

КОРОТКОЖИВУЩИЕ РЕЗОНАНСЫ В ФИЗИЧЕСКОЙ ПРОГРАММЕ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD НА УСКОРИТЕЛЕ NICA

*Д. А. Иванищев¹, Д. О. Котов¹, М. В. Малаев¹,
В. Г. Рябов^{1,2}, Ю. Г. Рябов^{1,*}*

¹ Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Короткоживущие резонансы всегда играли важную роль в физических программах экспериментов, изучающих столкновения тяжелых ядер. Измерения для резонансов, полученные в адронных каналах распада, используются для исследования процессов рождения странных частиц, механизмов адронизации при промежуточных и больших поперечных импульсах, эффектов перерасеяния и регенерации в адронной фазе ядро-ядерных взаимодействий при различных энергиях. Свойства резонансов, рождающихся в столкновениях тяжелых ядер при энергиях ускорителя NICA, никогда не изучались детально. В этой статье мы рассматриваем свойства резонансов и их чувствительность к различным стадиям столкновений ядер золота, ожидаемые при энергиях ускорителя NICA. Также представлены и обсуждены результаты исследования возможности измерения резонансов экспериментальной установкой MPD.

The short-lived resonances have always played an important role in the physical programs of heavy-ion experiments. The resonances measured in the hadronic decay channels probe the strangeness production, the hadronization mechanisms at intermediate and high transverse momenta, rescattering and regeneration effects in the hadronic phase of nucleus–nucleus collisions at various energies. Properties of resonances have never been studied in detail in heavy-ion collisions at NICA energies. In this presentation, we review the expected properties of the resonances and their sensitivity to different stages of Au + Au collisions at NICA energies. Results of feasibility studies for reconstruction of resonances in the MPD experimental setup are also presented and discussed.

PACS: 12.38.Mh; 14.40.–n; 14.40.Cs; 14.40.Aq; 14.40.Ev

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

ВВЕДЕНИЕ

Столкновения релятивистских тяжелых ядер позволяют изучать свойства КХД-материи в условиях высоких температур и плотностей. Изучение рождения короткоживущих адронных резонансов в столкновениях ядер ($p + p$, $p + A$, $A + A$) на ускорителях SPS, RHIC и LHC использовалось для изучения таких явлений, как увеличение выхода странных частиц, развитие коллективного потока, рекомбинации партонов. Помимо этого, тема резонансов вносит важный вклад в систематическое изучение времени жизни и плотности поздней адронной фазы, избыточного выхода барионов в области промежуточных поперечных импульсов и зависимости энергетических потерь партонов от их типа в области больших поперечных импульсов. Резонансы обладают разными временами жизни, массами и кварковым составом, поэтому их измерение помогает понять механизмы рождения частиц, определить доминирующие процессы, ответственные за выходы частиц и формы их спектров рождения по поперечному импульсу.

Строящийся коллайдер NICA в ОИЯИ (Дубна) позволит изучать взаимодействия тяжелых ядер при энергиях нуклон-нуклонных столкновений в системе центра масс в диапазоне от 4 до 11 ГэВ. Перед началом реальных измерений свойства резонансов, рождающихся в таких столкновениях, можно оценить из модельных расчетов. В этой статье представлены результаты исследования особенностей рождения резонансов, полученные с использованием генераторов событий, таких как UrQMD v.3.4 [1], PHSD [2], AMPT [3], EPOS 1.99 и EPOS LHC [4] и DCMQGSМ + SMM [5]. Также будут показаны и обсуждены результаты исследования возможности регистрации резонансов в экспериментальной установке MPD.

1. СВОЙСТВА РЕЗОНАНСОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ ЭНЕРГИЯХ $\sqrt{s_{NN}} = 4-11$ ГэВ

Изучение свойств резонансов с помощью генераторов событий является нетривиальной задачей. Как правило, генераторы событий переводят короткоживущие частицы в доминирующие каналы распада. Дочерние частицы могут рассеиваться на окружающих адронах или даже поглощаться в неупругих процессах. В выходных файлах генераторов доступен только список частиц в конечном состоянии. Резонанс может быть реконструирован в конечном состоянии, только если дочерние частицы не были поглощены и их импульс близок к исходным значениям как по величине, так и по направлению. Только такой вариант гарантирует, что восстановленная инвариантная масса дочерних частиц будет близка к табличной массе родительского резонанса. Некоторые из генераторов событий, например, UrQMD [1], имеют возможность отключить распады

для частиц определенного типа. Данная возможность может облегчить расчет выходов резонансов в конечном состоянии. Однако предсказанные выходы резонансов при этом существенно изменятся из-за игнорирования процессов регенерации и перерасеивания в адронной фазе ядро-ядерных взаимодействий. В данных исследованиях возможность отключения распадов частиц не использовалась. Свойства и выходы резонансов, таких как $\rho(770)^0$, $K^*(892)^{0,\pm}$, $\varphi(1020)$, $\Lambda(1520)$, были определены путем накопления распределений инвариантных масс дочерних частиц в конечном состоянии. Для исследований использовались доминирующие каналы распадов: $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^\pm K^\pm$, $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$ и $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ [6]. Выходы резонансов в конечном состоянии оценивались как интегралы от соответствующих пиков в распределениях инвариантных масс с поправкой на вероятность распада в данный канал. Интегралы пиков рассчитывались в интервале $\pm 3\Gamma$ от их центров аналогично тому, как это происходит при анализе реальных данных.

Свойства резонансов исследовались в столкновениях ядер золота (Au + Au) при энергиях взаимодействия $\sqrt{s_{NN}} = 4, 7, 7, 9$ и 11 ГэВ. Все рассмотренные генераторы событий предсказывают увеличение выхода частиц, содержащих странные кварки. На рис. 1 показаны примеры отношений выходов p/π , K/π , $\varphi(1020)/\pi$, $\Lambda(1520)/\pi$, Ξ/π и Ω/π в зависимости от множественности заряженных пионов в конечном состоянии, измеренных в столкновениях ядер золота при двух энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 9 ГэВ. Примеры показаны для двух генераторов событий PHSD [2] и AMPT [3]. Предсказания других генераторов событий качественно согласуются с представленными результатами. Как можно видеть, увеличение выхода более заметно для частиц, содержащих большее количество s -кварков.

Относительное увеличение выхода частиц сильнее при более низкой энергии взаимодействия ядер. При этом $\varphi(1020)$ -мезон, состоящий из s - и анти- s -кварков и имеющий скрытую странность, ведет себя как адрон с открытой странностью. Это не соответствует предсказаниям ряда моделей, предсказывающих подавление выхода странных частиц в малых сталкивающихся системах [7].

Генераторы событий также предсказывают эволюцию отношений барионов к мезонам, таких как p/π , в зависимости от множественности. На рис. 2 показаны примеры двойных отношений, измеренных в центральных и периферийных столкновениях: $(p/\pi)_{\text{central}}/(p/\pi)_{\text{peripheral}}$, предсказанных генераторами событий в столкновениях ядер золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7$ и 9 ГэВ в зависимости от поперечного импульса частиц. Подобная эволюция отношений наблюдалась ранее в столкновениях тяжелых ионов на ускорителях RHIC и LHC. Наблюдаются существенные различия в предсказаниях различных моделей. Также

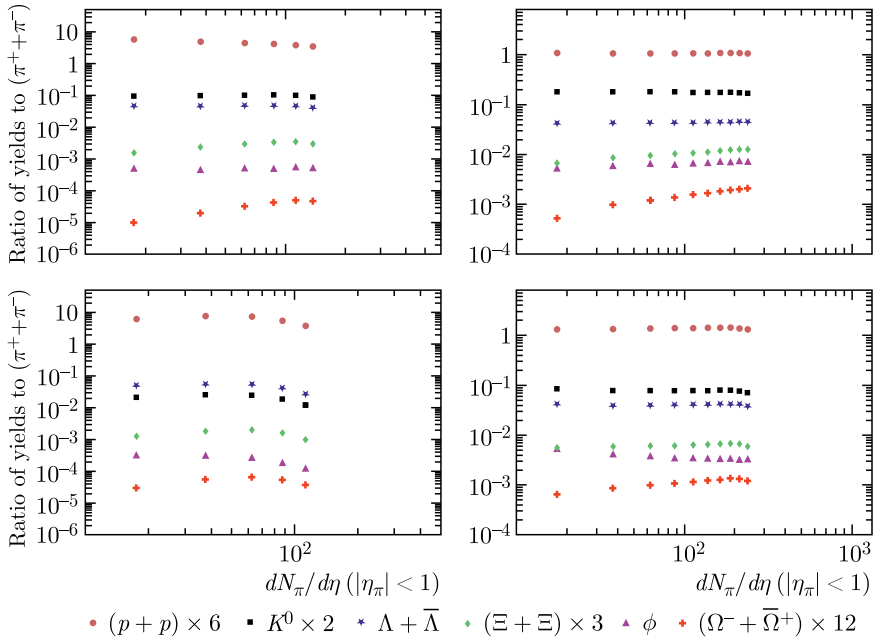


Рис. 1. Отношения выходов адронов, содержащих хотя бы один s -кварк, к выходам заряженных пионов в зависимости от множественности заряженных частиц в конечном состоянии в Au + Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ (слева) и 9 ГэВ (справа). Верхний ряд соответствует предсказаниям генератора событий PHSD [2] для отношений p/π , K_s/π , Λ/π , $\varphi(1020)/\pi$, Ξ/π и Ω/π . Нижний ряд соответствует для предсказаниям генератора событий AMPT [3]

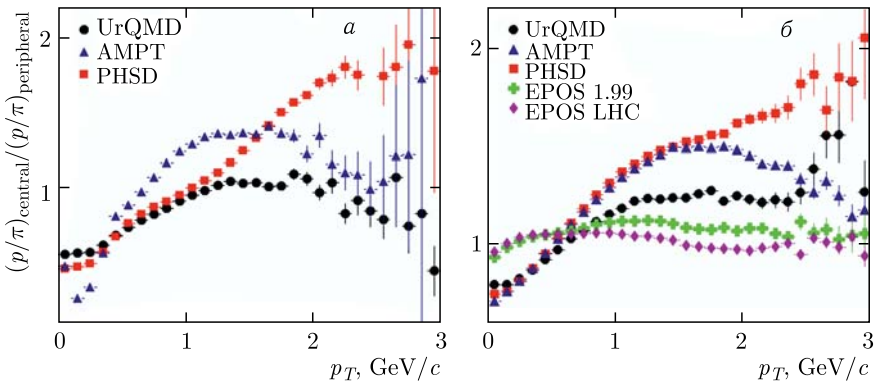


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Двойное отношение, описывающее эволюцию отношения p/π с изменением центральности ядерных столкновений, в зависимости от поперечного импульса частиц в Au + Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ (а) и 9 ГэВ (б). Точки различного цвета соответствуют генераторам событий UrQMD, AMPT, PHSD и EPOS

наблюдается ярко выраженная зависимость полученных отношений от энергии взаимодействия ядер. Так, PHSD [2] генератор предсказывает максимальное изменение двойного отношения в зависимости от поперечного импульса, EPOS [4] генератор предсказывает самые плоские отношения.

В настоящее время причина подобного поведения двойных соотношений не ясна. Объяснить такое поведение отношений выходов барионов к мезонам можно с использованием эффекта радиального потока, который придает более массивным частицам большую прибавку по поперечному импульсу, или с использованием механизма кварковой рекомбинации при адронизации, когда барионы, состоящие из трех валентных кварков, получают большой средний поперечный импульс по сравнению с мезонами, состоящими из двух кварков. Измерение отношений выхода барионов к выходу мезонов для частиц с близкими массами, таких как $p/\varphi(1020)$ и $p/K^*(892)$, позволит определить механизмы, отвечающие за форму спектров рождения частиц при малых и промежуточных поперечных импульсах.

Во всех существующих экспериментах по изучению ядро-ядерных столкновений резонансы используются для исследования свойств адронной фазы. Благодаря малым временам жизни (от ~ 1 фм/с для $\rho(770)^0$ до ~ 45 фм/с для $\varphi(1020)$ [6]) значительная часть резонансов распадается на самых ранних этапах взаимодействия. Дочерние частицы могут повторно рассеяться в плотном адронном газе. В результате существенная доля исходных резонансов не может быть восстановлена из-за потери одной из дочерних частиц в неупругих взаимодействиях или из-за разрушения угловой корреляции между дочерними частицами в результате упругих взаимодействий. Однако существует еще и обратный процесс регенерации резонансов из фоновых адронов в плотной адронной среде. В результате выходы резонансов в конечном состоянии оказываются чувствительны к времени жизни самих резонансов, а также к времени жизни и плотности адронной фазы. Свойства адронной фазы обычно изучаются путем измерения отношений выхода резонансов к выходам псевдостабильных адронов с близкими кварковыми составами, таких как $\rho(770)^0/\pi$, $K^*(892)/K$, $\varphi(1020)/K$ и $\Lambda(1520)/\Lambda$. Отношения изучаются в зависимости от множественности заряженных частиц в конечном состоянии.

С использованием генераторов событий, которые могут моделировать адронные каскады (UrQMD [1], PHSD [2] и AMPT [3]), были вычислены отношения $\rho(770)^0/\pi$, $K^*(892)/K$, $\varphi(1020)/K$ в зависимости от множественности частиц в конечном состоянии в столкновениях ядер золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4, 7, 7, 9$ и 11 ГэВ. Отношения, полученные с использованием генератора событий UrQMD [1] и приведенные к единице в периферийных столкновениях, показаны на рис. 3. Как мы можем

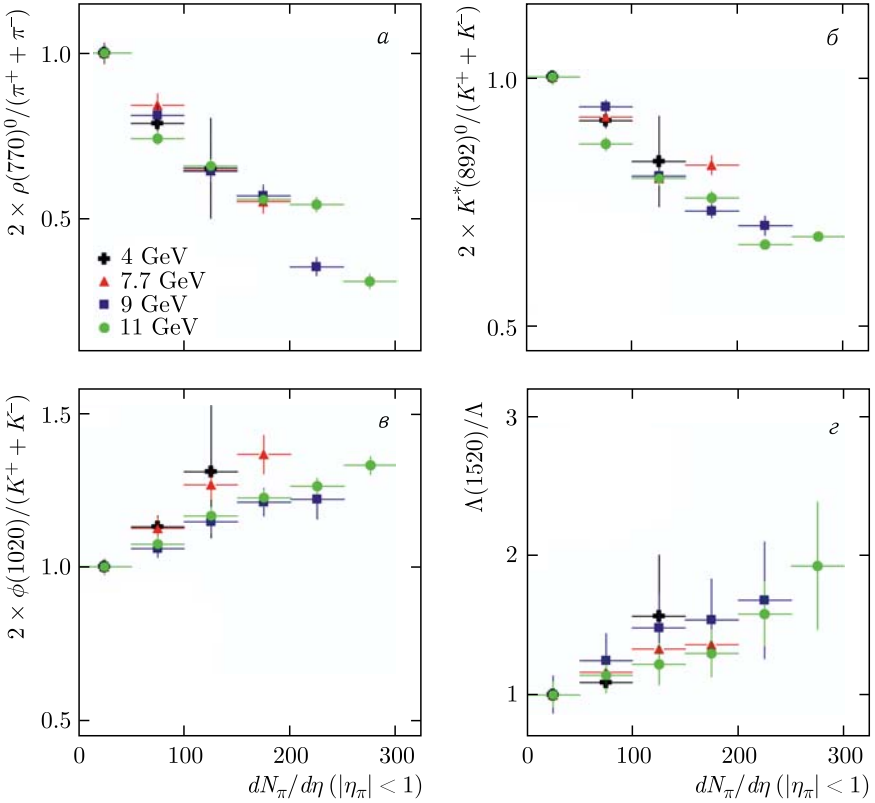


Рис. 3. Отношения рождения резонансов $\rho(770)/\pi$ (а), $K^*(892)^0/K$ (б), $\varphi(1020)/K$ (в) и $\Lambda(1520)^0/\Lambda$ (г), приведенные к единице в периферийных столкновениях ядер золота, в зависимости от множественности заряженных частиц в конечном состоянии в столкновениях ядер золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4, 7.7, 9$ и 11 ГэВ на основе предсказаний генератора событий UrQMD

видеть, предсказывается подавление рождения короткоживущих $\rho(770)^0$ - и $K^*(892)$ -мезонов при переходе от периферийных к центральным столкновениям ядер золота. Степень подавления частиц в пределах неопределенностей не показывает сильной зависимости от энергии столкновений и в основном определяется множественностью заряженных частиц в конечном состоянии. Генераторы событий UrQMD и PHSD предсказывают, что отношения $\varphi(1020)/K$ возрастают с увеличением множественности событий. В то же время генератор AMPT предсказывает уменьшение отношения с ростом множественности. Как и в предыдущих случаях, все предсказания для отношений согласуются в пределах неопределенностей

для различных энергий взаимодействия и зависят в основном от множественности частиц в конечном состоянии.

Рождение $\Lambda(1520)$ -резонанса может быть исследовано только с помощью генератора UrQMD, в других генераторах событий этот резонанс не рождается. Физической моделью, заложенной в генератор событий, прогнозируется, что отношение $\Lambda(1520)/\Lambda$ будет постепенно увеличиваться при увеличении множественности, от единицы в периферических столкновениях до $\sim 1,8$ в наиболее центральных столкновениях ядер золота. Как и для остальных отношений, степень увеличения выхода определяется множественностью частиц в конечном состоянии, а не энергией взаимодействия ядер.

Аналогичные закономерности для отношений $\rho(770)^0/\pi$, $K^*(892)/K$, $\varphi(1020)/K$ и $\Lambda(1520)/\Lambda$ были выявлены в экспериментальных исследованиях столкновений тяжелых ядер на ускорителях RHIC и LHC [8]. Результаты измерений объяснялись преобладанием эффекта перерасеяния дочерних частиц от распадов резонансов над процессом их регенерации в плотной адронной среде для самых короткоживущих $\rho(770)^0$ - и $K^*(892)$ -мезонов. В столкновении тяжелых ядер на LHC время жизни адронной фазы было оценено равным ~ 10 фм/с [9, 10]. Сходство эффектов, предсказанных для резонансов при энергиях NICA и измеренных при энергиях ускорителей RHIC и LHC, указывает на достаточно продолжительное время жизни и значительную плотность адронной среды в столкновениях тяжелых ядер на ускорителе NICA. Измерения резонансов можно использовать для оценки свойств адронной фазы, а также для проверки и настройки соответствующих моделей. Точное описание адронной фазы в моделях необходимо для однозначной интерпретации экспериментальных измерений для многих наблюдаемых величин, включая выходы частиц, корреляций и коллективных потоков.

2. РЕКОНСТРУКЦИЯ РЕЗОНАНСОВ В ДЕТЕКТОРЕ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР ЗОЛОТА С ЭНЕРГИЕЙ $\sqrt{s_{NN}} = 4-11$ ГэВ

На первом этапе эксперимент MPD будет состоять из большой времяпроекционной камеры (TPC), времяпролетного детектора (TOF) и электромагнитного калориметра (ECAL). Быстрый передний детектор (FFD) и передний адронный калориметр (FHCAL) будут использоваться для измерений центральности столкновений и плоскости реакции [11]. Генератор событий UrQMD v.3.4 [1] использовался для моделирования столкновений ядер золота при различных энергиях от 4 до 11 ГэВ. Прохождение частиц через материалы детектора MPD и отклики детекторных подсистем моделировались с использованием программного пакета MpdRoot, основанного на Geant [12]. В анализе отбирались восстановленные треки заряженных частиц с быстротой, меньшей единицы, и

имеющие как минимум 24 точки, измеренные в ТРС, из 54 максимально возможных. Требовалось, чтобы минимальный поперечный импульс частиц превышал 50 МэВ/с. Идентификация частиц в конечном состоянии проводилась через измерение ионизационных потерь в рабочем газе детектора ТРС, а также времени лета в детекторе TOF. Для реконструкции слабо распадающихся дочерних частиц, таких как K_s^0 и Λ , использовался набор топологических отборов для определения вторичных вершин. Для работы было смоделировано 10^7 событий для энергии столкновений ядер золота $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ и $5 \cdot 10^6$ событий для энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 7,7 ГэВ.

Смоделированные данные были использованы для определения эффективности регистрации резонансов в установке MPD. Результаты позволяют утверждать, что для всех исследованных резонансов наблюдается разумная эффективность реконструкции на уровне десятков процентов. Также наблюдается умеренная зависимость эффективности от множественности событий.

Проведены оценки для разрешения спектрометра MPD по массе. На рис. 4 приведено массовое разрешение в зависимости от поперечного импульса частиц, оцененное для распадов $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^\pm K^\pm$, $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$ и $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ в столкновениях ядер золота при энергиях 4, 7,7 и 11 ГэВ. Массовое разрешение постепенно увеличивается с возрастанием поперечного импульса резонансов. Величина массового разрешения изменяется в диапазоне от 16 до 26 МэВ/ c^2 для $K^*(892)^0$. Для $K^*(892)^\pm$ изменения находятся в диапазоне от 5 до 7,5 МэВ/ c^2 . Для $\varphi(1020)$ -мезона диапазон изменений составляет от 2 до 3 МэВ/ c^2 . Для $\Sigma(1385)^\pm$ диапазон изменений составляет от 4 до 5 МэВ/ c^2 и для $\Lambda(1520)$ -резонанса — от 7 до 10 МэВ/ c^2 . Полученные оценки для разрешения по массе не являются рекордными для аналогичных детекторов, но сохраняют возможность изучения предполагаемых изменений масс и ширин даже для узких резонансов, таких как $\varphi(1020)$ -мезон. Массовое разрешение ~ 2 МэВ/ c^2 не полностью размывает естественную (брейт-вигнеровскую) форму реконструированных пиков.

На рис. 5 показаны примеры распределений инвариантной массы, восстановленных для $\pi^\pm K^\pm$ -пар, в столкновениях ядер золота при энергии 4 и 7,7 ГэВ. Примеры показаны для интервала поперечных импульсов от 0,2 до 0,4 ГэВ/с. Верхние графики показывают сами спектры инвариантной массы, комбинаторный фон, оцененный методом смешивания событий и нормализованный к исходному спектру при больших массах. Во всех случаях после вычитания комбинаторного фона наблюдаются ярко выраженные пики от распадов соответствующих резонансов. Примеры подобных распределений показаны на рис. 5. Выходы частиц были определены путем аппроксимации спектров инвариантной массы суммой

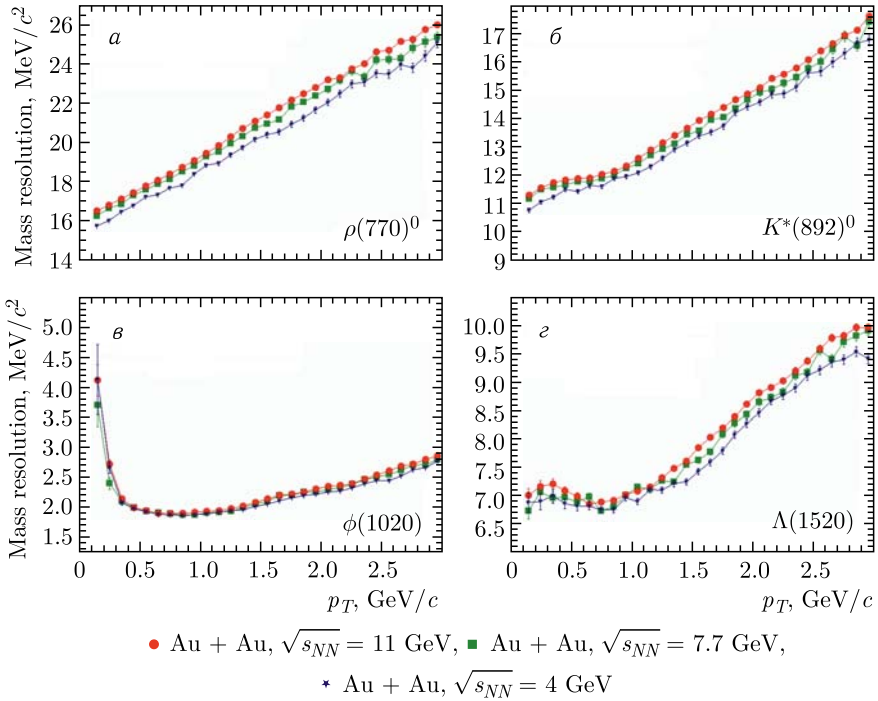


Рис. 4. Массовое разрешение в зависимости от поперечного импульса частиц, оцененное для распадов $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (а), $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^\pm K^\pm$ (б), $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$ (в) и $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ (г) в столкновениях ядер золота при энергиях 4, 7,7 и 11 ГэВ

двух функций: свертки функции Брейта–Вигнера и функции Гаусса для описания пика и полинома для описания остаточного фона. Примеры аппроксимаций также показаны на рис.5. Нижние графики показывают отношения сигнала к фону (S/B), оцененные для $K^*(892)^0$ -мезонов в зависимости от центральности столкновений ядер золота при энергиях 4, 7,7 и 11 ГэВ для двух промежутков по поперечному импульсу.

Отношение S/B ухудшается с увеличением центральности и энергии столкновения ядер из-за большей множественности частиц в конечном состоянии и, соответственно, с увеличением комбинаторного фона.

Аналогичный анализ был проведен для распадов $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$, $K^*(892)^\pm \rightarrow \pi^\pm K_s^0$ и $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$. Во всех случаях после вычитания комбинаторного фона наблюдались пики от распадов соответствующих резонансов. Первичные выходы частиц были также извлечены путем аппроксимации спектров.

Оценив эффективности регистрации первичных выходов частиц, извлеченные из распределений инвариантных масс, получаем возможность

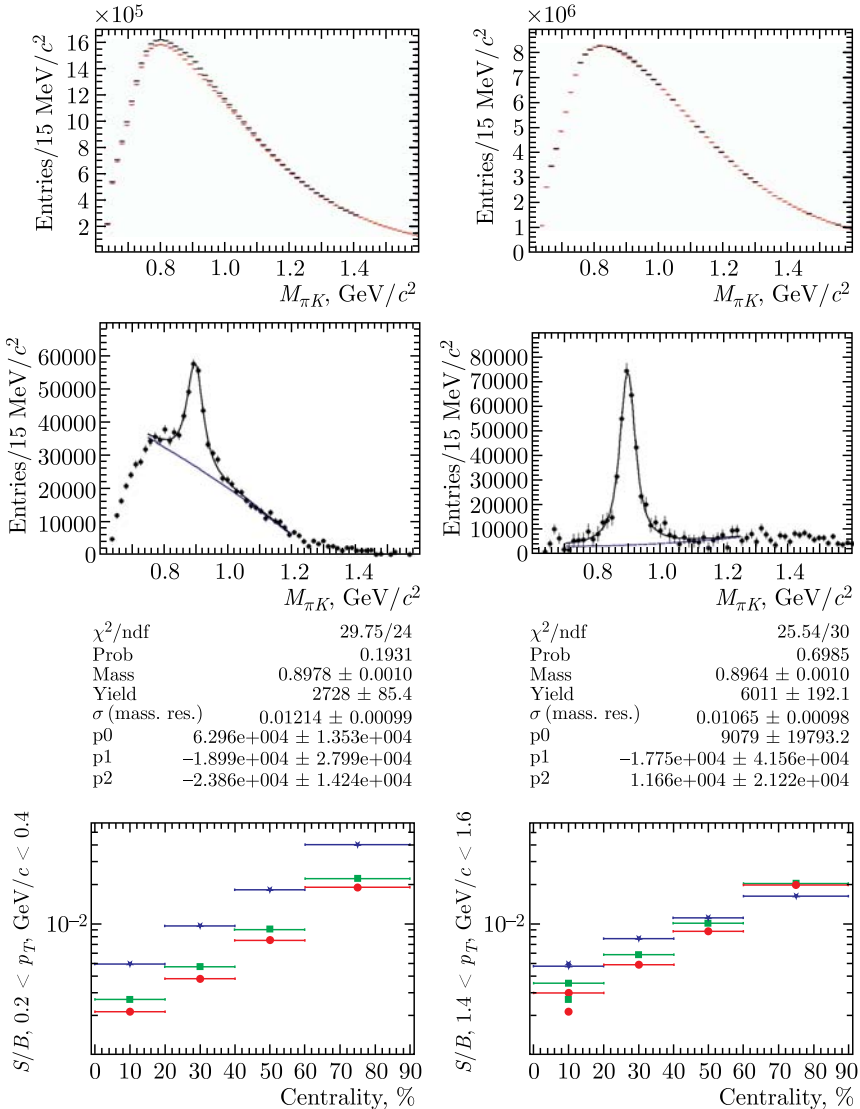


Рис. 5. Примеры спектров инвариантной массы до и после вычитания некоррелированного фона для $\pi^{\pm}K^{\pm}$ -пар в столкновениях ядер золота при энергии 4 ГэВ (слева) и 7 ГэВ (справа). Сигнал аппроксимировался сложной функцией, состоящей из функции Брейта-Вигнера, свернутой с функцией Гаусса (сигнал), и параболы (остаточный фон). Внизу показаны отношения сигнала к фону, оцененные для $K^{*}(892)^0$ -мезонов в зависимости от центральности столкновений ядер золота при энергиях 4, 7,7 и 11 ГэВ для двух промежутков по поперечному импульсу

полного восстановления спектров рождения резонансов в зависимости от их поперечного импульса. Восстановленные спектры сравнивались с истинно сгенерированными спектрами, полученными на выходе генератора событий. Результаты подобного сравнения показали, что восстановленные и истинно сгенерированные спектры совпадают в пределах статистических погрешностей. Это означает, что разработанная методика реконструкции работает и может быть использована для анализа реальных данных. Важным результатом является то, что восстановление резонансов возможно начиная с малых значений поперечного импульса, в большинстве случаев с нулевого импульса. Возможность измерения спектров рождения резонансов при больших значениях поперечного импульса определяется исключительно накопленной статистикой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение свойств резонансов является важной частью физической программы эксперимента MPD и вносит важный вклад в изучение свойств среды, образующейся в столкновениях релятивистских тяжелых ядер при энергиях коллайдера NICA. В данной работе продемонстрирована возможность экспериментального изучения резонансов $\rho(770)^0$, $K^*(892)^{0,\pm}$, $\varphi(1020)$, $\Lambda(1520)$ и $\Sigma(1385)^\pm$ во взаимодействиях ядер при энергиях ускорителя NICA с использованием экспериментальной установки MPD.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-40038) и поддержана НИЯУ МИФИ в рамках программы повышения конкурентоспособности (контракт №. 02.а03.21.0005, 27.08.2013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bass S. A. et al. Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. 1998. V. 41. P. 255–369.
2. Bratkovskaya E. L. et al. PHSD — a Microscopic Transport Approach for Strongly Interacting Systems. arXiv: 1908.00451. 2019.
3. Lin Z.-W. et al. A Multi-Phase Transport Model for Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 064901.
4. Pierog T. et al. EPOS LHC: Test of Collective Hadronization with LHC Data // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. P. 034906.
5. Baznat M. et al. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 303–324.
6. Zyla P. A. et al. Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. P. 083C01.
7. Vislavicius V. et al. Multiplicity Dependence of Light Flavour Hadron Production at LHC Energies in the Strangeness Canonical Suppression Picture. arXiv: 1610.03001. 2016.

8. *Riabov V.G. et al.* Overview of ALICE Results on Light Flavour Hadron Production // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. P. 012026.
9. *Acharya S. et al.* Evidence of Rescattering Effect in Pb–Pb Collisions at the LHC through Production of $K^{*}(892)^0$ and $\varphi(1020)$ -Mesons // Phys. Lett. B. 2020. V. 802. P. 135225.
10. *Acharya S. et al.* Suppression of $\Lambda(1520)$ Resonance Production in Central Pb–Pb Collisions at 2.76 TeV // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 024905.
11. *Kisiel A. et al.* Status of the MPD Experiment at JINR // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1602, No. 1. P. 012021.
12. *Brun R., Hagelberg R. et al.* GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments. Preprint CERN. 1978. V.CERN-DD-78-2-REV.