ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2021, том 85, № 12, с. 1800–1806

УДК 539.126.3

ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ РЕЗОНАНСОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ MPD НА УСКОРИТЕЛЕ NICA

© 2021 г. Д. А. Иванищев[1], Д. О. Котов[1], М. В. Малаев[1], В. Г. Рябов[1, 2], Ю. Г. Рябов[1, *]

[1]Федеральное государственное бюджетное учреждение
"Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова"
Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Гатчина, Россия

[2]Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
"Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 05.07.2021 г.
После доработки 26.07.2021 г.
Принята к публикации 27.08.2021 г.

Представлены первые результаты исследований возможности измерений различных резонансов на экспериментальной установке спектрометра MPD ускорителя NICA, а также первые оценки влияния адронной фазы на свойства резонансов при столкновениях тяжелых ионов при энергиях ускорителя NICA.

DOI: 10.31857/S0367676521120073

ВВЕДЕНИЕ

Столкновения релятивистских тяжелых ядер позволяют изучать свойства КХД материи в условиях высоких температур и плотностей. Образующаяся в таких столкновениях система эволюционирует во времени и проходит через различные стадии, начиная с ранней стадии деконфайнмента и заканчивая поздней стадией адронного газа. Измерение короткоживущих адронных резонансов позволяет изучать свойства среды на различных этапах ее развития. Из-за малых времен жизни (1–46 фм · c^{-1}) существенная часть резонансов распадается внутри эволюционирующей системы. Измерение масс и ширин резонансов может позволить определить их свойства в среде. Ряд теоретических моделей предсказывает изменение масс и ширин резонансов в результате восстановления киральной симметрии. Кроме того, перерассеяние дочерних частиц с окружающими адронами может изменить дифференциальные выходы и спектральные характеристики резонансов, измеренные в адронных каналах распада. Резонансы, обладающие различными массами и кварковыми составами, также могут помочь лучше понять механизмы, ответственные за увеличение выхода странности в ядерных столкновениях. Помимо этого, резонансы вносят важный вклад в систематическое изучение избыточного выхода барионов в области промежуточных поперечных импульсов и зависимости энергетических потерь партонов от их типа в области больших поперечных импульсов.

Строящийся коллайдер NICA в Дубне позволит изучать взаимодействия тяжелых ядер при энергиях нуклон-нуклонных столкновений в системе центра масс равных 4–11 ГэВ. Систематического изучения свойств короткоживущих резонансов в ядерных столкновениях в этой области энергий никогда не проводилось как экспериментально, так и теоретически. Однако, подобные исследования проводились при существенно более высоких энергиях взаимодействия в экспериментах NA49 [1] на ускорителе SPS (ЦЕРН, Швейцария), PHENIX [2] и STAR [3] на коллайдере RHIC (БНЛ, США) и в эксперименте ALICE [4] на коллайдере LHC (ЦЕРН, Швейцария). Несмотря на большую разницу в энергиях ядерных столкновений (20–5000 ГэВ), исследования, проведенные на данных установках, показали качественно схожие результаты. Экспериментально измеряемые свойства короткоживущих резонансов оказались чрезвычайно чувствительными к свойствам среды, образующейся в ядерных столкновениях.

Измеренные выходы короткоживущих резонансов со временами жизни $\tau < 20$–30 фм · c^{-1} оказались подавленными в области малых поперечных импульсов. Соответственно, интегральные выходы таких резонансов как $\rho(770)^0$ [5], $K^*(892)^0$ [6–9] и $\Lambda(1520)$ [10–12] оказались подавленными на 20–50% в центральных столкновени-

ях тяжелых ядер (Au + Au, Pb + Pb). При этом измерения для более долгоживущих резонансов таких как $\phi(1020)$ [13–17] и $\Sigma(1385)^{\pm}$ [18, 19] не обнаружили подобного эффекта. Эффект подавления был объяснен рассеянием дочерних частиц в плотной адронной среде, возникающей после химической заморозки, с последующей потерей дочерних частиц в результате неупругих взаимодействий или разрушения угловых корреляций между дочерними частицами в результате упругих взаимодействий. В данном подходе эффект перерассеяния играет тем большую роль, чем дольше дочерние частицы находятся в адронной среде. Отсюда и возникает зависимость величины эффекта от времени жизни самого резонанса, времени жизни и плотности адронной фазы взаимодействия тяжелых ядер. Измерения, выполненные для различных резонансов, позволили оценить время жизни адронной фазы ($\tau \geq 2$ фм $\cdot$ с$^{-1}$) и ее свойства, что явилось чрезвычайно важным результатом для проверки и настройки параметров теоретических моделей и генераторов событий [20–22]. Эксперименты также не обнаружили существенных модификаций формы восстановленных пиков резонансов в адронных каналах распада, что говорит о недостаточной чувствительности измерений или об отсутствии существенного влияния ожидаемого восстановления киральной симметрии и перерассеяния адронов на восстанавливаемые формы пиков [9, 13, 16, 23, 24]. Изменение формы пика $\rho(770)^0$-мезона было обнаружено в дилептонных каналах распада ($\rho(770)^0 \to e^+e^-/\mu^+\mu^-$) в столкновениях тяжелых ядер на ускорителях SPS [25–28] и RHIC [29–31]. Тем не менее, лептонные и адронные каналы распада ρ-мезона могут быть по-разному чувствительными к различным стадиям взаимодействия ядер. Например, все пионные пары от ρ-мезонов, распавшихся в канал $\rho \to \pi^+\pi^-$ на стадии восстановления киральной симметрии, могли оказаться разрушенными из-за перерассеяния пионов, и, в конечном состоянии измеряются, в основном, ρ-мезоны, образовавшиеся в процессе рекомбинации заряженных пионов в адронном газе. Отсутствие значимых модификаций для спектральных свойств резонансов, измеряемых в адронных каналах распада, является отдельным интересным экспериментальным результатом, требующим своего теоретического описания.

Описанные выше экспериментальные результаты для короткоживущих резонансов хорошо согласуются с предсказаниями гибридного генератора событий (EPOS3 + UrQMD) [20]. При этом подобные модели показали важность процессов, происходящих в адронной фазе, для правильной интерпретации результатов, получаемых для коллективных потоков частиц [32, 33], подавления выхода слабосвязанных состояний кваркония [34] и др. Как мы можем видеть, основные измерения резонансов были получены в экспериментах STAR на RHIC и эксперименте ALICE на LHC. Все измерения резонансов основаны на измерении треков и потерь энергии в время-проекционной камере (TPC), дополнительная идентификация частиц проводилась с помощью времяпролетной системы. Экспериментальная установка эксперимента MPD принципиально очень похожа на установки, реализованные в упомянутых экспериментах и, на первый взгляд, MPD имеет все возможности для измерения резонансов. В конечном счете способность MPD измерять резонансы будет зависеть от сечений рождения частиц, уровней фона и реальной производительности детектора.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТОРА MPD ИЗМЕРЯТЬ РЕЗОНАНСЫ

В отсутствие экспериментальных данных для энергий ускорителя NICA мы вынуждены полагаться на модели и генераторы событий для оценок выхода резонансов и уровня фона. Выбор генераторов событий очень важен. Во-первых, генераторы должны включать в себя интересующие нас резонансы. Они должны генерировать или иметь возможность быть настроенным для генерации реалистичных дифференциальных выходов фоновых частиц и резонансов. В идеале они должны воспроизводить эффекты восстановления киральной симметрии и моделировать адронные каскады.

Как уже упоминалось выше, результаты для короткоживущих резонансов, полученные на работающих экспериментах, хорошо согласуются с предсказаниями гибридного генератора событий (EPOS3 + UrQMD) [20], предполагающего образование кварк-глюонной плазмы в ядро – ядерных взаимодействиях при энергиях коллайдеров RHIC и LHC, и описывающего адронные перерассеяния в конечном состоянии с помощью UrQMD. Поэтому на первом этапе работы нами был выбран генератор событий UrQMD, с помощью которого мы моделировали столкновения ядер золота при энергии 11 ГэВ в системе центра масс системы (AuAu@11ГэВ). Кроме того, выходные данные генератора событий UrQMD позволяют отследить судьбу каждой из сгенерированных частиц.

Для изучения эффектов адронной фазы, заложенных в генератор UrQMD для энергий ускорителя NICA, применялась следующая схема. Изучалось несколько резонансов с разным временем жизни от $\rho(770)^0$-мезона с временем жизни 1 фм $\cdot$ с$^{-1}$ до $\phi(1020)$-мезона с временем жизни 46 фм $\cdot$ с$^{-1}$. Для каждой частицы строились спектры рождения по поперечному импульсу для двух случаев: с учетом рекомбинации и рассеяния в адронной фазе и без учета данных эффектов. При-

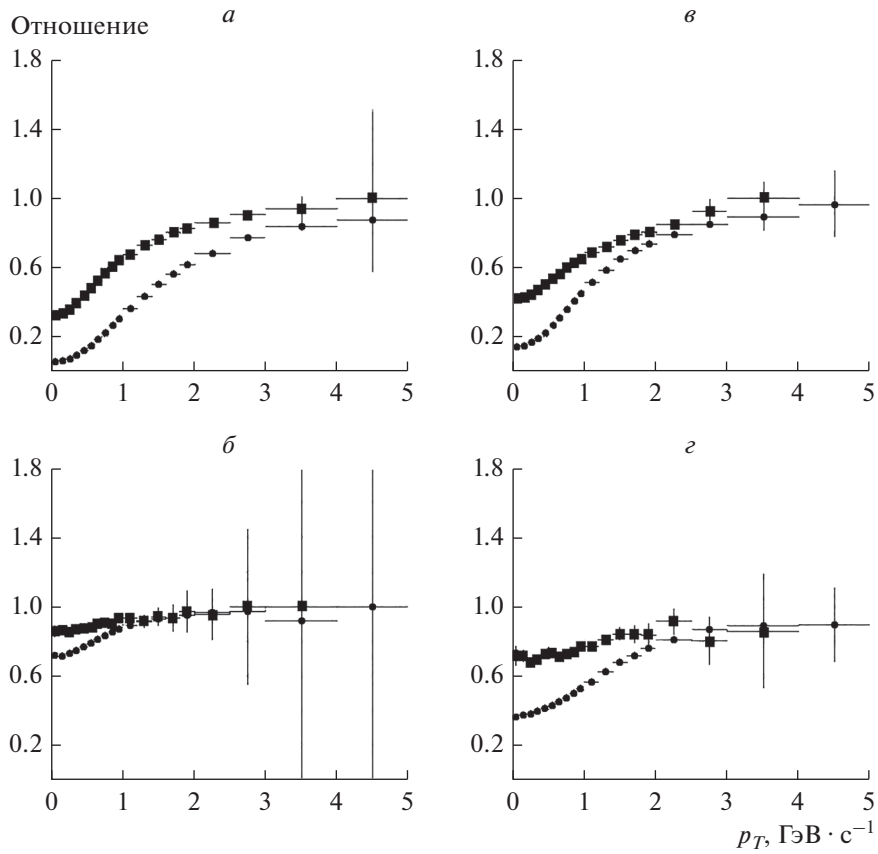

Рис. 1. Рассчитанные отношения выходов резонансов $\rho(770)^0$ (*а*), $\phi(1020)$ (*б*), $K^*(892)^0$ (*в*), $\Lambda(1520)$ (*г*) в зависимости от поперечного импульса с учетом и без учета эффектов адронной фазы взаимодействия. Кружочками показаны вычисления для центральных столкновений, квадратиками – для периферийных столкновений тяжелых ядер.

чем, спектры строились отдельно для центральных и периферийных событий (столкновения с прицельным параметром менее 5 фм считались центральными, столкновения с прицельным параметром, большим 10 фм, считались периферийными). Отношения этих спектров должны были показать, как адронная фаза влияет на спектры рождения частиц. Результаты вычислений показаны на рис. 1. График на рис. 1*а* показывает отношения выходов $\rho(770)^0$-мезона для центральных и периферийных столкновений. Для центральных столкновений мы наблюдаем очень сильное подавление выхода мезонов с малым импульсом. Для периферийных столкновений мы также наблюдаем значительное подавление при малом импульсе. При промежуточном импульсе эффекты среды не наблюдаются, отношение примерно равно единице. Результаты аналогичных расчетов для $\phi(1020)$-мезона показаны на рис. 1*б*. В центральных столкновениях мы не наблюдаем какого-либо подавления выхода мезонов с малым значением импульса. Для периферийных столкновений мы также не наблюдаем никаких эффектов среды. Результаты расчетов для мезонов с промежуточным временем жизни ($K^*(892)^0$ и $\Lambda(1520)$) показаны на рис. 1*в*, 1*г*. Полученные результаты соответствуют нашим ожиданиям. Самый короткоживущий $\rho(770)^0$-мезон сильнее подвержен влиянию адронной фазы. Влияние адронной фазы более выражено в центральных столкновениях ядер по сравнению с периферийными столкновениями.

В качестве следующего шага мы изучали возможности установки MPD для измерения резонансов. Для этого мы использовали тот же генератор событий UrQMD, с помощью которого смоделировали несколько миллионов столкновений ядер золота при энергии ускорителя NICA (11 ГэВ в системе цента масс). Все интересующие резонансы были объявлены как стабильные частицы для сохранения информации о родительских частицах в цепочке моделирования и возможности оценить эффективность восстановления резонанса в экспериментальной установке. Затем мы моделировали прохождение частиц через детектор MPD, используя программный пакет MPDROOT, созданный на базе GEANT [35]. Этот программный пакет был специально разработан для корректного описания геометрии, разрешения и материа-

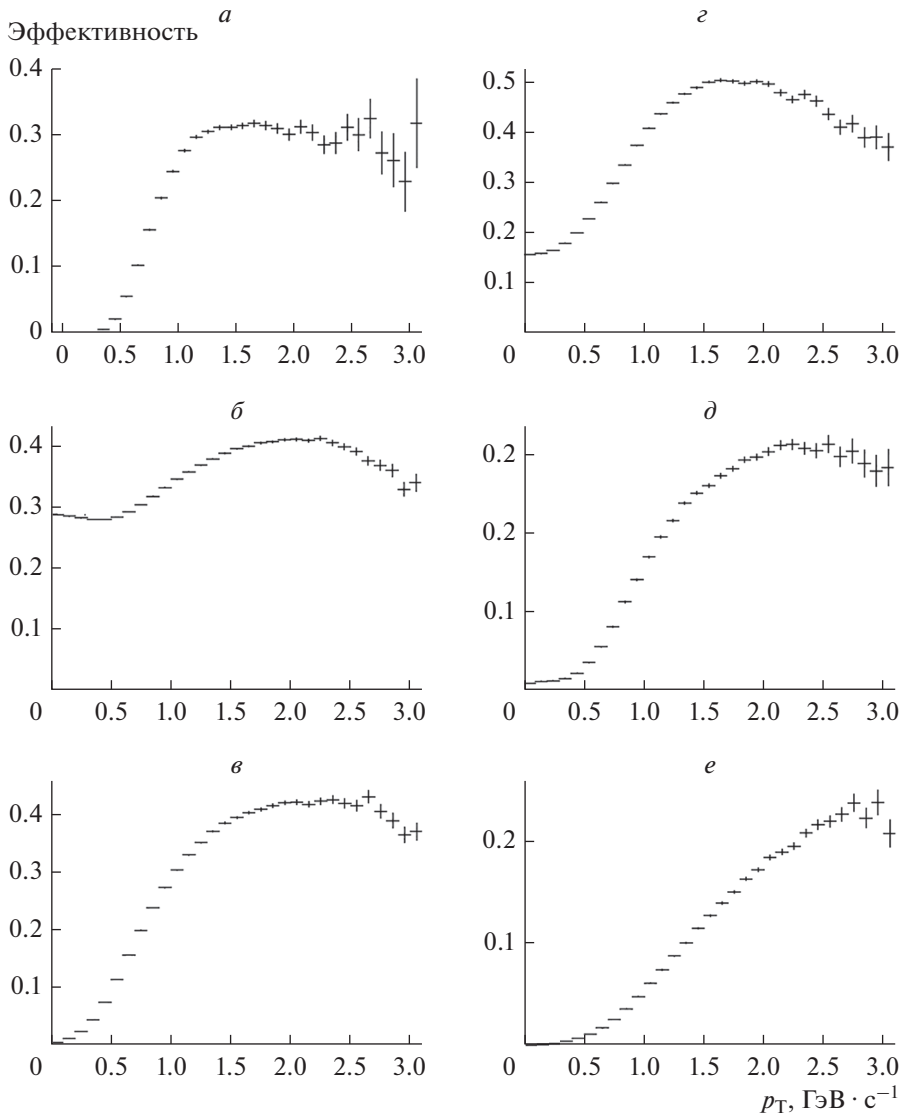

Рис. 2. Рассчитанная эффективность восстановления резонансов экспериментальной установкой MPD: *а* – ϕ(1020), *б* – ρ(770)^0, *в* – K*(892)$^{\pm}$, *г* – K*(892)^0, *д* – Λ(1520), *е* – Σ(1385)$^{\pm}$.

лов экспериментальной установки MPD. Входными параметрами для MPDROOT являются характеристики изначальных частиц, такие как координаты точки рождения, полный импульс, заряд, масса, каналы распада и т.д. Выборка частиц создается с помощью Монте-Карло генераторов событий (UrQMD в нашем случае). На следующем этапе в задачи программы входит моделирование прохождения частиц, а также всех продуктов их распада или взаимодействий через экспериментальную установку MPD, моделирование откликов детекторов на уровне отдельных каналов электроники.

Результаты вычислений эффективности регистрации резонансов (ϕ(1020), ρ(770)^0, K*(892)$^{\pm}$, K*(892)^0, Λ(1520), Σ(1385)$^{\pm}$) экспериментальной установкой спектрометра MPD в зависимости от поперечного импульса частицы представлены на рис. 2*а*–2*е*). Для ϕ-мезона (рис. 2*а*) мы можем видеть низкую эффективность регистрации при малых импульсах. Это объясняется небольшой разницей масс между ϕ-мезоном и двумя каонами в конечном состоянии. Затем эффективность увеличивается с поперечным импульсом и достигает уровня 30–35%. При больших значениях поперечного импульса эффективность снижается из-за уменьшения вероятности идентифицировать частицу (каон в нашем случае). Для K*(892)^0 (рис. 2*б*) эффективность увеличивается с ростом p_T, достигает максимума ~40%, а затем начинает уменьшаться по той же причине падения вероятности идентификации. Такое поведение типично прак-

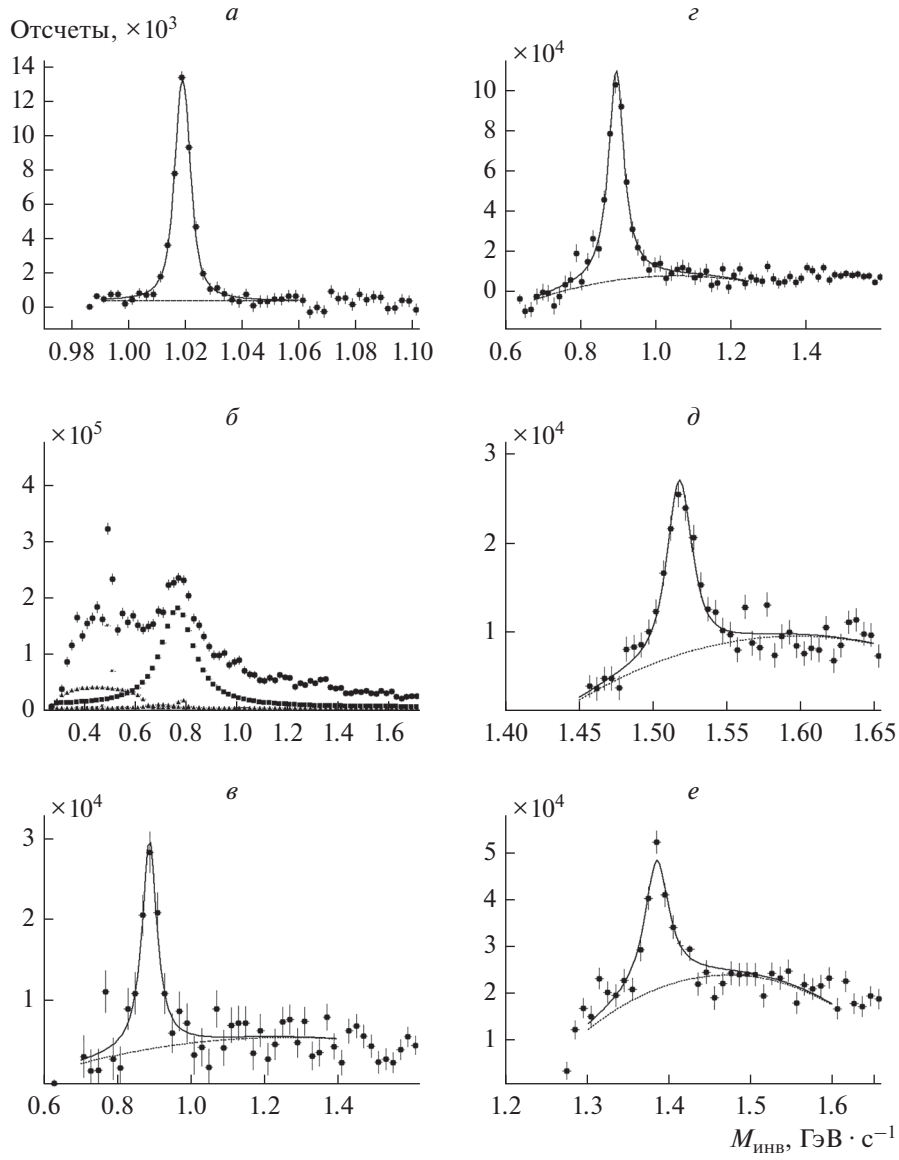

Рис. 3. Примеры спектров инвариантной массы после вычитания некоррелированного фона для шести резонансов: *а* – $\phi(1020)$, *б* – $\rho(770)^0$, *в* – $K^*(892)^{\pm}$, *г* – $K^*(892)^0$, *д* – $\Lambda(1520)$, *е* – $\Sigma(1385)^{\pm}$. Сигнал аппроксимировался сложной функцией, состоящей из функции Гаусса (сигнал) и параболы (остаточный фон).

тически для всех остальных резонансов. $\rho(770)^0$-мезон (рис. 2*в*) имеет наибольшую из всех эффективность при низком импульсе, максимальная эффективность составляет около 40%, и затем начинает падать.

На рис. 3 приведены примеры спектров инвариантной массы с пиками, соответствующими резонансам ($\phi(1020)$, $\rho(770)^0$, $K^*(892)^{\pm}$, $K^*(892)^0$, $\Lambda(1520)$, $\Sigma(1385)^{\pm}$) для интервала поперечного импульса от 1 до 1.2 ГэВ · c^{-1}. Комбинаторный фон оценивался, используя технику смешивания событий. Для этого мы смешали каждое событие с другими 10 событиями, имеющими схожую топологию, а именно – проекции вершин взаимодействий на ось пучка должны были быть ближе 2 см, множественности событий должны были совпадать в пределах 20 треков. Оцененный фон вычитался из спектра инвариантной массы. Результат такого вычитания и представлен на рис. 3 для всех резонансов. Хорошо различимый пик виден для каждого резонанса. Для ρ-мезона спектр инвариантной массы имеет сложную форму и включает в себя вклады различных распадающихся частиц, таких как K_s, K^*, ω, f_0, f_2. Тем не менее, этот фон может быть оценен сложной функцией, которая содержит остаточный фон и измеренные заранее в эксперименте MPD вклады K^*, ω и K_s.

Рассмотрение спектров инвариантной массы позволяют нам сделать вывод, что сигналы от распада резонансов могут быть восстановлены практически при нулевых значениях поперечного импульса, что делает возможным изучение эффектов, проявляющихся при малых значениях p_T. Получение результатов при больших значениях поперечных импульсах обусловлено исключительно имеющейся статистикой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные результаты, полученные для резонансов, вносят важный вклад в изучение свойств среды, образующейся в столкновения релятивистских тяжелых ядер, и представляют большой интерес для научной общественности [36, 37]. В этой работе мы показали возможность изучения резонансов во взаимодействиях ядер при энергиях коллайдера NICA с использованием экспериментальной установки MPD.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-40038) и поддержана НИЯУ МИФИ в рамках программы повышения конкурентоспособности (контракт No. 02.a03.21.0005, 27.08.2013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bachler J., Barna D., Barnby L.S. et al.* (*NA49 Collaboration*). Status and future program of the NA49 experiment: Addendum 2 to proposal SPSLC/P264. CERN-SPSC.98.4. Geneve: CERN, 1998.
2. *Adcox K., Adlerb S.S., Aizama M. et al.* (*PHENIX Collaboration*) // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 499. P. 469.
3. *Bergsma F., Blyth C.O., Brown R.L. et al.* (*STAR Collaboration*) // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 499. P. 633.
4. *Aamodt K., Abrahantes Quintana A., Achenbach R. et al.* (*ALICE Collaboration*) // J. Instrum. 2008. V. 3. Art. No. S08002.
5. *Acharya S., Torales-Acosta F., Adamova D. et al.* (*ALICE Collaboration*). Produsction of the $\rho(770)^0$ meson in pp and Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV. Geneve: CERN-EP, 2018. P. 106.
6. *Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al.* (*STAR Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. Art. No. 064902.
7. *Adam J., Adamová D., Aggarwal M.M. et al.* (*ALICE Collaboration*) // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. No. 5. P. 245.
8. *Adam J., Adamová D., Aggarwal M.M. et al.* (*ALICE Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. No. 6. Art. No. 064606.
9. *Abelev B., Adam J., Adamová D. et al.* (*ALICE Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. No. 024609.
10. *Abelev B.I., Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al.* (*STAR Collaboration*) // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No. 132301.
11. *Abelev B.I., Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al.* (*STAR Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. No. 044906.
12. *Acharya S., Torales-Acosta F., Adamova D. et al.* (*ALICE Collaboration*). Suppression of Λ(1520) resonance production in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV. Geneve: CERN-EP, 2018. P. 116.
13. *Abelev B.I., Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al.* (*STAR Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. Art. No. 064903.
14. *Adams J., Adler C., Aggarwal M.M. et al.* (*STAR Collaboration*) // Phys. Lett. B. 2005. V. 612. P.181.
15. *Adare A., Afanasiev S., Aidala C. et al.* (*PHENIX Collaboration*) // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. No. 052004.
16. *Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C. et al.* (*PHENIX Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. Art. No. 014903.
17. *Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N. et al.* (*PHENIX Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. No. 4. Art. No. 044909.
18. *Abelev B., Adam J., Adamova D. et al.* (*ALICE Collaboration*) // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. No. 1. P. 1.
19. *Adamova D., Aggarwal M.M., Aglieri Rinella G. et al.* (*ALICE Collaboration*) // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. No. 6. P. 389.
20. *Knospe A.G., Markert C., Werner K. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. No. 1. Art. No. 014911.
21. *Torrieri G., Rafelski J.* // J. Phys. G. 2002. V. 28. P. 1911.
22. *Markert C., Torrieri G., Rafelski J.* // AIP Conf. Proc. 2002. V. 631. P. 533.
23. *Aggarwal M.M., Ahammed Z., Alakhverdyants A.V. et al.* (*STAR Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. No. 034909.
24. *Alt C., Anticic T., Baatar B. et al.* (*NA49 Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. No. 044907.
25. *Agakichiev G., Baur R., Breskin A. et al.* (*CERES Collaboration*) // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1272.
26. *Adamova D., Agakichiev G., Antończyk D. et al.* // Phys. Lett. B. 2008. V. 666. No. 5. P. 425.
27. *Arnaldi R., Averbeck R., Banicz K. et al.* (*NA60 Collaboration*) // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. No. 162302.
28. *Arnaldi R., Banicz, K., Borer K. et al.* (*NA60 Collaboration*) // Eur. Phys. J. C. 2009. V. 61. P. 711.
29. *Adamczyk L., Adkins J.K., Agakishiev G. et al.* (*STAR Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. No. 2. Art. No. 024912.
30. *Huang B.* // Acta Phys. Polon. Supp. 2012. V. 5. P. 471.
31. *Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N. et al.* (*PHENIX Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. No. 1. Art. No. 014904.
32. *Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N. et al.* (*PHENIX Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Art. No. 064904.

33. *Ma G.L., Ma Y.G., Sa B.H. et al.* // arXiv: nucl-th/0505034v1. 2005.
34. *Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N. et al.* (*PHENIX Collaboration*) // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. No. 3. Art. No. 034904.
35. *Brun R., Hagelberg R., Hansroul M., Lassalle J.C.* GEANT: simulation program for particle physics experiments. Preprint CERN-DD-78-2-REV. Geneve: CERN, 1978.
36. *ALICE Collaboration* // CERN Courier. 2015. V. 55. No. 2. P. 9.
37. *ALICE Collaboration* // CERN Courier. 2017. V. 57. No. 6. P. 10.

Study of the short-lived resonance production and reconstruction with the MPD experiment at NICA

D. A. Ivanishchev[a], D. O. Kotov[a], M. V. Malaev[a], V. G. Riabov[a, b], Yu. G. Ryabov[a, *]

[a] *National Research Center "Kurchatov Institute" – Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, 188300 Russia*

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

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

We present results of UrQMD based studies of the influence of the hadronic phase on the measured properties of resonances in heavy ion collisions at NICA energies. Moreover, we discuss prospects for resonance measurements in the MPD experimental setup and results of the feasibility studies obtained using Monte Carlo simulation of the detector performance.