

БЫСТРОТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АДРОНОВ В ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ NudHSD

© 2017 г. А. С. Хворостухин^{1),2)*}, В. Д. Тонеев¹⁾

Поступила в редакцию 29.04.2016 г.

Предложена многостадийная гибридная модель, объединяющая начальную быструю стадию взаимодействия, описываемую моделью струнной динамики HSD, и последующую эволюцию расширяющейся системы на второй стадии, рассматриваемую на базе идеальной гидродинамики, по завершению которой частицы могут еще перерассеиваться (третья стадия взаимодействия). В модели реализованы три сценария замораживания: изохронный, изотермический и изоэнергетический. Развита гибридная модель NudHSD предназначена для описания взаимодействий тяжелых ионов в области энергий коллайдера НИКА, строящегося в Дубне. В целом модель находится в неплохом согласии с имеющимися данными по быстротным спектрам протонов. Показано, что в рамках гибридной модели двугорбую структуру протонных быстротных распределений можно получить как увеличивая температуру/плотность энергии замораживания, так и более поздним переходом к гидродинамической стадии. Хотя предложенная гибридная модель воспроизводит быстротные спектры протонов, однако она не может описать быстротные распределения пионов, систематически недооценивая выход π -мезонов. Модель необходимо улучшить включением эффектов вязкости на гидродинамической стадии эволюции системы и более детальным рассмотрением третьей стадии взаимодействия.

DOI: 10.7868/S0044002717010123

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение гидродинамики к высокоэнергетическим столкновениям ядер имеет длинную и яркую историю, начало которой положено почти 65 лет тому назад оригинальной работой Ландау [1]. По ходу этой истории было написано много работ с широким спектром разнообразных и важных проблем гидродинамики. Современный феноменологический статус гидродинамики хорошо отражен в недавних обзорах (например, см. [2–6]).

Гидродинамика является коллективной моделью ядерного движения, которая характеризуется такими физическими параметрами, как температура, давление, уравнение состояния (УС), транспортные коэффициенты и т.д. К сожалению, прямой доступ к этой информации невозможен, поскольку единственная доступная экспериментальная информация содержится только в наблюдаемых спектрах частиц. Гидродинамика как теоретическая модель как раз и призвана для того, чтобы связать спектры частиц со свойствами возбужденной ядерной материи. Как любая модель, гидродинамика имеет свою область применимости. Основное условие применимости этого подхода

предполагает, что свободный пробег квазичастицы в возбужденной (сжатой) среде меньше размера этой системы. Очевидно, что в ядерных столкновениях это условие может нарушаться в разреженной среде на начальной стадии взаимодействия, в периферических столкновениях ядер и/или на конечной стадии разлета частиц. В этой связи в гидродинамическом подходе начальное состояние, т.е. распределения плотности энергии, плотности заряда и поля скоростей в пространстве, или постулируется, или рассчитывается в рамках других динамических моделей (типа модели Глаубера). Последующая вторая стадия взаимодействия описывается собственно гидродинамикой плотной материи, где ключевую роль играет уравнение состояния с учетом возможности реализации фазового перехода адронов в кварковую фазу. Принципиально важным оказался вопрос, является ли эта фаза теоретически ожидаемой слабосвязанной плазмой кварков и глюонов. Уже первые эксперименты на RHIC, обнаружившие сильный эллиптический поток частиц, показали, что это ожидание не выполняется: из всех когда-либо наблюдаемых систем кварк-глюонная плазма вблизи температуры фазового перехода оказалась наиболее сильно связанной системой. Вскоре на основе теории струн были вычислены отношения сдвиговой вязкости к плотности энтропии в пределе бесконечно сильной связи и показано, что этот предел хотя и мал,

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев.

*E-mail: hvorost@theor.jinr.ru

но конечен [7]. Последующие гидродинамические вычисления продемонстрировали важность малого, но конечного отношения η/s для понимания потоковых данных на RHIC [8–10].

По мере гидродинамической эволюции ядерная система расширяется и охлаждается. Процесс взаимодействия заканчивается при достижении стадии “замораживания”, на которой фиксируются термодинамические параметры образованной системы. Условия замораживания могут быть различными, например: фиксированный момент времени взаимодействия (изохронное замораживание), достижение заданной локальной температуры (изотермическое замораживание) или плотности энергии (изоэнергетическое замораживание). Условие замораживания позволяет определить гиперповерхность замораживания и затем, используя извлеченные термодинамические параметры, рассчитать по рецепту Купера–Фрая необходимые характеристики наблюдаемых величин. Такая процедура предполагает, что после замораживания все взаимодействия (кроме возможного распада резонансов) выключены. В последнее время в качестве третьей стадии ядерного взаимодействия получила признание процедура динамического замораживания, где гиперповерхность Купера–Фрая определяется для более раннего момента времени, когда флюиды определенно находятся еще в жидкой фазе, но рассчитанные термодинамические распределения преобразуются в распределения квазисвободных частиц, а затем судьба полученного ансамбля частиц прослеживается во времени точно, как в кинетических моделях. Такой многостадийный подход уже был использован в целом ряде работ [11–17], однако практически все они посвящены исследованию столкновений ядер при ультрарелятивистских энергиях (SPS, RHIC и LHC).

Конечной целью настоящей работы является развитие многостадийного гибридного гидрокINETического подхода к столкновению тяжелых ионов в области умеренных энергий столкновения ядер $\sqrt{s} \lesssim 10$ ГэВ, которых планируется достигнуть при реализации проектов тяжелоионного коллайдера НИКА (в Дубне) [18] и ускорителя тяжелых ионов FAIR (в Дармштадте) [19]. Трудность заключается в том, что необходимо построить модель, описывающую единым образом имеющиеся данные при всех рассматриваемых энергиях и обладающую предсказательной силой. Простое применение кодов/методов, разработанных для ультрарелятивистских энергий, к области умеренных энергий далеко не всегда приводит к удовлетворительным результатам. До сих пор единственной гидродинамической моделью, хорошо описывающей множество экспериментальных данных в этой области энергий, является 3-жидкостная [20].

Цель работы состоит также в том, чтобы выяснить, как в нашем случае модельные предположения и параметры модели влияют на наблюдаемые спектры. Идеология построения модели полностью совпадает с успешно развиваемым в последнее время гибридным подходом hydro + UrQMD.

2. ГИБРИДНАЯ МОДЕЛЬ

2.1. Гидродинамика

Уравнения гидродинамики являются просто выражением законов сохранения энергии-импульса и барионного заряда. Идеальная гидродинамика предполагает также, что вещество находится в локально-равновесном состоянии без каких-либо эффектов диссипации. Тогда эволюция системы описывается следующими уравнениями [21]:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad \partial_\mu J^\mu = 0, \quad (1)$$

где тензор энергии-импульса $T^{\mu\nu}$ и вектор тока барионного числа J^μ имеют вид

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + P)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu}, \quad (2)$$

$$J^\mu = n u^\mu. \quad (3)$$

Здесь $u^\mu = \gamma(1, \mathbf{v})$ — вектор 4-скорости жидкости; \mathbf{v} — 3-скорость жидкости; лоренц-фактор $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$; ε, n, P — плотность энергии, барионная плотность и давление в локальной системе отсчета; $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ — метрический тензор. Уравнения (1) должны быть дополнены уравнением состояния вещества $P = P(\varepsilon, n)$, тогда система становится замкнутой.

Локальная система отсчета определяется как система, в которой тензор энергии-импульса имеет диагональный вид. Можно показать [21], что в идеальной гидродинамике 4-вектор тока энтропии равен:

$$s^\mu = s u^\mu, \quad (4)$$

где s — плотность энтропии в локальной системе отсчета. Энтропия S и барионный заряд N_B системы вычисляются интегрированием по объему системы s^0 и J^0 соответственно.

Уравнения (1) после подстановки в них тензора (2) и вектора тока (3) содержат всего пять независимых величин. Для численного решения удобно ввести 5-мерный вектор обобщенной плотности

$$\mathbf{U} = (N, E, M_x, M_y, M_z)^T, \quad (5)$$

состоящий из независимых компонент тензора энергии-импульса E, M_i и вектора тока N :

$$E \equiv T^{00} = \gamma^2(\varepsilon + P) - P, \quad (6)$$

$$M_i \equiv T^{0i} = \gamma^2(\varepsilon + P)v_i, \quad (7)$$

$$N \equiv J^0 = \gamma n \quad (8)$$

и 5-мерного вектора обобщенного давления

$$\mathbf{f}_j = (0, v_j P, -Pg^{1j}, -Pg^{2j}, -Pg^{3j})^T. \quad (9)$$

В этих переменных уравнения (1) принимают вид

$$\partial_t \mathbf{U} + \sum_j \partial_j (v_j \mathbf{U} + \mathbf{f}_j) = 0. \quad (10)$$

Уравнения (6)–(8) вместе с уравнением состояния $P = P(\varepsilon, n)$ позволяют найти три компоненты скорости жидкости вместе с плотностью энергии и барионной плотностью в локальной системе отсчета.

Гидродинамические уравнения в форме (10) решаются численно при помощи алгоритма SHASTA (the SHarp and Smooth Transport Algorithm) [22], реализованного для идеальной трехмерной гидродинамики Ришке [23]. Код SHASTA прост в реализации и достаточно точный с хорошо протестированным алгоритмом. Подробное описание используемой нами численной схемы, где дифференциал обобщенного давления брался в упрощенном виде согласно [23], можно найти в [23, 24]. Алгоритм был реализован нами на языке C/C++. Код тестировался на хорошо известных случаях одномерной гидродинамики, решаемых аналитически: бьеркеновский режим эволюции и расширение полубесконечной среды в вакуум для уравнения состояния вида $P = a\varepsilon$, где $a = \text{const} \leq 1/3$.

При расчетах мы используем трехмерную решетку с ребром $dx = 0.2$ Фм и параметром $\lambda = dt/dx = 0.4$, определяющим шаг по времени. В вычислениях использовано уравнение состояния адронного газа в среднем поле, предложенное в [25], с одним существенным отличием: в набор частиц включен σ -мезон. Набор частиц и их массы взяты согласно данным [26].

2.2. Кинетическая модель адронной струнной динамики HSD [27, 28]

Поскольку уравнения гидродинамики — это уравнения в частных производных, они требуют задания начальных условий. В гибридных моделях эти условия получаются из вычислений в рамках какой-либо кинетической модели. Это позволяет учесть неравновесную эволюцию системы на начальной стадии столкновения. В качестве такой модели нами выбрана модель адронной струнной динамики HSD [27, 28]³⁾, которая описывает довольно много экспериментальных данных в интересующей нас области энергий $E_{\text{lab}} = 2\text{--}50$ А ГэВ.

В настоящей работе в качестве базисных мы рассматриваем как энергии ускорителя AGS

($E_{\text{lab}} = 6$ и 10.7 А ГэВ), так и ускорителя SPS ($E_{\text{lab}} = 40$ А ГэВ, где E_{lab} — кинетическая энергия налетающего ядра в лабораторной системе). Соответственно при вычислениях для AGS расчеты выполняются для столкновения ядер Au + Au, в то время как в случае SPS — для системы Pb + Pb. Таким образом, величина радиуса R несколько различается для разных энергий.

Для получения гладкого распределения плотности энергии и барионного числа в начальном состоянии нужно либо усреднить интересующие нас величины по множеству событий, либо рассмотреть одно событие (несколько событий) и сгладить распределения путем размазывания частиц в пространстве, например, при помощи гауссова распределения [29]. Общая формула для вычисления $T^{\mu\nu}$ и J^μ для вещества, состоящего из отдельных частиц с 4-импульсами p_a^μ , имеет вид

$$T_{\text{init}}^{\mu\nu} = \frac{1}{N_e} \sum_{\text{events}} \sum_a \frac{p_a^\mu p_a^\nu}{p_a^0} K(\mathbf{r}_a), \quad (11)$$

$$J_{\text{init}}^\mu = \frac{1}{N_e} \sum_{\text{events}} \sum_a \frac{p_a^\mu}{p_a^0} K(\mathbf{r}_a), \quad (12)$$

где $K(\mathbf{r}_a)$ — сглаживающая функция, \mathbf{r}_a — радиус-вектор частицы. В настоящей работе мы не рассматриваем результаты вычислений в рамках пособытийной (event-by-event) схемы, поэтому усреднение выполняется в элементе объема ΔV по событиям множества начальных состояний. Тогда

$$K(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta V}, & \mathbf{r} \in \Delta V, \\ 0, & \mathbf{r} \notin \Delta V. \end{cases} \quad (13)$$

В настоящей работе для построения начального состояния мы усредняли по 5×10^4 событий.

Переход от кинетического описания к гидродинамическому происходит в некоторый момент t_{start} . Предполагается, что к этому времени возбужденная система находится близко к равновесному состоянию, которое можно охарактеризовать сохраняющимися величинами, например, энтропией или отношением энтропии к барионному заряду [30]. В работе [14] по результатам кинетических расчетов предложено параметризовать этот момент перехода от кинетического описания к гидродинамическому как

$$t_{\text{start}} = \frac{2R}{\gamma v} = \frac{2R}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} = 2R \sqrt{\frac{2m_N}{E_{\text{lab}}}}, \quad (14)$$

где время отсчитывается от момента соприкосновения ядер t_0 . Такой выбор соответствует моменту, когда ядра уже полностью прошли сквозь друг друга. Радиус ядра вычисляется как

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1.124 \text{ Фм}. \quad (15)$$

³⁾В дальнейшем, в тех нескольких случаях, когда начальное состояние строится другим методом, это оговаривается отдельно.

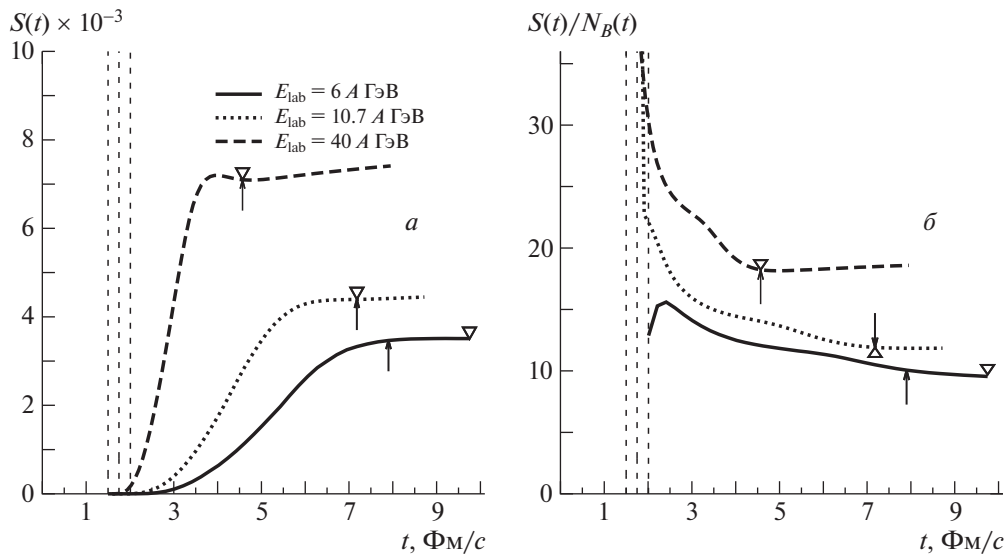


Рис. 1. Эволюция полной энтропии (а) и отношения полной энтропии к барионному числу (б) начального состояния при $E_{lab} = 40, 10.7$ и 6 А ГэВ для центрального столкновения Pb + Pb (40 А ГэВ) и Au + Au (6 и 10.7 А ГэВ). Вертикальные линии указывают момент начального взаимодействия ядер t_0 , стрелки — выбранное нами время перехода к гидродинамическому описанию t_{start} (см. текст), треугольники — время t_{start} , вычисленное по формуле (14).

Рисунок 1 демонстрирует, как время, вычисленное по формуле (14) (показано треугольниками), соотносится с моментом выполаживания энтропии $S(t)$ (рис. 1а) и отношения $S(t)/N_B(t)$ (рис. 1б). В расчеты включены только провзаимодействовавшие частицы, поэтому в момент столкновения ядер t_0 , отмеченный для каждой энергии вертикальной штриховой линией, $S = 0$ и $N_B = 0$. Поскольку энтропия генерируется всеми частицами, в первую очередь пионами, не несущими барионного заряда, то максимальное значение функции $S(t)/N_B(t)$ достигается вскоре после момента t_0 , а затем монотонно спадает. Как видно, в зависимости от энергии столкновения энтропия выполаживается или раньше, чем отношение энтропии к барионному заряду (при энергиях АGS), или одновременно с ним (при $E_{lab} = 40$ А ГэВ). При этом уравнение (14) существенно переоценивает время установления равновесия при энергии 6 А ГэВ. Этот эффект можно понять, если учесть, что при переходе к низким энергиям сечение нуклон-нуклонных взаимодействий растет, ядра становятся заметно менее прозрачными и, следовательно, термализация должна наступать раньше, чем согласно простой геометрической оценке момента времени, предполагающей, что ядра свободно проходят сквозь друга.

В качестве критерия начала гидродинамической фазы столкновения мы принимаем выход на постоянство отношения $S(t)/N_B(t)$. На рис. 1б время старта гидродинамической стадии t_{start} , оцененное по времени выхода $S(t)/N_B(t)$ на константу, по-

казано стрелками. Для энергий 10.7 и 40 А ГэВ этот момент времени совпадает со значением t_{start} , вычисленным по формуле (14). При последующем переходе к более низким энергиям разница между этими оценками возрастает. Так при энергии 6 А ГэВ оценка по уравнению (14) дает $t_{start} = 9.8$ Фм/с, тогда как выполаживание функции $S(t)/N_B(t)$ наступает уже при 7.9 Фм/с.

Конечно, наш выбор времени перехода в гидродинамику более сложен и менее однозначен, чем время, получающееся прямым вычислением по (14). Но он довольно легко позволяет учесть эффект непрозрачности ядер.

Поскольку в HSD-модели нуклоны сталкивающихся ионов распределяются по объему ядра случайным образом, момент соприкосновения ядер может меняться от события к событию на несколько десятых Ферми. Влияние этого эффекта на наблюдаемые величины несущественно. Мы выбираем для момента соприкосновения t_0 такое значение, при котором ядра коснулись в достаточно большом числе событий.

3. ПРОЦЕДУРА ПАРТИКЛИЗАЦИИ И ВЫЧИСЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ

Отдельной задачей является расчет наблюдаемых величин: спектров по поперечному импульсу, быструх распределений, потоков частиц. Довольно часто для расчета адронных спектров используется приближение “мгновенного замораживания”: предполагается, что на некоторой

пространственно-временной гиперповерхности происходит мгновенный переход от локального равновесия, характеризующего гидродинамику, к бесстолкновительному разлету частиц. В таких моделях расчеты завершаются тогда, когда все ячейки окажутся “замороженными”. При этом иногда постулируется, что наличие уже замороженных элементов жидкости не влияет существенно на динамику остальных частей системы (примером являются изотермическое и изоэнергетическое замораживание, см. ниже). Но есть и модели, где такое влияние учитывается тем или иным образом, см., например, [20]. Общим для всех таких моделей является отсутствие третьей, опять-таки неравновесной стадии столкновения, учитывающей перерассеяние частиц после расширения файербола, когда гидродинамика уже неприменима из-за того, что средняя длина пробега частиц становится слишком велика.

Несомненно, полная гибридная модель должна включать эту последнюю стадию, для чего необходимо выполнить обратный перевод системы от флюидов к квазичастицам, так называемую партиклизацию. Алгоритм партиклизации, реализованный в нашей модели, является комбинацией двух генераторов, описанных в литературе. Первые четыре шага взяты из [14], в то время как 4-импульс частиц выбирается согласно [31]. Поскольку мы используем декартовы координаты, то пространственные координаты частиц являются просто однородно распределенными случайными величинами в пределах заданной ячейки и не влияют на распределение по импульсам. Вклад пространственноподобных ячеек игнорируется. Для определения гиперповерхности, на которой происходит переход от жидкости к квазичастицам, используется алгоритм CORNELIUS, описанный в [32], реализация которого на языках Си и Фортран авторами выложена в свободный доступ. После генерации частиц учитываются двух- и трехчастичные распады резонансов в приближении нулевой ширины. Для энергий SPS учитываются только сильные и электромагнитные распады, а для AGS — все распады, кроме распадов заряженных и долгоживущих нейтральных каонов.

Нами были реализованы три различных сценария замораживания: 1) изохронный, когда расчет заканчивается в заданный момент времени; 2) изотермический (изо- T), когда ячейка считается замороженной, если ее температура меньше или равна температуре замораживания, $T \leq T_{\text{fz}}$; 3) изоэнергетический (изо- ε) сценарий, который полностью аналогичен изотермическому, только роль температуры играет плотность энергии. В последних двух вариантах замороженные ячейки после записи в файл не исключаются из расчетов, оказывая

влияние на численное решение, но этот эффект считается несущественным.

Для тестирования нашего генератора было проведено сравнение с прямыми расчетами спектров по формуле Купера–Фрая [33]:

$$E \frac{d^3 N_a}{dp^3} = \frac{g_a}{(2\pi)^3} \int d\sigma_\nu \frac{p^\nu}{e^{\beta(p^\nu u_\nu - \mu_a)} \pm 1}, \quad (16)$$

где $p^\nu = (E, \mathbf{p})$ — 4-импульс частицы, $\beta = 1/T$ — обратная локальная температура, g_a — фактор вырождения частицы сорта “ a ”, μ_a — химический потенциал, одинаковый для всех частиц одного сорта, $d\sigma_\mu = n_\mu d^3\sigma$ — элемент пространственно-временной гиперповерхности замораживания с нормалью n_μ . Плюс и минус в уравнении (16) отвечают соответственно фермионам и бозонам. Помимо непосредственно “теплого” вклада, рассчитываемого по уравнению (16), учитываются вклады от распадов резонансов.

При вычислениях по Куперу–Фраю принимаются в рассмотрение только двух- и трехчастичные распады в приближении нулевой ширины. Двухчастичные распады резонансов вычисляются аналитически, см. Приложение В в [34]. Трехчастичные распады сводились к двухчастичным путем замены частиц с массами m_2, m_3 на одну частицу с массой $M = m_2 + m_3$.

На рис. 2а показано сравнение результатов для нуклонов при изохронном, когда $d\sigma_\mu = \delta_{\mu,0} d^3x$, и изо- ε сценариях замораживания. На рис. 2б приводится аналогичное сравнение для пионов при изо- ε сценарии. Видно, что расчет по методу Купера–Фрая и наш алгоритм партиклизации дают практически совпадающие кривые. При расчетах с изохронным замораживанием мы использовали начальное состояние из [24], которое строится как сумма распределений плотности двух холодных ядер, движущихся навстречу друг другу. Начальная плотность каждого ядра в его системе покоя описывается распределением Вудса–Саксона. На рис. 2б для пионов также отдельно представлен случай, когда включены только двухчастичные распады, что существенно занижает выход пионов. Согласие прямого расчета спектров с результатом процедуры партиклизации позволяет нам быть уверенными, что используемая процедура хорошо работает для любого сценария “замораживания” (перехода от флюидов к квазичастицам) и на всех этапах взаимодействия. Далее мы будем применять ее также и для вычисления наблюдаемых величин в двухстадийном варианте модели вместо применения уравнения (16), что дает значительный выигрыш во времени численного счета. В разд. 5 процедура партиклизации будет использована для перехода к третьей, постгидродинамической стадии, но для более раннего момента времени

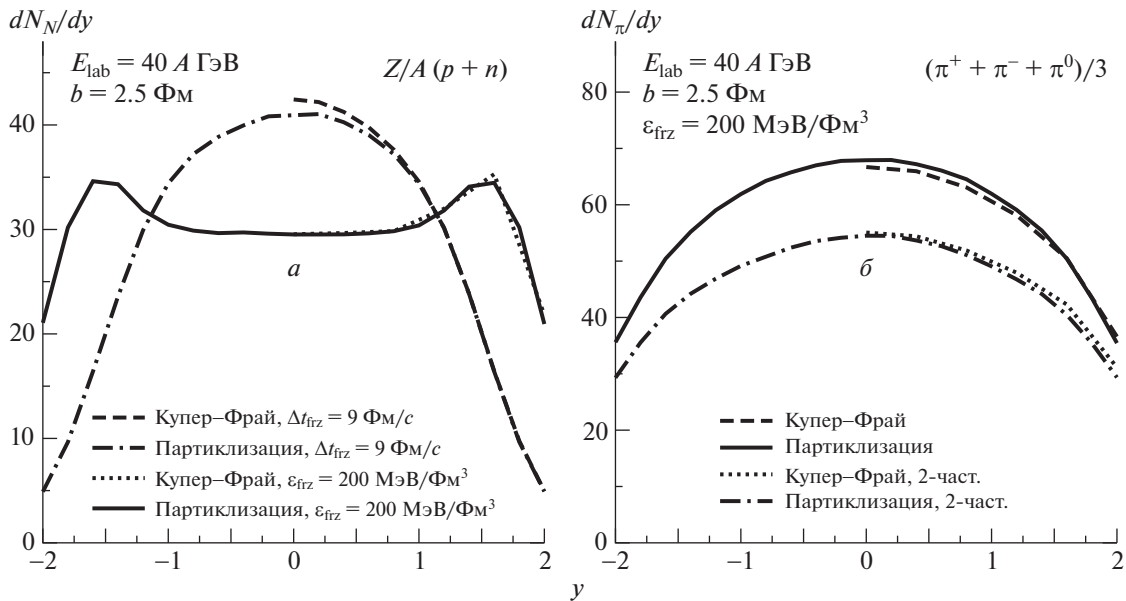


Рис. 2. Быстротные спектры, вычисленные с применением формулы Купера–Фрая, в сравнении с результатами Monte-карловской партиклизации для $E_{lab} = 40 A$ ГэВ и $b = 2.5$ ФМ для нуклонов (а) и пионов (б). На рис. а кривые: сплошная и точечная — партиклизация и прямой расчет по уравнению (16) соответственно, рассчитанные для изоэнергетического замораживания при $\epsilon_{fz} = 200$ МэВ/ФМ³, штрихпунктирная и штриховая — партиклизация и Купер–Фрай для начального состояния из [24] и изохронного замораживания при $\Delta t_{fz} = 9$ ФМ/с. На рис. б кривые: сплошная и штриховая — партиклизация и Купер–Фрай для изо- ϵ сценария с $\epsilon_{fz} = 200$ МэВ/ФМ³, штрихпунктирная и точечная — те же самые распределения, но учтены только двухчастичные распады.

$t_{tr} < t_{fz}$, чтобы учесть возможные отклонения от термодинамического локального равновесия в конце гидродинамического расширения. Поскольку время гидроэволюции отсчитывается от момента t_{start} , то для удобства мы обозначим $\Delta t_{fz(tr)} = t_{fz(tr)} - t_{start}$.

В наших расчетах УС изосимметричное, поскольку уравнения гидродинамики не включают отдельного уравнения для сохраняющегося тока электрического заряда, поэтому при вычислении спектров возникает вопрос, как правильно оценить долю частиц с заданным зарядом от общего числа частиц такого сорта (например, отношение числа протонов к числу нуклонов). Из рис. 2а видно, что изохронный сценарий существенно отличается от двух других⁴: при умножении числа нуклонов на изотопический фактор Z/A значение dN/dy для протонов при $y = 0$ гораздо больше (близко к экспериментальному), чем для изо- ϵ замораживания, таким образом, дополнительный изотопический фактор зависит также и от сценария замораживания.

Для протонов разумно было бы предположить, что это отношение должно сохраняться таким же,

⁴Как будет видно ниже, изотермический сценарий очень близок к изоэнергетическому.

как и в начальном состоянии, поскольку электрический заряд и барионное число сохраняются строго. Это отношение близко к Z/A , и соответственно такой вариант работает только для изохронного сценария. С другой стороны, из рис. 3а, 3б видно, что при расчетах спектров в модели HSD, где изотопическая зависимость взаимоделистия частиц учтена, число протонов с хорошей точностью равно числу нейтронов. Таким образом, с учетом изосимметричности нашего УС можно положить, что число протонов составляет половину от числа нуклонов. Такое значение изотопического множителя для нуклонов будет нами использоваться ниже для изотермического и изоэнергетического сценариев. Следует отметить, что при энергии 40 А ГэВ (рис. 3б) модель HSD не воспроизводит двугорбый характер быстротного распределения протонов, поскольку в используемой версии модели пренебрегается возможностью фазового перехода адронов в кварки. Другая особенность связана с тем, что модель HSD заметно завышает ширину протонного распределения, переоценивая выход протонов вне области центральных быстрот как при $E_{lab} = 10.7$, так и 40 А ГэВ.

Для пионов во всех рассматриваемых ниже случаях мы просто берем среднее по изоспину как $(n_{\pi^+} + n_{\pi^-} + n_{\pi^0})/3$. Надо отметить, что зарядовая асимметрия четко наблюдается в ядерных

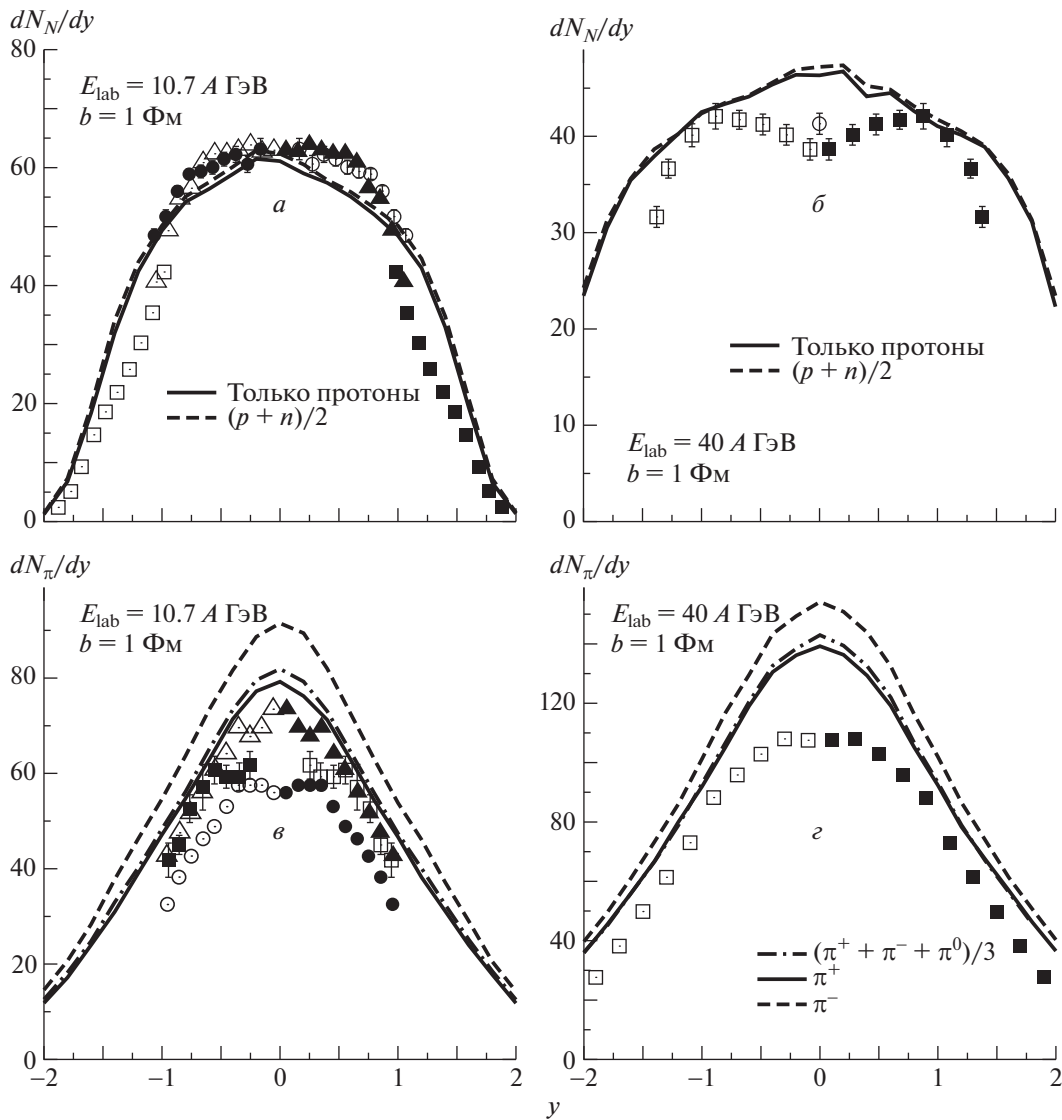


Рис. 3. Протонные (а, б) и пионные (в, з) быстротные распределения в транспортной модели HSD при $E_{lab} = 10.7$ (а, в) и 40 А ГэВ (б, з) и параметре соударения $b = 1$ Фм. Экспериментальные данные по протонам: а — треугольники [35], квадраты [36] и кружки [37], б — квадраты [38] и кружок [39]. Экспериментальные данные для пионов: в — квадраты (π^+) [40] и треугольники (π^-), кружки (π^+) [41], з — квадраты (π^-) [42]. На всех панелях светлые точки получены зеркальным отображением измеренных в эксперименте точек.

экспериментах в области энергии НИКА. Так для пионов, рожденных в реакциях на ускорителе SIS, $n_{\pi^-}/n_{\pi^+} \sim 1.7$. С увеличением энергии это отношение медленно спадает, выходя на единицу при энергии порядка 150 А ГэВ [43]. Из рис. 3в, 3з видно, что такое усредненное по изоспину значение ближе к n_{π^+} и при рассматриваемых энергиях отношение n_{π^-}/n_{π^+} заметно превышает единицу. Но в любом варианте транспортная модель HSD переоценивает множественность пионов в области энергии НИКА (см., например, [44]). Эта переоценка пионов приводит к занижению отношения выхода каонов к пионам K^+/π^+ — проблема, которая активно обсуждается в последние годы и ча-

сто ассоциируется с сигналом возможного кварк-адронного фазового перехода.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СЦЕНАРИЕВ ЗАМОРАЖИВАНИЯ

Предположение изохронного замораживания, очевидно, не является реалистичным и может быть использовано только для тестовых расчетов или как промежуточный этап. В реалистических моделях, где наблюдаемые характеристики вычисляются на “замороженной” гиперповерхности, используются сценарии постоянной температуры или

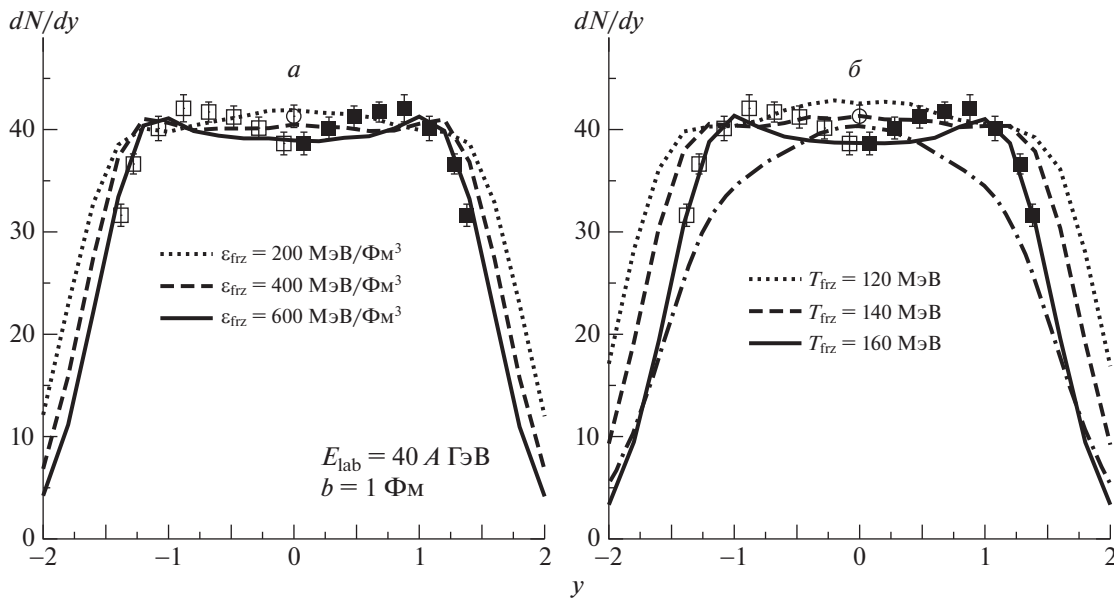


Рис. 4. Быстротные распределения протонов для Pb + Pb-столкновений при $E_{\text{lab}} = 40$ А ГэВ и $b = 1$ Фм. *a* — Изоэнергетическое замораживание с $\varepsilon_{\text{frz}} = 200, 400$ и 600 МэВ/Фм³, *б* — изотермическое замораживание при $T_{\text{frz}} = 120, 140$ и 160 МэВ. Штрихпунктирная кривая — результат для изохронного замораживания [24]. Экспериментальные точки, как на рис. 3б.

плотности энергии. Для построения модели, имеющей предсказательную силу, нам необходимо выбрать сценарий и способ вычисления его параметров в зависимости от энергии столкновения.

Анализируя центральные столкновения ядер, по умолчанию мы используем значение прицельного параметра $b = 1$ Фм для всех рассматриваемых энергий, поскольку оно, как правило, дает наиболее близкое согласие с экспериментом. При расчете начального состояния учитываются только провзаимодействовавшие частицы, что вполне естественно, поскольку гидродинамическая стадия нашей модели описывает расширение образованного фэйрбола.

На рис. 4 показано, как быстротные распределения протонов зависят от плотности энергии замораживания ε_{frz} (*a*) и температуры замораживания T_{frz} (*б*) при энергии $E_{\text{lab}} = 40$ А ГэВ. Видно, что для воспроизведения двугорбой структуры быстротного распределения необходимо выбирать достаточно большие значения параметров ε_{frz} и T_{frz} . Интересно, что в отличие от HSD-модели (ср. с рис. 3) гибридная модель не испытывает затруднений с описанием протонных спектров при больших быстротах.

Для сравнения мы приводим результаты расчета из [24], полученные в модели с изохронной заморозкой, и для $b = 2.5$ Фм. Результаты авторов [24] демонстрируют, что для получения двугорбой структуры необходимо двухфазное УС, тогда как наши результаты показывают, что выбор

начального состояния и метода/параметра замораживания играет не менее важную роль. Такая же неоднозначность между выбором подходящего начального состояния или УС была обнаружена в [45]. Поскольку модель [24] с двухфазным УС предсказывает двугорбую структуру и при $E_{\text{lab}} = 10.7$ А ГэВ, то можно заключить, что используемый в ней метод построения начального состояния слишком упрощен.

В нашей гибридной модели двугорбая структура возникает также при более позднем времени перехода к гидродинамике. На рис. 5а показано, как быстротные распределения протонов зависят от t_{start} для случая $E_{\text{lab}} = 40$ А ГэВ и $b = 2.5$ Фм при изоэнергетическом замораживании. Это подтверждает вывод о важной роли начального состояния системы для перехода к гидродинамике.

На рис. 5б показана зависимость пионных распределений от времени перехода на гидродинамическое описание t_{start} , а на рис. 6 приведены быстротные распределения для пионов в зависимости от параметра замораживания при $E_{\text{lab}} = 40$ А ГэВ. Видно, что высота распределения в области быстрот $y \approx 0$ зависит от выбора времени перехода к гидродинамическому описанию, причем уравнение (14), совпадающее с выполаживанием S/N_B , дает наибольшие значения в распределении. Однако нам не удается воспроизвести экспериментальные пионные распределения ни в изотермическом, ни в изоэнергетическом сценариях. Для сравнения показан также результат гибридного варианта модели UrQMD с гидродинамикой без

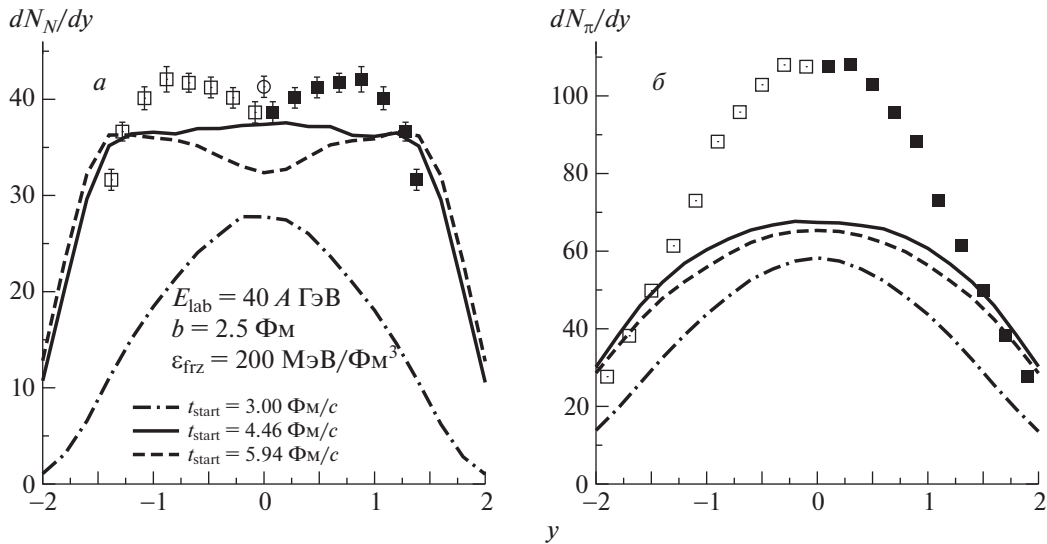


Рис. 5. Быстротные распределения протонов (а) и пионов (б) для различных t_{start} из взаимодействия Pb + Pb при $E_{\text{lab}} = 40 \text{ A ГэВ}$ и $b = 2.5 \text{ Фм}$. Изаэнергетическое замораживание, $\varepsilon_{\text{frz}} = 200 \text{ МэВ/Фм}^3$. Экспериментальные точки, как на рис. 3б и 3г соответственно.

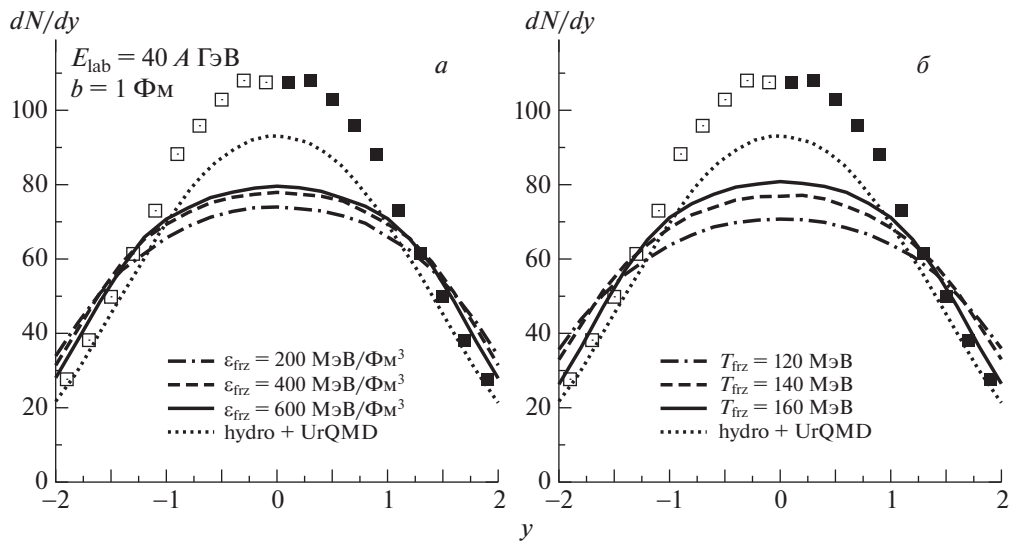


Рис. 6. Быстротные распределения, как на рис. 4, но для пионов. а — Изаэнергетическое замораживание с $\varepsilon_{\text{frz}} = 200, 400$ и 600 МэВ/Фм^3 , б — изотермическое замораживание при $T_{\text{frz}} = 120, 140$ и 160 МэВ . Точечные кривые — результаты гибридной hydro + UrQMD-модели [17]. Экспериментальные точки, как на рис. 3г.

вязкости, hydro-UrQMD [17] (точечные кривые на рис. 6). Эта модель отличается от нашей только тем, что начальное состояние берется из UrQMD, а гидродинамика включает дополнительно сохранение электрического заряда, поэтому результаты должны быть, как минимум, качественно похожими. Видно, что и hydro-UrQMD дает заниженное быстротное распределение пионов, хотя максимальное значение лежит ближе к эксперименту. Разница с нашими результатами объясняется как использованием другого уравнения состояния, так и, главным образом, учетом сохранения электриче-

ского заряда, которое должно приводить к большему выходу отрицательных пионов, которые и измерялись на SPS (см. также результаты HSD на рис. 3в, 3г).

Как впервые отмечено в [46] и убедительно продемонстрировано в [17], недостаток пионов связан, в первую очередь, с тем, что в нашей модели отсутствуют диссипативные эффекты, которые увеличивают энтропию. Также надо помнить, что данные SPS приведены для π^- , в то время как усреднение по изоспину ближе к числу π^+ , которых рождается меньше.

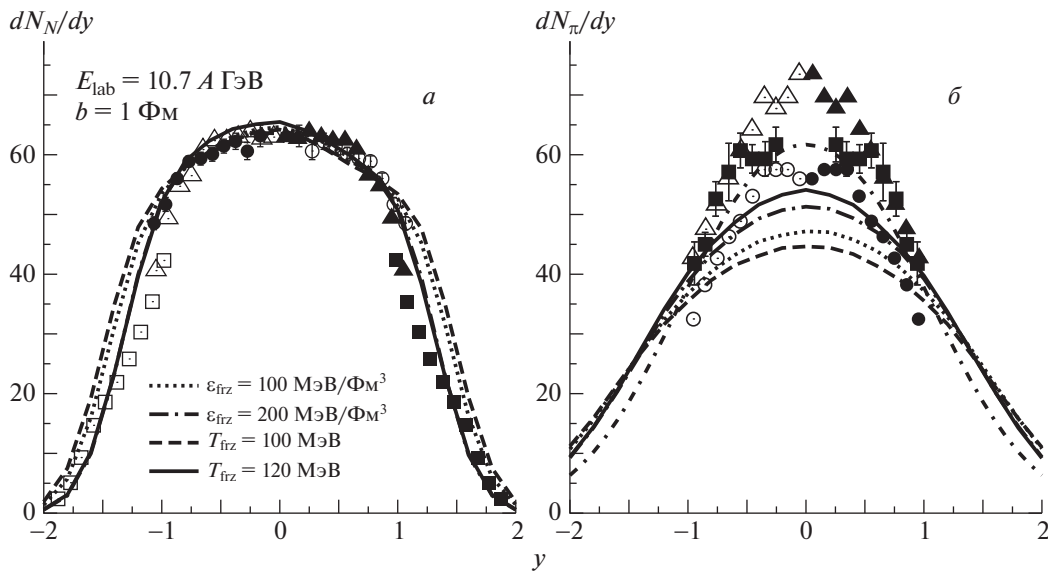


Рис. 7. Быстротные распределения протонов (*а*) и пионов (*б*) для Au + Au-столкновений при $E_{\text{lab}} = 10.7$ А ГэВ. На рис. *б* штрихпунктирная кривая с коротким штрихом — результаты для изохронного замораживания [24]. Экспериментальные точки, как на рис. 3а и 3в.

В целом изо- T и изо- ϵ сценарии дают близкие результаты для $E_{\text{lab}} = 40$ А ГэВ, поэтому необходимо рассмотреть другие энергии. Результаты для центральных Au + Au-столкновений при $E_{\text{lab}} = 10.7$ А ГэВ показаны на рис. 7. Для этой энергии, как это видно из рис. 8б и 9б, наша модель воспроизводит протонные спектры и несколько занижает пионные распределения. Аналогичного результата можно добиться и в рамках изохронного замораживания [24], используя соответствующие начальные условия и подбрав подходящее t_{frz} . В модели [24] с изохронным замораживанием также возникают трудности при одновременном рассмотрении энергий AGS и SPS, так как не удастся описать форму протонных распределений в рамках одного уравнения состояния.

Из сопоставления двух энергий видно, что в обоих сценариях параметр замораживания, дающий наилучшее описание экспериментальных данных, зависит от энергии столкновения. Как известно, статистическая модель адронного рождения [49] предсказывает зависимость температуры замораживания от энергии столкновения. Таким

Температура замораживания согласно статистической модели [49]

E_{lab} , А ГэВ	T_{frz} , МэВ
6	86_{-3}^{+13}
10.7	124 ± 7
40	156 ± 11

образом, напрашивается решение в качестве входных данных использовать значения температуры из статистической модели, которые приведены в таблице. Для всех рассмотренных нами энергий $E_{\text{lab}} = 6, 10.7$ и 40 А ГэВ при этом достигается хорошее согласие с экспериментом для протонов, что иллюстрируется рис. 8. При $E_{\text{lab}} = 6$ А ГэВ мы приводим два варианта: с учетом коалесценции нуклонов в легкие кластеры (дейтроны, гелий-3, 4) и без такого учета. Используется обобщенная 6-мерная модель коалесценции, которая предполагает, что нуклоны могут сформировать кластер, если их относительный импульс $\delta P < P_0$ и относительное расстояние $\delta R < R_0$, или, иначе говоря, частицы близки в фазовом пространстве. Как показано в [50], инвариантное условие близости двух нуклонов содержит только безразмерное произведение этих двух параметров $C_0 = R_0 P_0$, поэтому их нельзя выбрать независимо. В наших вычислениях используется значение C_0 из [20]. В [51] авторы выбирают параметры R_0 и P_0 в интервалах 2.8–3.5 Фм и 0.25–0.3 ГэВ/с соответственно, что дает большее значение C_0 , чем у нас. Эффекты энергии связи в данной модели игнорируются. Видно, что эффект коалесценции мал для $E_{\text{lab}} = 6$ А ГэВ, он практически исчезает при 10 А ГэВ, однако должен возрасти при переходе к более низким энергиям.

На рис. 9 показаны соответствующие пионные распределения для тех же энергий. Наша модель не позволяет воспроизвести их на регулярной основе. Наши результаты расчета близки к эксперименту только при $E_{\text{lab}} = 10.7$ А ГэВ, но они тоже несколько недооцениваются. Недооценка выхода пионов

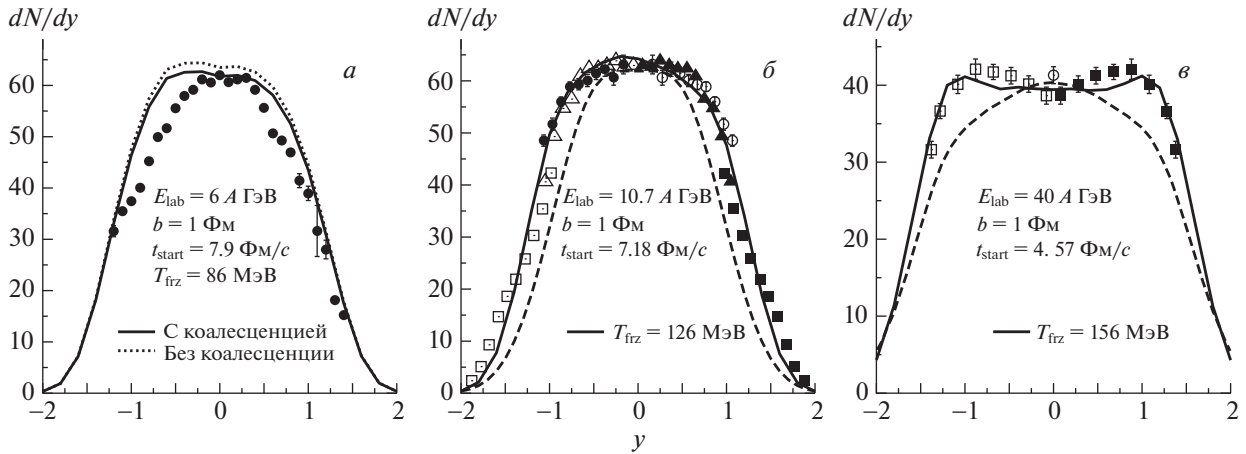


Рис. 8. Финальные протонные распределения для изотермического сценария с температурами из таблицы при $E_{lab} = 6$ (а), 10.7 (б) и 40 А ГэВ (в). Кривые: сплошные — наши результаты, штриховые — расчеты с изохронным замораживанием из [24] (б, в). Экспериментальные точки для $E_{lab} = 6$ А ГэВ взяты из [47], для $E_{lab} = 10.7$ и 40 А ГэВ — как на рис. 3а и 3б.

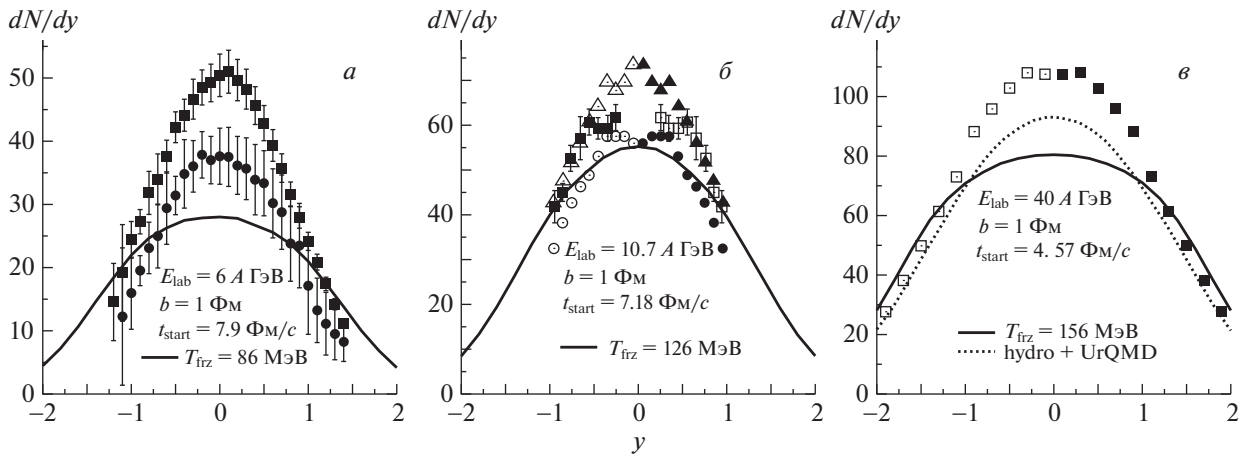


Рис. 9. Быстротные распределения, как на рис. 8, но для пионов. Точечная кривая — гибридная модель [17]. Экспериментальные точки для $E_{lab} = 6$ А ГэВ взяты из [48], для $E_{lab} = 10.7$ и 40 А ГэВ — как на рис. 3в и 3г.

наблюдается также и в модели hydro-UrQMD [17], как следует из рис. 9в.

5. УЧЕТ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ НА ПОСТГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТАДИИ СТОЛКНОВЕНИЯ

Как известно, гидродинамика применима только при выполнении определенных условий. В ходе расширения файерболла наступает момент, когда длина свободного пробега частиц становится сравнимой с размером системы, и дальнейший разлет уже нельзя характеризовать локальными значениями термодинамических переменных. В таком случае логично выполнить обратный переход от гидродинамического к кинетическому описанию, воспользовавшись партиклизацией (см. разд. 3) и на базе HSD проследить эволюцию системы

вплоть до формирования наблюдаемых частиц. Эта третья стадия, постгидродинамическая кинетическая эволюция (afterburner), не требует локального равновесия, и уже из нее можно построить необходимые наблюдаемые величины. По физике третья стадия дает возможность учесть возможные перерассеяния частиц после гидродинамической стадии.

Необходимо выбрать параметр такого перехода. По аналогии с hybrid-UrQMD-моделью, использованной в [16], мы выбрали в качестве такого параметра плотность энергии перехода. Переход к третьей стадии происходит на изохронной гиперповерхности, когда плотность энергии любой ячейки становится меньше заданной. Очевидно, что эта плотность энергии ϵ_{tr} должна быть выше энергии замораживания при двухстадийном описании, чтобы не потерять коллективные эффекты, присущие

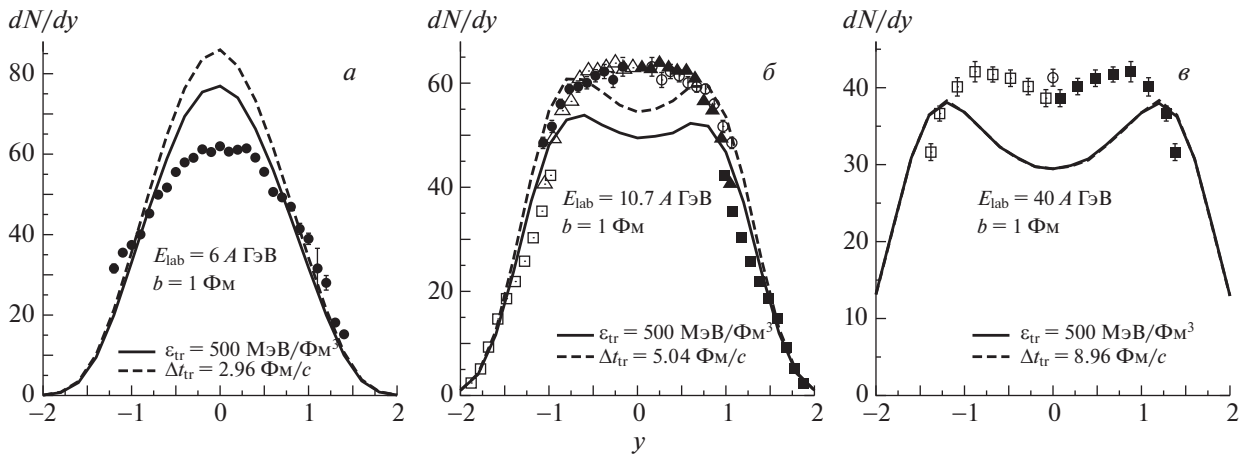


Рис. 10. Быстротные распределения протонов в момент перехода от гидродинамического к кинетическому описанию (штриховые кривые) и после перерасеяний (сплошные) для $E_{\text{lab}} = 6$ (а), 10.7 (б) и 40 А ГэВ (в) при переходной плотности энергии 500 МэВ/ Φ_{M}^3 . Экспериментальные точки для $E_{\text{lab}} = 6$ А ГэВ взяты из [47], для $E_{\text{lab}} = 10.7$ и 40 А ГэВ — как на рис. 3а и 3б.

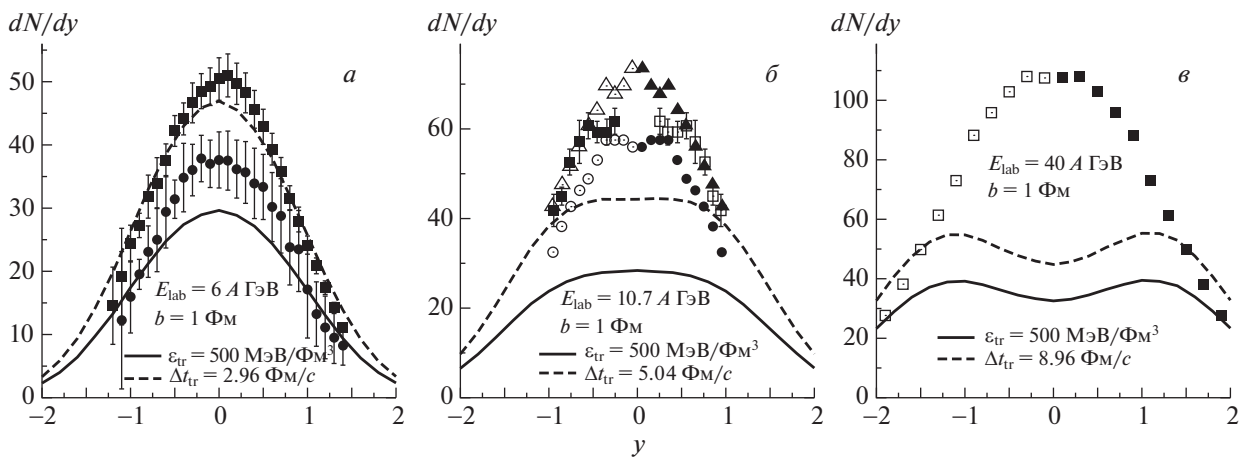


Рис. 11. Усредненные по изоспину быстротные распределения пионов, посчитанные аналогично результатам, представленным на рис. 10. Экспериментальные точки для $E_{\text{lab}} = 6$ А ГэВ взяты из [48], для $E_{\text{lab}} = 10.7$ и 40 А ГэВ — как на рис. 3в и 3г.

гидродинамике. На рис. 10 и 11 показаны результаты такого расчета протонных и пионных распределений для энергий $E_{\text{lab}} = 6, 10.7$ и 40 А ГэВ (а, б, в соответственно). Значение энергии переключения ε_{tr} на третью стадию мы приняли равным 500 МэВ/ Φ_{M}^3 . Для сравнения приведены также быстротные распределения в момент перехода $t = t_{\text{tr}}$.

Как видно, учет перерасеяния на завершающем этапе приводит к понижению быстротных распределений как для протонов, так и пионов. При этом конечный результат заметно хуже того, который получается в упрощенном двухстадийном варианте модели. Одной из причин этого является то, что мы используем изохронную партиклизацию. Признаком этого служит появление двугорбой структуры в протонных распределениях при $E_{\text{lab}} = 10.7$ А ГэВ

аналогично тому, как это происходит в модели с двухфазным УС [24]. Авторы [17] используют более сложный подход с изоэнергетической гиперповерхностью, когда квазичастицы формируются в различные моменты времени, и с обратной эволюцией частиц во времени.

6. ВЫВОДЫ

Для описания взаимодействия тяжелых ионов в области энергий, достижимых на строящемся коллайдере тяжелых ионов НИКА (Дубна), предложена многостадийная гибридная модель, объединяющая быструю стадию взаимодействия, описываемую кинетической моделью струнной динамики HSD, и стадию расширения системы в рамках идеальной гидродинамики, по завершению которой

частицы еще могут перерассеиваться, что и составляет третью стадию взаимодействия. Для упрощенного (двухстадийного) варианта модели реализованы три сценария замораживания: изохронный, изотермический и изоэнергетический. Продемонстрирована чувствительность описания к различным элементам гибридной модели.

В целом модель находится в удовлетворительном качественном согласии с экспериментом по спектральным распределениям адронов. Двухстадийный вариант позволяет разумно описать протонные быстрое распределения и даже количественно в рамках изотермического замораживания, если T_{fz} брать из данных, полученных из обработки по статистической модели выхода адронов. Показано, что в рамках гибридной модели двугорбую структуру протонных быстрое распределений можно получить как увеличивая температуру/плотность энергии замораживания, так и более поздним переходом к гидродинамической стадии. Модель на основе идеальной гидродинамики с начальным состоянием, полученным на основе HSD-модели, не может описать быстрое распределения пионов. Причина расхождения заключается в пренебрежении вязкостью адронной материи на гидродинамической стадии эволюции системы. Включение эффектов постгидродинамического перерассеяния частиц при изохронной партиклизации расширяющейся системы заметно подавляет быстрое распределения при низких энергиях и ухудшает описание. Необходима более реалистичная процедура перехода к частицам, позволяющая учесть, что частицы могут испускаться в различные моменты времени — например, изоэнергетический сценарий.

Интересно отметить, что учет вязкости — не единственный способ улучшить описание пионов в гидродинамике. Такой же результат можно достигнуть в рамках многофлюидного подхода, в частности, в модели 3-жидкостной гидродинамики [20]. Отметим, что как включение вязкости, так и трехфлюидный подход означает отход от локально-равновесного состояния, т.е. от идеальной одножидкостной гидродинамики. Учет взаимного трения двух нуклонных флюидов приводит к диссипации энергии относительного движения сталкивающихся ядер и генерации энтропии, что реализуется через эмиссию пионов при распаде третьего безбарионного флюида. Модель хорошо описывает множественности различных идентифицированных частиц в рассматриваемой области энергий [20, 52]. Число параметров модели сравнимо или даже меньше, чем в гибридных моделях, и ее параметры четко фиксированы. Это позволяет перейти к более детальному анализу, в частности, исследовать нерегулярности в быстрое спектрах протонов и связать их с аномалиями в уравнении состояния,

обусловленными возможным фазовым кварк-адронным переходом [52].

Важной характеристикой взаимодействия ядер при умеренных энергиях столкновения является степень их торможения, определяющая долю энергии сталкивающихся ядер, которая преобразуется в рождающиеся частицы и тем самым задает начальное состояние системы. В свою очередь выделенная энергия определяет природу (адронную или кварк-глюонную) последующей эволюции возбужденной материи. В противоположность полному кинетическому подходу в HSD и учету этого эффекта в 3-жидкостной модели в гибридных моделях эта доля оценивается не полностью, только на первой быстрой стадии взаимодействия, и регулируется временем перехода, являющимся параметром при каждой энергии столкновения. Далее предполагается мгновенное установление локального равновесия. Такой огрубленный подход к торможению барионов оказывает наибольшее влияние как раз при умеренных энергиях столкновения, поскольку степень торможения ядер сильно возрастает с энергией в области $\sqrt{s} \lesssim 10$ ГэВ, выполаживаясь при более высоких энергиях [20].

Мы глубоко признательны Д. Ришке и Б. Бетцу за предоставление кода SHASTA и Е. Братковской за код HSD, благодарны В. Воронюку, Ю. Иванову, Ю. Карпенко, А. Мердееву и Л. Сатарову за полезные обсуждения и конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. Д. Ландау, *Собрание трудов* (Наука, Москва, 1969), т. 2, с. 259; Изв. АН СССР. Сер. физ. **17**, 51 (1953).
2. P. F. Kolb and U. Heinz, *Quark-Gluon Plasma 3*, Ed. by R. C. Hwa and X.-N. Wang (World Sci., Singapore, 2004), p. 634; nucl-th/0305084.
3. U. W. Heinz and R. Snellings, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63**, 123 (2013); arXiv: 1301.2826 [nucl-th].
4. C. Gale, S. Jeon, and B. Schenke, *Int. J. Mod. Phys. A* **28**, 1340011 (2013).
5. S. Jeon and U. Heinz, arXiv: 1503.03931.
6. R. Derradi de Souza, T. Koide, and T. Kodama, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **86**, 35 (2016); arXiv: 1506.03863.
7. P. K. Kovtun, D. T. Son, and A. O. Starinets, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 111601 (2005).
8. H. Song and U. Heinz, *Phys. Lett. B* **658**, 279 (2008).
9. H. Song and U. Heinz, *J. Phys. G* **36**, 064033 (2009).
10. B. Schenke, S. Jeon, and C. Gale, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 042301 (2011).
11. C. Nonaka *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **17**, 663 (2000).
12. S. A. Bass and A. Dumitru, *Phys. Rev. C* **61**, 064909 (2000).
13. D. Teaney, J. Lauret, and E. V. Shuryak, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4783 (2001); nucl-th/0110037.
14. H. Petersen *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 044901 (2008).
15. H. Petersen *et al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 054910 (2009); arXiv: 0903.0396.

16. Iu. A. Karpenko *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **509**, 012067 (2014); arXiv: 1310.0702.
17. Iu. A. Karpenko *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 064901 (2015); arXiv: 1502.01978.
18. A. N. Sissakian, A. S. Sorin, and V. D. Toneev, Conf. Proc. C **060726**, 421 (2006); nucl-th/0608032.
19. B. Friman *et al.*, Lect. Notes Phys. **814**, 1 (2011).
20. Yu. B. Ivanov, V. N. Russkikh, and V. D. Toneev, Phys. Rev. C **73**, 044904 (2006); nucl-th/0503088.
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика* (Наука, Москва, 1988).
22. J. P. Boris and D. L. Book, J. Comput. Phys. A **11**, 38 (1973); D. L. Book, J. P. Boris, and K. Hain, J. Comput. Phys. A **18**, 248 (1975).
23. D. H. Rischke, S. Bernard, and J. A. Maruhn, Nucl. Phys. A **595**, 346 (1995); D. H. Rischke, Y. Pürsün, and J. A. Maruhn, Nucl. Phys. A **595**, 383 (1995); **596**, 717(E) (1996).
24. А. В. Мердеев, Дис. ... канд. физ.-мат. наук, НИЦ "Курчатовский институт" (Москва, 2011); Л. М. Сатаров, частное сообщение.
25. L. M. Satarov, M. N. Dmitriev, I. N. Mishustin, ЯФ **72**, 1444 (2009) [Phys. Atom. Nucl. **72**, 1390 (2009)].
26. K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
27. W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A **602**, 449 (1996); J. Geiss, W. Cassing, and C. Greiner, Nucl. Phys. A **644**, 107 (1998); W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. **308**, 65 (1999).
28. W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Nucl. Phys. A **831**, 215 (2009); Phys. Rev. C **78**, 034919 (2008).
29. D. Oliinychenko and H. Petersen, arXiv: 1508.04378.
30. В. В. Скоков, В. Д. Тонеев, ЯФ **70**, 114 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 109 (2007)].
31. N. S. Amelin *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 064901 (2006).
32. P. Huovinen and H. Petersen, Eur. Phys. J. A **48**, 171 (2012).
33. F. Cooper and G. Frye, Phys. Rev. D **10**, 186 (1974).
34. L. M. Satarov *et al.*, ЯФ **70**, 1822 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 1773 (2007)]; hep-ph/0611099.
35. L. Ahle *et al.* (E-802 Collab.), Phys. Rev. C **57**, R466(R) (1998).
36. J. Barrette *et al.* (E877 Collab.), Phys. Rev. C **62**, 024901 (2000).
37. B. B. Back *et al.* (E917 Collab.), Phys. Rev. Lett. **86**, 1970 (2001).
38. T. Anticic *et al.* (NA49 Collab.), Phys. Rev. C **83**, 014901 (2011).
39. T. Anticic *et al.* (NA49 Collab.), Phys. Rev. C **69**, 024902 (2004).
40. L. Ahle *et al.* (E-802 Collab.), Phys. Rev. C **59**, 2173 (1999).
41. E802 Collab. (Y. Akiba *et al.*), Nucl. Phys. A **610**, 139 (1996).
42. S. V. Afanasiev *et al.* (The NA49 Collab.), Phys. Rev. C **66**, 054902 (2002).
43. G. S. F. Stephans, in *Proceedings of the RHIC/AGS Annual Users' Meeting 2007, Brookhaven, 18–22 Jun. 2007*, www.bnl.gov/rhic_aggs/users_meeting/Past_Meetings/2007/Agenda/Fri/Stephans_RHIC_Users_2007.pdf
44. W. Cassing *et al.*, arXiv: 1510.04120.
45. J. Sollfrank *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 392 (1997); nucl-th/9607029.
46. T. Hirano, J. Phys. G **30**, S845 (2004).
47. J. L. Klay *et al.* (E895 Collab.), Phys. Rev. Lett. **88**, 102301 (2002).
48. J. L. Klay *et al.* (E895 Collab.), Phys. Rev. C **68**, 054905 (2003).
49. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Nucl. Phys. A **772**, 167 (2006).
50. V. N. Russkikh *et al.*, Nucl. Phys. A **572**, 749 (1994).
51. Q. Li *et al.*, arXiv: 1603.09081; arXiv: 1604.01098.
52. Yu. B. Ivanov, Phys. Rev. C **87**, 064904 (2013); arXiv: 1302.5766.

RAPIDITY DISTRIBUTIONS OF HADRONS WITHIN A HYBRID MODEL HydHSD

A. S. Khvorostukhin, V. D. Toneev

A multi-stage hybrid model is proposed that joins the fast initial state of interaction, described by the hadron string dynamics (HSD) model, to subsequent evolution of the expanding system at the second stage, treated within ideal hydrodynamics to be completed by free quasiparticle rescatterings (the third interaction stage). Three freeze-out scenarios are realized: isochronic, isothermal and izoenergetic. The developed hybrid model is assigned to describe heavy-ion collisions in the energy range of the NICA collider under construction in Dubna. Generally, the model is in reasonable agreement with the available data on proton rapidity spectra. It is shown that, within the hybrid model, the two-bump structure of proton distributions can be obtained either by an increase of freeze-out temperature/energy density or by a later transition to the hydrodynamic stage. Reproducing proton rapidity spectra, our hybrid model cannot describe the rapidity distributions of pions underestimating systematically the pion yield. The model should be improved by taking into consideration viscosity effects at the hydrodynamical stage of system evolution.