

Ядерная физика

Научная статья

УДК 539.126.3, 539.126.6

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19310>

ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЯТЬ СВОЙСТВА $K^*(892)^0$ -РЕЗОНАНСА И $\phi(1020)$ -РЕЗОНАНСА В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР КСЕНОНА С НЕПОДВИЖНОЙ ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНЬЮ ПРИ ЭНЕРГИИ 2,5А ГЭВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ MPD

Я. А. Бердников¹, Д. А. Иванищев^{1, 2} , Д. О. Котов¹,
М. В. Малаев¹, Ю. Г. Рябов²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия;

² Петербургский институт ядерной физики имени Б. П. Константинова
НИЦ «Курчатовский институт», Санкт-Петербург, Россия

 ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru

Аннотация. В работе исследованы возможности измерять свойства $K^*(892)^0$ -резонанса и $\phi(1020)$ -резонанса в столкновениях ядер ксенона Хе с неподвижной мишенью из вольфрама W при кинетической энергии налетающего пучка $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ с помощью экспериментальной установки (ЭУ) MPD на ускорителе NICA. Получены оценки массового разрешения ЭУ MPD, эффективности регистрации в ЭУ MPD и спектров по поперечному импульсу для исследуемых резонансов. Оценки вычислены как зависимости от поперечного импульса для различных интервалов по центральности столкновений Хе + W в центральной области быстрот посредством модельных расчетов. Резонансы восстанавливались в каналах распада $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ и $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$. Использовался подход на основе σ -параметризации информации об идентификации дочерних частиц в ЭУ MPD.

Ключевые слова: столкновение ядер, рождение, адронный резонанс, ускоритель NICA, детектор MPD

Финансирование: Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2025-0009).

Для цитирования: Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Малаев М. В., Рябов Ю. Г. Возможности измерять свойства $K^*(892)^0$ -резонанса и $\phi(1020)$ -резонанса в столкновениях ядер ксенона с неподвижной вольфрамовой мишенью при энергии 2,5А ГэВ в эксперименте MPD // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2026. Т. 19. № 3. С. 125–138. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19310>

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.19310>

THE POSSIBILITIES OF MEASURING THE PROPERTIES OF NEUTRAL $K^*(892)^0$ AND $\phi(1020)$ RESONANCES IN COLLISIONS OF XENON NUCLEI WITH A FIXED TUNGSTEN TARGET AT AN ENERGY OF 2.5A GeV IN THE MPD EXPERIMENT

Ya. A. Berdnikov¹, D. A. Ivanishchev^{1, 2} , D. O. Kotov¹,
M. V. Malaev¹, Yu. G. Riabov²

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia;

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

✉ ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru

Abstract. We report the study results of possibilities of measuring the properties of $K^*(892)^0$ and $\phi(1020)$ resonances in collisions of Xe nuclei with a fixed tungsten target at an energy of 2.54 GeV using the MPD detector at the NICA collider. The evaluations of the mass resolution, detection efficiency of the MPD detector and the transverse momentum spectra for the studied resonances were made. The evaluations were obtained depending on the transverse momentum for different intervals of centrality of Xe + W collisions in the central rapidity range using model calculations. The resonances were reconstructed in the $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ and $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$ decay channels. We used an approach based on σ -parameterization of daughter particle identification information in the MPD detector.

Keywords: nuclei collision, production, hadron resonance, NICA collider, MPD detector

Funding: The reported study was carried out within the framework of the State Assignment for Fundamental Research (Subject Code FSEG-2025-0009).

For citation: Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., Malaev M. V., Riabov Yu. G., The possibilities of measuring the properties of $K^*(892)^0$ and $\phi(1020)$ resonances in collisions of xenon nuclei with a fixed tungsten target at an energy of 2.54 GeV in the MPD experiment, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 19 (3) (2026) 125–138. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19310>

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

Введение

Изучение экстремальных состояний адронной материи, возникающих при взаимодействиях релятивистских тяжелых ионов, остается ключевой и актуальной задачей современной физики элементарных частиц. Многолетние исследования на крупнейших мировых коллайдерах и ускорителях, таких как американский Релятивистский коллайдер тяжелых ионов (РИК), работающий на базе Брукхейвенской национальной лаборатории, а также Протонный суперсинхротрон (СПС) и международный Большой адронный коллайдер (БАК) в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН) позволили доказать существование нового агрегатного состояния вещества, экстремального агрегатного состояния квантово-хромодинамической материи — сильновзаимодействующей кварк-глюонной плазмы (КГП) [1]. Оказалось, что КГП проявляет признаки идеальной жидкости. Экспериментально доказано, что сильновзаимодействующая КГП ведет себя не как газ свободных частиц, а как идеальная жидкость с экстремально низкой вязкостью. Образующаяся ядерная среда не просто разлетается подобно набору независимых частиц, а расширяется и остывает как единая макроскопическая система. Динамика реакции характеризуется сильными коллективными эффектами, включая продольное и поперечное (радиальное) расширение файерболла.

Эволюцию и динамику такой плазмы исследователи успешно описывают с помощью гидродинамических моделей, предполагающих достижение системой локального теплового равновесия, и используют специфические начальные условия. Образование КГП приводит к изменению химического состава среды. Одним из главных наблюдаемых признаков действительного образования КГП выступает избыточный выход странных частиц, по сравнению с реакциями, где КГП не возникает. КГП образуется исключительно в условиях крайне высоких температур и высоких значений барионной плотности. Однако на экспериментах с высочайшими энергиями столкновений тяжелых ядер сканируют область фазовой диаграммы сильновзаимодействующей квантовохромодинамической



материи, которая характеризуется высокими температурами и практически нулевой барионной плотностью. В то же время наиболее интересная часть фазовой диаграммы (где ожидается обнаружение критической точки и фазового перехода первого рода) расположена в секторе с умеренными температурами и со значительной барионной плотностью. Эта область соответствует энергиям столкновения ядер $\sqrt{s_{NN}} = 2 - 15$ ГэВ.

Исследование указанного сектора фазовой диаграммы является основополагающей задачей сверхпроводящего коллайдера протонов и тяжелых ионов (*англ.* Nuclotron based Ion Collider fAcility (NICA)) в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в городе-наукограде Дубне Московской области. На ускорительном комплексе NICA в ближайшее время планируется начать эксперимент MPD (*англ.* Multi-Purpose Detector), нацеленный на анализ ядерной материи, для которой характерны невысокие температуры (10 – 100 МэВ) и барионные плотности, превышающие плотность обычного ядерного вещества в 5 – 10 раз [2].

Для детального сканирования области высоких значений барионной плотности и умеренной температуры фазовой диаграммы эксперименты обычно проводят с применением неподвижной мишени. В режиме сталкивающихся пучков ускорителя, при снижении энергии пучков критически падает светимость, что делает набор данных продолжительным по времени. Использование фиксированной мишени решает эту проблему. Примером эффективного применения такого подхода является реализация неподвижной мишени в эксперименте с соленоидальным трековым детектором (*англ.* Solenoidal Tracker At RHIC (STAR)) на ускорителе RHIC [3]. Внедрение неподвижной мишени внутрь пучковой трубы ускорителя RHIC позволило в эксперименте STAR обойти ограничения по светимости на малых энергиях и собрать необходимую выборку столкновений ядер. Применение неподвижной мишени позволило существенно расширить возможности программы сканирования по энергии событий столкновения ядер [3]. Энергия столкновений была понижена вплоть до $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Вопреки результатам исследований в эксперименте STAR, прямых доказательств существования искомой критической точки и фазового перехода первого рода пока не было зафиксировано. Подобно эксперименту STAR, эксперимент MPD предусматривает проведение исследований как при столкновении встречных пучков в ускорителе, так и при взаимодействии одного из пучков с неподвижной мишенью. Набор данных в режиме с неподвижной мишенью позволит эксперименту MPD набрать достаточно масштабный набор экспериментальных данных за относительно короткие сеансы работы.

Эволюцию плотной и/или горячей ядерной среды, образующейся в столкновениях тяжелых релятивистских ядер, от состояния КГП до газа адронов исследуют косвенно, анализируя только свойства частиц, зарегистрированных детекторными устройствами. В связи с этим короткоживущие адронные резонансы представляют собой уникальный инструмент определения ряда характеристик ядерной среды [4 – 6]. Время жизни резонансов сопоставимо с длительностью финального этапа эволюции системы – адронной фазы, что позволяет эффективно использовать резонансы для определения плотности и времени жизни адронного газа, формирующегося в адронной фазе. Измерение инвариантных спектров и выходов таких резонансов, как $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$, – это важнейший и уникальный ключ к пониманию микроскопических процессов в расширяющемся файерболле. Рассматриваемые мезоны обладают радикально различающимися временем жизни и сходным кварковым составом, что делает их идеальной парой для сравнительного анализа. Резонанс $K^*(892)^0$ состоит из d - и $\bar{s}$ -кварков и обладает открытой странностью и малым временем жизни, равным 3,8 фм/с [7]. В столкновениях тяжелых релятивистских ядер длительность стадии адронного газа (от момента химической до момента кинетической заморозки она составляет около 10 фм/с [8]) превышает это значение. В результате подавляющее большинство рожденных $K^*(892)^0$ -резонансов распадается прямо внутри адронного газа. Дочерние частицы распада

$$K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$$

с высокой вероятностью рассеиваются на других адронах среды, меняя траекторию движения или импульс. В итоге теряется кинематическая корреляция и свойства родительских резонансов восстанавливаются неверно. При сравнении отношений выходов

$K^*(892)^0$ -резонансов к выходам долгоживущих адронов с таким же кварковым составом наблюдается подавление выхода резонансов. Если измерять степень этого подавления, то можно получить также плотность и продолжительность адронной фазы [8].

Резонанс $\phi(1020)$ является легким векторным мезоном, он состоит из s -кварка и $\bar{s}$ -кварка и представляет собой частицу со скрытой странностью. Данное свойство выводит $\phi(1020)$ -мезон из-под влияния канонического подавления, делая его ключевым объектом для анализа процессов образования странности [4]. Для уточнения специфики процессов образования странности рождение $\phi(1020)$ -мезонов измеряют вместе с рождением адронов с открытой странностью, например в паре с $K^*(892)^0$ -резонансом. Масса $\phi(1020)$ -мезона (равна $1020 \text{ МэВ}/c^2$) близка к массе протона ($938 \text{ МэВ}/c^2$). Сходство масс $\phi(1020)$ -мезона и протона позволяет использовать сравнительный анализ их спектров рождения для изучения природы барионной аномалии в процессах рождения частиц [4]. Резонанс $\phi(1020)$ обладает малым сечением взаимодействия с нестранной адронной средой, что позволяет ему сохранять информацию о ранних стадиях столкновения, не искажая ее в адронном газе [4]. Такая особенность делает $\phi(1020)$ -мезон чувствительным к эффектам возможного восстановления киральной симметрии. Данные по рождению $\phi(1020)$ -мезона служат эталоном при изучении характеристик адронной фазы и сопоставлении с выходами более короткоживущих резонансных состояний. По сравнению с $K^*(892)^0$ -мезоном, время жизни $\phi(1020)$ -мезона в несколько раз превышает продолжительность адронной фазы и составляет $46,2 \text{ фм}/c$ [7]. Благодаря данной особенности практически все рожденные $\phi(1020)$ -резонансы успевают покинуть файербол и распадаются далеко за пределами области взаимодействия сталкивающихся ядер. Дочерние частицы не рассеиваются в адронном газе, и рождение $\phi(1020)$ -резонансов практически не подвержено влиянию адронной фазы [4].

Измерение особенностей рождения резонансов, главным образом $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$, является неотъемлемой частью физической программы эксперимента MPD, который предусматривает работу как с неподвижной мишенью, так и со сталкивающимися пучками. В преддверии запуска ускорительного комплекса NICA и начала набора данных в эксперименте MPD ведется активная подготовка, направленная на поиск наиболее эффективных стратегий проведения измерений и оценке их применимости. Поскольку реальные экспериментальные данные на текущем этапе отсутствуют, ключевым инструментом подготовки выступает полномасштабное моделирование.

Настоящая работа направлена на создание процедуры реконструкции p_T -спектров (спектров рождения) $K^*(892)^0$ -резонанса и $\phi(1020)$ -резонанса.

После разработки этой процедуры, с ее использованием открывается возможность оценки потенциала экспериментальной установки MPD измерять характеристики указанных частиц в столкновениях ядер ксенона и вольфрама ($\text{Xe} + \text{W}$) при кинетической энергии этих налетающих ядер $2,5 \text{ ГэВ}$ на нуклон ($E_{kin} = 2,5 \text{ А ГэВ}$).

Эти исследования должны запускать, согласно плану, в эксперименте MPD вскоре после ввода комплекса NICA в эксплуатацию в режиме с фиксированной мишенью.

Основной акцент нашего исследования сделан на анализе свойств частиц в области центральных быстрот, в том числе на анализе их распределений по центральности ядерных столкновений и поперечному импульсу.

Экспериментальная установка MPD и методика модельного расчета

Особенности экспериментальной установки. Данный многоцелевой детектор с 4π-геометрическим аксептансом спроектирован для высокоточного восстановления характеристик лептонов, адронов и фотонов, образующихся в столкновениях релятивистских ядер при экстремальных температурах и плотностях, достижимых на ускорительном комплексе NICA [3]. Дать старт набору экспериментальных данных на установке планируется в течение года после официального запуска ускорительного комплекса NICA. Установка спроектирована с учетом необходимости регистрации частиц с малым поперечным импульсом p_T в условиях большой загрузки детекторных подсистем.

В столкновениях на ускорителе NICA модельные расчеты предсказывают ожидаемую плотность множественности заряженных частиц $dN_{ch}/d\eta$ (N_{ch} – число заряженных частиц, η – псевдобыстрота) равной $100 - 200 \text{ ед./событие}$ в области малых быстрот.



Проект экспериментальной установки MPD предполагает создание системы с предельно высокими значениями временного, пространственного, импульсного и энергетического разрешения и широкого аксептанса, что критически важно для регистрации частиц с низкими значениями поперечного импульса; такие частицы образуются в основном в столкновениях ядер при энергиях ускорителя NICA [9].

Конструктивно спектрометр разделен на центральную часть и две передние детекторные подсистемы. Основой центральной системы выступает сверхпроводящий цилиндрический соленоидальный магнит, который обеспечивает внутри рабочего объема магнитное поле, обладающее пространственной однородностью и индукцией 0,5 Тл. Внутренний объем магнита вмещает комплекс регистрирующих систем, в который входят электромагнитный калориметр ECal, времяпролетная система TOF и времяпроекционная камера TPC. Аксептанс перечисленных центральных подсистем охватывает диапазон псевдобыстрот чуть менее 2 ед. Спереди и сзади к ним примыкают передние детекторные системы, состоящие из адронных калориметров (*англ.* Forward Hadron Calorimeter (FHCa)) и быстрых черенковских счетчиков (*англ.* Fast Forward Detector (FFD)). Эти системы покрывают область значений псевдобыстроты от 2 до 5 и выполняют важнейшие функции по классификации столкновений: отбор неупругих событий, реконструкцию плоскости реакции, определение центральности, а также измерение z -координаты вершины столкновения и времени столкновения для работы времяпролетной системы TOF. Информацию с детекторов будет считывать и обрабатывать быстрая система сбора данных с пропускной способностью до 6,5 ГБ/с, рассчитанная на частоту столкновений 7 кГц.

Времяпроекционная камера TPC — это основа трековой системы спектрометра. Камера измеряет траектории и импульсы заряженных частиц с проектным импульсным разрешением, составляющим 1,5 – 3,5 % для столкновений тяжелых ионов в диапазоне малых значений поперечного импульса p_T . Кроме того, детектор обеспечивает идентификацию заряженных адронов на основе измерения их удельных ионизационных потерь (dE/dx) в рабочем веществе детектора. Последний обеспечивает эффективное разделение пионов, каонов и протонов в интервале импульсов до 0,7 – 1,2 ГэВ/с.

Для значительного расширения диапазона идентификации заряженных частиц применяется детектор TOF. Устройство измеряет время пролета частиц с временным разрешением около 80 пс и расширяет область значений поперечных импульсов, в которой возможна дифференциация адронов до 1,5 – 2,5 ГэВ/с.

Актуальное описание экспериментальной установки MPD и входящих в нее детекторных подсистем приведено в статье [9].

Как было отмечено выше, возможности ускорительного комплекса NICA позволяют проводить эксперименты с неподвижной мишенью. В первой конфигурации эксперимента с неподвижной мишенью планируется облучать вольфрамовую неподвижную мишень W ядрами ксенона Xe при кинетической энергии налетающего пучка 2,5 ГэВ на нуклон ($Xe + W$, $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ). Эксперименты с неподвижной мишенью будут проведены одними из первых после достижения ускорителем NICA рабочих параметров. Мишень из вольфрамовой проволоки планируется закрепить на оси Z налетающего пучка перпендикулярно направлению движения пучка со смещением по оси Z на 85 см от геометрического центра спектрометра MPD. В настоящей работе рассматривался именно такая конфигурация сталкивающихся ядер.

Методика модельного расчета. Для всестороннего анализа процессов образования $K^*(892)^0$ -резонанса и $\phi(1020)$ -резонанса в столкновениях $Xe + W$ в режиме с неподвижной мишенью, при $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ, использовалась методика модельных расчетов и восстановления свойств резонансов, доработанная для новых условий и разработанная ранее для режима эксперимента MPD со встречными пучками частиц [4 – 6].

При кинетической энергии налетающих ядер $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ энергия столкновения ядер в системе центра масс составляет $\sqrt{s_{NN}} = 2,87^{kin}$ ГэВ. Идентификация дочерних частиц распадов резонансов осуществлялась в соответствии с подходом, специально разработанным и учитывающим геометрию экспериментальной установки MPD с неподвижной мишенью. Работа по исследованию рождения заряженных адронов была проведена (см. статью [10]) в сталкивающейся системе, идентичной рассматриваемой в настоящей статье. Моделирование столкновений ядер $Xe + W$ с учетом вышеописанных условий

было выполнено методом Монте-Карло с применением генератора событий UrQMD [11]. Как было показано в работе [10], в конфигурации эксперимента с фиксированной мишенью положение интервала центральных быстрот u смещается на величину $\Delta u = 0,986$ при переходе из системы центра масс (CMS) в лабораторную систему координат; это было учтено в модельных расчетах. В настоящем исследовании была использована выборка данных объемом 15 млн. (Xe + W)-столкновений.

Для исследуемых резонансов $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ в настройках генератора событий UrQMD были выключены их распады. Другими словами, резонансы были заданы как стабильные частицы. Таким образом, эффекты поздней адронной фазы не влияли на их дочерние частицы, не препятствовали восстановлению их свойств в детекторных системах и не изменяли их спектры.

При разработке алгоритмов восстановления свойств резонансов, в настоящей работе особое внимание уделялось возможности восстановления их характеристик в максимально широком интервале значений поперечного импульса, в особенности в области малых значений, где рождается основная доля частиц. Ввиду сложности проводимых расчетов, не представилось возможным накопить выборку, включающую 50 млн. столкновений, как в исследовании рождения резонансов в режиме со встречными пучками частиц [4, 5], поэтому для исследований зависимости характеристик от центральности было выбрано лишь три интервала центральностей вместо семи. Центральность определялась на основе информации о множественности заряженных треков, реконструированных во времяпроекции камере TPC.

На основе платформы модельных расчетов MpdRoot [2, 9] был реализован завершающий цикл обработки данных. Были смоделированы отклики детекторных систем на пролетающие через них частицы, а затем восстановлены и треки заряженных частиц. Платформа была основана на программных комплексах Geant4 и ROOT.

Инструментарий Geant4 предназначен для численного моделирования процессов рождения элементарных частиц через вещество.

Платформа ROOT позволяет реализовать анализ и визуализацию данных, получаемых в эксперименте.

Платформа MpdRoot обеспечивает полную идентичность алгоритмов реконструкции частиц тем методам, которые будут использоваться при анализе реальных данных эксперимента.

Моделирование проводилось с опорой на реальное расположение и актуальные физические характеристики всех детектирующих систем эксперимента, что обеспечивало высокую достоверность результатов. Резонансы восстанавливались в каналах распада

$$K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^- \text{ и } \phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$$

и моделировались непосредственно внутри среды MpdRoot в соответствии с их общепринятыми табличными параметрами, с помощью встроенного инструментария в программе Geant.

Треки заряженных частиц восстанавливались в детекторе TPC. Для сведения к минимуму неверно реконструированных и идентифицированных треков применялись следующие критерии отбора заряженных частиц:

$$N_{\text{TPC}} > 28, p_T > 0,05 \text{ ГэВ}/c, r_Z < 1 \text{ см},$$

где N_{TPC} — число точек, восстановленных в детекторе TPC; p_T — поперечный импульс частицы; r_Z — расстояние минимального сближения трека с вершиной столкновения (рассчитывается для каждого столкновения).

Данные критерии отбора также обеспечивают оптимальное отношение сигнала к фону за счет эффективного отсеечения вторичных частиц при минимальных потерях первичных.

Идентификация заряженных частиц была выполнена на основе учета энергетических потерь заряженных частиц в детекторе TPC и результатов временных измерений в детекторе TOF; при этом использовался подход к σ -параметризации информации об их идентификации с учетом особенностей конфигурации детектора MPD с неподвижной мишенью [10]. Отбор пионов проводился согласно требованию, по которому измеренный сигнал ионизационных потерь в детекторе TPC должен укладываться в пределы двух



среднеквадратичных отклонений (2σ) от ожидаемого значения. Если же трек имел продолжение в детекторе TOF, то к времяпролетной информации также применялся критерий 2σ . Для идентификации каонов использовались более жесткие условия: сигнал в детекторах TPC или TOF должен был находиться в пределах 1σ , а также дополнительно применялся «вето-критерий» 3σ , согласно которому исключались частицы, чьи характеристики соответствовали протонам, пионам, электронам или мюонам. Ввиду выраженной асимметрии в сечениях рождения адронов (в частности, сильного подавления выхода K^- , по сравнению с K^+), наблюдаемой при рассматриваемой энергии столкновений, процедуры отбора и последующего анализа спектров проводились строго отдельно для положительно и отрицательно заряженных частиц.

Восстановление параметров $K^*(892)^0$ -резонанса и $\phi(1020)$ -резонанса выполнялось методом инвариантной массы. Использовался подход, аналогичный исследованию рождения $\phi(1020)$ -резонанса в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ [4]. Противоположно заряженные идентифицированные частицы (K^+ и π^- для $K^*(892)^0$ -резонанса, а также K^+ и K^- для $\phi(1020)$ -резонанса), прошедшие все этапы отбора, комбинировались в кинематические пары в пределах одного столкновения. Для каждой пары вычислялись поперечный импульс p_T и инвариантная масса для пар положительно заряженного каона и отрицательно заряженного пиона ($M_{\pi K}$) и пар противоположно заряженных каонов (M_{KK}).

Аналогично исследованию рождения заряженных адронов в рассматриваемой конфигурации столкновений, опубликованному в статье [10], для резонансов также наблюдается значительная неоднородность в доступном фазовом пространстве (в координатах $p_T - y$). Наблюдаемый эффект объясняется смещением интервала центральных быстрот к краю рабочего объема детектора TPC. Для минимизации данного эффекта свойства резонансов восстанавливались в асимметричном интервале быстрот ($-1 < y_{CMS} < 0$) без использования дополнительных ограничений на минимальный поперечный импульс частиц.

Спектры восстановленной инвариантной массы $M_{\pi K}$ и M_{KK} представлены на рис. 1. В качестве примера был выбран интервал $0,4 < p_T^p < 0,6$ ГэВ/с (p_T^p – интервал по поперечному импульсу пары). Показан как первоначальный спектр, так и спектр после вычитания комбинаторного фона. Представленные распределения содержат вклад от фоновых событий, а также сигнальный пик от изучаемого канала распада. Фоновые события в спектре возникают в основном из-за комбинаторной составляющей, которая обусловлена формированием пар из всех возможных заряженных частиц столкновения, прошедших критерии отбора, перечисленные выше. Оценка вклада фоновых событий в спектр проводилась методом смешивания событий (Mixed Events) с последующим вычитанием нормированной оценки из первоначального спектра. Фоновые события вычислялись как инвариантные массы пар дочерних частиц, составленных из заряженных частиц 10 столкновений с близкими параметрами. Похожими считались столкновения с близкими значениями множественности вторичных частиц и координатами вершины взаимодействия. Распределение фоновых событий было умножено на коэффициент, приводящий фоновое распределение к первоначальному спектру $M_{\pi K}$ или M_{KK} в области больших масс, где вклад физических корреляций пренебрежимо мал.

Результаты вычитания фоновых событий из инвариантных спектров представлены на рис. 1, *b* и *d*. Применяемый подход позволяет существенно «очистить» спектры $M_{\pi K}$ и M_{KK} от фоновых событий. В основном в спектре остаются отчетливо наблюдаемые пики, соответствующие распадам

$$K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^- \text{ и } \phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-.$$

Процедура извлечения выходов резонансов $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ базировалась на аппроксимации остаточных спектров комбинацией теоретического профиля Брейта – Вигнера для учета распада исследуемого резонанса, размытого функцией Гаусса для учета приборного разрешения, и многочлена второго порядка для учета остаточных фоновых событий. Остаточные фоновые события обусловлены струями и ложными комбинациями пионов и каонов, рожденных от более тяжелых адронов.

Для оценки массового разрешения были построены распределения

$$M_{\pi K}^r - M_{\pi K}^f \text{ и } M_{KK}^r - M_{KK}^f,$$

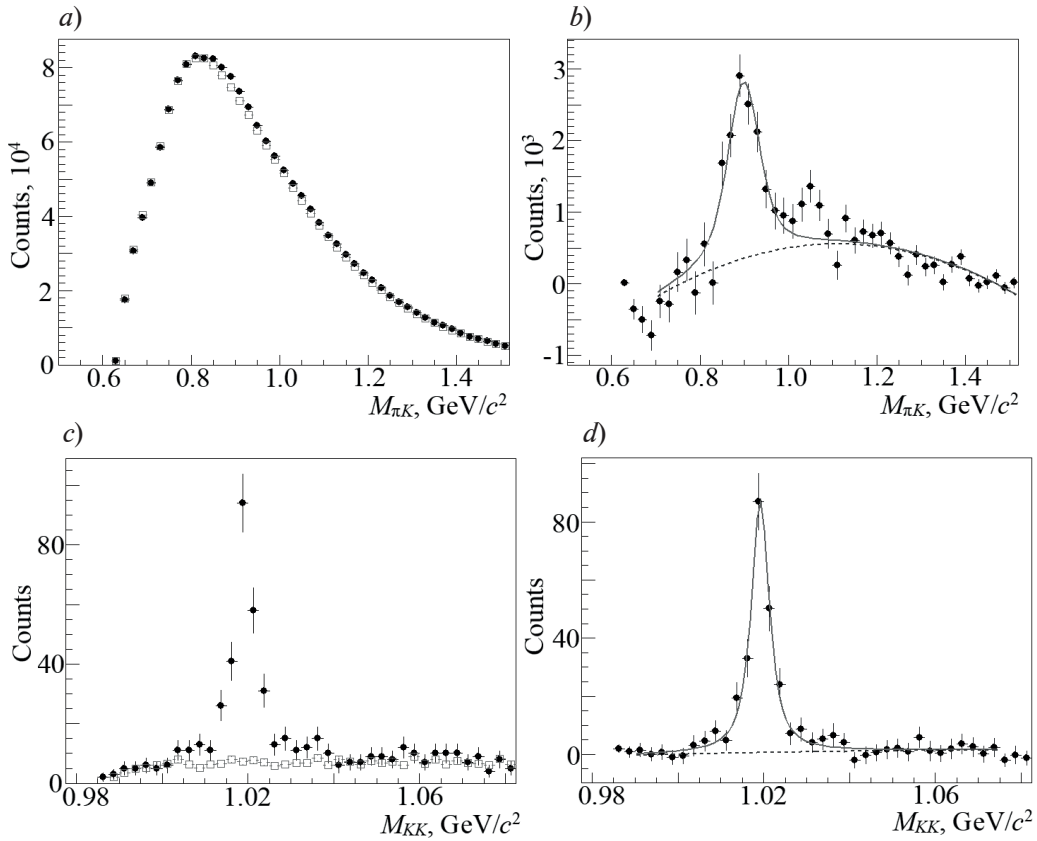


Рис. 1. Спектры инвариантной массы $M_{\pi K}$ (a, b) и M_{KK} (c, d) до (a, c) и после (b, d) вычитания вклада от фоновых событий (незатушеванные квадраты) для столкновений $\text{Xe} + \text{W}$ при $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ и $0,4 < p_T^p < 0,6$ ГэВ/с.

Пик аппроксимирован теоретическим профилем Брейта – Вигнера, размытого функцией Гаусса (сплошная линия), а остаточный фон – многочленом второго порядка (пунктир)

где $M_{\pi K}^r$ – восстановленное значение массы в канале распада $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$; $M_{\pi K}^t$ – истинное значение массы $K^*(892)^0$ -резонанса; M_{KK}^r – восстановленное значение массы в канале распада $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$; M_{KK}^t – истинное значение массы $\phi(1020)$ -резонанса.

Полученные разрешения были аппроксимированы функцией Гаусса. Значения ширины полученных распределений $\sigma_{MK\pi}$ для канала распада $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ и σ_{MKK} для канала $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$ брались в качестве массового разрешения экспериментальной установки. Массовое разрешение оценивалось для всех возможных диапазонов по поперечному импульсу. Полученные зависимости $\sigma_{MK\pi}$ и σ_{MKK} от поперечного импульса пары p_T представлены на рис. 2. Для распадов $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ и $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$, разрешения $\sigma_{MK\pi}$ и σ_{MKK} составили 5 – 6 МэВ и 1 – 2 МэВ, соответственно. Оценка массовых разрешений свидетельствует не только о возможности с хорошей точностью измерять форму пиков резонансов, но и отслеживать возможные изменения формы.

Интеграл свертки профиля Брейта – Вигнера с функцией Гаусса при заданном значении массового разрешения оценочной величиной брался в качестве выходов $K^*(892)^0$ - и $\phi(1020)$ -резонансов.

Следует подчеркнуть, что использованная процедура представляет собой общепринятый подход к определению характеристик резонансов на основе анализа распределений инвариантных масс пар дочерних частиц, применяемой в эксперименте ALICE на ускорителе LHC [12].

Значения выходов в столкновениях $\text{Xe} + \text{W}$ были получены как функции от p_T и центральности ядерного взаимодействия.

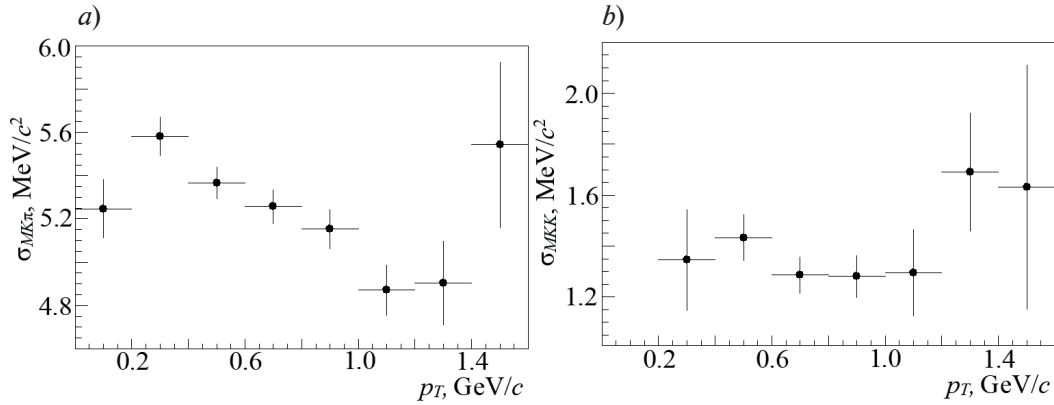


Рис. 2. Зависимости разрешений $\sigma_{MK\pi}$ и σ_{MKK} от p_T для каналов распада $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ (a) и $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$ (b) для столкновений Xe + W при энергии $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ

Эффективность регистрации ϵ , а именно вероятность регистрации резонансов $K^*(892)^0$ или $\phi(1020)$ в канале распада $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ или $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$ вычислялась по формулам

$$N_{\pi K}^r / N_{\pi K}^t \text{ либо } N_{KK}^r / N_{KK}^t,$$

где $N_{\pi K}^r$ – восстановленное число $K^*(892)^0$ -резонансов в канале распада $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$; $N_{\pi K}^t$ – изначально сгенерированное число $K^*(892)^0$ -резонансов; N_{KK}^r – восстановленное число $\phi(1020)$ -резонансов в канале распада $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$; N_{KK}^t – изначально сгенерированное число $\phi(1020)$ -резонансов.

При вычислении соответствующей эффективности регистрации отношение умножалось на вероятность распада в соответствующем канале. На рис. 3 продемонстрированы зависимости эффективности ϵ от поперечного импульса p_T резонансов $K^*(892)^0$ или $\phi(1020)$.

Для $K^*(892)^0$ - и $\phi(1020)$ -резонансов наблюдается рост эффективностей регистрации с увеличением поперечного импульса. В интервале значений поперечных импульсов свыше 1 ГэВ/с эффективность достигает 30% для $K^*(892)^0$ -резонанса и 20% для $\phi(1020)$ -резонанса.

Полученные оценки эффективностей показывают, что применение разработанной нами методики позволяет восстанавливать свойства $K^*(892)^0$ -резонансов с поперечным импульсом, превышающим нуль, и $\phi(1020)$ -резонансов с поперечным импульсом 0,2 ГэВ/с. Ограничения по восстановлению характеристик резонансов с большими поперечными импульсами отсутствуют, и возможность регистрации таких резонансов регулируется накопленной выборкой экспериментальных данных.

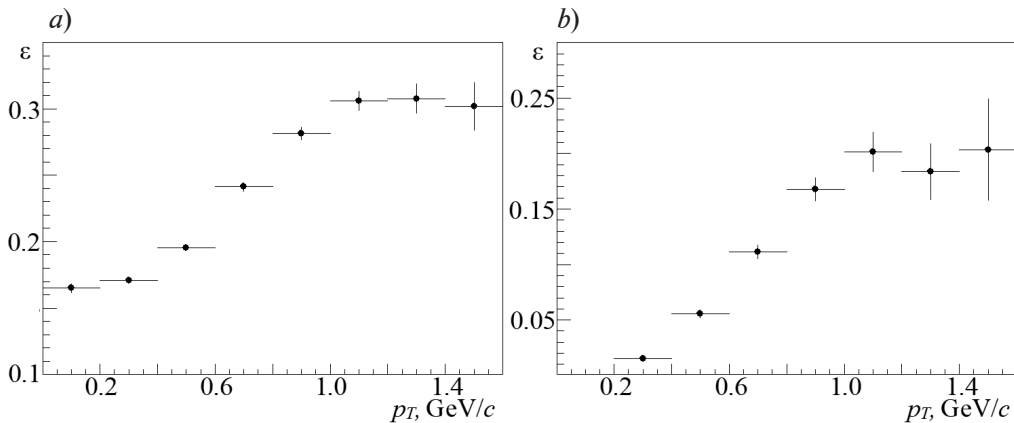


Рис. 3. Зависимости от поперечного импульса эффективности регистрации ϵ резонансов $K^*(892)^0$ в канале распада $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ (a) и $\phi(1020)$ -резонансов в канале $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$ (b) для столкновений Xe + W при энергии $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ

Результаты расчетов

Для формирования спектров по поперечному импульсу рассчитывались дифференциальные выходы в выбранных интервалах по центральности (Xe + W)-столкновений и интервалов по поперечному импульсу согласно следующему выражению [10]:

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

где N – количество обработанных событий Xe + W; $\varepsilon(p_T)$ – эффективность регистрации $K^*(892)^0$ - или $\phi(1020)$ -резонансов; p_T , Δp_T , ГэВ/с, – их поперечный импульс и рассматриваемый диапазон его значений; y , Δy – их быстрота и рассматриваемый диапазон ее значений; $N(p_T)$ – выходы $K^*(892)^0$ - или $\phi(1020)$ -резонансов.

Результаты расчетов спектров по поперечному импульсу продемонстрированы на рис. 4. Спектры рассчитаны для распадов $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ и $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$ в столкновениях Xe + W при энергии $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ. Расчеты выполнены для области быстрот $-1,0 < y_{CMS} < 0,0$ для трех диапазонов центральностей столкновений. На рис. 4 представлено два вида спектров: восстановленные с помощью специально разработанной методики, описанной выше, и исходные спектры, смоделированные генератором событий. Наблюдаемое подобие спектров подтверждает корректность методики анализа, предложенной в работе.

Полученные спектры дали возможность оценить минимальный объем экспериментальных данных, требуемый для регистрации распадов $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ и $\phi(1020) \rightarrow K^+ + K^-$. Таким образом, для детального анализа спектральных характеристик $K^*(892)^0$ - и $\phi(1020)$ -резонансов, определения их выходов в различных диапазонах центральности и поперечного импульса необходима выборка, превышающая 15 млн. столкновений Xe + W.

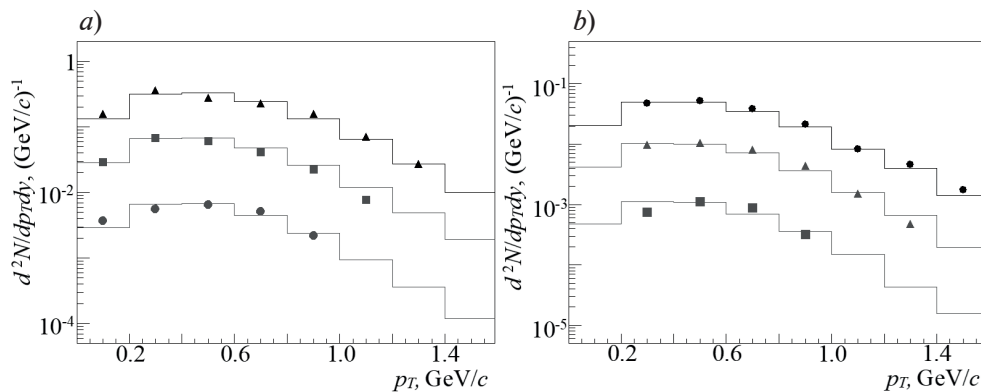


Рис. 4. Исходные (линии) и восстановленные (символы) спектры рождения $K^*(892)^0$ - (a) и $\phi(1020)$ - (b) резонансов для столкновений Xe + W при энергии $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ в области быстрот $-1,0 < y_{CMS} < 0,0$.

Рассмотрены 3 диапазона по центральности, %: 0 – 20 (▲), 20 – 40 (■) и 40 – 90 (•).

Для удобства сравнения спектры представлены на совмещенном графике с использованием масштабных коэффициентов

Заключение

В настоящей статье представлены оценки чувствительности детекторных систем эксперимента MPD к измерению характеристик странных резонансов $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ в условиях неподвижной вольфрамовой мишени и пучка ядер ксенона с энергией 2,5 ГэВ на нуклон. Работа базируется на моделировании (Xe + W)-столкновений при энергии $E_{kin} = 2,5A$ ГэВ и реконструкции адронных распадов резонансов



Это позволило рассчитать p_T -зависимости основных параметров, в том числе разрешение по массе, эффективность восстановления и спектры по поперечному импульсу изучаемых резонансов.



Показано, что выборки экспериментальных данных в 15 млн. столкновений $\text{Xe} + \text{W}$ будет достаточно для восстановления характеристик рассматриваемых резонансов с приемлемой точностью. Указанный объем данных обеспечивает исследование в диапазоне поперечных импульсов $0,0 - 1,6$ ГэВ/с для $K^*(892)^0$ -резонансов и $0,2 - 1,6$ ГэВ/с для $\phi(1020)$ -резонансов. При этом характеристики можно восстанавливать в области быстрот $-1,0 < y_{\text{CMS}} < 0,0$ и трех диапазонах по центральности с шагом 20% для центральных/получентральных и с шагом 50% для периферийных столкновений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Acharya S., Adamová D., Adler A., et al. (ALICE Collaboration). The ALICE experiment: A journey through QCD // The European Physical Journal C. 2024. Vol. 84. No. 8. P. 813.
2. Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S. V., et al. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA // The European Physical Journal A. 2022. Vol. 58. No. 7. P. 140.
3. Taranenko A. Results from the RHIC beam energy scan // EPJ Web of Conferences. 2017. Vol. 164. 05 December. P. 06005.
4. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Малаев М. В., Рябов А. Ю. Возможно-сти 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.
5. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Малаев М. В., Рябов А. Ю. Возможно-сти измерять свойства заряженных $K^*(892)$ -мезонов и $\Sigma(1385)$ -барионов 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. № 2. С. 119–131.
6. Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., Riabov V., Riabov Y. Resonance reconstruction in the MPD // Particles. 2021. Vol. 4. No. 1. Pp. 29–36.
7. Workman R. L., Burkert V. D., Crede V., et al. (Particle Data Group and Others). Review of particle physics // Progress of Theoretical and Experimental Physics. 2022. Vol. 2022. No. 8. P. 083C01.
8. 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.
9. Abdulin R., Abgaryan V., Abgaryan V., et al. (MPD Collaboration). MPD physics performance studies in Bi + Bi collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ GeV // Revista Mexicana de Física (Mexican Society of Physics). 2025. Vol. 71. No. 4. P. 041201.
10. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Малаев М. В. Возможности измерять свойства идентифицированных заряженных адронов в столкновениях ядер ксенона с неподвижной вольфрамовой мишенью при энергии 2,54 ГэВ в детекторе MPD на ускорителе NICA // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2025. Т. 18. № 4. С. 177–189.
11. 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. Pp. 1859–1896.
12. 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.
13. 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. Acharya S., Adamová D., Adler A., et al. (ALICE Collaboration), The ALICE experiment: A journey through QCD, Eur. Phys. J. C. 84 (8) (2024) 813.
2. Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S. V., et al., Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA, Eur. Phys. J. A. 58 (7) (2022) 140.
3. Taranenko A., Results from the RHIC beam energy scan, EPJ Web Conf. 164 (05 Dec) (2017) 06005.
4. Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al., 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 (in Russian).
5. Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al., Feasibility to measure the properties of charged $K^*(892)$ mesons and $\Sigma(1385)$ baryons 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 (2) (2025) 119–131 (in Russian).
6. Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., et al., Resonance reconstruction in the MPD, Particles. 4 (1) (2021) 29–36.
7. Workman R. L., Burkert V. D., Crede V., et al. (Particle Data Group and Others), Review of particle physics, Prog. Theor. Exp. Phys. (8) (2022) 083C01.
8. 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.
9. Abdulin R., Abgaryan V., Abgaryan V., et al. (MPD Collaboration), MPD physics performance studies in Bi + Bi collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ GeV, Rev. Mex. Fhs. (Mex. Soc. Phys.). 71 (4) (2025) 041201.
10. Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al., Feasibility to measure the properties of identified charged hadrons in collisions of xenon nuclei with a fixed tungsten target at an energy of 2.54 GeV in the MPD detector at the NICA collider, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 18 (4) (2025) 177–189 (in Russian).
11. 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.
12. 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.
13. Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al., K_s^0 -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; ученый секретарь отделения физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт», г. Гатчина Ленинградской области, 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 Юрий Германович — кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией релятивистской ядерной физики 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
ryabov_yg@pnpi.nrcki.ru
ORCID: 0000-0002-3028-8776

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;
Petersburg Nuclear Physics Institute named by B. P. Konstantinov of NRC «Kurchatov Institute»
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 Yuriy G.

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

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

ryabov_yg@pnpi.nrcki.ru

ORCID: 0000-0002-3028-8776

*Статья поступила в редакцию 13.03.2026. Одобрена после рецензирования 14.04.2026.
Принята 14.04.2026.*

Received 13.03.2026. Approved after reviewing 14.04.2026. Accepted 14.04.2026.