

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ, СМОДЕЛИРОВАННЫХ С ПОМОЩЬЮ МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРОВ, ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA

*М. Ю. Азаркин<sup>\*</sup>, М. Р. Киракосян<sup>\*\*</sup>*

*Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 сентября 2022 г.,  
после переработки 26 марта 2023 г.  
Принята к публикации 28 марта 2023 г.

Представлен обзор генераторов Монте-Карло (МК) для моделирования протон-протонных столкновений при энергиях коллайдера NICA, а также приведено сравнение результатов моделирования с имеющимися экспериментальными данными. В частности, средние множественности, средние поперечные импульсы и распределения по быстроте для  $p(\bar{p})$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  при различных энергиях столкновения сопоставлены с результатами моделирования с помощью генераторов событий RUTHIA, EPOS, SMASH и UrQMD. Также проведено сравнение данных, полученных с помощью МК-генераторов, с данными для двухчастичных корреляций стабильных заряженных частиц. Обсуждается влияние физических механизмов, используемых в данных МК-генераторах, на исследуемые наблюдаемые. Предложены измененные значения параметров физических моделей, заложенных в RUTHIA, что существенно улучшает описание экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0044451023110044

EDN: PNFEML

## 1. ВВЕДЕНИЕ

NICA (Nuclotron-Based Ion Collider fAcility) [1] — это ускорительный комплекс, размещенный в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне. Он спроектирован с целью исследования протон-протонных столкновений в диапазоне энергий  $4 \leq \sqrt{s} \leq 25$  ГэВ с предельной светимостью  $L = 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и столкновений тяжелых ионов в диапазоне энергий  $4 \leq \sqrt{s_{NN}} \leq 11$  ГэВ с предельной светимостью  $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Основными научными задачами NICA являются исследование плотной сильно-взаимодействующей барионной материи, рожденной в столкновениях тяжелых ионов, и спиновой физики в столкновениях поляризованных протонов и легких ионов. Первая часть этой физической программы будет ис-

следоваться в эксперименте Многоцелевой Детектор (MPD) [2], вторая часть станет основным предметом изучения для Детектора Спиновой Физики (SPD) [3]. Ускорительный комплекс запустил свою научную программу в 2022 г., однако по планам основные детекторы комплекса, MPD и SPD, начнут работать в середине и конце 2020-х гг. соответственно [4].

Как было сказано выше, одной из главных задач физической программы NICA является исследование сильно-взаимодействующей плотной материи, рожденной в столкновениях тяжелых ионов (Au) при  $\sqrt{s_{NN}}$  в диапазоне 4 – 11 ГэВ. Эта область энергий представляет особый интерес, поскольку в ней ожидается максимальная барионная плотность на стадии вымораживания [4, 5], а также становится возможным наблюдение критической точки (возможно даже тройной) на квантовомеханической (КХД) фазовой диаграмме [4, 6]. Очевидно, что физика столкновений тяжелых ионов является крайне сложной и комплексной. По этой причине симуляция столкновений тяжелых ионов с помощью генераторов Монте-Карло (МК) позволяет лучше понять физические механиз-

<sup>\*</sup> E-mail: azarkinmy@lebedev.ru

<sup>\*\*</sup> E-mail: kirakosyanmr@lebedev.ru

мы сильного взаимодействия. Однако корректная симуляция столкновений тяжелых ионов невозможна без адекватного понимания протон-протонных столкновений. Более того, характеристики последних используются для калибровки столкновений тяжелых ядер и позволяют выделить эффекты, относящиеся к фазовому переходу в плотной и горячей барионной материи. В настоящей работе мы рассматриваем физические механизмы  $p$ - $p$ -столкновений и анализируем характеристики различных современных программ, Монте-Карло генераторов, для симуляции  $p$ - $p$ -столкновений при энергиях NICA. Результаты моделирования сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. В частности, мы используем данные по  $p$ - $p$ -столкновениям при энергиях NICA, полученные главным образом в экспериментах, которые проводились в 60-х и 70-х гг. на коллайдере ISR [7, 8], а также в экспериментах NA49 [9], NA61/SHINE [10] на коллайдере SPS. Стоит упомянуть, что хороший обзор экспериментальных работ по выходам идентифицированных частиц в интересующем диапазоне энергий представлен в [11]. Отметим, однако, что ранние работы не давали полной информации по погрешностям и фазовому пространству, использованному для измерений. Поэтому данные разных экспериментов иногда оказывались почти противоречивыми. По этой причине современные МК-модели для симуляции неупругих столкновений при энергиях NICA никогда не были в достаточной степени настроены и вряд ли смогут хорошо описать данные экспериментов NICA.

Современный МК-генератор для симуляции столкновений адронов высоких энергий представляет собой комбинацию феноменологических моделей, дополненных теоретическими вычислениями, опирающимися главным образом на вычисления в рамках пертурбативной КХД (пКХД). Большая часть феноменологических моделей в генераторе сконструирована на основании определенного конечного набора экспериментальных данных, поэтому эти модели непрерывно совершенствуются. В контексте данного исследования наиболее важными феноменологическими составляющими являются начальное состояние сталкивающихся адронов, возбуждение струн и их фрагментация, дифракционные процессы с низкой массой.

В столкновениях с низкими энергиями пКХД неприменима, поскольку становится значимым непертурбативный вклад адронных резонансов в полное сечение, примерно до  $\sqrt{s} \sim 5$  ГэВ они яв-

ляются одним из доминирующих компонентов. В диапазоне энергий 5–10 ГэВ резонансы пропадают и пКХД постепенно становится применимой, тем не менее, непертурбативная природа сильного взаимодействия все еще проявляет себя во многих аспектах рождения частиц. По этим причинам исследование характеристик МК-генераторов при этих энергиях столкновений является очень важным для развития феноменологического понимания сильного взаимодействия. В настоящей работе мы изучаем средние множественности, средние поперечные импульсы, распределения по быстроте для пионов, каонов, протонов, а также двухчастичные корреляции стабильных заряженных частиц. С экспериментальными данными сравниваются результаты, полученные с помощью следующих МК-генераторов: RYTHIA [13, 14], EPOS [15, 16], UrQMD [17, 18] и SMASH [19, 20].

Следует отметить, что существует некоторое количество других генераторов, которые могут быть использованы для физической программы NICA. Так, например, генераторы QGSJET [22], RHODJET/DPMJET-III [23], а также генератор взаимодействий космических лучей SIBYLL [24] могут оказаться полезными вблизи энергий NICA (при этом ни SIBYLL, ни QGSJET не рекомендуется использовать для энергий ниже 10 ГэВ), однако полное исследование всех имеющихся генераторов выходит за рамки данной работы. Другие широко используемые генераторы — HERWIG [25, 26] и SHERPA [27]. Однако их нельзя использовать при энергиях NICA, так как в них отсутствует экстраполяция некоторых ключевых механизмов на данных энергиях. Поэтому в этой работе мы их не рассматривали.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 приведено краткое описание генераторов Монте-Карло, которые будут протестированы в данной работе. В разд. 3 представлены экспериментальные данные по выходам разных частиц и двухчастичным корреляциям в  $p$ - $p$ -столкновениях при энергии NICA, приведено сравнение с результатами, полученными с помощью тестируемых МК-моделей, а также предложен модифицированный набор параметров для RYTHIA, который дает лучшее описание данных при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ. В разд. 4 анализируются отличия результатов МК-симуляций от экспериментальных данных, а также ключевые особенности рождения частиц в исследуемых МК-генераторах.

## 2. МОДЕЛИ МОНТЕ-КАРЛО

Современные генераторы Монте-Карло для симуляции столкновения частиц в коллайдерных экспериментах уже развиваются в течение нескольких десятилетий и содержат множество механизмов для описания большого количества экспериментальных данных. В данной работе мы рассмотрим проблемы моделирования  $p$ - $p$ -столкновений при энергиях NICA. Мы исследуем характеристики МК-генераторов, приведенных в разд. 1, а именно, следующие конкретные версии этих генераторов: RUTHIA 8.3, EPOS 3.4, UrQMD 3.4, SMASH 2.0.1. Стоит отметить, что они могут использоваться как для моделирования  $p$ - $p$ -столкновений так и, в некоторой степени, для ядро-ядерных. RUTHIA — многоцелевой генератор для симуляции широкого круга физических процессов в  $p$ - $p$ -столкновениях как на мягких, так и на жестких энергетических шкалах, другие генераторы в большей степени ориентированы на моделирование (мягких) КХД-процессов.

### 2.1. RUTHIA

Генератор RUTHIA является многоцелевым МК-генератором [13, 14] и широко применяется для моделирования экспериментальных данных в течение трех последних десятилетий. Генератор RUTHIA использует различные как пертурбативные, так и непертурбативные физические механизмы и предназначен для описания широкого набора характеристик столкновений протонов. Непертурбативные механизмы в RUTHIA представляют собой феноменологическую аппроксимацию экспериментальных данных, тогда как пертурбативные вычисляются с использованием соответствующего математического формализма. RUTHIA является одним из самых широко используемых генераторов в физике высоких энергий, в связи с чем его компоненты и физические подходы (струнная фрагментация, полное сечение, дифракция и упругое рассеяние и т. д.) были впоследствии использованы и в других генераторах.

В разд. 3.1.1 проводится подгонка некоторых физических параметров, поэтому ниже мы перечислим основные механизмы со ссылками на соответствующую литературу. На начальном этапе моделируется физика полного, упругого и дифракционных сечений (Total, Elastic, Diffraction — TED). В RUTHIA по умолчанию TED описывается простой параметризацией, основанной на обмене померонов, а именно, модификацией Шуллера–Сьюстранда [28] модели Доннахи–Ландшюффа [29]. Другая доступная мо-

дель для физики TED, которая лучше описывает данные при энергиях NICA — относительно недавно внедренная параметризация ABMST, основанная на обмене как померонов, так и реджеонов [30, 31].

Для учета мультипартоновых взаимодействий (МПВ) в RUTHIA была разработана специализированная комплексная модель [32]. Механизм мультипартоновых взаимодействий связан непосредственно с механизмом описания так называемых остатков исходного адрона (ОИА), по определению представляющих собой оставшуюся часть адрона после жестких взаимодействий. ОИА играет важную роль в рождении частиц в передней области быстрот при энергиях NICA. Лундовская модель струнной фрагментации используется на заключительной стадии для формирования адронов из рожденных в результате взаимодействий партонов. Параметры рождения определенных типов адронов получены из данных по рассеянию  $e^+e^-$  и, как считается, могут универсально применяться к столкновениям адронов.

### 2.2. EPOS

EPOS является генератором событий столкновения как протонов, так и ионов. Название EPOS [15, 16] представляет собой аббревиатуру от Energy Conserving Quantum Mechanical Multiple Scattering Approach Based on (E), Parton Ladders (P), Off-Shell Remnants (O), Splitting of Parton Ladders (S). Ниже мы представим краткий обзор физических механизмов генератора EPOS, используемых для моделирования столкновений протонов.

Основой генератора EPOS является партоновая модель Грибова–Реджи, в которой партоны многократно рассеиваются через инспирированные пертурбативной квантовой хромодинамикой лестничные диаграммы, где открытые лестничные диаграммы представляют собой реджионы (разрезанный померон), а закрытые — помероны.

Однако лестничные диаграммы в EPOS хоть и получены в рамках пертурбативной КХД, не являются пертурбативными, поскольку содержат как мягкую, так и жесткую части (см. ниже). Это позволяет EPOS описывать мягкое рассеяние (дифракционное, упругое), жесткое рассеяние и мультипартоновые взаимодействия в рамках одного подхода. Эффекты насыщения учитываются с помощью механизма расщепления лестниц. Партоновые функции распределения не добавлены *ad hoc*, так как представляют собой результат динамического процесса

испускания партонов, который моделируется в рамках подхода EPOS.

На последней стадии столкновений каждая партоновая лестница переводится в две струны (остатки считаются бесцветными объектами), которая затем фрагментируется в адроны. EPOS содержит специальные модели для учета коллективных феноменов, а именно, модель ядра-короны (core-corona) и гидродинамическую эволюцию. В этом подходе каждая струна считается принадлежащей либо ядру, либо короне. Струны в области ядра подвержены дополнительной гидродинамической эволюции, т. е. фрагментируются с добавлением продольных и радиальных потоковых эффектов. При этом струны в короне фрагментируются стандартным образом [33].

### 2.3. UrQMD

UrQMD [17, 18] (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics) является генератором столкновений тяжелых ионов, который включает микроскопическую теорию переноса (уравнение Больцмана–Ухлинга–Унлебека) со столкновительным членом, учитывающим рассеяние разных частиц. Мягкие взаимодействия между нуклонами учитываются с помощью потенциала по типу потенциала Скирма (молекулярная динамика), который позволяет получить уравнение состояния для системы многих тел. Данные взаимодействия нерелевантны для столкновений протонов. Парционные сечения для разных частиц включены в модель UrQMD. Для наиболее базовых и распространенных сечений используется аппроксимация экспериментальных данных. В случае, если экспериментальные данные отсутствуют, то используется модель детального баланса (см. [17]). Дифференциальные сечения, т. е. угловые распределения, для каждого элементарного адрон-адронного  $2 \rightarrow 2$  процесса используют общую формулу, полученную в рамках эффективной теории поля со взаимодействием посредством обмена  $\sigma$ -,  $\omega$ - и  $\pi$ -мезонов [34]. Наконец, для взаимодействий при высоких энергиях используется лундовская струнная модель для расчета струнных возбуждений и последующей фрагментации.

### 2.4. SMASH

Генератор SMASH (Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons) [19, 20] разработан для моделирования столкновений разнообразных систем адронов и ядер. Так же как и в генераторе UrQMD, столкновения ядер в SMASH рассматриваются в

рамках модели переноса путем численного решения релятивистского аналога уравнения Больцмана, хотя сам подход немного изменен. Ключевые характеристики генератора, имеющие отношение к столкновениям адронов, заключаются в том, что взаимодействие адронов разбито на несколько механизмов, вносящих различный вклад в зависимости от энергии взаимодействия в системе центра масс. При  $\sqrt{s} < 4$  ГэВ  $p$ - $p$ -столкновения описываются с помощью образования резонансов, возбуждений и их распада. При переходных энергиях  $4 < \sqrt{s} < 5$  ГэВ вклад от резонансов постепенно уменьшается (используется плавная весовая функция) и используется модель мягких струнных возбуждений. При  $\sqrt{s} > 5$  ГэВ SMASH начинает использовать основанные на пертурбативной КХД процессы из PYTHIA, однако жесткое партонное рассеяние начинает играть роль уже при существенно больших энергиях (см. [20], рис. 1). Фрагментация партонов в адроны производится подключением PYTHIA.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Выходы частиц

Ранние данные по рождению адронов в основном были получены в коллайдерных экспериментах с фиксированной мишенью, в частности в Брукхейвенской национальной лаборатории (энергия налетающих протонов: 2.4, 2.85, 5, 6.9, 8 ГэВ, [35–40]), в Принстоне на ускорителе PPS (энергия налетающих протонов: 2.54, 2.88, 3.03 ГэВ [41]), в ЦЕРНе на ускорителях PS (энергия налетающих протонов: 5.5, 19, 12, 24 ГэВ) [42–46], ISR (энергия налетающих протонов: 22, 31, 45, 53 ГэВ) [7, 8] и SPS (энергия налетающих протонов: 200, 360 ГэВ) [47, 48]), в Аргонской национальной лаборатории (энергия налетающих протонов: 6, 12.4, 102 ГэВ) [49–52], в Серпухове SPS (энергия налетающих протонов: 32, 69 ГэВ) [53, 54]) и Фермилабе (энергия налетающих протонов: 100, 147, 200, 205, 300, 400 ГэВ) [55–60]. Измерения и идентификация частиц были выполнены с помощью пузырьковых камер, время-пролетных систем, черенковских детекторов и комбинированных систем [7, 8, 47, 48, 56]. Многие из перечисленных выше экспериментов обладали низкой эффективностью идентификации частиц и весьма ограниченным акцептансом.

Относительно недавние данные по рождению адронов в  $p$ - $p$ -столкновениях при энергиях NICA были получены в экспериментах с фиксированной ми-

шенью NA49 [61] и NA61/SHINE [62] на ускорителе SPS в ЦЕРНе. В NA49 использовался спектрометр с широким аксептансом, измерения импульса проводились с применением магнитного поля, а идентификация частиц осуществлялась с помощью измерения удельных потерь  $dE/dx$  и времени пролета. Эксперимент проводился с 1994 г. по 2002 г. Эксперимент NA61/SHINE является прямым продолжением NA49, но имеет значительное улучшенную точность измерения  $dE/dx$  и времени пролета, а также позволяет измерять энергии фрагментов ядер в тяжело-ионной программе. Однако к измерениям, полученным в NA61, стоит относиться с осторожностью. Например, в работе по анализу рождения  $\pi^-$  в широком диапазоне энергий столкновений было показано, что есть значимые расхождения данных эксперимента NA61 и глобальных аппроксимаций, полученных в большом количестве экспериментов.

В данном разделе представлены результаты моделирования  $p$ - $p$ -столкновений при энергиях NICA с помощью четырех МК-генераторов, с помощью которых вычислены средняя множественность, средний поперечный импульс и распределение по быстротам для различных адронов. А именно, для этого исследования были выбраны генераторы EPOS 3.4, PYTHIA 8.306, UrQMD 3.4 и SMASH 2.0.1 по причинам, приведенным в разд. 2. Результаты симуляции сравниваются с данными, полученными в экспериментах, описанных выше. По результатам сравнения была предложена модифицированную модель PYTHIA 8.306, которая лучше описывает экспериментальные данные, чем исходная — PYTHIA 8.306 MB17, где «MB» означает Minimum Bias (события с минимальным смещением). Как для экспериментальных данных, так и для МК-симуляции используется инклюзивный отбор неупругих столкновений (также известный как минимально-смещенные события, Minimum-Bias Events).

Множественность частиц — одна из основных характеристик столкновения высокоэнергетических частиц, она несет информацию почти обо всех процессах рождения частиц. Поэтому при тестировании того, какая из моделей лучше описывает экспериментальные данные, эта наблюдаемая используется в первую очередь. В настоящей работе мы сравниваем имеющиеся экспериментальные данные по средним множественностям пионов, каонов и протонов с данными, полученными с использованием упомянутых выше МК-генераторов. Зависимости средней множественности  $\pi^+$  и  $\pi^-$  от энергии столкновений представлены на рис. 1. Как имеющиеся экспериментальные данные, так и данные, полученные с

использованием МК-моделей, демонстрируют плавный монотонный рост множественности пионов с ростом  $\sqrt{s}$ . Разница между  $\pi^+$  и  $\pi^-$ , очевидно, связана с проявлением закона сохранения заряда, что особенно заметно при малой множественности рожденных частиц. Как видно из рис. 1, результаты, полученные с использованием EPOS 3.4, находятся в согласии с экспериментальными данными в пределах погрешностей. PYTHIA 8.306 описывает данные в диапазоне  $6.3 \leq \sqrt{s} \leq 12.3$  ГэВ, однако полученные результаты демонстрируют превышение до 10% при наиболее высоких из изучаемых энергий. PYTHIA 8.306 MB17 дает практически такую же множественность, что и стандартная версия в диапазоне  $6.3 \leq \sqrt{s} \leq 12.3$  ГэВ, однако при более высоких энергиях результаты оказываются намного лучше. Модели SMASH 2.0.1 и UrQMD 3.4 значительно недооценивают множественность пионов.

Аналогичные заключения могут быть сделаны и о зависимостях средней множественности каонов от энергии столкновений, которые приведены на рис. 2. Однако для средней множественности протонов наблюдается принципиально другая картина, что демонстрирует рис. 3 (левая панель). Существующие экспериментальные данные обладают весьма большой погрешностью, тем не менее, можно сделать вывод, что протонная множественность варьируется от 1 до 1.5 в изучаемом диапазоне  $\sqrt{s}$ . Результаты, полученные с использованием МК-генераторов, демонстрируют почти плоскую зависимость со средним значением  $\langle N_p \rangle \approx 1.2$  для EPOS 3.4 и PYTHIA 8.306 и со средним значением  $\langle N_p \rangle \approx 1.5$  для UrQMD 3.4 и SMASH 2.0.1. Зависимости множественности антипротонов от  $\sqrt{s}$  показаны на рис. 3 (правая панель). Они качественно похожи на то, что наблюдается для пионов и каонов. Отличия результатов для протонов и антипротонов, очевидно, связаны с существенными различиями основных механизмов их рождения. Это будет обсуждаться ниже вместе с интерпретацией их распределений по быстроте.

Отдельно стоит отметить, что в экспериментах NA49 и NA61/SHINE были проведены высококачественные измерения и для других адронов при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ. Эти экспериментальные данные были собраны вместе и проинтерпретированы в рамках статистической модели адронизации [64]. Выяснилось, что модель может адекватно описывать данные, если канонические объемы адронов с открытой странностью и без нее различны. Сравнение этих данных с результатами, полученными с использованием МК-генераторов, представлено на рис. 4. Из

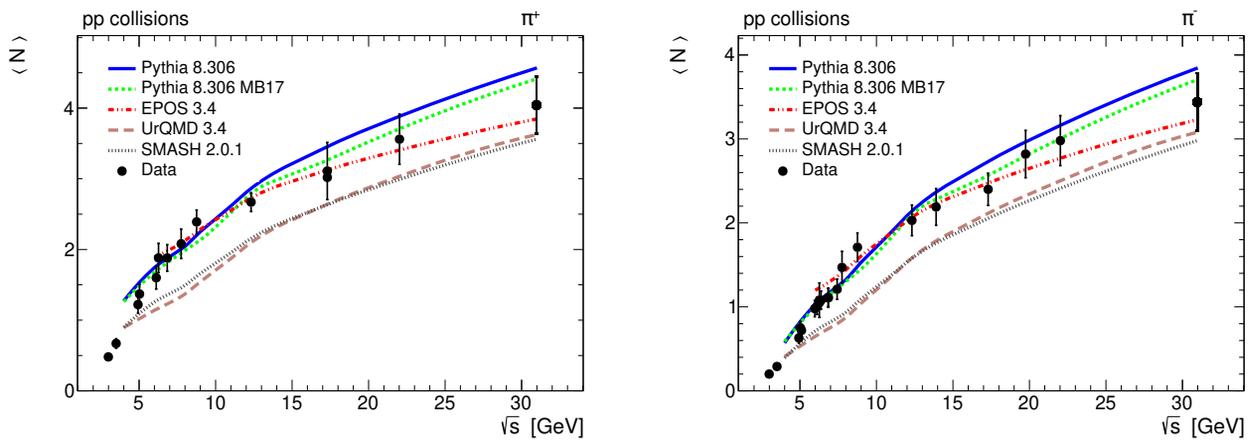


Рис. 1. Инклюзивная множественность  $\pi^+$  (левая панель) и  $\pi^-$  (правая панель) как функция  $\sqrt{s}$

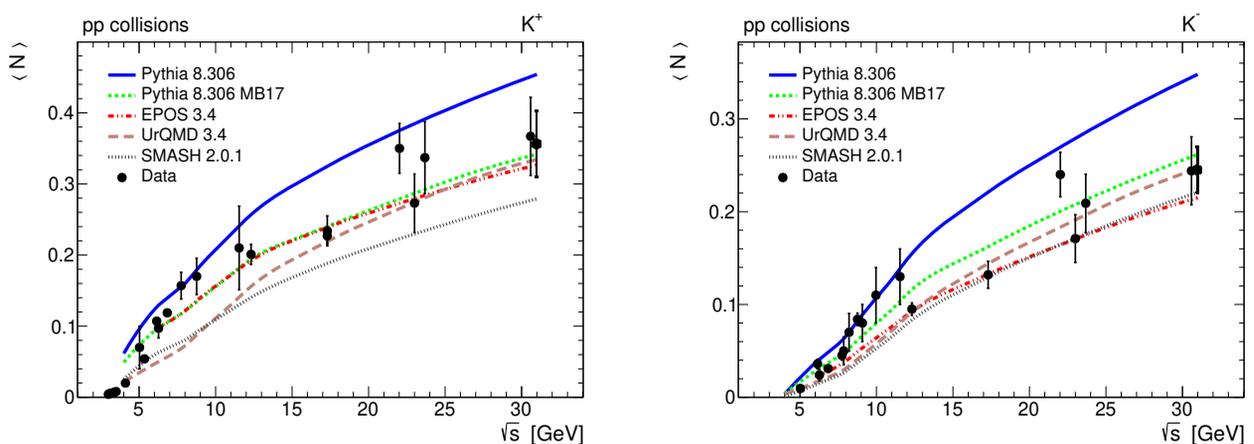


Рис. 2. Инклюзивная множественность  $K^+$  (левая панель) и  $K^-$  (правая панель) как функция  $\sqrt{s}$

этого сравнения видно, что параметры генератора EPOS 3.4 подогнаны так, что он хорошо описывает данные, хотя средняя множественность  $\Xi$  описывается не так хорошо, как для других частиц. Стандартная версия Pythia 8.306 предсказывает завышенные значения выходов частиц, вероятно потому, что заложенная модель подгонялась под данные при энергиях ЛHC. Pythia 8.306 MB17 с модифицированным набором параметров описывает данные значительно лучше. UrQMD 3.4 и SMASH 2.0.1 заметно занижают значение множественности большинства частиц. Таким образом, относительные отличия имеющихся экспериментальных данных и результатов МК-симуляций практически одинаковы для расширенных списков мезонов и барионов.

Другой основной характеристикой является поперечный импульс  $p_T$  образующихся частиц. Это важно как для понимания механизмов рождения

частиц, так и для оптимизации конструкции детектора. На рис. 5, 6, 7 показаны зависимости среднего поперечного импульса ( $\langle p_T \rangle$ ) пионов, каонов и протонов от энергии столкновения для различных МК-моделей. Отличительной особенностью этих зависимостей является то, что средний поперечный импульс  $\langle p_T \rangle$  почти плоский при  $\sqrt{s} > 10$  ГэВ и почти одинаков для частиц и античастиц. Тем не менее, каоны и протоны имеют большие значения  $\langle p_T \rangle$ , чем пионы. Однако для величины  $\langle p_T \rangle$  для различных МК-моделей наблюдается значительный разброс (до 25%), хотя генераторы EPOS 3.4 и Pythia 8.306 MB17 при  $\sqrt{s} > 10$  ГэВ дают близкие значения. Эти результаты в первом приближении согласуются с данными, полученными недавно в эксперименте NA61/SHINE [10], хотя экспериментально измеренные двумерные распределения  $\frac{dN}{dydp_T}$  не позволяют получить точные значения  $\langle p_T \rangle$  из-за слепых зон в

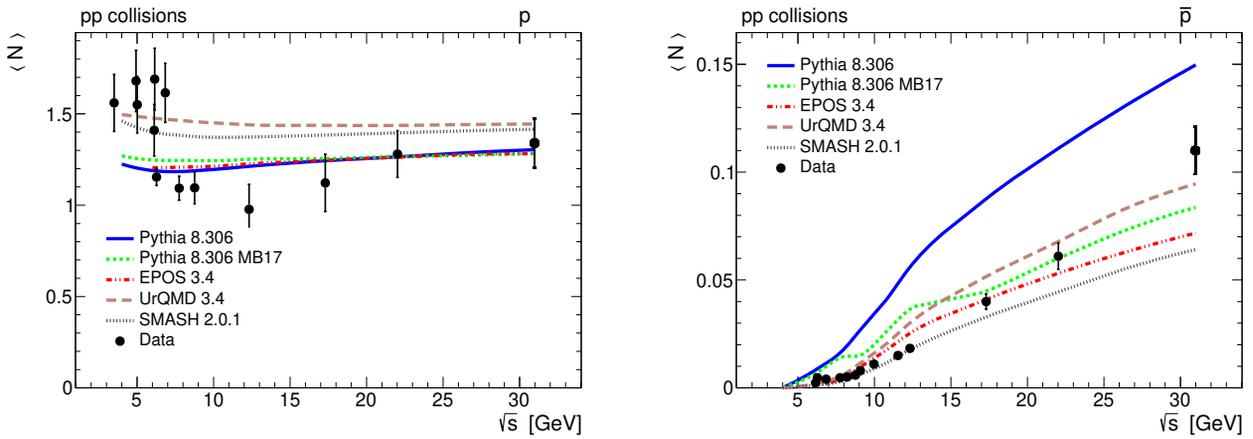


Рис. 3. Инклюзивная множественность  $p$  (левая панель) и  $\bar{p}$  (правая панель) как функция  $\sqrt{s}$

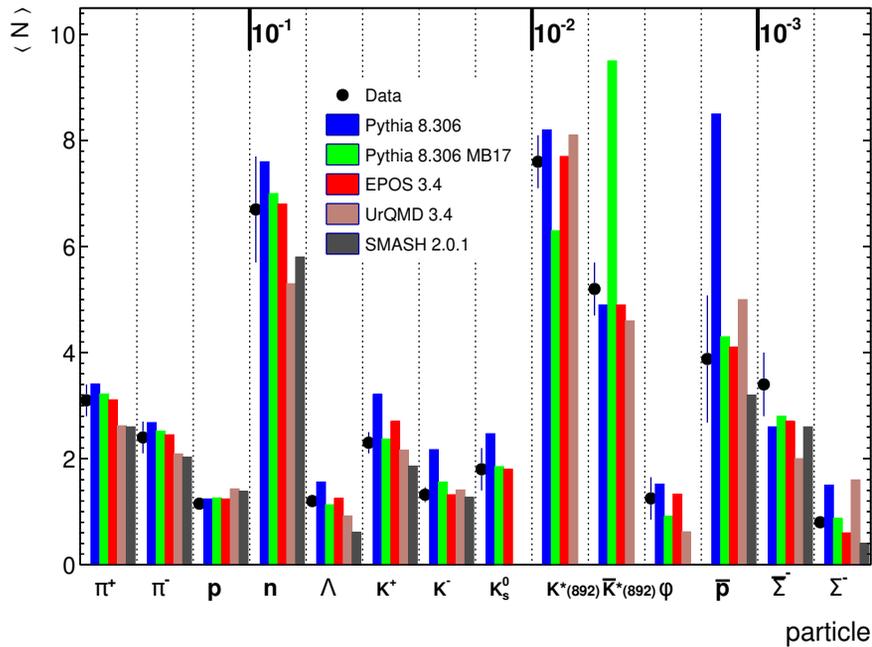


Рис. 4. Инклюзивная множественность различных адронов при  $\sqrt{s} = 17$  ГэВ. Частицы упорядочены слева направо в порядке убывания множественности. Значения в верхней части рисунка определяют масштаб множественности частиц, находящихся между толстыми делениями

аксептансе детектора и провести их непосредственное сравнение.

На быстроту распределения рожденных частиц, очевидно, влияют почти все физические механизмы, используемые в генераторах. Ниже мы сравниваем распределения по быстрой для  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $p(\bar{p})$ , измеренные в эксперименте NA61/SHINE [10] и полученные при моделировании с помощью исследуемых МК-генераторов. Сравнение выполнено

для  $\sqrt{s} = 6.3, 12.3$  и  $17.3$  ГэВ, что покрывает большую часть диапазона энергий NICA для  $p$ -столкновений. Однако для максимально достижимых энергий на NICA (т.е.  $\sqrt{s}$  до 25 ГэВ) нет экспериментальных данных, полученных с применением современных детекторов и методик. Стоит также еще раз напомнить, что систематические ошибки для данных, полученных в эксперименте NA61, могут быть существенно занижены [63].

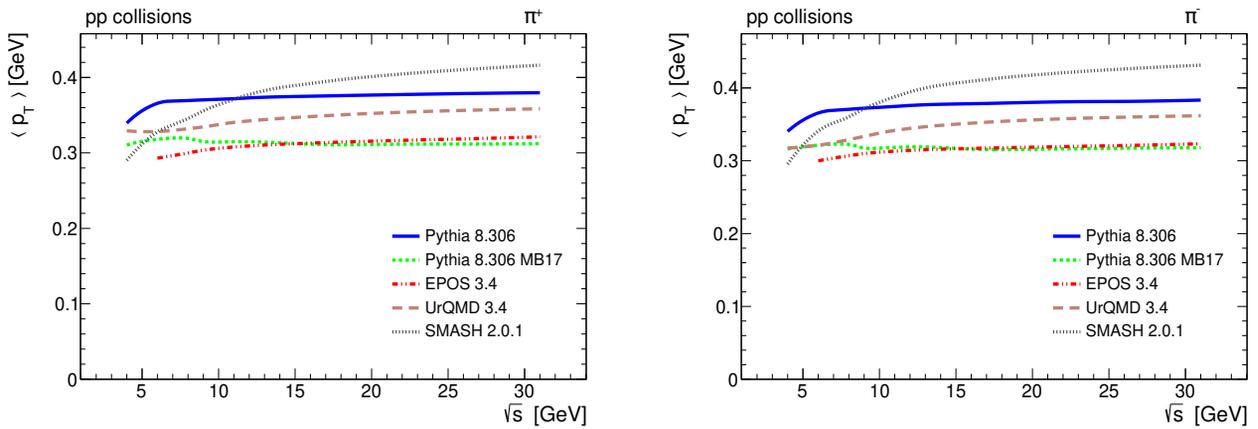


Рис. 5. Среднее  $p_T$  для  $\pi^+$  (левая панель) и  $\pi^-$  (правая панель) как функции  $\sqrt{s}$

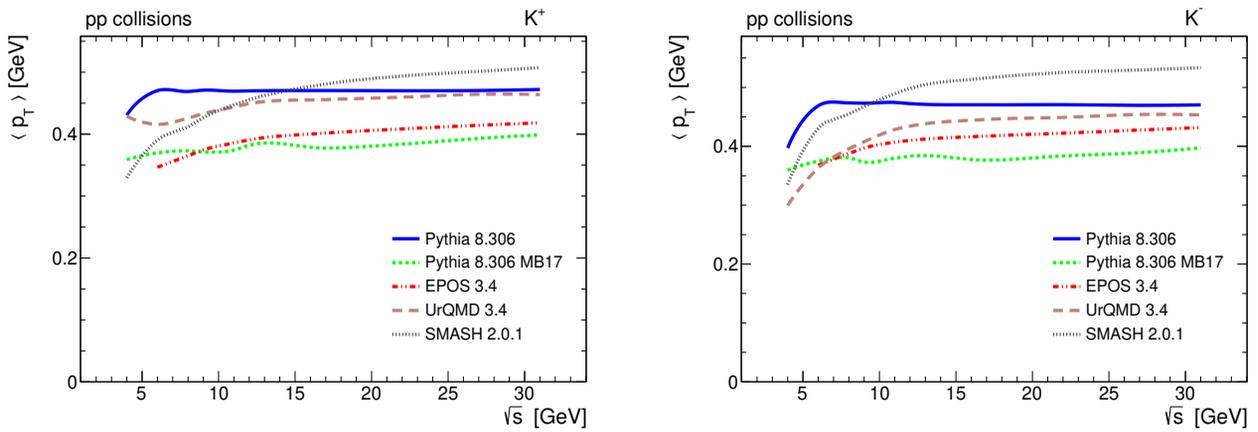


Рис. 6. Среднее  $p_T$  для  $K^+$  (левая панель) и  $K^-$  (правая панель) как функции  $\sqrt{s}$

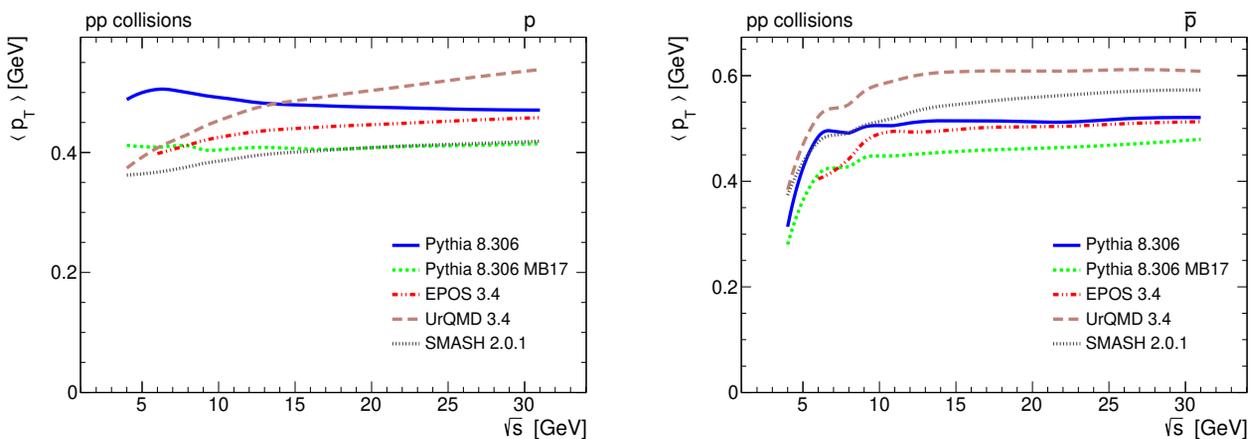


Рис. 7. Среднее  $p_T$  для  $p$  (левая панель) и  $\bar{p}$  (правая панель) как функции  $\sqrt{s}$

На рис. 8 показаны распределения по быстрой для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  для экспериментальных данных и данных, полученных с использованием МК-генераторов, при  $\sqrt{s} = 6.3, 12.3$  и  $17.3$  ГэВ. Все модели и данные показывают, что быстроты рожденных пионов имеют максимум при  $y = 0$  и снижаются до уровня в несколько процентов от максимума при  $y = 3$ . Основное различие между  $\pi^+$  и  $\pi^-$  заключается в снижении выхода последних и более узком распределении по  $y$ .  $\pi^+$  имеют более широкое распределение, поскольку с большей вероятностью содержат валентные кварки сталкивающихся протонов. Те же выводы применимы к распределениям по быстрой для  $K^+$  и  $K^-$ , показанные на рис. 9.

На рис. 10 показаны распределения по быстрой для протонов и антипротонов для экспериментальных данных и данных, полученных с использованием тестируемых МК-моделей, при  $\sqrt{s} = 6.3, 12.3$  и  $17.3$  ГэВ. Распределение протонов имеет широкие максимумы в диапазоне быстрой  $1 < |y| < 2.5$  как для экспериментальных данных, так и для результатов, полученных с помощью моделей. Зависимости, полученные с использованием МК-генераторов, демонстрируют еще один узкий максимум на краю распределений. При этом антипротоны имеют единственный максимум при  $y = 0$ . Следует отметить, что множественность протонов существенно выше, чем антипротонов и даже более легких каонов. Сохранение барионного числа играет важную роль, заставляя ОИА (который в первом приближении считается дикварком) распадаться обратно на протоны, сохраняя большую долю импульса входящих протонов. Напротив, антипротоны в основном образуются при фрагментации струны, натянутой при рассеянии морских кварков. В рождение антипротонов дают вклад и другие процессы, например, включающие рассеяние морских кварков на валентных и фрагментация чисто глюонных струн.

Что касается моделей МС для распределений протонов, то EPOS 3.4 немного завышает значения высоты первого (широкого) максимума при всех энергиях столкновения, в то время как RUTHIA 8.306, SMASH 2.0.1 и UrQMD 3.4 не описывают данные для самых центральных быстрой, а также широкие пики при всех исследованных энергиях столкновения. Следует отметить, что описание продольного импульса протонов представляет собой проблему для моделей типа Fritiof [65, 66].

Таким образом, полученные результаты указывают на следующие проблемы с механизмами рож-

дения адронов для различных генераторов и параметров моделей.

1. Как видно из рис. 10, для всех генераторов имеются проблемы с описанием пиков в распределениях протонов по быстрой. Широкий пик связан, вероятно, с адронизацией остатков исходных протонов. Как можно видеть, модель ОИА в RUTHIA, SMASH, UrQMD в нынешнем виде не способна адекватно описать данные. Второй острый пик на самом краю быстрой распределений при  $\sqrt{s} = 6.3, 12.3$  и  $17.3$  ГэВ присутствует для всех четырех генераторов (т. е. присутствует и в EPOS), но не наблюдается в экспериментальных данных, что связано с механизмом дифракции.

2. Антипротоны, наоборот, образуются при фрагментации струны, натянутой при жестком рассеянии валентных кварков. Расхождение данных RUTHIA и экспериментальных данных для множественности антипротонов скорее всего связано с фрагментацией RUTHIA на барионы, так как превышение выхода мезонов не столь велико.

3. Оба генератора SMASH и UrQMD недооценивают выход адронов вне резонансной области и в то же время завышают дифракционное сечение. UrQMD также завышает рождение антипротонов в диапазоне энергий 6–20 ГэВ. Скорее всего, настройка параметров рождения мягких струн (см. разд. 2.3 и разд. 2.4) улучшит описание данных при таких энергиях.

4. Как видно из рис. 10, SMASH дает разумное описание экспериментальных распределений по быстрой для протонов, за исключением нескольких точек с самыми высокими  $y$  (т. е. области дифракции). Такое преимущество над другими генераторами связано со специальной функцией фрагментации для лидирующих барионов, которые при таких энергиях обычно являются протонами.

### 3.1.1. Подгонка параметров RUTHIA при энергиях NICA

Как упоминалось ранее, стандартная версия RUTHIA 8.306 для моделирования столкновений с минимально смещенной выборкой была оптимизирована для наилучшего описания данных при высоких энергиях (Теватрон, LHC). В данной работе мы показываем, что изменение некоторых базовых параметров генератора может значительно улучшить описание данных при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ.

Как видно из разд. 3.1, существует значительное расхождение между результатами, полученными с

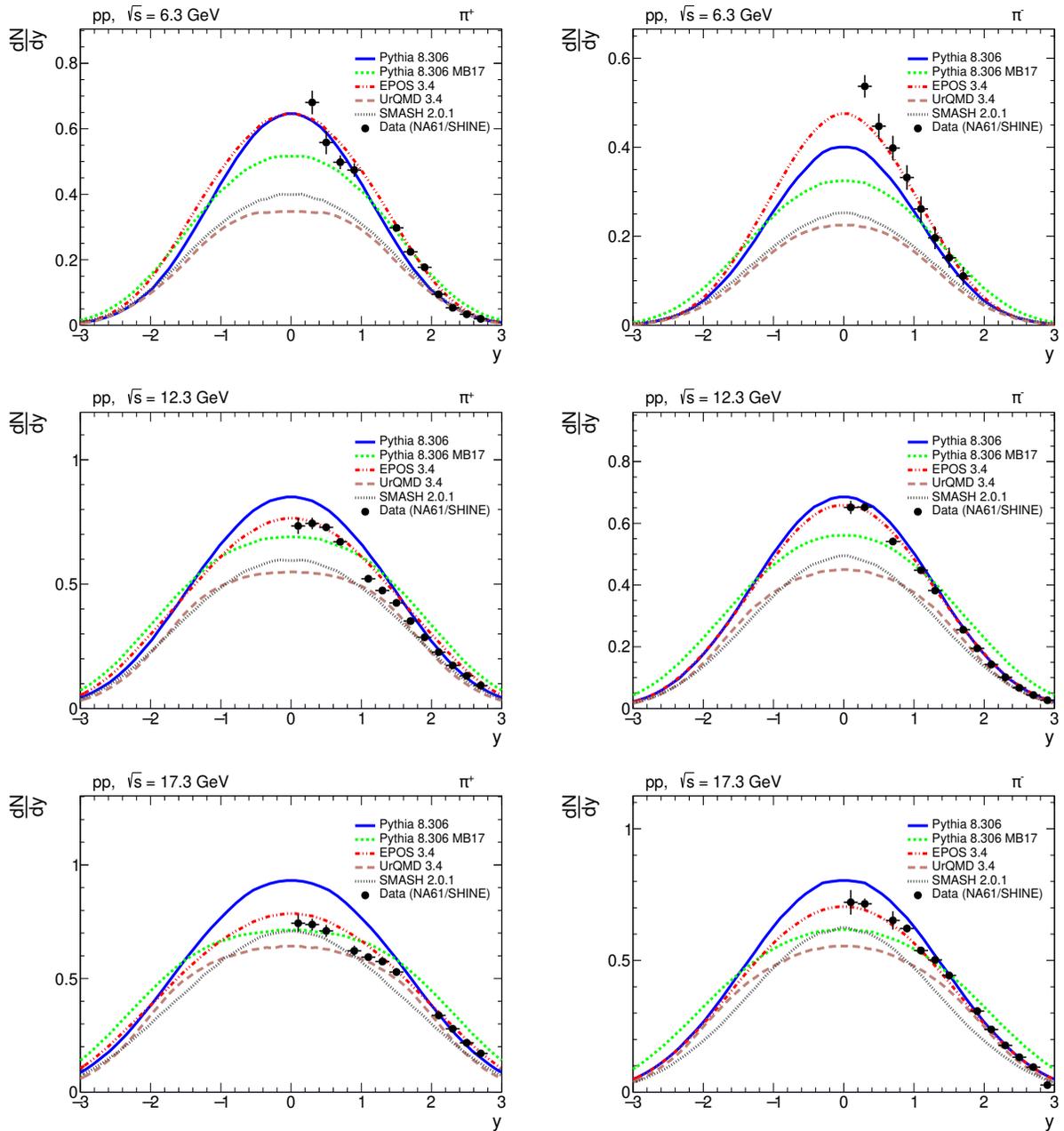


Рис. 8. Распределения по быстройте для  $\pi^+$  (левая колонка) и  $\pi^-$  (правая колонка) при  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ (верхний ряд),  $\sqrt{s} = 12.3$  ГэВ (средний ряд) и  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ (нижний ряд)

использованием стандартной версии РУТНIA 8.306, и имеющимися экспериментальными данными. В частности, моделирование с помощью РУТНIA 8.306 со значениями параметров по умолчанию показывает более высокую плотность адронов в центральных быстройтах и недостаток продольного импульса у протонов. Поэтому естественно начать с настройки параметров ПДУ. РУТНIA 8.306 также предлагает возможность использовать модель АВМST,

лучше описывающую данные в диапазоне энергий  $17.2 < \sqrt{s} < 546$  ГэВ, и ее расширенную версию (см. разд. 2.1), которая устраняет известные проблемы стандартной модели АВМST и является более гибкой в настройке параметров. Поэтому в нашей попытке приблизить результаты РУТНIA 8.306 к имеющимся экспериментальным данным при энергиях NICA в качестве отправной точки была выбрана расширенная модель АВМST. Для лучше-

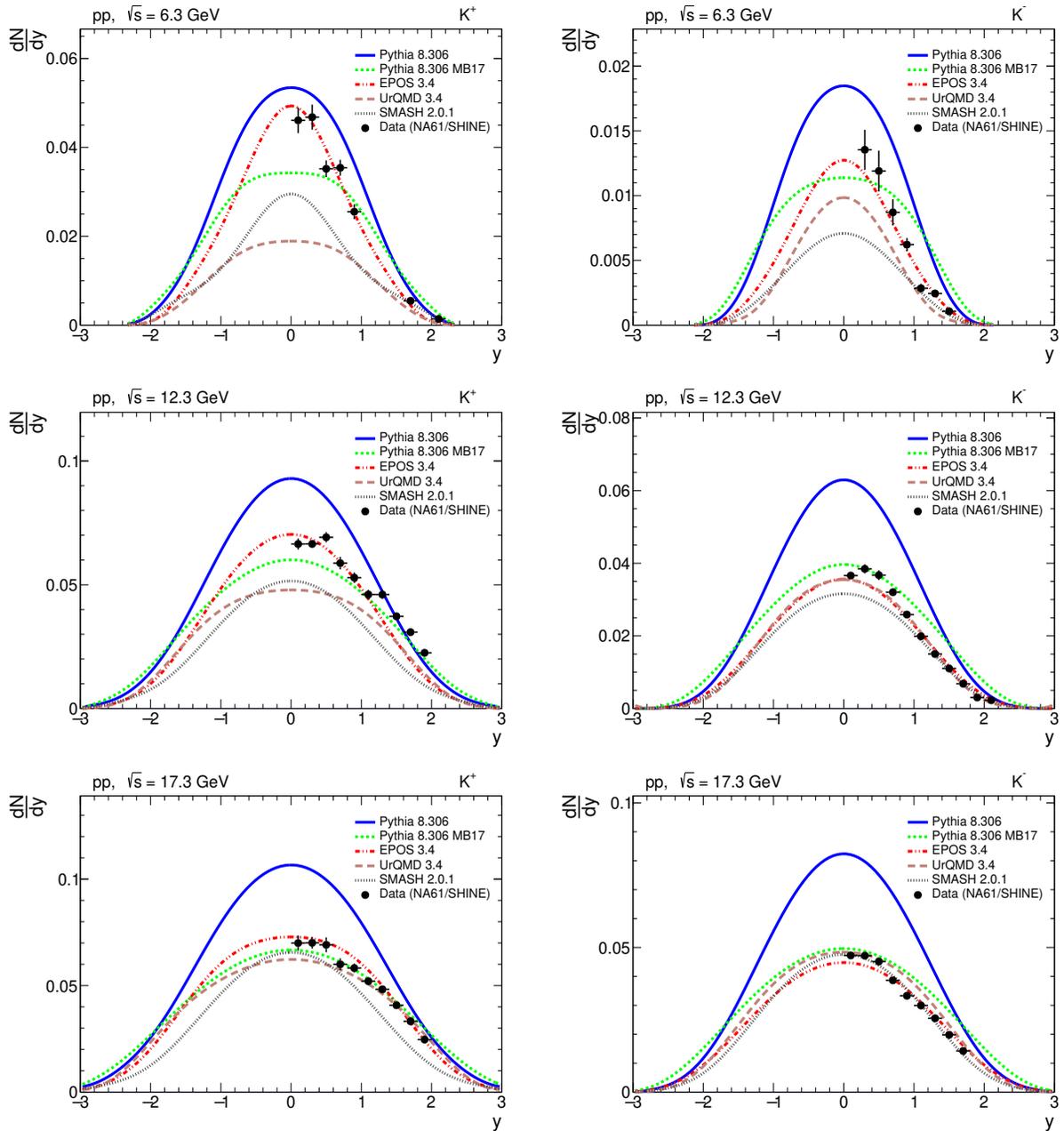


Рис. 9. Распределения по быстрой для  $K^+$  (левая колонка) и  $K^-$  (правая колонка) при  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ (верхний ряд),  $\sqrt{s} = 12.3$  ГэВ (средний ряд) и  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ (нижний ряд)

го описания данных были изменены некоторые параметры дифракции. Так, было уменьшено сечение одиночной дифракции ( $k$ -фактор, т. е. параметр `SigmaDiffractive:ABMSTmultSD`, был положен равным 0.75) и был сужен диапазон для подавления событий с малым разрывом по быстрой. Таким образом, это был частичный возврат к исходной модели ABMST. Значения настроенных параметров вместе со значениями по умолчанию приведены в табл. 1.

Как отмечено ранее, Pythia 8.306 завышает значения выходов большинства частиц (а именно, пионов, каонов, антипротонов) в центральных быстрой, что указывает на то, что Pythia завышает среднее число пертурбативных партонных взаимодействий. Чтобы решить эту проблему, было скорректировано значение  $p_{T0}$ , которое регулирует инфракрасную расходимость партонного рассеяния  $2 \rightarrow 2$ . Справедливо сказать, что это до-

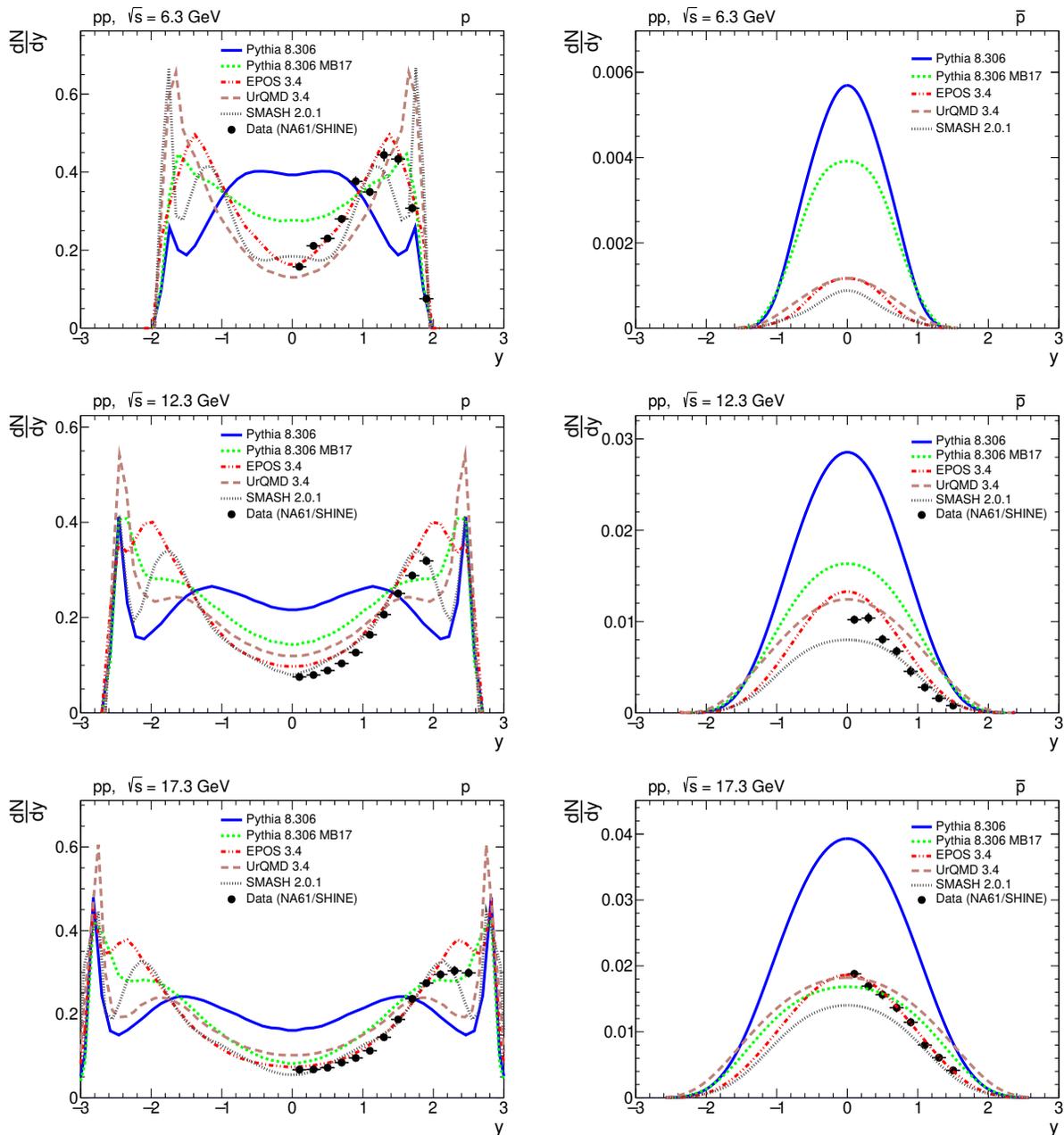


Рис. 10. Распределения протонов (левая колонка) и антипротонов (правая колонка) по быстройте при  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ (верхний ряд),  $\sqrt{s} = 12.3$  ГэВ (средний ряд) и  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ (нижний ряд). Распределение антипротонов по быстройте для Pythia 8.306 при  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ не показано, так как оно находится за пределами графика

вольно стандартный шаг для процедуры подгонки модели в физике столкновений адронов при минимально смещенной выборке событий. Чтобы уменьшить количество взаимодействий, нужно увеличить  $p_{T0}$ . Значение  $p_{T0}$  было изменено так, чтобы оно было как можно больше при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ, т.е.  $\sigma_{int} \approx \sigma_{in ND}$ , и, таким образом было минимизировано смещение выборки событий. Практиче-

ски для увеличения  $p_{T0}$  был уменьшен параметр `MultipartonInteractions:ecmPow`, в результате зависимость  $\sigma_{int}$  от  $\sqrt{s}$  стала более плоской, что лучше согласуется с экспериментально измеренными значениями  $\sigma_{in ND}$  в зависимости от  $\sqrt{s}$  в данном диапазоне энергий.

Однако следует отметить, что значение  $p_{T0}$  необходимо перенастраивать для каждой энергии, по-

скольку степенная зависимость от  $\sqrt{s}$  не является фундаментальной и не отражает в должной степени зависимости  $\sigma_{\text{inND}}$  от  $\sqrt{s}$  при низких энергиях. Как видно из зависимости множественности от  $\sqrt{s}$  и распределений по псевдобыстроте, РУТИА предсказывает более высокие значения множественностей странных частиц и антипротонов. По этой причине были изменены два струнных параметра, а именно: `probStoUD` и `StringFlav:probQQtOQ`. Первый является фактором подавления рождения  $s$ -кварка относительно  $u$ - и  $d$ -кварков при распаде струн, второй — фактором подавления рождения дикварка.

Еще одним важным параметром в нашем рассмотрении является поперечный импульс, приобретаемый кварком и антикварком при каждом разрыве струны. По умолчанию РУТИА 8.306 использует распределение Гаусса с шириной, заданной параметром `StringPT:SigmaPt`. Мы обнаружили, что умеренное уменьшение значений этого параметра улучшает согласие полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными. Для дальнейшего улучшения результатов моделирования распределения протонов по быстройте модель остатков исходных адронов была изменена на новую модель, которая использует правила КХД-цветов (см. разд. 2.1), т.е. параметрам `BeamRemnants:remnantMode` и `ColourReconnection:mode` было присвоено значение 1. Также было обнаружено, что некоторое уменьшение первоначального поперечного импульса  $k_T$  улучшает результаты моделирования распределения по псевдобыстроте для всех частиц. Все перенастроенные параметры приведены в таблице.

### 3.2. Двухчастичные угловые корреляции

Двухчастичные угловые корреляционные функции служат незаменимым инструментом для изучения рождения частиц как в  $p$ - $p$ -столкновениях, так и в релятивистских столкновениях тяжелых ионов. В данной работе изучаются угловые корреляции между стабильными ( $\sigma_T > 1$  см) заряженными частицами в  $p$ - $p$ -столкновениях для разных МК-моделей при энергиях NICA. Полученные результаты затем сравниваются с экспериментальными данными NA61/SHINE.

Можно выделить четыре различных источника корреляций при энергиях NICA. Первый является отражением фрагментации струн. Этот процесс в основном приводит к относительно коротким по быстройте корреляциям. Второй связан с распадом промежуточных возбужденных состояний. Третий

возникает из-за фрагментации остатков исходных адронов. Четвертый — дифракция, которая приводит к дальним по быстройте корреляциям. При самых высоких энергиях NICA могут проявляться корреляции, связанные с появлением адронных струй, корреляции МПВ и корреляции, индуцированные радиацией в начальном и конечном состояниях.

Мы следуем стандартному подходу [67] (который также используется в NA61/SHINE) для вычисления двухчастичной угловой корреляции, которая определена следующим образом:

$$C(\Delta\eta, \Delta\phi) = \left\langle \left( \frac{S_N(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B_N(\Delta\eta, \Delta\phi)} \right) \right\rangle_{\text{events}}, \quad (1)$$

где  $\Delta\eta = (\eta_1 - \eta_2)$  и  $\Delta\phi = (\phi_1 - \phi_2)$  — разности псевдобыстрот и азимутального угла двух частиц, соответственно. Величины  $S_N$  и  $B_N$  представляют собой распределение сигнала и распределение случайного фона и определяются как

$$S_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N^{\text{pair}}} \frac{d^2 N^{\text{pair}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}, \quad (2)$$

$$B_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N^{\text{mixed}}} \frac{d^2 N^{\text{mixed}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}. \quad (3)$$

Распределение сигнала  $S_N$  получается подсчетом всех заряженных пар ( $N^{\text{pair}}$ ) в каждом событии с множественностью частиц  $N$ . Распределение фона  $B_N$  получается подсчетом числа пар частиц из двух случайно-выбранных событий ( $N^{\text{mixed}}$ ) с тем же  $N$ . Окончательное распределение  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  получается усреднением по всем событиям.

Сравним корреляции стабильных заряженных частиц, полученные с использованием МК-генераторов (РУТИА 8.306, EPOS 3.4, UrQMD 3.4, и SMASH 2.0.1), с данными, полученными коллаборацией NA61/SHINE [68] при  $\sqrt{s} = 6.3, 12.3, \text{ and } 17.3$  ГэВ. Экспериментальные данные были отобраны с помощью триггера минимального смещения (Minimum-Bias Trigger). Моделирование также проводилось с конфигурацией для событий с минимальным смещением. Данные эксперимента NA61/SHINE не были скорректированы на слепые зоны акцептанса в исследуемой области импульсов и быстройте. Вместо этого в результатах коллаборации учитывалась систематическая ошибка в 3–7%. Кроме того, в эксперименте исследовались частицы с  $p_T < 1.5$  ГэВ.

Таблица 1. Значения модифицированных параметров физических моделей в МК-генераторе RUTHIA 8.306

Параметр	Вариант MB17	Стандартное значение	Комментарий
SigmaTotal:mode	3	1	Выбор ABMST параметризации ТПУ сечений для $p$ - $p$ - и $p\bar{p}$ столкновений
SigmaDiffractive:ABMStmodeSD	3	1	Выбор модифицированной ABMST параметризации
SigmaDiffractive:ABMStmultSD	0.75	1.0	Масштабирующий фактор для ОД событий
SigmaDiffractive:ABMStdampenGap	on	on	Этот параметр позволяет включить подавление дифракционных событий с малым разрывом по скорости
SigmaDiffractive:ABMStygap	1.0	2.0	Интервал подавления событий с разрывом по скорости $ y  < ABMStygap$
MultipartonInteractions:pT0Ref	2.28	2.28	$p_{\perp 0}$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ
MultipartonInteractions:ecmPow	0.152	0.215	Показатель степени для параметризации $p_{\perp 0}$ , дающий $p_{\perp 0} = 0.92$ ГэВ при $\sqrt{s} = 17.3$ ГэВ
StringFlav:probStoUD	0.165	0.217	Фактор подавления $s$ -кварков по отношению к $u$ и $d$
StringFlav:probQQtoQ	0.034	0.081	Фактор подавления дивкварков по отношению к ккваркам.
StringPT:sigma	0.29	0.335	Дисперсия $p_T$ , получаемого фрагментами при разрыве струны
BeamRemnants:remnantMode	1	0	Модель ОИА
ColourReconnection:mode	1	0	Выбор модели цветового пересоединения
BeamRemnants:primordialkTsoft	0.6	0.9	$\sigma$ первоначального $k_T$ в приближении мягких взаимодействий
BeamRemnants:primordialkTremnant	0.3	0.4	$\sigma$ первоначального $k_T$ для ОИА партонов

На рис. 11 показаны двухчастичные корреляционные функции для стабильных заряженных частиц с  $p_T < 1.5$  ГэВ, полученные из имеющихся экспериментальных данных и с помощью исследуемых МК-генераторов при  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ. Для всех данных, как экспериментальных, так и полученных с помощью МК-моделей, наблюдается выпуклая структура при  $\Delta\phi = \pi$  (область отдачи) и  $\Delta\eta = 0$ . Однако результаты для всех МК-моделей также демонстрируют явное увеличение количества корреляций при  $\Delta\phi = \pi$  и  $\Delta\eta > 3$ , в то время как эта структура не может наблюдаться в данных из-за ограниченного диапазона скоростей в эксперименте NA61/SHINE. Рост корреляций в области отдачи

при  $\Delta\eta > 3$  для всех исследованных МК-моделей связан, в основном, с присутствием в столкновении хотя бы одного протона. Стоит отметить, что для экспериментальных данных вдоль  $\Delta\eta = 0$  наблюдается хребтообразная структура, которая воспроизводится не всеми МК-генераторами. Из рис. 11 видно, что SMASH 2.0.1, UrQMD 3.4 не могут качественно описать экспериментальные данные при  $\Delta\phi = \pi$  и  $\Delta\eta = 0$  при  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ, поскольку при использовании этих генераторов получается структура с двойной вершиной. При этом EPOS 3.4 и RUTHIA воспроизводят выпуклую корреляционную структуру в области отдачи.

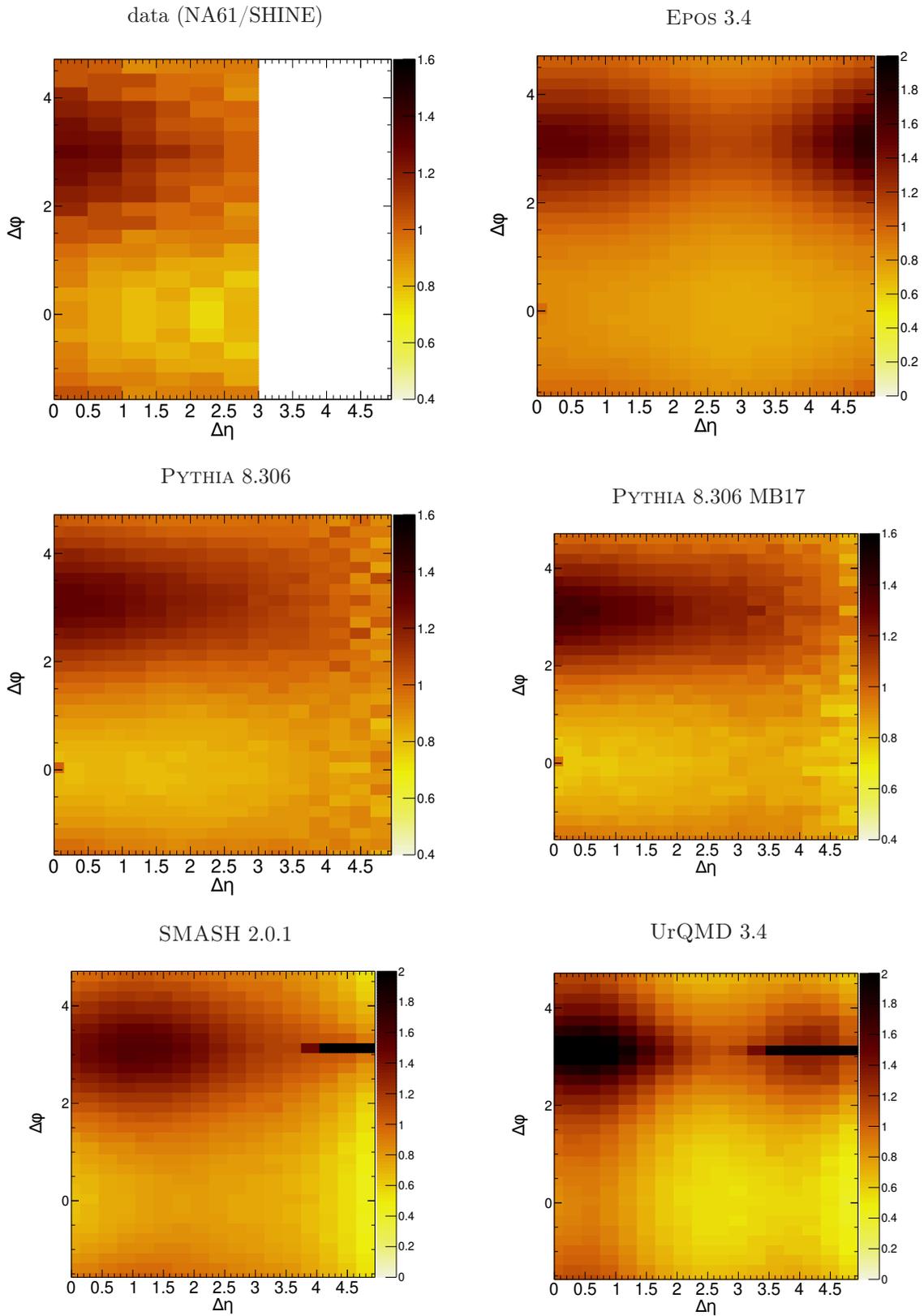


Рис. 11. Двухчастичные корреляционные функции  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для различных МК-генераторов и данных при  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ. Обе частицы должны иметь  $p_T < 1.5$  ГэВ. Значения  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  имеют цветовую кодировку

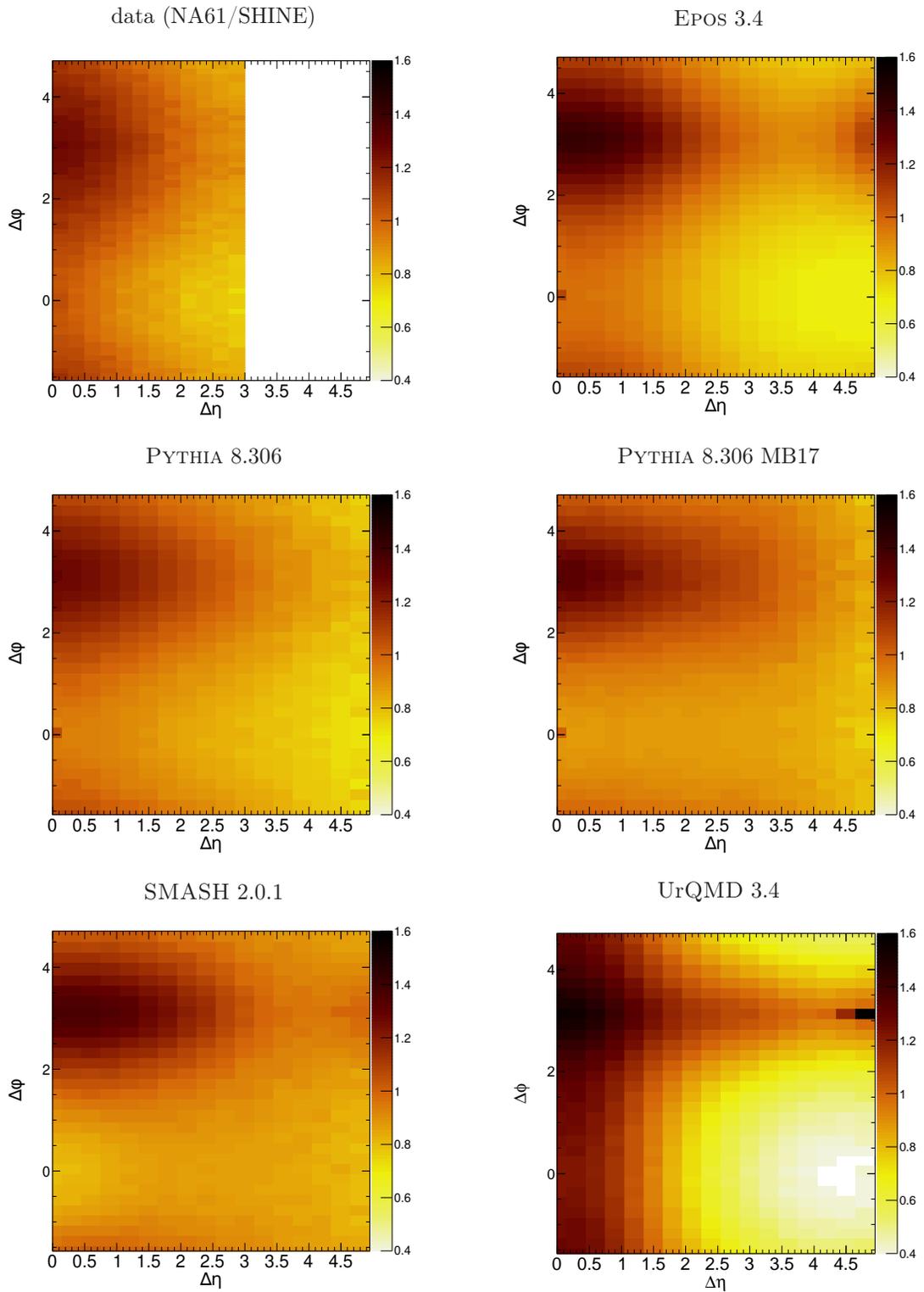


Рис. 12. Двухчастичные корреляционные функции  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для различных МК-генераторов и данных при  $\sqrt{s} = 12.3$  ГэВ. Обе частицы должны иметь  $p_T < 1.5$  ГэВ. Значения  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  имеют цветовую кодировку

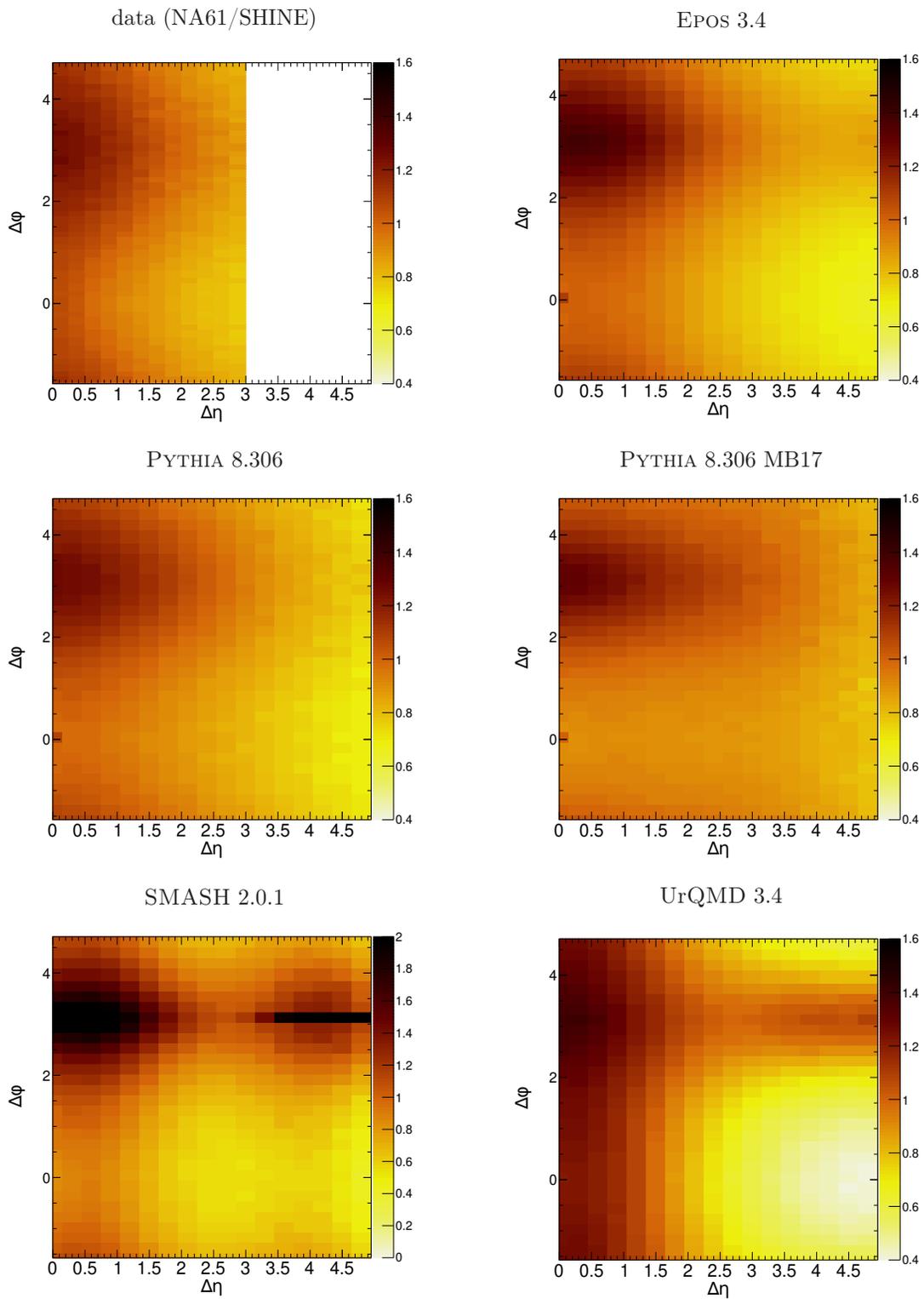


Рис. 13. Двухчастичные корреляционные функции  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для различных МК-генераторов и данных при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ. Обе частицы должны иметь  $p_T < 1.5$  ГэВ. Значения  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  имеют цветовую кодировку

На рис. 12 показаны двухчастичные корреляционные функции для стабильных заряженных частиц с  $p_T < 1.5$  ГэВ, полученные из имеющихся экспериментальных данных и с помощью исследуемых МК-генераторов при  $\sqrt{s} = 12.3$  ГэВ. Главное отличие от случая с  $\sqrt{s} = 6.3$  ГэВ состоит в том, что результаты для EPOS 3.4 и UrQMD 3.4 при  $\Delta\eta = 0$  демонстрируют хребтообразные структуры, что означает, что при фрагментации струны рождается не менее трех частиц. Этот результат является ожидаемым, так как струны могут иметь большую массу при более высоком значении  $\sqrt{s}$ .

На рис. 13 показаны двухчастичные корреляционные функции для стабильных заряженных частиц с  $p_T < 1.5$  ГэВ, полученные с помощью исследуемых МК-генераторов при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ. При такой энергии столкновения хребтообразная структура при  $\Delta\eta = 0$ , как и следовало ожидать, усиливается, а структуры при  $\Delta\eta = \pi$  и при больших псевдобыстроотах начинают выходить за пределы приведенного на рисунке  $\eta$ -диапазона. Отметим, что в результате использования МК-моделей вокруг  $\Delta\phi = 0$  и  $\Delta\eta = 0$  не создается никакой выпуклой структуры, что означает отсутствие рождения адронных струй при этой энергии.

Таким образом, для двухчастичных корреляционных функций можно заключить, что ни один генератор не может одновременно описать все характеристики корреляционной функции, измеренной в эксперименте NA61/SHINE. Некоторые генераторы даже не могут качественно описать ключевые области корреляций, а именно, RYTHIA, RYTHIA 8.306 и SMASH 2.0.1 не могут воспроизвести поведение данных при  $\Delta\eta = 0$ . Более того, UrQMD 3.4 и SMASH 2.0.1 дают неестественно резкие корреляции при  $\Delta\eta > 3$  при  $\Delta\phi = \pi$ , в то время как EPOS 3.4 и RYTHIA 8.306 дают небольшой, но острый всплеск при  $\Delta\phi = 0$  и  $\Delta\eta = 0$ . Как видно, настройка параметров RYTHIA, которая помогла значительно улучшить описание данных для распределений по быстрой для  $p(\bar{p})$ ,  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$  не оказалось полезной (скорее даже наоборот) для моделирования двухчастичных корреляционных функций.

К сожалению, относительно высокая погрешность (до 7%) в имеющихся экспериментальных данных делает количественное сравнение недостаточно информативным и в значительной степени ограничивает их применение для подгонки МК-генераторов. Тем не менее, можно ожидать существенного улучшения качества данных по двухча-

стичным корреляциям при низких энергиях в эксперименте MPD на NICA, поскольку их детектор обладает современными измерительными средствами и 4 $\pi$ -геометрией.

#### 4. ВЫВОДЫ

В настоящей работе проведено исследование соответствия результатов, полученных с использованием различных генераторов Монте-Карло, экспериментальным данным при энергиях NICA. А именно, с помощью генераторов EPOS 3.4, RYTHIA 8.306, UrQMD 3.4 и SMASH 2.0.1 были смоделированы столкновения протонов, а затем в смоделированных столкновениях были вычислены средние множественности, средний поперечный импульс, распределения по быстрой, двухчастичные корреляции при энергиях в системе центра масс  $\sqrt{s}$  от  $\approx 5$  вплоть до 30 ГэВ. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными. Также предложен улучшенный набор параметров для RYTHIA 8.306 при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ (версия с указанным набором обозначена как MB17).

Оказалось, что EPOS 3.4 неплохо описывает средние множественности  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p(\bar{p})$  в сравнении с экспериментальными данными при исследуемых энергиях столкновений в системе центра масс. Стандартная версия RYTHIA 8.306 переоценивает значения множественности частиц, тогда как улучшенная версия RYTHIA 8.306 MB17 намного лучше описывает экспериментальные данные, практически в пределах погрешностей при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ. UrQMD 3.4, SMASH 2.0.1 скорее недооценивают значения множественности исследуемых мезонов и антипротонов, при этом множественность протонов оказывается переоцененной. Данные распределения быстрой лучше всего описываются генератором EPOS 3.4 для всех исследуемых частиц. Стандартная версия RYTHIA 8.306 демонстрирует большие значения распределений в изучаемой области быстрой, особенно в области центральных быстрой. Версия RYTHIA 8.306 MB17 дает немного более широкие распределения для всех изучаемых мезонов и антипротонов по сравнению с экспериментальными данными. Полученное распределение протонов все еще немного уже, чем в имеющихся экспериментальных данных, однако все же значительно больше к ним приближено по сравнению со стандартной версией. UrQMD 3.4 и SMASH 2.0.1 недооценивают распределения для  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$  во всей исследуемой области быстрой. Выход  $p(\bar{p})$

описывается генераторами EPOS 3.4 и SMASH 2.0.1 только лишь в общих чертах. Результаты моделирования с помощью этих пяти генераторов дополнительно сравнивались с имеющимися экспериментальными данными по множественности  $K_S^0$ ,  $K^*(892)$ ,  $\bar{K}^*(892)$ ,  $\phi$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi^-$ ,  $\bar{\Xi}^-$  при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ. Было обнаружено, что разница между экспериментальными данными и результатами, полученными с помощью МК-моделирования, практически такая же, как для  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p(\bar{p})$ , т.е. для мезонов и барионов различия оказались аналогичными. Также с использованием разных генераторов были построены средние значения поперечного импульса  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p(\bar{p})$ . Разброс результатов достигает 25%.

Исследование двухчастичных угловых корреляции выявили тот факт, что каждый из исследуемых генераторов демонстрирует специфические свойства, и ни один из них не описывает все характеристики экспериментальных данных одновременно. Более того, для EPOS 3.4, RYTHIA 8.306, RYTHIA 8.306 MB17 и UrQMD 3.4 характерны неестественные резкие структуры, которые не наблюдаются в экспериментальных данных.

В целом существующее понимание физики протон-протонных столкновений при рассматриваемых энергиях в лучшем случае неполное, и модели Монте-Карло нуждаются в существенном улучшении. В свете скорого запуска ускорителя NICA такая ситуация требует фактически незамедлительной реакции от соответствующих специалистов. В данной работе предложен улучшенный набор параметров для генератора RYTHIA 8.306, с помощью которого можно существенно лучше описывать имеющиеся экспериментальные данные при  $\sqrt{s} = 17.3$  ГэВ. Этот набор параметров также лучше описывает экспериментальные данные и при других энергиях столкновений, доступных NICA. Разумеется, данную модификацию нельзя считать окончательной, так как она получена для довольно небольшого числа наблюдаемых, и мы не нашли такого набора параметров, который бы устранил все различия между экспериментальными данными и результатами, полученными с помощью генераторов. В частности, не удалось добиться полного описания распределений по быстроте для протонов так, чтобы это не испортило остальные распределения. Еще более сложной задачей является описание двухчастичных корреляций.

Следует отметить, что в данный момент активно проводятся исследования в тех областях, к которым относится данная работа. В частности, разработка генератора RYTHIA продвигается в направле-

нии включения адронного перерасеяния и прямого взаимодействия адронов низких энергий [69], что важно для моделирования на энергиях NICA, как для протонной, так и для тяжело-ионной программы. Активно развивается генератор SMASH [20]. Команда в Дубне работает над своей каскадной моделью [70].

В контексте данного исследования эксперимент MPD на NICA представляет наибольший интерес, так как имеет покрытие практически в  $4\pi$  стерадиан и будет обладать современным разнообразным оборудованием для детектирования частиц и техникой реконструкции, что позволит значительно улучшить точность измерений многих величин.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект N 18-02-40131.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. Kekelidze et al., Eur. Phys. J. A **52**, 211 (2016).
2. V. Golovatyuk et al., Eur. Phys. J. A **52**, 212 (2016).
3. *Spin Physics Detector*, <http://spd.jinr.ru/> (2023).
4. 57th Meeting of the PAC for Particle Physics, <https://indico.jinr.ru/event/3370/> (2023).
5. J. Randrup and J. Cleymans, Phys. Rev. C **74**, 047901 (2006).
6. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Phys. Lett. B **673**, 142 (2009).
7. M. Antinucci et al., Lettere al Nuovo Cimento (1971-1985) **6**, 121 (1973).
8. A. Rossi et al., Nuclear Physics B **84**, 269 (1975).
9. N49 Collaboration Eur. Phys. J. C **45**, 343 (2006).
10. NA61/SHINE Collaboration, Eur. Phys. J. C **77**, 671 (2017).
11. V. Kolesnikov et al., Phys. Part. Nucl. Lett. **17**, 142 (2020).
12. G. Pancheri and Y. N. Srivastava, Eur. Phys. J. C **77**, 150 (2017).

13. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *JHEP* **05**, 026 (2006).
14. T. Sjöstrand et al., *Comput. Phys. Commun.* **191**, 159 (2015)
15. K. Werner et al., *Phys. Rev. C* **85**, 064907 (2012).
16. K. Werner et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 232301 (2014).
17. M. Bleicher et al., *J. Phys. G* **25**, 1859 (1999).
18. S. Bass et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* **41**, 255 (1998).
19. J. Weil et al., *Phys. Rev. C* **94**, 054905 (2016).
20. J. Mohs, S. Ryu, and H. Elfner, *J. Phys. G* **47**, 065101 (2020).
21. L. Lönnblad, *Nucl. Phys. A* **1005** 121873 (2021).
22. S. Ostapchenko, *Nuclear Physics B – Proc. Suppl.* **151**, 143 (2006).
23. A. Fedynitch and R. Engel, *Proc. of the 14th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms*, (2015), p. 291.
24. E.-J. Ahn et al. *Phys. Rev. D* **80**, 094003 (2009).
25. M. Bähr et al., *Eur. Phys. J. C* **58**, 639 (2008).
26. J. Bellm et al., *Eur. Phys. J. C* **76**, 196 (2016).
27. Sherpa Manual, <https://sherpa.hepforge.org/doc/SHERPA-MC-2.1.1.html>.
28. G. A. Schuler and T. Sjostrand, *Phys. Rev. D* **49**, 2257 (1994)
29. A. Donnachie and P. V. Landshoff, *Phys. Lett. B* **296**, 227 (1992).
30. R. B. Appleby et al., *Eur. Phys. J. C* **76**, 520 (2016).
31. C. O. Rasmussen and T. Sjöstrand, *Eur. Phys. J. C* **78**, 461 (2018).
32. T. S. strand and P. Skands, *J. High Energy Phys.* **2004**, 053 (2004).
33. A. Ortiz, G. Bencédi, and H. Bello, *J. Phys. G* **44**, 065001 (2017).
34. G. Mao, Z. Li, and Y. Zhuo, *Phys. Rev. C* **53**, 2933 (1996).
35. W. J. Fickinger et al., *Phys. Rev.* **125**, 2082 (1962).
36. J. T. Reed et al., *Phys. Rev.* **168**, 1495 (1968).
37. M. Firebaugh et al., *Phys. Rev.* **172**, 1354 (1968).
38. R. I. Louttit et al., *Phys. Rev.* **123**, 1465 (1961).
39. E. Bierman, A. P. Colleraine, and U. Nauenberg *Phys. Rev.* **147**, 922 (1966).
40. G. Alexander et al., *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)* **53**, 455 (1968).
41. W. J. Hogan, P. A. Piroué, and A. J. S. Smith, *Phys. Rev.* **166**, 1472 (1968).
42. G. Alexander et al., *Phys. Rev.* **154**, 1284 (1967).
43. P. Aahlin et al., *Physica Scripta* **21**, 12 (1980).
44. U. Amaldi et al., *Nuclear Physics B* **86**, no. 3, 403 (1975).
45. V. Blobel et al., *Nuclear Physics B* **69**, 454 (1974).
46. H. Fesefeldt et al., *Nuclear Physics B* **147**, 317 (1979).
47. J. Allday et al., *Zeitschrift für Physik C* **40**, 29 (1988).
48. M. Asa et al., *Zeitschrift für Physik C* **27**, 11 (1985).
49. R. Eisner et al., *Nuclear Physics B* **123**, 361 (1977).
50. J. Chapman et al., *Physics Letters B* **47**, 465 (1973).
51. H. Boggild et al., *Nuclear Physics B* **57**, 77 (1973).
52. C. W. Akerlof et al., *Phys. Rev. D* **3**, 645 (1971).
53. E. E. Zabrodin et al., *Phys. Rev. D* **52**, 1316 (1995).
54. V. Ammosov et al., *Nuclear Physics B* **115**, 269 (1976).
55. M. Alston-Garnjost et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 142 (1975).
56. D. Brick et al., *Nuclear Physics B* **164**, 1 (1980).

57. K. Jaeger et al., Phys. Rev. D **11**, 2405 (1975).
58. F. LoPinto et al., Phys. Rev. D **22**, 573 (1980).
59. A. Sheng et al., Phys. Rev. D **11**, 1733 (1975).
60. R. D. Kass et al., Phys. Rev. D **20**, 605 (1979).
61. N49 Collaboration, Eur. Phys. J. C **45**, 343 (2006).
62. A. Laszlo, Nuclear Physics A **830**, 559c (2009).
63. H. G. Fischer et al., Eur. Phys. J. C **82**, 875 (2022).
64. T. Matulewicz and K. Piasecki, arXiv:2103.05355.
65. V. Uzhinsky, arXiv:1404.2026.
66. V. Uzhinsky and A. Galoyan, Phys. Rev. D **91**, 037501 (2015).
67. K. Eggert et al., Nucl. Phys. B **86** 201 (1975).
68. NA61/SHINE Collaboration, Eur. Phys. J. C **77**, 59 (2017).
69. T. Sjöstrand and M. Utheim, Eur. Phys. J. C **80**, 907 (2020).
70. M. Baznat et al., Physics of Particles and Nuclei Lett. **17**, 303 (2020).