона в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ с помощью экспериментальной установки (ЭУ) MPD на ускорителе NICA. Выполнены модельные расчеты столкновений тяжелых ядер и взаимодействия образовавшихся частиц с веществом ЭУ MPD для распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$ . Прослежены зависимости ключевых параметров процессов от поперечного импульса для различных интервалов по центральности столкновений ядер висмута в области быстрот от  $-0,5$  до  $+0,5$ . Получены оценки массового разрешения ЭУ MPD, эффективности регистрации в ЭУ MPD и спектров по поперечному импульсу для  $\phi(1020)$ . Проведена оценка объема выборки данных столкновений ядер висмута, позволяющей восстановить свойства  $\phi(1020)$  с достаточно хорошей точностью для исследования рождения этого мезона.

**Ключевые слова:** столкновение ядер висмута, рождение, мезон, ускоритель NICA, детектор MPD

**Финансирование:** Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2024-0033).

**Для цитирования:** Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Малаев М. В., Рябов А. Ю. Возможности измерять свойства  $\phi(1020)$ -мезона в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ в ускорителе NICA на экспериментальной установке MPD // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2025. Т. 18. № 1. С. 129–141. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18111>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18111>

**FEASIBILITY TO MEASURE THE PROPERTIES  
OF  $\phi(1020)$  MESON IN COLLISIONS OF BISMUTH NUCLEI  
AT AN ENERGY OF 9.2 GeV IN THE NICA COLLIDER  
USING THE MPD EXPERIMENTAL SETUP**

**Ya. A. Berdnikov<sup>1</sup>, D. A. Ivanishchev<sup>1</sup> , D. O. Kotov<sup>1</sup>,  
M. V. Malaev<sup>1</sup>, A. Yu. Riabov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia;

<sup>2</sup> Petersburg Nuclear Physics Institute named by B. P. Konstantinov  
of NRC «Kurchatov Institute», St. Petersburg, Russia

 [ivanishchev\\_da@pnpi.nrcki.ru](mailto:ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru)

**Abstract.** We report results on a feasibility study of measuring the properties of  $\phi(1020)$  resonance in collisions of bismuth nuclei at an energy of 9.2 GeV using the MPD detector at the NICA collider. Model calculations of heavy nuclei collisions and the secondary particles – the MPD material interaction have been performed for the  $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$  decay. The dependencies of the process's key parameters on the transverse momentum for different intervals of centrality of bismuth nuclei collisions were obtained in the rapidity range from  $-0.5$  to  $+0.5$ . The evaluations of the mass resolution, detection efficiency of the MPD detector and the transverse momentum spectra for the  $\phi(1020)$  resonance were made. The sample size of bismuth nuclei collision data that allowed the  $\phi(1020)$  resonance properties to be reconstructed with a sufficiently good accuracy to conduct a study of the  $\phi(1020)$  meson production was estimated.

**Keywords:** bismuth nuclei collisions, production, meson, NICA collider, MPD detector

**Funding:** The reported study was carried out within the framework of the State Assignment for Fundamental Research (Subject Code FSEG-2024-0033).

**For citation:** Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., Malaev M. V., Riabov A. Yu., Feasibility to measure the properties of  $\phi(1020)$  meson in collisions of bismuth nuclei at an energy of 9.2 GeV in the NICA collider using the MPD experimental setup, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 18 (1) (2025) 129–141. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18111>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

## Введение

Исследование горячего и плотного ядерного вещества, образующегося в столкновениях тяжелых релятивистских ядер, является одним из приоритетных направлений физики высоких энергий. Такое вещество в лабораторных условиях получают в столкновениях тяжелых ионов на ускорителях SPS (CERN, Швейцария) [1], RHIC (BNL, США) [2] и LHC (CERN, Швейцария) [3]. В ближайшем будущем, после ввода в эксплуатацию ускорительных комплексов FAIR (GSI, Германия) [4] и NICA (Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), наукоград Дубна Московской области, Россия) [5] появится дополнительная возможность изучать такое вещество в области больших барионных плотностей и меньших температур фазовой диаграммы состояния сильновзаимодействующего ядерного вещества, по сравнению с ускорителями LHC и RHIC [5]. Аббревиатура NICA (*англ.* Nuclotron-based Ion Collider facility) подразумевает краткое название коллайдера тяжелых ионов на основе нуклотрона.

При столкновении двух релятивистских тяжелых ядер в малом объеме, сравнимом с областью перекрытия ядер, выделяется значительное количество энергии и образуется



плотное и горячее вещество [6]. Реакция начинается с первичных нуклон-нуклонных столкновений, потом наступает предравновесная фаза, образуется кварк-глюонная плазма, сформировавшаяся ядерная система/среда/файербол расширяется и остывает, затем следует смешанное состояние кварк-глюонной плазмы с адронным газом, после этого образуется адронная фаза, и в конце концов рожденные частицы покидают область столкновения.

Характеристики образовавшейся ядерной среды изучают косвенно через определение свойств рожденных частиц в конечном состоянии, измеренных различными детекторными подсистемами экспериментальной установки. Особую роль среди всех типов рожденных частиц при измерении свойств плотного и горячего ядерного вещества играют короткоживущие резонансы [7]. Измерение свойств короткоживущих адронных резонансов, таких как  $\rho(770)$ ,  $K^*(892)$ ,  $\phi(1020)$ ,  $\Sigma(1385)$ ,  $\Lambda(1520)$  и  $\Xi(1530)$ , – это важная часть физических программ экспериментов по изучению столкновений тяжелых ядер. Указанные резонансы обильно рождаются в столкновениях тяжелых ядер и могут быть зарегистрированы детекторными подсистемами. Систематическое измерение свойств резонансов с различным барионным числом, странностью и временем жизни позволяет изучать не только различные эффекты, проявляющиеся в горячей и плотной ядерной среде, такие как избыточный выход странности, избыточный выход барионов по отношению к мезонам, но и механизмы адронизации при промежуточных и больших поперечных импульсах, динамику реакций и процессов, формирующих спектры поперечного импульса частиц, а также время жизни и плотность адронного газа.

Короткоживущие резонансы характеризуются малыми временами жизни  $\tau$  и охватывают достаточно широкий диапазон  $\tau$ : от примерно 1 фм/с для  $\rho(770)$ -мезонов до примерно 46 фм/с для  $\phi(1020)$ -мезонов. Часть таких резонансов распадается внутри плотного и горячего ядерного вещества. Данное свойство резонансов позволяет использовать их для изучения адронной фазы. Дочерние частицы, рожденные в адронном газе вследствие адронных распадов таких резонансов, могут рассеиваться на окружающих их адронах и поэтому изменять первоначальное направление движения и импульс, а это в итоге приводит к потере измеряемого сигнала.

С другой стороны, рожденные в избытии адроны адронного газа могут рекомбинировать, когда образуют новые резонансы. В результате изменяются дифференциальные выходы и другие спектральные характеристики резонансов, такие как их масса и ширина. Измеряемые выходы резонансов определяются следующими характеристиками:

- их выход на момент химического замораживания,
- время жизни (существования),
- плотность адронного газа,
- время жизни резонансов,
- сечение рассеяния.

При изучении рождения резонансов на ускорителях RHIC и LHC [8] в области энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7 - 5000$  ГэВ было обнаружено подавление выхода резонансов с временами жизни  $\tau < 20$  фм/с в центральных столкновениях тяжелых ядер, по сравнению с периферийными столкновениями таких ядер и столкновениями протонов при той же самой энергии взаимодействия. Подавление выхода объясняется рассеянием дочерних частиц на окружающих их адронах и доминированием этого процесса над рекомбинацией частиц в адронной фазе. Для более долгоживущих резонансов изменения выхода не было обнаружено. В результате эксперимента ALICE на ускорителе LHC удалось оценить время жизни адронной фазы в столкновениях ядер свинца при энергии в системе центра масс на пару нуклонов  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ [6]. С целью этой оценки в эксперименте ALICE были измерены отношения выходов резонансов к выходам квазистабильных частиц с похожим кварковым составом в зависимости от множественности заряженных частиц в конечном состоянии. Эти отношения были измерены в протонных столкновениях и столкновениях ядер свинца при одинаковой энергии:  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Найденное время жизни адронной фазы составило около 4 – 7 фм/с, что сопоставимо с временем жизни  $K^*(892)$ -мезона (равно примерно 4 фм/с) и гораздо меньше времени жизни  $\phi(1020)$ -мезона.

Особый интерес среди короткоживущих резонансов представляет  $\phi(1020)$ -мезон, обладающий временем жизни 46,2 фм/с (наибольшее среди короткоживущих резонан-

сов) и массой 1020 МэВ [9]. Благодаря большому времени жизни, рождение  $\phi(1020)$ -мезонов менее подвержено влиянию адронной фазы, что позволяет его использовать в базовых измерениях для сравнения с рождением более короткоживущих резонансов. Масса  $\phi(1020)$ -мезона сравнима с массой протона, имеющего другой кварковый состав и барионное число.

Данная особенность  $\phi(1020)$ -мезона позволяет исключать зависимость от массы при исследовании механизмов формирования спектров частиц в области малых и промежуточных поперечных импульсов. Такие исследования проводят посредством измерения отношений спектров рождения барионов к спектрам рождения мезонов. На ускорителях RHIC и LHC был обнаружен избыточный выход барионов по отношению к выходу мезонов в области промежуточных поперечных импульсов в центральных столкновениях тяжелых ядер (так называемая «барионная аномалия») [10]. Выход барионов в области промежуточных импульсов подавляется меньше по отношению к их выходу в столкновениях протонов, чем выход мезонов, при той же самой энергии столкновений.

Барионную аномалию, наблюдаемую на ускорителе RHIC в столкновениях ядер золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ [11], удалось описать рекомбинационной моделью структурных кварков. Барионы, состоящие из трех кварков, получают большую прибавку к поперечному импульсу, по сравнению с мезонами, состоящими только из двух кварков, что и приводит к избыточному выходу барионов. Отношение выходов  $p/\phi(1020)$  в центральных столкновениях ядер свинца при энергии 2,7 ТэВ [10], измеренное на ускорителе LHC, оказалось лежащим в пределах ошибок измерений, которые не зависят от поперечного импульса  $p_T$  в области  $p_T < 4$  ГэВ/с.

Приблизительно одинаковые формы спектров рождения по поперечному импульсу мезонов и барионов с близкими массами, в центральных столкновениях тяжелых ядер соответствуют предсказаниям гидродинамических моделей, в которых форма спектров рождения определяется радиальным коллективным потоком и зависит в основном от массы частицы, в отличие от рекомбинационных моделей, где форма спектра определяется кварковым составом частицы.

Другой важной особенностью  $\phi(1020)$ -мезона является его кварковый состав. Легкий векторный  $\phi(1020)$ -мезон состоит из  $s$ - и  $\bar{s}$ -кварков и представляет собой частицу со скрытой странностью. Такое строение  $\phi(1020)$ -мезона позволяет изучать механизмы рождения странности. Избыточный выход странных частиц в центральных столкновениях тяжелых релятивистских ядер, по сравнению с их выходом в столкновениях протонов при той же самой энергии столкновения, считается признаком образования кварк-глюонной плазмы [12]. Избыточный выход странных частиц ( $K$ -мезоны,  $\Lambda$ -,  $\Xi$ -,  $\Omega$ -барионы,  $\phi(1020)$ -,  $\Sigma(1385)$ -,  $\Lambda(1520)$ -,  $\Xi(1530)$ -резонансы и др.) экспериментально наблюдается в столкновениях тяжелых ядер при энергиях ускорителей AGS, SPS, RHIC и LHC [13]. Экспериментальные наблюдения качественно согласуются с предсказаниями моделей канонического подавления выхода странности [14] в сталкивающихся системах с малой множественностью, за исключением  $\phi(1020)$ -мезона. Благодаря скрытой странности  $\phi(1020)$ -мезон нечувствителен к каноническому подавлению и является ключевой частицей для изучения механизмов, ответственных за рождение странности. Более того, исследования рождения  $\phi(1020)$ -мезона в столкновениях тяжелых ядер в диапазоне энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 17 - 5000$  ГэВ показали, что этот мезон ведет себя как частица с открытой странностью [13].

В настоящее время отсутствуют теоретические модели, воспроизводящие результаты измерений избыточного выхода частиц, содержащих  $s$ -кварки, одновременно в столкновениях протонов, протон-ядерных столкновениях и столкновениях тяжелых ядер, характеризующихся высокой множественностью.

Еще одна особенность  $\phi(1020)$ -мезона — это малое сечение его взаимодействия с нестранными адронами, благодаря которому  $\phi(1020)$ -мезон практически не реагирует на адронные воздействия в конечном состоянии [15]. Изменение формы пика  $\phi$ -мезона в распределении по инвариантной массе его дочерних частиц может свидетельствовать о восстановлении киральной симметрии [16]. Пик  $\phi(1020)$ -мезона в распределении по инвариантной массе обычно обладает малой шириной и не перекрывается пиками от распадов других резонансов. Доминирующим каналом распада  $\phi(1020)$ -мезона





выступает адронный канал  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$  (вероятность распада  $\approx 49\%$ ), но особый интерес представляют лептонные каналы распада

$$\phi(1020) \rightarrow e^+e^-, \phi(1020) \rightarrow \mu^+\mu^-$$

(в обоих случаях вероятности распада составляют около  $3 \cdot 10^{-4}\%$ ).

В силу малой вероятности распада, а также высокого уровня комбинаторного фона, восстановление свойств  $\phi(1020)$ -мезонов в лептонных каналах распада представляет собой чрезвычайно сложную экспериментальную задачу [17]. Лептоны покидают область ядерного столкновения, практически не взаимодействуя с ядерной средой, и свойства распавшегося  $\phi(1020)$ -мезона не искажаются. Признаки восстановления киральной симметрии можно обнаружить путем сравнения результатов измерений в адронном канале распада с лептонным каналом распада с учетом разрешения детекторов. Масса  $\phi(1020)$ -мезона практически равна сумме масс двух каонов. Разница между массой  $\phi(1020)$ -мезона и двух каонов составляет всего около 32 МэВ. Таким образом, выход  $\phi(1020)$ -мезонов, восстановленный в канале распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ , чувствителен как к изменению формы пика  $\phi$ -мезона в распределении по инвариантной массе, так и к изменению свойств каонов [17].

В ОИЯИ на базе ускорителя Нуклотрон строится ускорительный комплекс со встречными пучками NICA (ввод в эксплуатацию ускорительного комплекса запланирован на 2025 г.). Аналогично многим современным коллайдерам, ускоритель NICA будет работать в режиме как сталкивающихся пучков, так и в режиме столкновений пучка с неподвижной мишенью. Ожидается, что в режиме сталкивающихся пучков первыми столкновениями на коллайдере NICA будут взаимодействия ядер висмута друг с другом и ядер ксенона с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 7,0 - 9,2$  ГэВ. Далее, по мере настройки ускорительного комплекса, будут достигнуты проектные параметры и ускоритель NICA сможет сталкивать легкие ( $p$ ,  $d$ ,  $C$  и др.) и тяжелые ( $Xe$ ,  $Bi$ ,  $Au$  и др.) ядра в диапазоне энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ с максимальной светимостью  $10^{27} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  и частотой столкновений от 50 Гц до 7 кГц. На ускорителе NICA уже проводится эксперимент с фиксированной мишенью по исследованию барионного вещества BM@N (расшифровывается как барионная материя на Нуклотроне).

После ввода в эксплуатацию накопительных колец, заработают еще два эксперимента: детектор физики спина (*англ.* Spin Physics Detector (SPD)) – по изучению физики спина в столкновениях легких ядер и многофункциональный детектор (*англ.* Multi-Purpose Detector (MPD)) – по изучению процессов в столкновениях тяжелых ядер [5]. Запуск эксперимента MPD состоится вместе с пуском ускорительного комплекса NICA в 2025 году. Столкновения тяжелых ядер в диапазоне энергии ускорителя NICA с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ соответствуют множественности заряженных частиц в конечном состоянии  $dN_{ch}/d\eta \approx 100 - 200$  в области малых быстрот [18]. Модельные расчеты на основе генераторов событий UrQMD, PHSD и AMPT показывают, что при такой множественности для столкновений ядер золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ свойства резонансов существенно изменяются под воздействием поздней адронной фазы, образующейся в таких столкновениях [19, 20]. Изменения качественно согласуются с результатами экспериментальных исследований рождения резонансов на ускорителях RHIC и LHC.

Таким образом, при энергиях ускорителя NICA, в столкновениях тяжелых ядер ожидается рождение достаточно плотного адронного газа с временем жизни, сопоставимым с временем жизни всей сталкивающейся системы. Резонансы служат идеальными индикаторами механизмов адронизации в области малых и промежуточных поперечных импульсов, эффекта избыточного выхода странности, эффекта избыточного выхода барионов по отношению к мезонам, динамики реакций и процессов, формирующих спектры поперечного импульса частиц, а также эффектов поздней адронной фазы. Изучение рождения резонансов – это важная составляющая физической программы эксперимента MPD.

Цель настоящего исследования – определить возможность измерения свойств  $\phi(1020)$ -мезона с помощью экспериментальной установки MPD в ускорителе NICA в столкновениях ядер висмута при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ в канале распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ , в области быстрот  $|y| < 0,5$ .

Исследование выполнено путем модельных расчетов столкновений тяжелых ядер и взаимодействия образовавшихся частиц с веществом экспериментальной установки MPD.

### Экспериментальная установка MPD и методика модельного расчета

Эта установка представляет собой 4 $\pi$ -спектрометр, спроектированный для регистрации и измерения основных характеристик фотонов, электронов и адронов [5]. MPD будет состоять из центрального и двух передних спектрометров. Центральный будет состоять из цилиндрического соленоидального сверхпроводящего магнита, время-проекционной камеры (*англ.* Time Projection Chamber (TPC)), времяпролетного (*англ.* Time-Of-Flight (TOF)) детектора и электромагнитного калориметра (*англ.* Electromagnetic Calorimeter (ECal)). Камера TPC, расположенная в однородном магнитном поле с индукцией 0,5 Тл, создаваемом магнитом, будет осуществлять регистрацию треков заряженных частиц. Также посредством измерения энергетических потерь заряженных частиц в рабочем газе (90% Ar + 10% CH<sub>4</sub> (при атмосферном давлении плюс 2 мбар)) детектора TPC будет осуществляться идентификация треков заряженных частиц.

Для дополнительной идентификации частиц на основе времени пролета частиц будет использован детектор TOF. Калориметр ECal будет регистрировать фотоны и лептоны, а также применяться для идентификации частиц. Передние спектрометры будут состоять из черенковских счетчиков FFD (*англ.* Fast Forward Detector (FFD)) и переднего адронного калориметра (*англ.* Forward Hadron Calorimeter (FHCAL)).

Детекторы FFD и FHCAL предназначены для отбора неупругих столкновений ядер, определения геометрии столкновения, в том числе центральности и плоскости реакции, и измерения времени столкновения, необходимого для времяпролетных измерений. В будущем в центральную часть детектора MPD установят внутреннюю трековую систему на основе кремниевых детекторов ITS для измерения вторичных вершин распадов частиц с тяжелыми кварками, а в переднюю – дополнительные форвардные детекторы. Система сбора данных детектора MPD рассчитана на накопление данных со скоростью до 6,5 ГБ/с и с частотой столкновений 7 кГц. Подсистемы детектора MPD будут обладать достаточно большим аксептансом. Основные подсистемы центральной части экспериментальной установки MPD покрывают интервал по псевдобыстроте немного меньше двух единиц. Передние детекторы покрывают достаточно широкую область от 2 до 5 ед. псевдобыстроты.

До ввода в эксплуатацию ускорительного комплекса NICA и экспериментальной установки MPD, исследовать возможность измерения свойств различных частиц при условиях, достижимых на ускорителе NICA, можно только на основе модельных расчетов. В настоящей работе для модельного расчета столкновений ядер висмута при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ использовался генератор событий UrQMD [21]. В данном генераторе событий моделируется адронная фаза.

Взаимодействие частиц, образованных в ходе модельных расчетов столкновений ядер, с веществом детектора, а также восстановление треков и других основных характеристик частиц в детекторе MPD осуществлялось посредством программного пакета MpdRoot [5]. Программный пакет MpdRoot есть официальное программное обеспечение эксперимента MPD. В основу данного программного пакета, как и в основу подобных программных пакетов других экспериментов по изучению столкновений релятивистских ядер, заложен программный комплекс моделирования взаимодействия элементарных частиц с веществом GEANT. Также в программный пакет MpdRoot заложена наиболее актуальная конфигурация детекторных подсистем экспериментальной установки MPD и их характеристики. Программный пакет MpdRoot выдает отклики детекторных подсистем на проходящие через них частицы и позволяет использовать алгоритмы восстановления характеристик частиц, идентичные применяемым при анализе экспериментальных данных.

Возможность измерения свойств  $\phi(1020)$ -мезона на экспериментальной установке MPD изучалась в канале распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$ . При этом использовались алгоритмы и методики, ранее разработанные для похожих исследований в столкновениях ядер золота (Au + Au) при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 4,0, 7,7$  и 11 ГэВ [22] и ядер висмута (Bi + Bi) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ [23].



По сравнению с исследованиями, выполненными в работе [23], в этой работе в модельных расчетах применялось как более актуальное и реалистичное описание детекторных подсистем экспериментальной установки MPD, так и более эффективные алгоритмы восстановления треков заряженных частиц. Более того, в настоящей работе использовалась в 10 раз большая выборка столкновений ядер висмута (50 млн. столкновений). Усовершенствованные методики расчетов и расширенная выборка позволили не только точнее оценить свойства  $\phi(1020)$ -мезона в столкновениях ядер висмута при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ, но и впервые получить результаты в зависимости от центральности столкновений (что наиболее важно).

Для восстановления параметров  $\phi(1020)$ -мезона противоположно заряженные частицы, идентифицированные как каоны, комбинировались в пары в пределах одного смоделированного столкновения ядер висмута. Рассматривались только столкновения с вершиной взаимодействия, восстановленной детектором TPC, не превышающей 130 см от точки пересечения пучков.

Центральность столкновений определялась по числу треков заряженных частиц, восстановленных времяпроекционной камерой TPC [23]. Под центральностью подразумевается вероятность нахождения события во всей выборке сгенерированных событий, в которой число восстановленных треков заряженных частиц было бы большим, чем в данном событии с центральностью  $X$  %. Центральность варьировали в диапазоне от 0 до 100 %, где меньшее значение центральности соответствует событиям с большим числом восстановленных треков в TPC. Детектор FFD неэффективен для регистрации наиболее периферийных столкновений, и для анализа отбирались столкновения ядер висмута с центральностью 0 – 90 %. Для повышения эффективности восстановления  $\phi(1020)$ -мезонов и снижения фоновой составляющей, в кандидаты в каоны среди всех заряженных частиц отбирались те, которые имеют псевдобыстроту менее 1 и поперечный импульс более 100 МэВ.

Применялась новая, более эффективная методика восстановления треков заряженных частиц, позволяющая восстанавливать треки всего по 10 точкам, измеренным в TPC (вместо 20), а также учитывающая тип идентифицированной частицы при восстановлении трека. Идентификация заряженных частиц в конечном состоянии осуществлялась одновременно как по энергетическим потерям заряженных частиц в рабочем газе TPC, так и по времяпролетным измерениям детектора TOF. Отбирались только пары заряженных частиц с быстротой меньше половины. Далее вычислялась масса и поперечный импульс пары.

Пример спектра восстановленной инвариантной массы пары противоположно заряженных каонов ( $M_{KK}$ ) для интервала по поперечному импульсу пары от 0,4 до 0,6 ГэВ/с показан на рис. 1.

Спектр восстановленной инвариантной массы содержит пик, соответствующий распаду  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ , и фон. Комбинаторная составляющая фона обусловлена объединением в пары всех заряженных частиц события, удовлетворяющих критериям отбора. Комбинаторный фон оценивали методом смешивания однотипных событий. Дочерние частицы брались из разных событий с близкими характеристиками, такими как координата вершины взаимодействия вдоль оси пучка и множественность вторичных частиц. Смешивали десять событий для уменьшения статистических неопределенностей. Полученный комбинаторный фон нормировался таким образом, чтобы он совпадал со спектром восстановленной инвариантной массы пары противоположно заряженных каонов в области больших масс, где не ожидается корреляций. Комбинаторный фон был вычтен из спектра.

Спектр восстановленной инвариантной массы пар противоположно заряженных каонов  $M_{KK}$  после вычитания комбинаторной составляющей фона показан на рис. 1, b. Наблюдается ярко выраженный пик, соответствующий распадам  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ . Для определения выхода  $\phi(1020)$ -мезонов в каонном канале распада, спектр восстановленной инвариантной массы пар  $K^+K^-$  был аппроксимирован суммой функции Брейта – Вигнера, свернутой с функцией Гаусса (описывает пик), с полиномом второй степени (описывает остаточный коррелированный фон). Функция Брейта – Вигнера учитывает природную форму пика резонанса, а функция Гаусса необходима для учета массового разрешения детектора. При аппроксимации пика массовое разрешение было задано его оценочной

величиной. Остаточный коррелированный фон возникает из-за струй и ошибочно восстановленных распадов более тяжелых адронов; обычно его описывают полиномом. Аналогичный набор функций используется экспериментом ALICE на ускорителе LHC для измерения выхода резонансов [3].

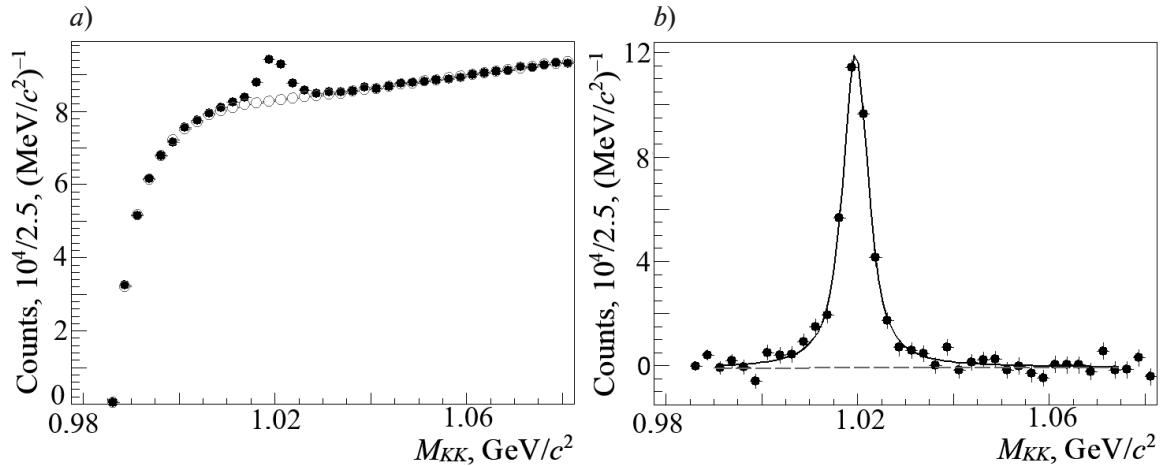


Рис. 1. Спектры инвариантной массы пары противоположно заряженных каонов (пзК, черные символы) в столкновениях ядер висмута (Bi + Bi)  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ до (a) и после (b) вычитания комбинаторного фона (кружки);

Спектры восстановлены в области поперечных импульсов  $p_T$  пары пзК  $0,4 < p_T^{KK} < 0,6$  ГэВ/с. Использованы: функция Брейта – Вигнера, свернутая с функцией Гаусса, описывающая пик (сплошная линия), и полином второй степени, описывающий коррелированный фон (пунктир)

Массовое разрешение экспериментальной установки для каонного канала распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$  ( $\sigma_{M_{KK}}$ ) было вычислено как ширина распределения разницы между восстановленной массой  $\phi(1020)$ -мезона и ее истинного значения, сформированного генератором событий. Массовое разрешение оценивалось для разных интервалов по поперечному импульсу. Зависимость массового разрешения от поперечного импульса пары противоположно заряженных каонов представлена на рис. 2. Массовое разрешение экспериментальной установки составляет 1 – 2 МэВ, что свидетельствует о возможности с хорошей точностью определять форму пика  $\phi(1020)$ -мезона и отслеживать ее изменение. Интеграл функции Брейта – Вигнера, свернутой с функцией Гаусса, брался в качестве индикатора выхода  $\phi(1020)$ -мезонов. Выходы были получены для различных интервалов по поперечному импульсу и центральности столкновений ядер висмута.

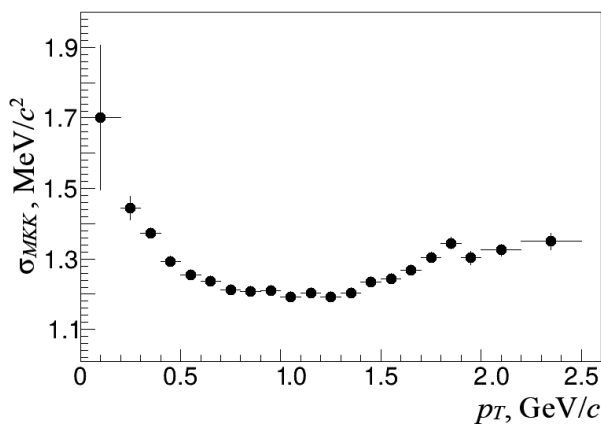


Рис. 2. Зависимость массового разрешения многофункционального детектора MPD ( $\sigma_{M_{KK}}$ ) от поперечного импульса  $p_T$  пары противоположно заряженных каонов для распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$  в столкновениях ядер висмута при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ

Эффективность  $\epsilon$  регистрации  $\phi(1020)$ -мезонов в канале распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$  рассчитывалась как отношение числа восстановленных  $\phi(1020)$ -мезонов к их полному числу, сгенерированному в генераторе событий, с учетом вероятности распада в исследуемом канале. Эффективность регистрации была вычислена в зависимости от поперечного импульса пары и центральности столкновений (рис. 3).

Видно, что эффективность регистрации увеличивается с ростом значения поперечного импульса пары и достигает 35 % в области поперечных импульсов свыше 2 ГэВ/с. Наблюдается умеренная зависимость эффективности регистрации от центральности





столкновений. Таким образом,  $\phi(1020)$ -мезоны с поперечным импульсом более 0,4 ГэВ/с можно восстановить в канале распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$  в экспериментальной установке MPD в области быстрот  $|y| < 0,5$ . Возможность восстановления  $\phi(1020)$ -мезонов в области промежуточных и больших поперечных импульсов ограничена только накопленной выборкой экспериментальных данных.

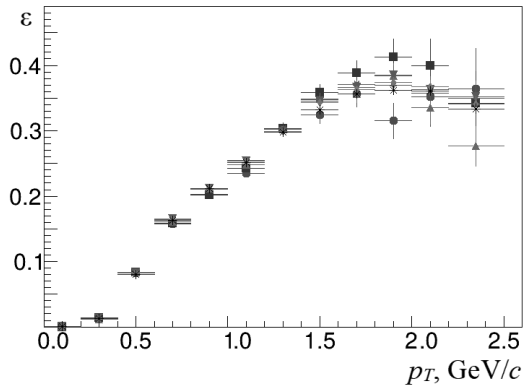


Рис. 3. Зависимость эффективности регистрации  $\phi(1020)$ -мезонов ( $\varepsilon$ ) в канале распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$  с помощью MPD от поперечного импульса пары противоположно заряженных каонов. Эффективность была вычислена для столкновений ядер висмута при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ для семи интервалов по центральности, %: 0 – 10 (\*), 10 – 20 (♦), 20 – 30 (\*), 30 – 40 (▼), 40 – 50 (▲), 50 – 60 (■) и 60 – 90 (•)

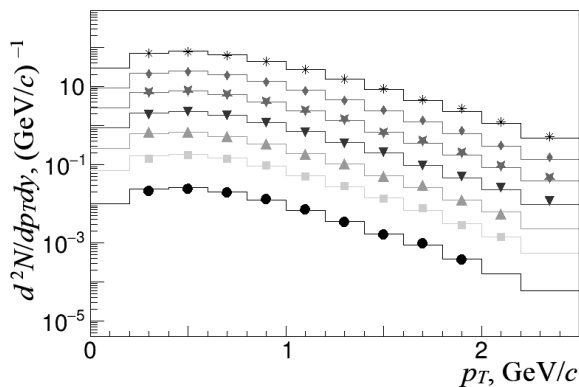


Рис. 4. Восстановленные спектры по поперечному импульсу (символы) и аналогичные спектры, первоначально сгенерированные генератором событий (линии) для  $\phi(1020)$ -мезона в области быстрот  $|y| < 0,5$ .

Эти данные относятся к тем же столкновениям и энергии, для тех же интервалов центральности и символик, которые приведены на рис. 3. Для наглядности спектры показаны на одном графике, для чего они соответственно увеличены

### Результаты расчетов

Дифференциальный выход, аналогично другим исследованиям рождения легких мезонов в столкновениях тяжелых ядер [24], был вычислен по следующей формуле:

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} = \frac{N(p_T)}{N_{ev} \varepsilon(p_T) \Delta p_T \Delta y},$$

где  $p_T$ , ГэВ/с, – поперечный импульс  $\phi(1020)$ -мезона;  $y$  – быстрота;  $N(p_T)$  – выход  $\phi(1020)$ -мезонов;  $\varepsilon(p_T)$  – эффективность регистрации, учитывающая не только геометрический аксептанс экспериментальной установки MPD, но и вероятность распада по каналу  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ ;  $N_{ev}$  – число анализируемых столкновений ядер висмута;  $\Delta p_T$ , ГэВ/с, – диапазон поперечных импульсов, в пределах которого определяется выход  $\phi(1020)$ -мезона.

Полученные спектры по поперечному импульсу для  $\phi(1020)$ -мезона показаны на рис. 4. Там же для сравнения представлены реальные спектры по поперечному импульсу  $\phi(1020)$ -мезонов, сгенерированные генератором событий. Спектры получены для различных интервалов по центральности столкновений ядер висмута при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$  ГэВ в области быстрот  $|y| < 0,5$ . Видно, что для спектров характерно подобие, что свидетельствует о правильности применения разработанной в работе методики анализа.

Полученная в работе оценка спектров по поперечному импульсу позволяет оценить размер выборки столкновений ядер висмута, необходимой для измерения свойств  $\phi(1020)$ -мезона в исследуемом канале распада. Для измерения свойств  $\phi(1020)$ -мезона в зависимости от поперечного импульса и центральности столкновений необходима выборка, превышающая 50 млн. столкновений ядер висмута.

### Заключение

Таким образом, в статье представлены результаты исследования возможности измерения свойств  $\phi(1020)$ -мезона в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ с помощью экспериментальной установки MPD на ускорителе NICA. Исследование

выполнено путем моделирования распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ , при котором получены зависимости основных параметров процесса от поперечного импульса для различных интервалов по центральности столкновений ядер висмута в области быстрот от  $-0,5$  до  $0,5$ . Показано, что накопление более 50 млн. столкновений ядер висмута позволит восстановить свойства  $\phi(1020)$ -мезона с достаточно хорошей точностью для проведения исследования рождения  $\phi(1020)$ -мезона в широкой области поперечных импульсов от  $0,4$  до  $2,5$  ГэВ/с и центральностей столкновений ядер висмута с интервалом 10 % для центральных и полупериферийных, а также с интервалом 30 % для периферийных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adhikary H., Adrich P. Search for a critical point of strongly-interacting matter in central 40Ar + 45Sc collisions at 13 A – 75 A GeV/c beam momentum // The European Physical Journal C. 2024. Vol. 84. No. 7. P. 741.
2. Aboona B. E., Adam J., Adams J. R., et al. (STAR Collaboration). Observation of directed flow of hypernuclei  $\Lambda^3\text{H}$  and  $\Lambda^4\text{H}$  in  $\sqrt{s_{NN}} = 3$  GeV Au + Au collisions at RHIC // Physical Review Letters. 2023. Vol. 130. No. 21. P. 212301.
3. Adam J., Adamová D., Aggarwal M. M., et al. (ALICE Collaboration).  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  meson production at high transverse momentum in  $pp$  and Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // Physical Review C. 2017. Vol. 95. No. 6. P. 064606.
4. Ablyazimov T., Abuhoza A., Adak R. P., et al. Challenges in QCD matter physics – The scientific programme of the compressed baryonic matter experiment at FAIR // The European Physical Journal A. 2017. Vol. 53. No. 3. P. 60.
5. Abgaryan V., Acevedo Kado R., Ivanishchev D., Kotov D., Malayev M. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA // The European Physical Journal A. 2022. Vol. 58. No. 7. P. 140.
6. Acharya S., Adamová D., Adler A., et al. (ALICE Collaboration) Evidence of rescattering effect in Pb–Pb collisions at the LHC through production of  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  mesons // Physics Letters B. 2020. Vol. 802. 10 March. P. 135225.
7. Riabov V. Short-lived resonances as probes of the medium produced in heavy-ion collisions // Particles. 2021. Vol. 4. No. 1. Pp. 1–10.
8. Abdallah M. S., Aboona B. E., Adam J., et al. (STAR Collaboration)  $K^{*0}$  production in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27,$  and  $39$  GeV from the RHIC beam energy scan // Physical Review C. 2023. Vol. 107. No. 3. P. 034907.
9. Workman R. L., Burkert V. D., Crede V., et al. (Particle Data Group and others). Review of Particle Physics // Progress in Theoretical and Experimental Physics. 2022. Vol. 2022. No. 8. P. 083C01.
10. Abelev B., Adam J., Adamová D., et al. (ALICE Collaboration).  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // Physical Review C. 2015. Vol. 91. No. 2. P. 024609.
11. Adcox K., Adler S. S., Afanasiev S., et al. (PHENIX Collaboration). Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 184 – 283.
12. Shor A.,  $\phi$ -Meson production as a probe of the Quark Gluon Plasma // Physical Review Letters. 1985. Vol. 54. No. 11. Pp. 1122–1125.
13. Adam J., Adamová D., Aggarwal M. M., et al. (ALICE Collaboration). Multi-strange baryon production in  $p$ –Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV // Physics Letters B. 2016. Vol. 758. 10 July. Pp. 389–401.
14. Fochler O., Vogel S., Bleicher M., Greiner C., Koch-Steinheimer P., Xu Z. Canonical strangeness suppression in microscopic transport models // Physical Review C. 2006. Vol. 74. No. 3. P. 034902.
15. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Рябов В. Г., Рябов Ю. Г. Рождение  $\phi$ -мезонов в столкновениях релятивистских протонов, ядер меди и ядер золота при энергии 62,4 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2010. № 1 (94). С. 103–109.
16. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Рябов В. Г., Рябов Ю. Г. Рождение  $\phi$ -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и ядер золота при энергии 200 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2010. № 2 (98). С. 135–140.



17. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Рябов В. Г., Рябов Ю. Г. Рождение  $\phi$ -мезонов в столкновениях ядер меди при энергии 200 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2009. № 4 (88). С. 57–62.
18. Adare A., Afanasiev S., Berdnikov Y., et al. (PHENIX Collaboration) Transverse energy production and charged-particle multiplicity at midrapidity in various systems from  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$  to 200 GeV // Physical Review C. 2016. Vol. 93. No. 2. P. 024901.
19. Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., et al. Measurement of short-lived  $\phi(1020)$  and  $K^*(892)^0$  resonances in heavy-ion collisions at NICA energies using the MPD experiment // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1400. No. 5. P. 055051.
20. Ivanishchev D., Kotov D., Kryshen E., et al. Measurement of the neutral and charged  $K^*(892)$  mesons in the MPD experiment at NICA // EPJ Web of Conferences. 2019. Vol. 222. 19 November. P. 02005.
21. Bleicher M., Zabrodin E., Spieles C., et al. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 1999. Vol. 25. No. 9. P. 1859–1896.
22. Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., Riabov V., Ryabov Yu. Resonance reconstruction in the MPD // Particles. 2021. Vol. 4. No. 1. Pp. 29–36.
23. Иванищев Д. А., Котов Д. О., Крышень Е. Л., Малаев М. В., Рябов В. Г. Адронные резонансы как пробники поздней адронной фазы в столкновениях тяжелых ионов при энергиях ускорителя NICA // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2023. Т. 54. № 3. С. 461–472.
24. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Рябов В. Г., Рябов Ю. Г. Рождение короткоживущих нейтральных каонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии 200 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2011. № 3 (129). С. 134–139.

## REFERENCES

1. Adhikary H., Adrich P., Search for a critical point of strongly-interacting matter in central 40Ar + 45Sc collisions at 13 A – 75 A GeV/c beam momentum, Eur. Phys. J. C. 84 (7) (2024) 741.
2. Aboona B. E., Adam J., Adams J. R., et al. (STAR Collaboration), Observation of directed flow of hypernuclei  $\Lambda^3\text{H}$  and  $\Lambda^4\text{H}$  in  $\sqrt{s_{NN}} = 3$  GeV Au + Au collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. 130 (21) (2023) 212301.
3. Adam J., Adamová D., Aggarwal M. M., et al. (ALICE Collaboration),  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  meson production at high transverse momentum in  $pp$  and Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, Phys. Rev. C. 95 (6) (2017) 064606.
4. Ablyazimov T., Abuhoza A., Adak R. P., et al., Challenges in QCD matter physics – The scientific programme of the compressed baryonic matter experiment at FAIR, Eur. Phys. J. A. 53 (3) (2017) 60.
5. Abgaryan V., Acevedo Kado R., Ivanishchev D., et al., Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA, Eur. Phys. J. A. 58 (7) (2022) 140.
6. Acharya S., Adamová D., Adler A., et al. (ALICE Collaboration), Evidence of rescattering effect in Pb–Pb collisions at the LHC through production of  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  mesons, Phys. Lett. B. 802 (10 March) (2020) 135225.
7. Riabov V., Short-lived resonances as probes of the medium produced in heavy-ion collisions, Particles. 4 (1) (2021) 1–10.
8. Abdallah M. S., Aboona B. E., Adam J., et al. (STAR Collaboration),  $K^{*0}$  production in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27,$  and 39 GeV from the RHIC beam energy scan, Phys. Rev. C. 107 (3) (2023) 034907.
9. Workman R. L., Burkert V. D., Crede V., et al. (Particle Data Group and Others), Review of particle physics, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022 (8) (2022) 083C01.
10. Abelev B., Adam J., Adamová D., et al. (ALICE Collaboration),  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  production in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, Phys. Rev. C. 91 (2) (2015) 024609.
11. Adcox K., Adler S. S., Afanasiev S., et al. (PHENIX Collaboration), Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. A. 757 (1–2) (2005) 184 – 283.

12. **Shor A.**,  $\phi$ -Meson production as a probe of the Quark Gluon Plasma, Phys. Rev. Lett. 54 (11) (1985) 1122–1125.
13. **Adam J., Adamová D., Aggarwal M. M., et al.** (ALICE Collaboration), Multi-strange baryon production in  $p$ -Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV, Phys. Lett. B. 758 (10 July) (2016) 389–401.
14. **Fochler O., Vogel S., Bleicher M., et al.**, Canonical strangeness suppression in microscopic transport models, Phys. Rev. C. 74 (3) (2006) 034902.
15. **Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al.**,  $\Phi$ -meson production in relativistic protons, copper nuclei and gold nuclei collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  GeV, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. (1 (94)) (2010) 103–108 (in Russian).
16. **Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al.**,  $\Phi$ -meson production in deuterium and gold nuclei collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. (2 (98)) (2010) 135–140 (in Russian).
17. **Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al.**,  $\Phi$ -meson production in copper nuclei collisions at 200 GeV, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. (4 (88)) (2009) 57–62 (in Russian).
18. **Adare A., Afanasiev S., Berdnikov Y., et al.** (PHENIX Collaboration), Transverse energy production and charged-particle multiplicity at midrapidity in various systems from  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$  to 200 GeV, Phys. Rev. C. 93 (2) (2016) 024901.
19. **Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., et al.**, Measurement of short-lived  $\phi(1020)$  and  $K^*(892)^0$  resonances in heavy-ion collisions at NICA energies using the MPD experiment, J. Phys. Conf. Ser. 1400 (5) (2019) 055051.
20. **Ivanishchev D., Kotov D., Kryshen E., et al.**, Measurement of the neutral and charged  $K^*(892)$  mesons in the MPD experiment at NICA, EPJ Web Conf. 222 (19 Nov) (2019) 02005.
21. **Bleicher M., Zabrodin E., Spieles C., et al.**, Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model, J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. 25 (9) (1999) 1859–1896.
22. **Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., et al.**, Resonance reconstruction in the MPD, Particles. 4 (1) (2021) 29–36.
23. **Ivanishchev D. A., Kotov D. O., Kryshen E. L., et al.**, Hadronic resonances as probes of late hadronic phase in heavy-ion collisions at NICA energies, PEPAN. 54 (3) (2023) 461–472 (in Russian).
24. **Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al.**,  $K_s^*$ -mesons production in  $d + Au$  collisions at center-of-mass energy of 200 GeV per nucleon pair, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. (3 (129)) (2011) 134–139 (in Russian).

## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович** — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

yberdnikov1947@gmail.com

ORCID: 0000-0003-0309-5917

**ИВАНИЩЕВ Дмитрий Александрович** — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

ivanishchev\_da@pnpi.nrcki.ru

ORCID: 0000-0003-3298-3702

**КОТОВ Дмитрий Олегович** — кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

Dmitriy.kotov@gmail.com

ORCID: 0000-0002-3395-0454





**МАЛАЕВ Михаил Владимирович** — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

Mmalayev@gmail.com

ORCID: 0009-0001-9974-0169

**РЯБОВ Андрей Юрьевич** — аспирант Петербургского института ядерной физики имени Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт», г. Гатчина Ленинградской области, Россия.

188300, Россия, Ленинградская область, г. Гатчина, микрорайон Орлова роща, 1

andrei.riabov@cern.ch

ORCID: 0009-0007-9874-9819

## THE AUTHORS

**BERDNIKOV Yaroslav A.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

yberdnikov1947@gmail.com

ORCID: 0000-0003-0309-5917

**IVANISHCHEV Dmitry A.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

ivanishchev\_da@pnpi.nrcki.ru

ORCID: 0000-0003-3298-3702

**KOTOV Dmitry O.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

Dmitriy.kotov@gmail.com

ORCID: 0000-0002-3395-0454

**MALAEV Mikhail V.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

Mmalayev@gmail.com

ORCID: 0009-0001-9974-0169

**RIABOV Andrei Yu.**

*Petersburg Nuclear Physics Institute named by B. P. Konstantinov of NRC «Kurchatov Institute»*

1, Orlova Roshcha (Mcr.), Gatchina, Leningrad Region, 188300, Russia

andrei.riabov@cern.ch

ORCID: 0009-0007-9874-9819

*Статья поступила в редакцию 16.11.2024. Одобрена после рецензирования 28.11.2024. Принята 28.11.2024.*

*Received 16.11.2024. Approved after reviewing 28.11.2024. Accepted 28.11.2024.*