

АДРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ КАК ПРОБНИКИ ПОЗДНЕЙ АДРОННОЙ ФАЗЫ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ УСКОРИТЕЛЯ NICA

Д. А. Иванищев^{1,*}, *Д. О. Котов*^{1,2}, *Е. Л. Крышень*¹,
*М. В. Малаев*¹, *В. Г. Рябов*^{1,3}, *Ю. Г. Рябов*¹

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

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Представлены результаты оценки изменений выходов и спектральных свойств адронных резонансов в столкновениях тяжелых ионов при энергиях ускорителя NICA на примере резонансов с малым временем жизни $\rho(770)^0$ и $K^*(892)^0$, а также результаты исследования возможности регистрации адронных резонансов в экспериментальной установке MPD в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ.

We report on the estimation of expected modifications of the hadron resonance yields and line shapes in heavy-ion collisions at NICA energies by way of example of short-lived resonances $\rho(770)^0$ and $K^*(892)^0$. The results of feasibility studies for reconstruction of resonances in the MPD detector in collisions of bismuth nuclei at 9.2 GeV are also presented.

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

ВВЕДЕНИЕ

В ряде теоретических моделей предсказывается переход квантово-хромодинамического вещества в состояние с асимптотически свободными кварками и глюонами, в так называемую кварк-глюонную плазму, при температуре около 170 МэВ [1]. Изучение фазового перехода из адронной материи в кварк-глюонную плазму в лабораторных условиях является одним из приоритетных направлений физики высоких энергий и осуществляется на ускорителях посредством столкновения тяжелых ядер. На современных ускорителях удастся создать плотное и горячее ядерное вещество в широком диапазоне плотностей и температур. Эксперименты на коллайдерах RHIC (BNL, США) и LHC (ЦЕРН)

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

собрали множество экспериментальных данных о свойствах квантово-хромодинамического вещества в области фазовой диаграммы сильновзаимодействующей ядерной материи в области малых барионных плотностей и больших температур [2]. Особый интерес представляет область фазовой диаграммы при высоких барионных плотностях и умеренных температурах. Для исследования фазовой диаграммы в этой области была запущена специальная программа сканирования по энергии столкновений ядер на коллайдере RHIC [3]. Исследование продолжится на двух крупных ускорительных комплексах NICA (ОИЯИ) и FAIR (GSI, Германия) [4].

Согласно представлениям о столкновении двух релятивистских тяжелых ядер огромное количество энергии выделяется в малом объеме и образуется горячая и плотная среда [5]. Образовавшаяся среда расширяется и остывает. Происходят первичные нуклон-нуклонные столкновения, затем реакция проходит через предравновесное состояние, фазу кварк-глюонной плазмы, возможное смешанное состояние кварк-глюонной плазмы с адронным газом, адронную фазу, где образуется адронный газ, и в конце регистрация рожденных частиц осуществляется различными детекторными системами экспериментальной установки. Свойства среды, образующейся в столкновениях тяжелых ядер, изучаются посредством измерения характеристик частиц в конечном состоянии после кинетической заморозки. Одними из частиц, используемыми для изучения свойств плотной и горячей ядерной материи, образующейся в столкновениях релятивистских тяжелых ядер, являются короткоживущие резонансы [6]. Они имеют малое время жизни ($\tau \sim 1-46 \text{ фм} \cdot \text{с}^{-1}$), и существенная их часть распадается внутри развивающейся системы. Резонансы с различным составом странных кварков и барионным числом являются идеальными пробниками эффекта избыточного выхода странности и механизмов адронизации в области малых и промежуточных поперечных импульсов. Более того, выходы и спектральные свойства резонансов чувствительны к эффектам перерассеяния и регенерации на этапе формирования адронной фазы. Дочерние частицы, рожденные в результате адронных распадов таких резонансов, могут взаимодействовать с окружающими их адронами адронного газа. Такое взаимодействие может приводить к изменению дифференциальных выходов и других спектральных характеристик резонансов. Новые резонансы могут образовываться в результате рекомбинации адронов адронного газа на протяжении адронной фазы. В результате выходы резонансов в конечном состоянии определяются их выходами при химической заморозке, их временем жизни, временем жизни адронной фазы и ее плотностью. Таким образом, перерассеяние дочерних частиц и регенерация фоновых адронов приводят к изменению кинематики распада, что проявляется в виде изменения формы спектров инвариантной массы резонансов, их выходов и восстановленных масс. Наиболее заметное изменение выходов и восстановленной массы ожидается в области малых поперечных импульсов

в центральных столкновениях тяжелых ядер. В таких условиях резонансы и их дочерние частицы большую часть времени проводят в плотной среде адронного газа. Измерение выходов, масс и ширин резонансов как функции поперечного импульса частиц и центральности столкновений позволяет получить уникальные сведения о наличии фазового перехода, а также плотности и времени жизни адронной фазы.

С экспериментальной точки зрения необходимые измерения для всех короткоживущих резонансов объединяет возможность их проведения с использованием схожих методик, включающих в себя накопление спектров инвариантной массы для различных комбинаций дочерних частиц, оценку комбинаторного фона методом смешивания однотипных событий или геометрическим средним пар частиц одного знака, определение коррелированных вкладов в остаточный фон и оптимальных функциональных форм для описания восстановленных пиков от распада частиц. Резонансы чувствительны к одним и тем же физическим явлениям, но измерения для одного или двух резонансов, как правило, не позволяют сделать однозначных заключений. Именно поэтому резонансы должны изучаться одновременно во всем своем (экспериментально доступном) разнообразии. В ближайшее время на ускорителе NICA в эксперименте MPD начнется изучение процессов в столкновениях тяжелых ядер [4]. Экспериментальная установка MPD представляет собой 4π-спектрометр, специально спроектированный для регистрации фотонов, электронов и адронов в условиях столкновений тяжелых ядер при энергиях ускорителя NICA. Экспериментальная установка MPD будет состоять из центральной части и нескольких детекторов, расположенных под большими углами. Времяпроекционная камера TPC будет осуществлять трекинг заряженных частиц. Детектор TPC расположат в однородном магнитном поле с индукцией 0,5 Тл, создаваемом цилиндрическим соленоидальным сверхпроводящим магнитом. Впоследствии экспериментальную установку MPD оснастят внутренней трековой системой на основе кремниевых детекторов. Идентификация частиц будет осуществляться по времени пролета во времяпролетной системе TOF, энергетическим потерям заряженных частиц в TPC и электромагнитным калориметром ECal. Расположенные под большими углами детекторы FHCal и FFD будут измерять плоскость реакции и центральность столкновений. Уникальная конструкция детектора MPD предоставит возможность исследовать рождение широкой группы резонансов в доминирующих каналах их распада.

Здесь и далее под $K^*(892)^0$, $K^*(892)^\pm$ и $\Sigma(1385)^\pm$ подразумевается сумма соответствующей частицы и античастицы.

В настоящей работе представлены результаты оценки изменений спектральных свойств адронных резонансов в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ на примере резонансов с малым временем жизни $\rho(770)^0$ и $K^*(892)^0$. Также представлены результаты исследования возможности регистрации адронных резонансов в экспериментальной установке MPD в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ в ка-

налах распада $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^\pm K^\mp$, $K^*(892)^\pm \rightarrow \pi^\pm K_s^0$, $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$, $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ и $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \pi^\pm\Lambda$.

ВЛИЯНИЕ ПОЗДНЕЙ АДРОННОЙ ФАЗЫ НА СВОЙСТВА РЕЗОНАНСОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ УСКОРИТЕЛЯ NICA

В условиях отсутствия экспериментальных данных оценить влияние горячей и плотной среды, которая, вероятно, будет образовываться в столкновениях тяжелых ядер при энергиях ускорителя NICA, на рождение резонансов возможно на основе модельных расчетов. В настоящей работе для получения подобных оценок мы использовали общедоступный монте-карло-генератор UrQMD. Генератор событий UrQMD учитывает образование адронной фазы и широко применяется в модельных расчетах экспериментов на ускорителях RHIC и LHC [7]. Короткоживущие резонансы принудительно распадались в генераторе событий, а продукты их распадов могли рассеиваться и поглощаться при моделировании адронной фазы ядерных столкновений. Модельные расчеты выполнялись для столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ.

Методика, примененная в настоящей работе для восстановления свойств резонансов, похожа на методики, используемые при анализе экспериментальных данных [8]. Выход и масса изучаемого резонанса определялись путем аппроксимации накопленного спектра инвариантной массы пар дочерних частиц соответствующего распада комбинацией полинома и функции Фойгта. Выходы и массы были получены для различных интервалов по поперечному импульсу и центральностей столкновений. При этом предполагалось, что массовое разрешение идеально и что эффективности регистрации и идентификации частиц составляют 100%.

Спектры восстановленной инвариантной массы M пар $\pi^+\pi^-$ и $\pi^\pm K^\mp$ для распадов $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^\pm K^\mp$ в области малых и больших поперечных импульсов в центральных столкновениях показаны на рис. 1. Точками показан спектр, сплошной линией — результат аппроксимации спектра комбинацией полинома и функции Фойгта, фоновая составляющая спектра показана пунктирной линией, а составляющая, соответствующая сигналу, штриховой линией. В центральных столкновениях для короткоживущих $\rho(770)^0$ - и $K^*(892)^0$ -резонансов в области больших поперечных импульсов не наблюдается изменение спектров. Спектры имеют форму, ожидаемую в вакууме. В области малых поперечных импульсов форма спектров деформируется и появляется значительная фоновая подложка в области малых масс. Причем наблюдаемый эффект более выражен для $\rho(770)^0$ -резонанса, имеющего меньшее время жизни. Зависимости $K^*(892)_{\text{fit}}^0 / K^*(892)_{\text{all}}^0$ и $\rho(770)_{\text{fit}}^0 / \rho(770)_{\text{all}}^0$ отношений выделенных выходов $\rho(770)^0$ - и $K^*(892)^0$ -резонансов к их полным выходам от поперечного импульса p_T в центральных и периферийных столкновениях показаны на рис. 2. В области малых поперечных импульсов наблюда-

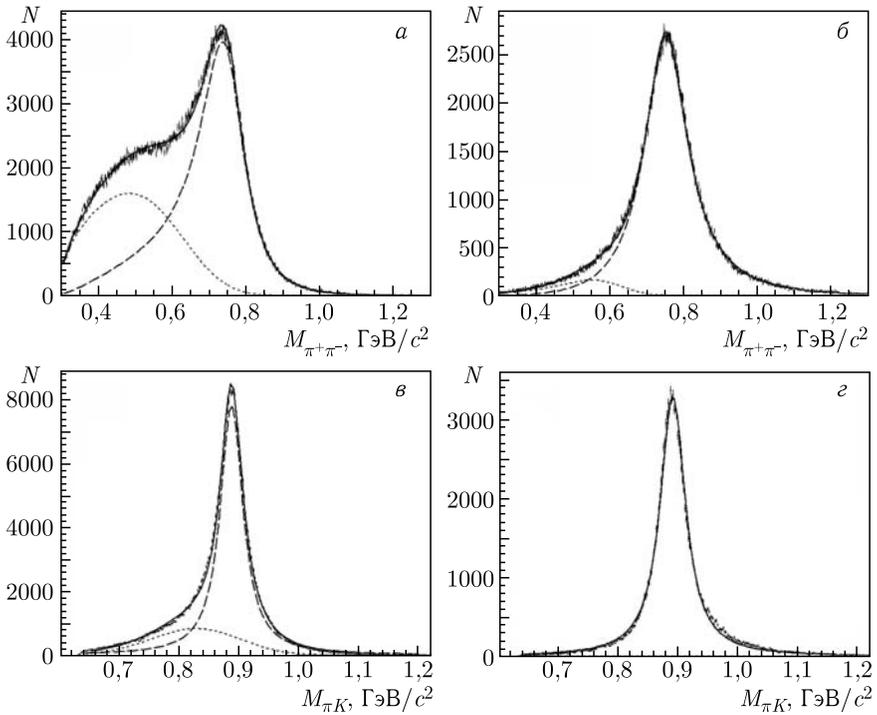


Рис. 1. Спектры восстановленной инвариантной массы M пар $\pi^+\pi^-$ и $\pi^\pm K^\mp$ для распадов $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (а, б) и $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^\pm K^\mp$ (в, г) в области малых (а, в) и больших (б, г) поперечных импульсов в центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ

ется эффект модификации спектров для $\rho(770)^0$ - и $K^*(892)^0$ -резонансов в центральных столкновениях. При этом для $\rho(770)^0$ -резонансов эффект также наблюдается и в периферийных столкновениях. Разница между восстановленной и табличной (измеренной в вакууме) массами ΔM для $\rho(770)^0$ - и $K^*(892)^0$ -резонансов в зависимости от p_T в центральных и периферийных столкновениях показана на рис.3. В периферийных столкновениях восстановленные массы резонансов совпадают с табличными. В центральных столкновениях восстановленные массы уменьшаются с уменьшением поперечного импульса. Разница между восстановленной и табличной массами достигает несколько десятков $\text{МэВ} \cdot c^{-2}$ для $\rho(770)^0$ -резонанса и несколько $\text{МэВ} \cdot c^{-2}$ для $K^*(892)^0$ -резонанса.

Таким образом, выполненные модельные расчеты на основе генератора событий UrQMD предсказывают значимое влияние адронной фазы на свойства резонансов, в особенности с малым временем жизни. Полученные результаты дополняют имеющиеся предсказания [9] и свиде-

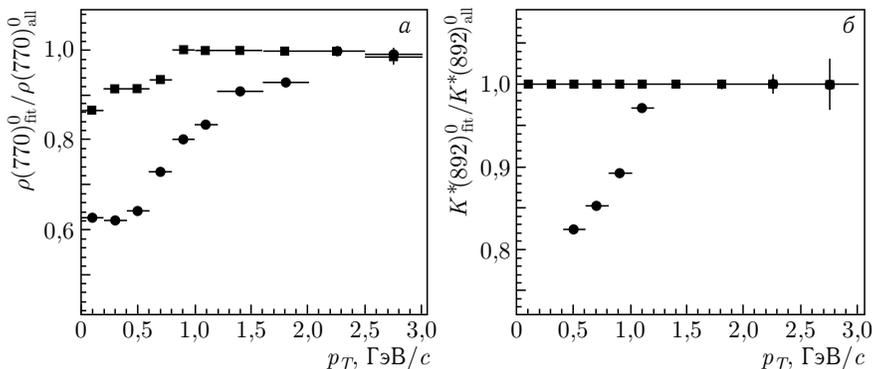


Рис. 2. Зависимости отношений выделенных выходов $\rho(770)^0$ - (а) и $K^*(892)^0$ - (б) резонансов к их полным выходам от поперечного импульса p_T в центральных (●) и периферийных (■) столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ

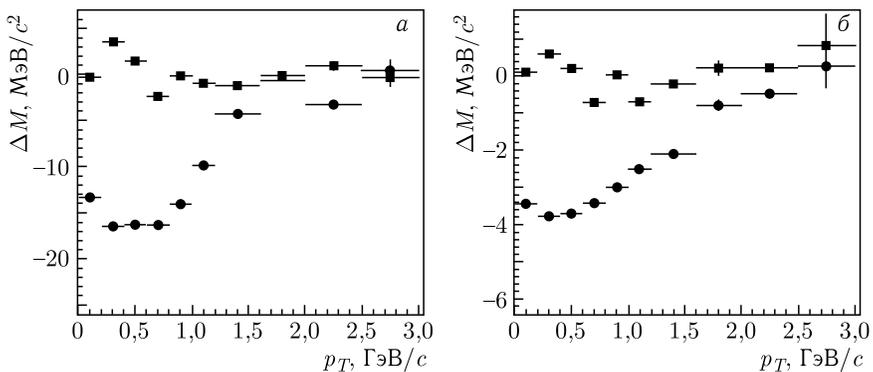


Рис. 3. Разница между восстановленной и табличной массами для $\rho(770)^0$ - (а) и $K^*(892)^0$ - (б) резонансов в зависимости от поперечного импульса p_T в центральных (●) и периферийных (■) столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ

тельствуют об образовании достаточно плотной адронной среды с продолжительным временем жизни, а также о необходимости измерения свойств резонансов в столкновениях тяжелых ядер при энергиях ускорителя NICA.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ АДРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ МРД В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР ВИСМУТА ПРИ ЭНЕРГИИ 9,2 ГЭВ

Согласно текущим планам на технической стадии запуска ускоритель NICA будет сталкивать ядра висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ.

Выбор подобной стартовой системы обусловлен, во-первых, более простой реализацией столкновений ядер на ускорителе и, во-вторых, возможностью сравнения получаемых результатов с имеющимися результатами исследований столкновений тяжелых ядер на коллайдере RHIC при аналогичной энергии, выполненных в рамках знаменитой программы сканирования по энергии [3].

Адронные резонансы обладают большими сечениями рождения и потенциально могут быть реконструированы с использованием основных детекторных подсистем экспериментальной установки MPD. Дифференциальное измерение выходов и свойств резонансов при различных энергиях и центральностях ядерных столкновений является одной из основных задач физической программы эксперимента MPD. Возможность регистрации адронных резонансов в экспериментальной установке MPD в $Bi + Bi$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ изучалась посредством методики, ранее разработанной для подобных исследований в столкновениях ядер золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4, 7,7$ и 11 ГэВ [10]. Взаимодействия ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ моделировались с помощью генератора событий UrQMD. Программный пакет MPDRoot использовался для моделирования прохождения частиц через материалы детекторов, а также отклика детекторных подсистем экспериментальной установки MPD. Пакет MPDRoot является официальным программным обеспечением коллаборации MPD. Данная программа основана на базе программного пакета для моделирования взаимодействия элементарных частиц с веществом GEANT и учитывает реальные характеристики детекторных подсистем установки MPD. Для восстановления исследуемых резонансов дочерние частицы комбинировались в пары в пределах одного события. При этом из всех восстановленных в детекторе MPD треков заряженных частиц отбирались следующие треки: с быстротой меньше единицы, как минимум с 24 точками (из 54 возможных), измеренными в TPC, минимальным поперечным импульсом больше $100 \text{ МэВ} \cdot c^{-1}$. Идентификация частиц в конечном состоянии осуществлялась посредством информации об ионизационных потерях в рабочем газе детектора TPC, а также времени пролета из детектора TOF. Набор специальных топологических критериев отбора для определения вторичных вершин использовался при восстановлении слабо распадающихся дочерних частиц, таких как Λ и K_s^0 . Таким образом, всего было смоделировано $5 \cdot 10^6$ столкновений ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Исследовалась возможность регистрации $\rho(770)^0$ -, $K^*(892)^0$ -, $K^*(892)^\pm$ -, $\varphi(1020)$ -, $\Lambda(1520)$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов в каналах распада $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^\pm K^\mp$, $K^*(892)^\pm \rightarrow \pi^\pm K_s^0$, $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$, $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ и $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \pi^\pm \Lambda$.

Сложность регистрации $K^*(892)^\pm$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов связана с необходимостью измерения долгоживущих нейтральных дочерних частиц K_s^0 и Λ . В результате полные цепочки распадов можно записать как $K^*(892)^\pm \rightarrow \pi^\pm K_s^0$, $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \pi^\pm \Lambda$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Слабо

распадающиеся нейтральные дочерние частицы не могут быть измерены напрямую в экспериментальной установке. Для их реконструкции набираются спектры инвариантной массы дочерних частиц. Пары $\pi^+\pi^-$ и $p\pi^-$ отбираются в качестве кандидатов на роль K_s^0 - и Λ -частиц, если их инвариантные массы согласуются с ожидаемой массой для соответствующих частиц в пределах двух среднеквадратичных отклонений. Для этого сравнения массы и ширины K_s^0 - и Λ -частиц параметризуются в зависимости от их поперечного импульса. Спектры инвариантной массы содержат как сигналы от распада K_s^0 - и Λ -частиц, так и комбинаторный фон, который затем комбинируется с другими частицами для восстановления родительских $K^*(892)^\pm$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов. Очевидно, что чем больше отношение сигнала к фону для восстановленных K_s^0 - и Λ -частиц, тем меньше будет комбинаторный фон при измерении выходов резонансов. В то же время критерии отбора дочерних частиц должны быть достаточно мягкими, чтобы не подавить полезный сигнал. Чем больше промежуточных стадий в цепочке распада, тем более сложной становится задача выделения полезного сигнала. Поэтому критерии отбора дочерних частиц для восстановления K_s^0 - и Λ -частиц были оптимизированы таким образом, чтобы гарантировать максимальную статистическую обеспеченность измерений для родительских $K^*(892)^\pm$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов. Параметрами для оптимизации являлись такие переменные, как отклонение треков заряженных частиц от первичной вершины, вероятность построения вторичной вершины распада для пар $\pi^+\pi^-$ и $p\pi^-$ с минимальным расстоянием между треками меньше 1 см, минимальное расстояние между первичной вершиной взаимодействия и вторичной вершиной распада.

Число треков заряженных частиц, восстановленных времяпроекционной камерой ТРС, использовалось для определения центральности столкновений. При этом под центральностью подразумевалась 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 сгенерированных столкновений ядер висмута варьируется в диапазоне от 0 до 100%, где меньшее значение центральности соответствует событиям с большим числом восстановленных треков. С учетом эффективности работы триггерного детектора FFD в анализе отбирались только события с центральностью 0–90%.

Эффективности регистрации исследуемых резонансов в детекторе MRD были вычислены как отношение числа восстановленных резонансов, удовлетворяющих всем критериям отбора, к числу сгенерированных частиц. Эффективности регистрации были вычислены в зависимости от поперечного импульса частиц и центральности столкновений ядер висмута.

Для определения выходов резонансов для различных интервалов по поперечному импульсу были накоплены спектры инвариантной массы

пар дочерних частиц, соответствующих распадам исследуемых резонансов. Метод смешивания событий, основанный на объединении в пары дочерних частиц из разных схожих между собой событий (одинаковая вершина взаимодействия, множественность и др.), использовался для оценки комбинаторного фона. Комбинаторный фон вычитался из спектра инвариантной массы. Оставшийся спектр аппроксимировался комбинацией полинома, описывающего остаточный коррелированный фон, и функции Фойгта (функция Брейта-Вигнера, свернутая с функцией Гаусса), описывающей пик резонанса. Свертка функции Брейта-Вигнера с функцией Гаусса позволяет учесть массовое разрешение экспериментальной установки при аппроксимации спектра инвариантной массы. Выходы резонансов были определены как интегралы функции Фойгта. Примеры восстановленных спектров инвариантной массы пар K^+K^- и $\pi^\pm\Lambda$ для распадов $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$ и $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \pi^\pm\Lambda$ до и после вычитания комбинаторного фона показаны на рис. 4. На рис. 4, а, б

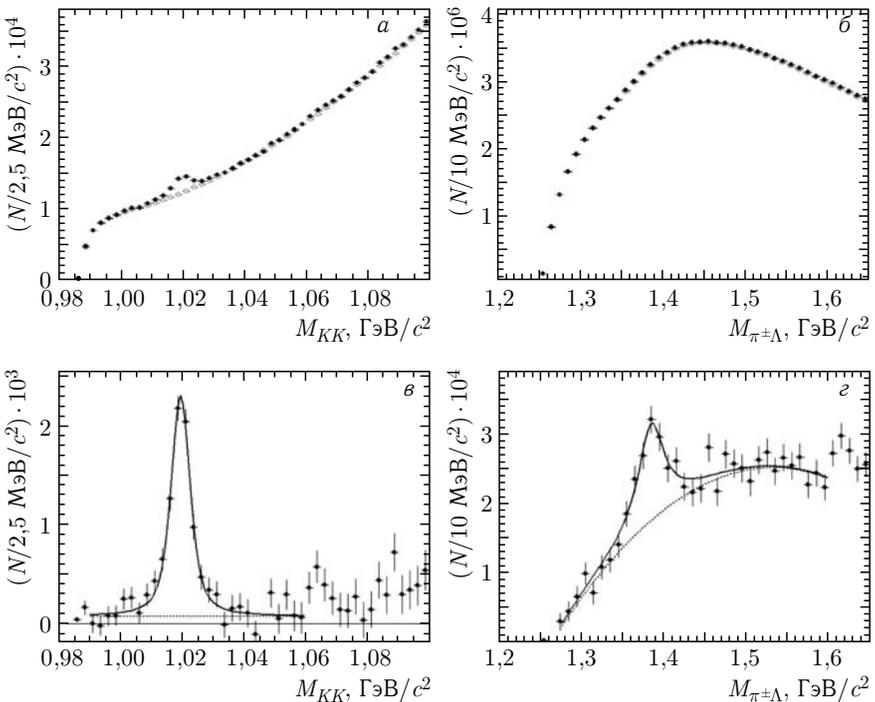


Рис. 4. Спектры инвариантной массы (●) пар K^+K^- (а, в) и $\pi^\pm\Lambda$ (б, г) для распадов $\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$ и $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \pi^\pm\Lambda$ до (а, б) и после (в, г) вычитания комбинаторного фона (○). Оценка фоновой составляющей выполнена методом смешивания событий. Спектры показаны для столкновений ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$

показаны спектры инвариантной массы и комбинаторный фон, оцененный методом смешивания событий. Комбинаторный фон нормализован к исходному спектру в области больших масс. На рис. 4, в, з показан остаточный спектр после вычитания комбинаторного фона. В спектрах после вычитания комбинаторного фона наблюдаются ярко выраженные пики от распадов рассматриваемых резонансов. Результаты аппроксимации распределений после вычитания фона комбинацией полинома второй степени (пунктирные линии) и функции Фойгта показаны сплошными линиями.

Спектры рождения резонансов по поперечному импульсу ($d^2N/dp_T dy$ (p_T)) были вычислены как произведение выходов резонансов на соответствующие эффективности их регистрации. При этом учитывались

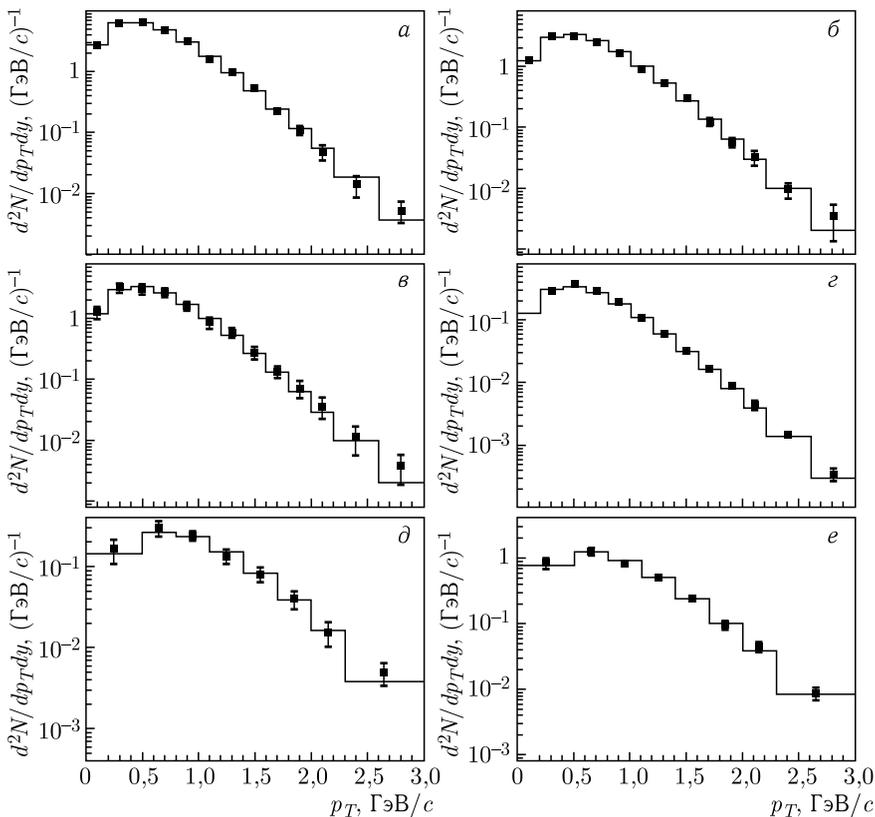


Рис. 5. Восстановленные (■) и реально сгенерированные (линии) спектры рождения $\rho(770)^0$ - (а), $K^*(892)^0$ - (б), $K^*(892)^\pm$ - (в), $\varphi(1020)$ - (г), $\Lambda(1520)$ - (д) и $\Sigma(1385)^\pm$ - (е) резонансов по поперечному импульсу в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ

вероятности распада резонансов в их различных каналах распада. Для проверки правильности применяемой методики восстановления резонансов спектры рождения резонансов по поперечному импульсу были сравнены с реально сгенерированными спектрами тех же частиц, как показано на рис. 5 для $\rho(770)^0$ -, $K^*(892)^0$ -, $K^*(892)^\pm$ -, $\varphi(1020)$ -, $\Lambda(1520)$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов. В пределах ошибок восстановленные спектры совпадают с реально сгенерированными, что подтверждает правильность применяемой методики восстановления резонансов. Выпущенная проверка свидетельствует о том, что разработанная методика анализа экспериментальных данных является адекватной и позволяет измерять характеристики резонансов в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Разработанные методики и соответствующие коды в будущем будут использованы для анализа экспериментальных данных, получаемых в эксперименте MPD в столкновениях ядер на коллайдере NICA.

Полученные результаты позволяют оценить возможность измерения выходов исследуемых резонансов в экспериментальной установке MPD в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Данные показывают, что восстановление рассмотренных резонансов возможно как в области больших, так и в особенности малых (за исключением $\varphi(1020)$ - и $\Lambda(1520)$ -резонансов) поперечных импульсов. Область малых поперечных импульсов наиболее интересна для исследования при энергиях ускорителя NICA. Таким образом, для изучения свойств резонансов в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ достаточно выборки 10^7 событий. Тем не менее для более тщательного исследования рождения $\rho(770)^0$ -, $K^*(892)^0$ -, $K^*(892)^\pm$ -, $\varphi(1020)$ - и $\Lambda(1520)$ -резонансов в зависимости от поперечного импульса и центральности столкновений необходима большая выборка 10^8 событий. Для $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов — 10^9 событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в настоящей работе результаты модельного расчета столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ, выполненные на основе генератора событий UrQMD, предсказывают значимое влияние адронной фазы на свойства резонансов, в особенности с малым временем жизни. Продемонстрированы изменения выходов и спектральных свойств адронных резонансов на примере резонансов с малым временем жизни $\rho(770)^0$ и $K^*(892)^0$. Полученные результаты дополняют имеющиеся предсказания [8] и свидетельствуют об образовании достаточно плотной адронной среды с продолжительным временем жизни, а также о необходимости измерения свойств резонансов в столкновениях тяжелых ядер при энергиях ускорителя NICA.

Выполненный в работе анализ показал возможность измерения спектров рождения $\rho(770)^0$ -, $K^*(892)^0$ -, $K^*(892)^\pm$ -, $\varphi(1020)$ -, $\Lambda(1520)$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов в каналах распада $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0 \rightarrow$

$\rightarrow \pi^\pm K^\mp$, $K^*(892)^\pm \rightarrow \pi^\pm K_s^0$, $\varphi(1020) \rightarrow K^+ K^-$, $\Lambda(1520) \rightarrow p K^-$ и $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \pi^\pm \Lambda$ в экспериментальной установке MPD в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ. Для изучения свойств резонансов в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ достаточно выборки 10^7 событий. Тем не менее для более тщательно исследования рождения $\rho(770)^0$ -, $K^*(892)^0$ -, $K^*(892)^\pm$ -, $\varphi(1020)$ - и $\Lambda(1520)$ -резонансов в зависимости от поперечного импульса и центральности столкновений необходима большая выборка 10^8 событий. Для $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов — 10^9 событий. Необходимая выборка данных может быть накоплена экспериментальной установкой MPD на технической стадии запуска ускорителя NICA.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40038 и частично поддержано НИЯУ МИФИ в рамках проекта 5-100 (договор № 02.а03.21.0005, 27.08.2013). Представленные результаты были получены с использованием ресурсов ЦОД РК ПИК НИЦ «Курчатowski институт» – ПИЯФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Laermann E., Philipsen O.* Lattice QCD at Finite Temperature // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2003. V. 53. P. 163–198.
2. *Adam J. et al. (ALICE Collab.).* $K^*(892)^0$ and $\varphi(1020)$ Meson Production at High Transverse Momentum in pp and Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 064606.
3. *Taranenko A.* Results from the RHIC Beam Energy Scan // Eur. Phys. J. Web Conf. 2017. V. 164. P. 06005.
4. *Golovatyuk V., Kekelidze V., Kolesnikov V., Rogachevsky O., Sorin A.* The Multi-Purpose Detector (MPD) of the Collider Experiment // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 212.
5. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.).* Evidence of Rescattering Effect in Pb–Pb Collisions at the LHC through Production of K^0 and $\varphi(1020)$ Mesons // Phys. Lett. B. 2020. V. 802. P. 135225.
6. *Riabov V.* Short-Lived Resonances as Probes of the Medium Produced in Heavy-Ion Collisions // Particles. 2021. V. 4, No. 1. P. 1–11.
7. *Petersen H., Steinheimer J., Baur G., Bleicher M., Stöcker H.* Fully Integrated Transport Approach to Heavy Ion Reactions with an Intermediate Hydrodynamic Stage // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 044901.
8. *Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., Riabov V., Ryabov Yu.* Production and Reconstruction of Short-Lived $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$, $\varphi(1020)$ and $\Lambda(1520)$ Resonances as a Function of Centrality and Energy in Au + Au Collisions at NICA // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1697. P. 012138.
9. *Riabov V. G. (MPD Collab.).* Study of the Resonances in Heavy-Ion Collisions at NICA Energies Using the MPD Detector // Ibid. V. 1690. P. 012110.
10. *Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., Riabov V., Ryabov Yu.* Resonance Reconstruction in the MPD // Particles. 2021. V. 4, No. 1. P. 29–36.