

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ИМ. В. И. ВЕКСЛЕРА И А. М. БАЛДИНА

На правах рукописи

Кожевникова Марина Евгеньевна

**Моделирование рождения легких ядер и гиперядер в
столкновениях тяжелых ионов в термодинамическом подходе,
реализованном в генераторе THESEUS**

Специальность 1.3.15 — «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика
высоких энергий»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук
Иванов Юрий Борисович

Дубна – 2025

Содержание

Введение	4
Актуальность темы исследования	4
Цель и задачи исследования	13
Научная новизна работы	14
Теоретическая и практическая значимость работы	15
Основные положения, выносимые на защиту	16
Личный вклад	17
Публикации	17
Степень достоверности и апробация результатов	18
Структура и объём диссертации	20
Глава 1. Описание метода моделирования в генераторе THESEUS	24
1.1 Моделирование гидродинамической стадии с помощью 3FD	25
1.1.1 Программная реализация модели 3FD	31
1.1.2 Замораживание в модели 3FD	32
1.2 Переход к описанию в терминах частиц в генераторе THESEUS	33
1.3 Дожиг на конечной стадии при помощи UrQMD	35
1.4 Обновленная версия THESEUS-v2 и легкие (гипер)ядра	36
1.4.1 Программный код генератора	37
1.4.2 Обновленная таблица резонансов в THESEUS-v2	38
1.4.3 Легкие (гипер)ядра	43
1.4.4 Изотопический состав получаемых частиц и легких ядер	48
Глава 2. Исследование легких ядер	50
2.1 Выбор значения параметра замораживания для моделирования до- жигу легких ядер	50
2.2 Исследование легких ядер при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 6.4-19.6$ ГэВ	52

2.2.1	Быстротные распределения	52
2.2.2	Спектры по поперечным массам	55
2.2.3	Отношения выходов легких ядер	58
2.2.4	Направленный поток	61
2.3	Исследование легких ядер при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ	65
2.3.1	Спектры по поперечным импульсам	65
2.3.2	Быстротные распределения	66
2.3.3	Эффекты влияния среды	69
2.3.4	Коллективные потоки: направленный поток	72
2.3.5	Коллективные потоки: эллиптический поток	76
2.3.6	Вклад нестабильных состояний ${}^4\text{He}^*$	79
2.4	Выводы для Главы 2	80
Глава 3. Исследование гиперядер		84
3.1	Объемные наблюдаемые	85
3.2	Направленный поток	87
3.3	Выводы для Главы 3	90
Заключение		92
Список литературы		95
Приложение А. Пересчет барионного химического потенциала		114
Приложение Б. Коалесценция в 3FD		118

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время исследование столкновений тяжелых ионов и изучение образующихся в результате легких ядер является актуальной задачей как с теоретической, так с экспериментальной точки зрения. Эта задача тесно связана с поиском кварк-глюонной плазмы (КГП), в частности, критической точки на фазовой диаграмме квантовой хромодинамики (КХД), см. Рисунок 1, а также области спиnodальной неустойчивости в фазовом переходе первого рода в КГП. Дело в том, что вблизи критической точки и в области спиnodальной неустойчивости ожидается увеличенное образование легких ядер, что может служить индикатором фазового перехода.

Обратимся к фазовой диаграмме КХД, изображенной на Рисунке 1. Голубым цветом показана область существования адронного газа, в которой материя состоит из адронов. Синим цветом обозначена область КГП, то есть область материи, в котором существуют свободные (т.е не связанные в адроны) кварки и глюоны. КГП была предсказана расчетами на решетках [1; 2]. При определенных условиях, определяемыми температурой T и барионным химическим потенциалом μ_B на линии, разделяющей адронную и КГП фазы, см. Рисунок 1, происходит деконфайнмент: кварки из связанного состояния в адронах переходят в свободное, что, однако, не говорит об отсутствии взаимодействия между ними. Как предполагается, при достаточно больших значениях μ_B такое явление сопряжено с фазовым переходом первого рода, т.е. резким изменением свойств адронной материи. На диаграмме это переход обозначен линией, разделяющей две фазы. При низких же значениях μ_B происходит перекрытие фаз или кроссовер, иными словами: плавный переход из одного состояние в другое. Ожидается, что в критической точке (помечена красным кружком на Рисунке 1) заканчивается фазовый переход первого рода и начинается кроссовер. Указания на существование критической точки

получены коллаборацией STAR [3]. Они базируются на предсказании в работе [4] специфической зависимости масштабированного кurtосиса распределения протонов от энергии столкновения.

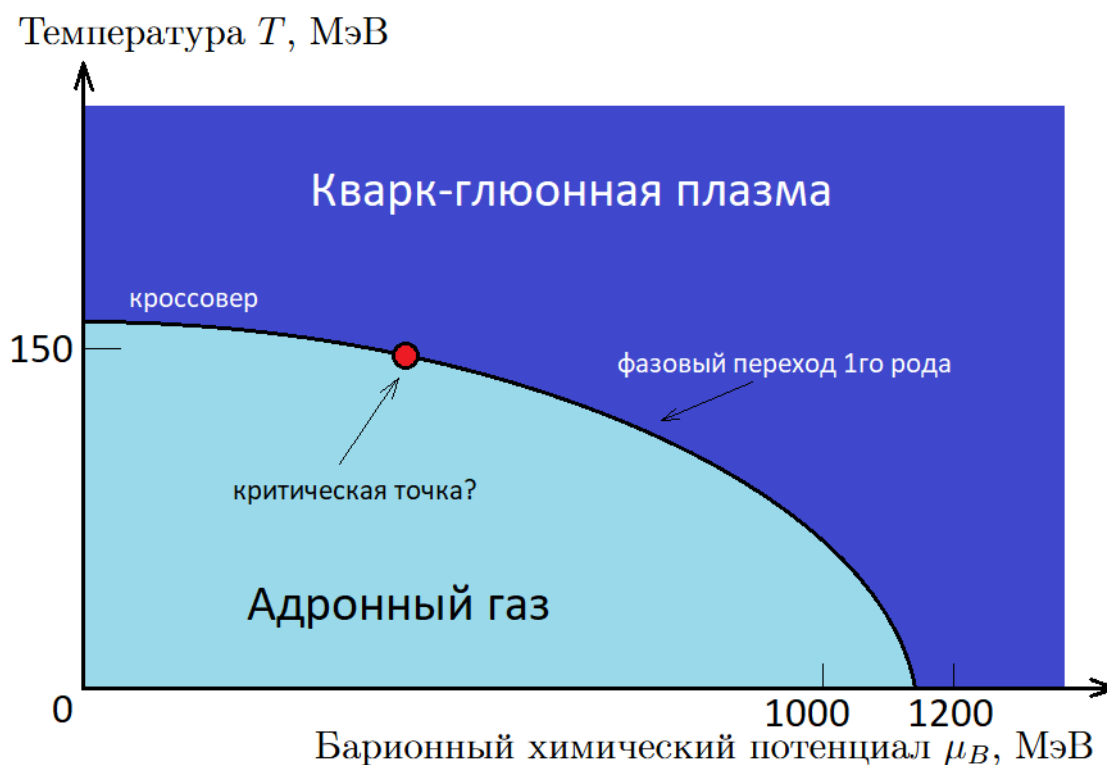


Рис. 1: Фазовая диаграмма КХД сильновзаимодействующей материи.

Как уже упоминалось, что вблизи критической точки ожидается повышенный выход легких ядер по сравнению с некритической областью. Такие исследования были проведены, например, в работах [7—9]. Предсказание основано на ожидании, что в ядерном потенциале притяжение будет преобладающим при критическом режиме в КХД. Также повышенное образование легких ядер может быть связано с образованием барионных кластеров вследствие спиновальной неустойчивости, связанной с механически нестабильной областью фазового перехода первого рода [10—14], см. Рисунок 2, где показана спиновальная область с максимумом флуктуаций в точке "S". Далее, с увеличением энергии столкновения, образование кластеров снова возрастает уже в критической точке "С", где флуктуации очень медленные для получения равновесной смешанной фазы, поэтому образовавшиеся кластеры не успевают быстро распасться.

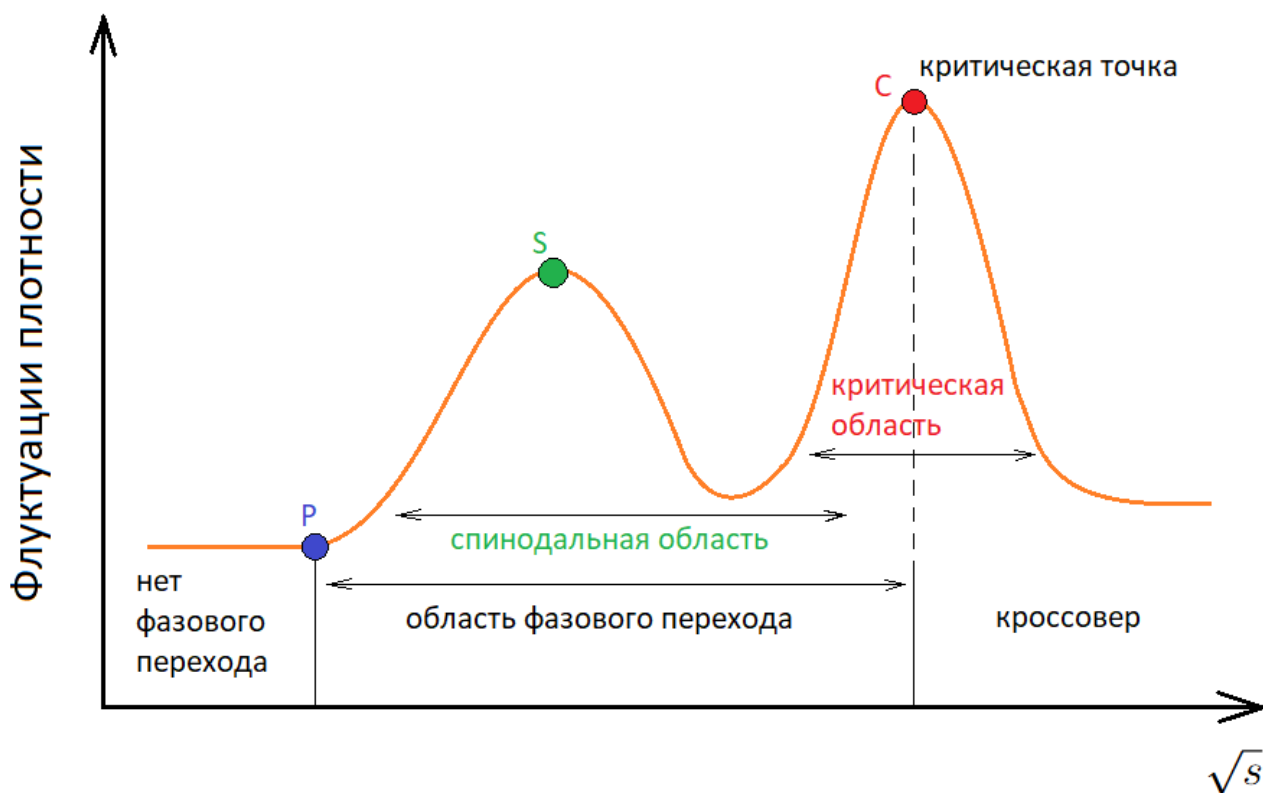


Рис. 2: Схематическая зависимость флуктуаций плотности от энергии столкновения, с обозначением различных фаз. В точке "P" начинается фазовый переход 1-го рода, в точке "S" флуктуации достигают локального максимума по причине спинодальной нестабильности, а в точке "C" — в связи с критической точкой.

Отдельный интерес представляют гиперядра — это ядра, в состав которых входят как нуклоны, так и гиперон (или гипероны). Реакции тяжелых ионов при релятивистских энергиях являются богатым источником странных частиц и поэтому хорошо подходят для образования легких гиперядер. Интерес к изучению гиперядер в столкновениях тяжелых ионов имеет два аспекта.

- Во-первых, эксперименты с тяжелыми ионами дают информацию о времени жизни и энергиях связи легких гиперядер, см., например, [15—18]. Это позволит уточнить понимание гиперон-нуклонных взаимодействий и роли симметрии аромата, которые важны для изучения структуры ядра [19—21] и астрофизики [22—26], а также для построения адронного уравнения состояния для приложений к столкновениям тяжелых ионов [27; 28].

- Во-вторых, образование гиперядер напрямую связано с диагностикой образования КГП при столкновениях тяжелых ионов. Было высказано предположение, что коэффициент заселения странности $S_3 = {}^3\text{H}/{}^3\text{He} \cdot p/\Lambda$ может служить проверкой для корреляции барионного числа и странности в образовавшейся материи по причине его различного поведения в КГП и в адронной материи [29—31].

В настоящее время имеются различные экспериментальные установки, на которых изучается или планируется изучать вышеупомянутые процессы и явления при высоких барионных плотностях и умеренно релятивистских энергиях. Так, эксперименты уже производятся на SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе и по программе BES (Beam Energy Scan) на коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвенской национальной лаборатории в США, Нуклотрон в ОИЯИ (Дубна), на этапе постройки находится ускорительный комплекс FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) в г. Дармштадт (Германия) и уже готовится к запуску комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) в г. Дубна.

При умеренно релятивистских этих энергиях значительная часть барионного заряда испускается в составе легких ядер даже в центральных столкновениях. Так эта доля составляет $\sim 30\%$ в центральных столкновениях Au+Au при энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ согласно недавним данным коллаборации STAR [32; 33]. Это требует корректного описания рождения легких ядер наравне с другими адронами. Кроме того, при этих энергиях наступает переход образующейся в результате столкновения материи в фазу КГП, как показывает анализ данных по направленному потоку адронов в различных моделях [34—59]. Анализ данных по легким ядрам может дать дополнительную информацию о характере этого перехода такой, как присутствие или отсутствие области спиноподобной неустойчивости в этом переходе [11; 13]. Предварительные данные коллаборации STAR [60] по флуктуациям протонной множественности указывают на то, что критическая точка на фазовой диаграмме КХД достигается в области верхней границы

диапазона энергий NICA. Как упоминалось выше, эти флуктуации должны приводить к увеличению образования легких ядер [8; 9]. Поэтому анализ данных по легким ядрам может дать дополнительную информацию о критической точке на фазовой диаграмме КХД.

С другой стороны, в настоящее время существуют различные модели, позволяющие делать теоретические предсказания относительно рождения частиц, в том числе и легких (гипер)ядер, для существующих и будущих экспериментов, а также дающие возможность объяснять различные физические процессы в столкновениях тяжелых ионов. Альтернативные механизмы образования легких ядер и гиперядер при столкновениях тяжелых ионов до сих пор активно обсуждаются. Выделим основные виды моделей по способу их работы с легкими (гипер)ядрами.

- Существуют широкий класс трехмерных динамических моделей, в которых для образования легких ядер используется механизм коалесценции [30; 61—69], см. также обзор [70]. Такой механизм предполагает рождение легких ядер на конечной стадии эволюции на основе анализа взаимного расположения отдельных нуклонов в конфигурационном и фазовом пространстве. Если нуклоны достаточно близки друг к другу в координатном и импульсном пространствах, они "склеиваются" в кластер, соответствующий легкому ядру. В простейшем случае коалесценция основана на finite параметров [61; 62] в сравнении с экспериментальными данными, следовательно, предсказательная сила такого подхода ограничена. Существуют и продвинутое подходы к коалесценции, которые используют функции Вигнера для расчета параметров коалесценции легких ядер [63—67; 69] на основе волновых функций легких (гипер)ядер. Это особенно важно, когда размер частицы (характеризуемый пространственной протяженностью волновой функции) становится сравнимым с размером фэйрбола.

Усовершенствованные варианты коалесценции успешно воспроизводят данные в широком диапазоне энергий [68]. Гиперядра также моделируются

коалесцентным подходом, см. работы [29; 30; 71]. Это один из самых популярных подходов, наряду с альтернативным — термодинамическим.

В динамических моделях UrQMD (Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics) [72] и JAM (модель микроскопического транспорта Jet AA) [73; 74] также используется коалесцентный подход для образования легких (гипер)ядер.

Результаты для легких ядер с использованием модели JAM в сравнении с экспериментом STAR представлены в работах [32; 75]. Также в рамках JAM были проанализированы данные о коллективном потоке легких ядер при энергии 3 ГэВ [33], и показано, что такое моделирование хорошо описало данные.

Для описания гиперядер при энергии столкновения 3 ГэВ применялись также подходы UrQMD (как каскадной, так и гибридной) [71] и JAM, см. статьи и презентации STAR [17; 76—78].

Существует также и гибридный динамически-статистический подход [79], который является модификацией модели статистической мультифрагментации [80]. Для описания динамической части реакции, в результате которой формируется равновесная система, используется транспортная модель UrQMD [72]. На следующем этапе происходит статистическая фрагментация этой системы в отдельные фрагменты по коалесцентному образцу. В рамках данного подхода были проанализированы [79] экспериментальные данные STAR для гиперядер при энергии 3 ГэВ.

- Транспортные динамические модели описывают столкновения тяжелых ионов как совокупность независимых адрон-адронных (hh) столкновений. Это могут быть двухчастичные и трехчастичные адронные столкновения.

По способу работы с легкими (гипер)ядрами динамические модели бывают разные: использующие коалесценцию (UrQMD и JAM, о которых речь шла выше), и обращающиеся с легкими ядрами микроскопически, наравне с дру-

гими адронами. Ко вторым относятся недавно разработанные транспортные модели, такие как SMASH (Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons) [81—83], RHQMD (Parton-Hadron-Quantum-Molecular-Dynamics) [84—86], LQMD (Lanzhou Quantum Molecular Dynamics) [87] и стохастический кинетический подход [88].

Легкие ядра выступают в качестве динамических объектов в модели SMASH [82; 83], а также в кинетическом подходе [88] (только дейтроны) , [89] (все лёгкие ядра до ${}^4\text{He}$). В SMASH используются стохастические многочастичные реакции для образования дейтронов путем введения экспериментально известных сечений реакций катализа дейтронов с адронами, прежде всего $\pi d \leftrightarrow \pi n p$, а также $N p n \leftrightarrow N d$. Ограничение рассмотрением только дейтронов преодолено в стохастическом кинетическом подходе, в котором рассматриваются все лёгкие ядра вплоть до ${}^4\text{He}$. Стохастический кинетический подход основан на решении релятивистских кинетических уравнений для описания образования легких ядер в результате многочастичных реакций в адронной материи.

Модели RHQMD и LQMD стоят несколько особняком. Они основаны на специфических процедурах распознавания легких (гипер)ядер. В RHQMD легкие (гипер)ядра формируются за счет тех же нуклон-нуклонных взаимодействий, которые управляют эволюцией системы в процессе столкновения тяжелых ионов. Иначе говоря, происходит динамическое образование ядер, в отличие от моделей коалесценции, где ядерные фрагменты создаются мгновенно в некоторый выбранный момент времени.

Вышеперечисленные транспортные модели работают в широком диапазоне энергий столкновений, однако, требуют обширных дополнительных входных данных для образования легких ядер.

- Схематические модели такие, как *модель Blast-Wave* [90] и *статистическая модель или тепловая* [91; 92] осуществляют параметрическую подгон-

ку экспериментальных данных. Лежащая в их основе, изначальная модель *ядерного файрбола* предполагает, что между ядром-снарядом и мишенью вырезается цилиндрическая область, в которой образуется горячая материя-источник. Развитие модели Blast-Wave привело к увеличению количества параметров фитирования. В работе [90] использованы два параметра: температура T и радиальная скорость β разлета, и хорошо описаны p_T -спектры; в работе [93] добавлен третий параметр: разница между радиальными скоростями в плоскости реакции и за ее пределами, для описания поперечного анизотропного потока, обобщенного на нецентральные столкновения. Еще лучшее совпадение с данными было достигнуто после того как в коллаборации STAR добавили четвертый параметр, учитывающий анизотропную форму источника в координатном пространстве.

Статистическая или тепловая модель [91; 92] модель хорошо описывает выходы адронов при различных энергиях. Базовой моделью является модель газа адронных резонансов (HRG), в простейшем случае описывающая идеальный газ невзаимодействующих адронов и резонансов, составляющих большой канонический ансамбль. Основное расширение такого подхода включает в общую картину слабо связанные объекты, такие как легкие (анти)(гипер)ядра. В начальных версиях модели они рассматривались как точечные невзаимодействующие частицы, обладающие квантовыми числами и массами.

Позже были введены модификации такие как взаимодействия между частицами по типу газа Ван-дер-Ваальса, описываемым с помощью исключенного объема. В статистическую модель включены и возбужденные нестабильные состояния легких ядер с массовыми числами $A = 4$ и 5 . С помощью модели получают предсказания без использования параметров легких ядер, во многих случаях примечательно хорошие. При этом параметры фитирования всё же есть, они не относятся исключительно к легким ядрам, а являются

общими для всех адронов: к ним относятся температура T , барионный химический потенциал μ_B . Осуществляется фит выходов частиц для наилучшего совпадения с экспериментальными данными (вначале это были данные AGS, SPS, далее SIS, RHIC).

Выходы дейтронов в области центральных быстрот при энергиях BES STAR (от 7.7 до 200 ГэВ) на релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC [94; 95] довольно хорошо описываются статистической моделью [96; 97], а выход трития завышен примерно в два раза [97; 98]. Статистическая модель одинаково хорошо описывает не только легкие ядра, но даже гиперядра и антиядра при энергиях Большого адронного коллайдера (БАК или LHC) в ЦЕРН [99]. Для описания рождения гиперядер используются термодинамические модели, описанные в работах [30; 71; 79; 96; 99]. Недавние данные по гиперядрам при энергии 3 ГэВ были проанализированы в работах [71; 79].

Вышеперечисленные модели воспроизводят, хотя и в разной степени, экспериментальные закономерности данных.

В статьях [30; 71] обнаружено, что как коалесцентный, так и термодинамический подходы согласуются в своих предсказаниях относительно выходов легких (гипер)ядер. Однако, в термодинамическом подходе отсутствует необходимость в дополнительных параметрах для моделирования легких (гипер)ядер, поскольку они описываются наравне с адронами, т.е. исходя из температур и химических потенциалов. Таким образом, поскольку предсказательная сила этого подхода одинакова для легких (гипер)ядер и адронов, он имеет существенное преимущество. Успех “параметрической” версии термодинамического подхода вызывает удивление, так как легкие (гипер)ядра являются хрупкими объектам, энергии связи которых много меньше температур, достигаемых в релятивистских ядро-ядерных столкновениях.

В работах, посвященных 3FD (Three-Fluid Dynamics) [100—103], показано, что объемные наблюдаемые для протонов достаточно хорошо воспроизводятся в

данной модели, поэтому возникает вопрос: насколько хорошо эти величины будут воспроизводиться для легких ядер?

Успех статистической модели мотивировал нас на разработку термодинамического подхода к образованию легких ядер в рамках модели 3FD [62], что нашло отражение в обновленной версии генератора событий THESEUS [104]. Важно отметить, что модель не включает никаких дополнительных параметров, связанных с легкими ядрами, за исключением плотности энергии позднего замораживания, см. подраздел 2.1. Результаты моделирования THESEUS сравниваются с доступными данными коллабораций NA49 [105] и STAR [95; 98], в том числе, недавними данными при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ для легких ядер [32; 33] и для гиперядер [17; 76—78].

В данной работе предлагается новый альтернативный способ моделирования легких (гипер)ядер, основанный на термодинамическом подходе в рамках 3D динамической модели 3FD [62], в котором как адроны, так и легкие (гипер)ядра описываются единым образом, т.е. на основе температур и химических потенциалов, определяемых из гидродинамики. Такой подход реализован в генераторе событий столкновения тяжелых ионов THESEUS (Three-fluid Hydrodynamics-based Event Simulator Extended by UrQMD final State interactions) [104], в основе которого лежит модель трехжидкостной гидродинамики 3FD [62]. Первоначальная версия генератора была непригодна для моделирования легких (гипер)ядер, а в обновленной его версии, THESEUS-v2, это стало возможным.

Цель и задачи исследования

Цель настоящей диссертационной работы заключается в разработке термодинамического подхода к описанию рождения легких (гипер)ядер, основанного на 3D динамической модели ядро-ядерных столкновений, которая позволит *не только объяснить* уже имеющиеся данные с помощью фитирования температур и барионных химических потенциалов, как это имеет место в феноменологических версиях термодинамического подхода, *но и предсказывать* результаты (в

том числе, спектры и коллективные потоки) будущих экспериментов, в частности, на коллайдере NICA. Такое динамическое моделирование позволит лучше понять область применимости термодинамического подхода, а также выяснить роль возможных эффектов влияния среды, которые активно обсуждаются в настоящее время [106—108].

Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи исследования:

- Разработать новую версию генератора THESEUS, с помощью которой можно моделировать легкие (гипер)ядра (и их антиядра).
- применить новую версию генератора THESEUS к анализу имеющихся экспериментальных данных коллабораций NA49 и STAR, чтобы выяснить область и степень применимости этого подхода. Такой анализ включает в себя:
 - изучение быструх распределений, p_T и m_T -спектров, направленного и эллиптического потоков для различных видов легких ядер: дейтронов, тритонов, ядер изотопов гелия ^3He и ^4He в диапазоне энергий столкновения тяжелых ядер $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 19.6$ ГэВ и при различных центральностях;
 - исследование влияния распадов нестабильных состояний $^4\text{He}^*$ на выходы легких ядер: дейтронов, тритонов и ядер ^3He ;
 - исследование выходов легких ядер в зависимости от эффектов влияния среды;
 - изучение рождения гиперядер: гипертрития $^3_{\Lambda}\text{H}$ и гипергелия $^4_{\Lambda}\text{He}$.

Научная новизна работы

В настоящей работе разработан новый подход к моделированию легких (гипер)ядер в столкновениях тяжелых ионов, основанный на термодинамическом

описании в рамках полномасштабного 3D моделирования ядерных столкновений, в котором адроны и легкие (гипер)ядра рассматриваются единообразно. Этот подход реализован в обновленной версии генератора THESEUS, предназначенного для моделирования столкновений тяжелых ионов при умеренно релятивистских энергиях.

В этом подходе не требуются феноменологические параметры, как в коалесцентных моделях, или обширные входные данные, как это необходимо в динамических моделях. Температуры и химические потенциалы не фитируются, как в статистической модели или Blast-Wave, а рассчитываются в модели 3FD (Three-Fluid Dynamics), исходя из начальных данных и уравнения состояния. Следовательно, такой подход существенно увеличивает предсказательную силу моделирования.

Разработанный новый подход впервые применен к анализу данных по легким ядрам в столкновениях Au+Au и Pb+Pb при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 19.6$ ГэВ и при различных центральностях. В диссертации изучены быстротные распределения, p_T , m_T -спектры, направленный v_1 и эллиптический v_2 потоки. Полученные результаты находятся в разумном согласии с имеющимися на данный момент экспериментальными данными коллабораций NA49 и STAR. Найденные расхождения с данными физически объяснены несовершенствами описания динамики столкновений в разработанной модели. Также проведено аналогичное исследование для гиперядер, таких как гипертритий ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и гипергелий ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, в столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ.

Таким образом, данная диссертационная работа имеет научную новизну как в разработке метода, так и его применения к описанию данных.

Теоретическая и практическая значимость работы

Разработанная обновленная версия генератора THESEUS и проведенное в данной работе с помощью неё исследование легких ядер дает возможность делать предсказания для будущих экспериментов при умеренно релятивистских энергиях столкновения тяжелых ионов. Это может помочь в планировании таких

экспериментов, в частности, на новом ускорительном комплексе NICA в Дубне.

Кроме того, термодинамический подход к образованию легких ядер сам по себе имеет теоретический интерес. Полученные разумные результаты показывают, что термодинамический подход в рамках гидродинамической модели применим к описанию рождения не только различных адронов, но и таких деликатных объектов, как легкие (гипер)ядра, энергии связи которых много меньше энергии возбуждения ядерной среды.

Поскольку в 3FD и THESEUS отсутствуют критическая точка и флуктуации, характерные для неравновесной спиноподобной фазы, генератор THESEUS дает некоторый реперный расчет выходов легких ядер, заметное превышение выходов (гипер)ядер над результатами которого в некоторой области энергий столкновения может указывать на присутствие интересных физических явлений.

Основные положения, выносимые на защиту

- Разработанная новая версия генератора THESEUS позволяет моделировать легкие (гипер)ядра на основе термодинамического подхода принципиально новым способом по сравнению с имеющимися на данный момент моделями и имеет преимущество в простоте входных параметров и предсказательной силе.
- Термодинамический подход в сочетании с гидродинамическим описанием динамики ядро-ядерных столкновений Au+Au и Pb+Pb при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 19.6$ ГэВ дает удовлетворительное описание экспериментальных данных (NA49 и STAR) по рождению легких ядер (дейтроны, тритоны, ядра гелия ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$).
- Термодинамический подход дает удовлетворительное описание экспериментальных данных (STAR) по рождению легких гиперядер (таких как гипертритий ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и гипергелий ${}^4_{\Lambda}\text{He}$) в столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ.

- Выходы легких ядер слабо зависят от уравнения состояния ядерной материи в рассмотренной области энергий. В то же время направленный поток протонов и легких ядер оказался очень чувствительным к уравнению состояния при $\sqrt{s_{NN}} \geq 7.7$ ГэВ, что указывает на присутствие фазового перехода в кварк-глюонную плазму при этих энергиях столкновения.
- Вклад от распадов нестабильных состояний ${}^4\text{He}^*$ сильно влияет на выходы легких ядер при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и оказывается несущественным при $\sqrt{s_{NN}} \geq 7.7$ ГэВ.
- Для хорошего описания легких ядер с массовым числом $A = 2$ и 3 требуется позднее (по сравнению со стандартным для адронов) замораживание, а для ${}^4\text{He}$ предпочтительно стандартное.

Личный вклад

Содержание диссертации и положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора. Автор принимала активное участие во всех этапах работы. Её вклад является определяющим в разработке и тестировании программного кода, существенным в проведении численных расчётов и получении физических результатов. Автор неоднократно лично представляла полученные результаты на международных конференциях. Также автор принимала активное участие в подготовке публикаций. Все выносимые на защиту результаты получены при определяющем участии автора.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 7 работ [44; 45; 104; 109—112] в изданиях, 6 из которых [44; 45; 104; 110—112] рекомендованы ВАК и 3 из которых написаны по материалам докладов на конференциях [109; 110; 112]:

1. Blaschke D., Röpke G., Ivanov Y., Kozhevnikova M., Liebing S. Strangeness and light fragment production at high baryon density // Springer Proceedings in Physics / ed. by D. Elia et al. — 2020. — Vol. 250. — P. 183–190. — arXiv: 2001.02156 [nucl-th].
2. Blaschke D., Friesen A. V., Ivanov Y. B., Kalinovsky Y. L., Kozhevnikova M., Liebing S., Radzhabov A., Röpke G. QCD Phase Diagram at NICA Energies: K^+/π^+ Horn Effect and Light Clusters in THESEUS // Acta Physica Polonica B, Proceedings Supplement. — 2021. — Vol. 14, no. 3. — P. 485–489. — arXiv: 2004.01159 [hep-ph].
3. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B., Karpenko I., Blaschke D., Rogachevsky O. Update of the Three-fluid Hydrodynamics-based Event Simulator: light-nuclei production in heavy-ion collisions // Phys. Rev. C. — 2021. — Vol. 103, no. 4. — P. 044905. — arXiv: 2012.11438 [nucl-th].
4. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Light-nuclei production in heavy-ion collisions within a thermodynamical approach // Phys. Rev. C. — 2023. — Vol. 107, no. 2. — P. 024903. — arXiv: 2210.07334 [nucl-th].
5. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Light-Nuclei Production in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 6.4 - 19.6$ GeV in THESEUS Generator Based on Three-Fluid Dynamics // Particles. — 2023. — Vol. 6, no. 1. — P. 440–450.
6. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Light Nuclei Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV within Thermodynamical Approach: Bulk Properties and Collective Flow // Phys. Rev. C. — 2024. — Vol. 109, no. 1. — P. 014913. — arXiv: 2311.08092 [nucl-th].
7. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Production of light hypernuclei in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV within a thermodynamic approach // Phys. Rev. C. — 2024. — Vol. 109, no. 3. — P. 034901. — arXiv: 2401.04991 [nucl-th].

Степень достоверности и апробация результатов

Основные материалы диссертационной работы представлены лично автором на 9 международных конференциях и на 2 методических семинарах:

1. Light clusters in nuclei and nuclear matter: Nuclear structure and decay, heavy ion collisions, and astrophysics, The European Centre for Theoretical Studies in Nuclear Physics and Related Areas (ECT*), Тренто, Италия, 2019.

Название доклада: "Production of light clusters in generator THESEUS".

2. 10th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2021), Колимбари, Крит, Греция.

Название доклада: "Light-nuclei production in heavy-ion collisions in Three-fluid Hydrodynamics-based Event Simulator (THESEUS)".

3. 6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA 2022), МИФИ, Москва, Россия

Название доклада: "Light-nuclei production in heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 6.4\text{--}19.6$ GeV in THESEUS generator based on 3-fluid dynamics".

4. 11th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2022), Колимбари, Крит, Греция

Название доклада: "Light-nuclei production in heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 6.4\text{--}19.6$ GeV in 3-fluid dynamics".

5. Workshop on physics performance studies at NICA (NICA-2022), МИФИ (виртуальная через ZOOM), Москва, Россия

Название доклада: "Light-nuclei production in heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 6.4\text{--}19.6$ GeV in THESEUS generator based on 3-fluid dynamics".

6. 12th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2023), Колимбари, Крит, Греция

Название доклада: "Light-nuclei production in heavy-ion collisions at the energy range of $\sqrt{s_{NN}} = 3-19.6$ GeV in generator THESEUS based on 3-fluid dynamical model".

7. JINR Association of Young Scientists and Specialists Conference "Alushta-2023" , ОИЯИ, Алушта, Россия

Название доклада: "Light-nuclei production in heavy-ion collisions at NICA energies in generator THESEUS based on 3-fluid dynamical model".

8. Workshop on physics performance studies at NICA (NICA-2024), (виртуальная через ZOOM), Москва, Россия

Название доклада: "Proton, Lambda and light (hyper)nuclei production in Au+Au collisions at 3 GeV. Bulk properties and directed flow".

9. 61st meeting of the PAC for Particle Physics (2025), Дубна, Россия, стендовый доклад.

Название: "Modelling of light (hyper)nuclei production in heavy-ion collisions at NICA energies based on generator THESEUS".

10. Методический семинар: EMMI Nuclear and Quark Matter seminar (GSI), онлайн, 2021.

Тема семинара: "Update of the Three-fluid Hydrodynamics-based Event Simulator (THESEUS) and light-nuclei production in heavy-ion collisions".

11. Общелабораторный семинар ЛФВЭ, 2025.

Тема семинара: "Моделирование легких ядер и гиперядер в столкновениях тяжелых ионов в термодинамическом подходе при помощи генератора THESEUS" (по материалам кандидатской диссертации).

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из трёх глав, введения, заключения, и двух приложений. Полный объём диссертации содержит 119 страниц текста с 32 рисунками и 3 таблицами. Список используемой литературы включает 159 библиографических ссылок. Работа организована следующим образом:

Во введении дан литературный обзор по теме исследования, включающий классификацию существующих моделей для описания легких (гипер)ядер, обоснование актуальности темы исследования, сформулированы цели и задачи исследования, научная новизна работы, обоснована теоретическая и практическая значимость работы. выделены основные положения, выносимые на защиту, личный вклад автора, апробация результатов и краткое содержание диссертации.

В первой главе дано описание метода моделирования, используемого в генераторе THESEUS, а также моделей, непосредственно связанных с ним: 3FD и UrQMD. Описаны преимущества его обновленной версии, которая позволяет описывать рождение легких (гипер)ядер. Основными изменениями в новой версии являются: согласование таблицы адронных резонансов с аналогичной таблицей в 3FD и пересчет барионного химического потенциала с учетом легких (гипер)ядер.

Во второй главе приведены и проанализированы результаты моделирования рождения легких ядер и протонов в релятивистских столкновениях тяжелых ионов Pb+Pb и Au+Au в диапазоне энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3-19.6$ ГэВ в рамках обновленного генератора событий THESEUS-v2. Результаты сравнивались с доступными данными коллабораций NA49 и STAR.

При энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 6.4-19.6$ ГэВ обновленный генератор показал не идеальное, но приемлемое воспроизведение данных по объемным наблюдаемым легким ядрам, особенно функциональной зависимости от энергии столкновения и массы легких ядер. Такое воспроизведение достигается за счет единственного универсального параметра, связанного с поздним замораживанием и характеризующим плотностью энергии замораживания $\varepsilon_{frz} = 0.2$ ГэВ/фм³. Выбор параметра

позднего замораживания сделан из соображений наилучшей имитации эффекта UrQMD [72] стадии дожига (afterburner), то есть взаимодействия адронов в конечном состоянии, на протонные p_T -спектры с помощью позднего замораживания без дожига. Это связано с тем, что UrQMD не приспособлена рассматривать эволюцию легких ядер и тем самым стадия дожига для легких ядер отсутствует.

Также рассматривались различные отношения выходов частиц d/p , t/p , t/d и $N_t \times N_p/N_d^2$. Показано, что необходимо аккуратно учитывать влияние слабых распадов на выходы протонов. Направленный поток легких ядер оказался более сложной характеристикой. По-видимому, для его описания необходима стадия дожига с учетом нарушения кинетического равновесия для легких ядер.

При энергии 3 ГэВ обнаружено, что позднее замораживание предпочтительно для d , t и ${}^3\text{He}$, а для ${}^4\text{He}$ лучше подходит стандартное. Это связано с большей компактностью и связанностью ядер ${}^4\text{He}$, что позволяет им лучше выживать на стадии дожига.

Моделирование с различными уравнениями состояния показало, что динамика определяется адронной фазой при энергии 3 ГэВ. Результаты расчетов показали не идеальное, но хорошее воспроизведение данных по объемным наблюдаемым легким ядрам.

Исследованы вклады от распадов нестабильного ${}^4\text{He}^*$ и возможные средовые эффекты. Установлено, что вклад от распадов ${}^4\text{He}^*$ составляет $\sim 20\%$ для дейтронов и 50–100% (в зависимости от быстроты) для трития и ${}^3\text{He}$.

В третьей главе приведен анализ результатов моделирования гиперядер и Λ -гиперонов в столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Расчет образования гиперядер полностью аналогичен расчету легких ядер. Установлено, что позднее замораживание является предпочтительным как для ${}^3_\Lambda\text{H}$, так и для ${}^4_\Lambda\text{He}$.

Результаты по гиперядрам сравнивались с недавними данными STAR. Полученный результат для отношения ${}^3_\Lambda\text{H}/\Lambda$ при центральной быстроте хорошо согласуется с экспериментом. Предсказаны быстрая зависимость отношений ${}^3_\Lambda\text{H}/\Lambda$ и ${}^4_\Lambda\text{He}/\Lambda$. Средние поперечные импульсы в области центральных быстрот протонов,

Λ -гиперонов и лёгких (гипер)ядер в центральных столкновениях хорошо согласуются с экспериментом. Расчёт направленного потока также достаточно хорошо воспроизводит эксперимент. Показано, что направленный поток оказался независимым от типа замораживания (позднего или стандартного).

В Заключение сформулированы основные выводы диссертации.

В Приложении А дана детальная информация о процедуре пересчета барионного химического потенциала, необходимой для сохранения полного барионного заряда, поскольку часть его содержится в легких (гипер)ядрах.

В Приложении Б приведена информация о коалесцентном подходе к образованию легких ядер в модели 3FD. Этот подход представляет собой простую (“параметрическую”) коалесценцию, которая идентифицирует легкие ядра по принципу близости отдельных нуклонов в фазовом координатно-импульсном пространстве на этапе замораживания.

Глава 1. Описание метода моделирования в генераторе THESEUS

Генератор событий THESEUS был впервые представлен в 2016 году и применен для моделирования столкновений тяжелых ионов в работах [113; 114]. Он написан на языке C++ с использованием программного пакета ROOT (<https://root.cern/>). В основе генератора лежит гидродинамическая модель 3FD, которая описывает эволюцию системы из двух сталкивающихся тяжелых ионов от начальной стадии вплоть до замораживания материи. Недостатком 3FD является сложность адаптации результатов к реальным экспериментальным условиям, поскольку её выходные данные представляют собой совокупность элементов гиперповерхностей жидкостей, получаемых при замораживании, и записываются в терминах локальных скоростей гидродинамического потока и термодинамических величин.

Эта проблема устраняется в генераторе THESEUS, выходные данные которого записываются в массив наблюдаемых частиц, каждой из которой присваиваются такие параметры, как масса, энергия, координаты, проекции импульсов, и т.д., сохраняемый в виде дерева в ROOT-файле. Это позволяет легко накладывать ограничения, связанные с акцептансом реального детектора, и получать скорректированные таким образом выходы частиц, p_T -спектры и другие наблюдаемые.

Полная схема моделирования для наглядности представлена на Рисунке 3 и включает в себя следующие стадии:

- гидродинамическое моделирование системы сталкивающихся ядер в 3FD в терминах трех жидкостей от начальной стадии эволюции вплоть до замораживания;
- переход от описания жидкостей к описанию частиц, при котором происходит передача выходных данных 3FD в генератор THESEUS, случайное разыгрывание частиц на каждом элементе гиперповерхности согласно макрокано-

ническому распределению и расчет параметров конечных частиц, которые сохраняются в ROOT-файле;

- моделирование стадии дожига (опционально) с использованием программного пакета UrQMD [72; 115];
- и, наконец, расчет конкретных наблюдаемых с возможностью наложения ограничений, связанных с определенным детектором.

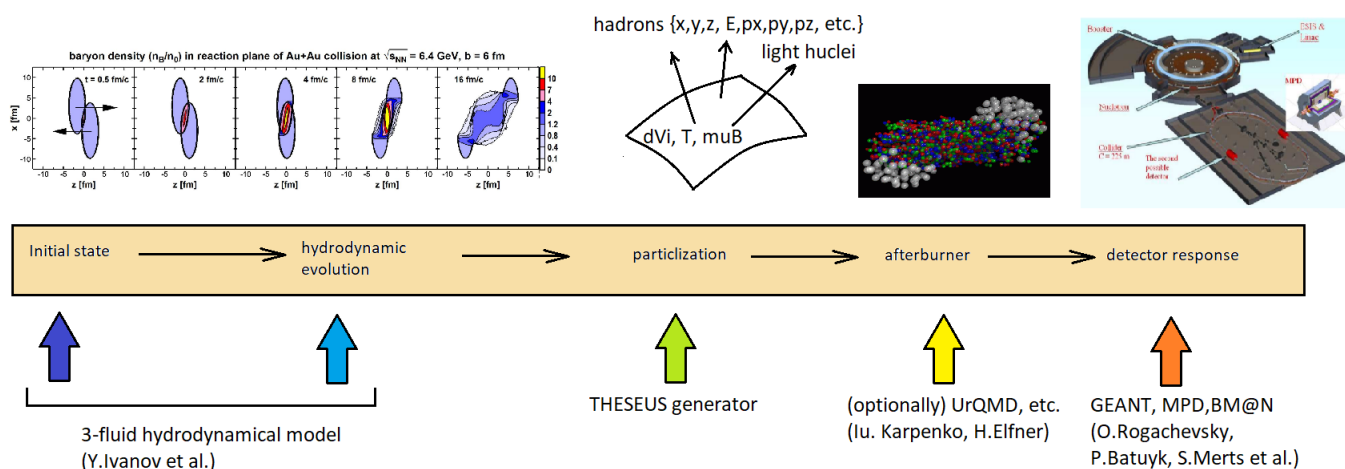


Рис. 3: Эволюция системы двух сталкивающихся тяжелых ядер в модели 3FD/THESEUS.

Далее будет дано более подробное описание стадий моделирования.

1.1 Моделирование гидродинамической стадии с помощью 3FD

3FD предназначена для моделирования столкновений тяжелых ионов при умеренно релятивистских энергиях BES-RHIC, SPS, FAIR и NICA. Она работает от ранней стадии столкновения ядер, когда материя находится в сильно неравновесном состоянии, и описывает эволюцию системы вплоть до момента замораживания.

В 3FD система в начальном состоянии представлена в виде двух Лоренц-сжатых сферических ядер с нулевой диффузностью (резким краем)¹ и барионной

¹Приближение нулевой диффузности, в целом, можно считать достаточно хорошим для задач, решаемых с помо-

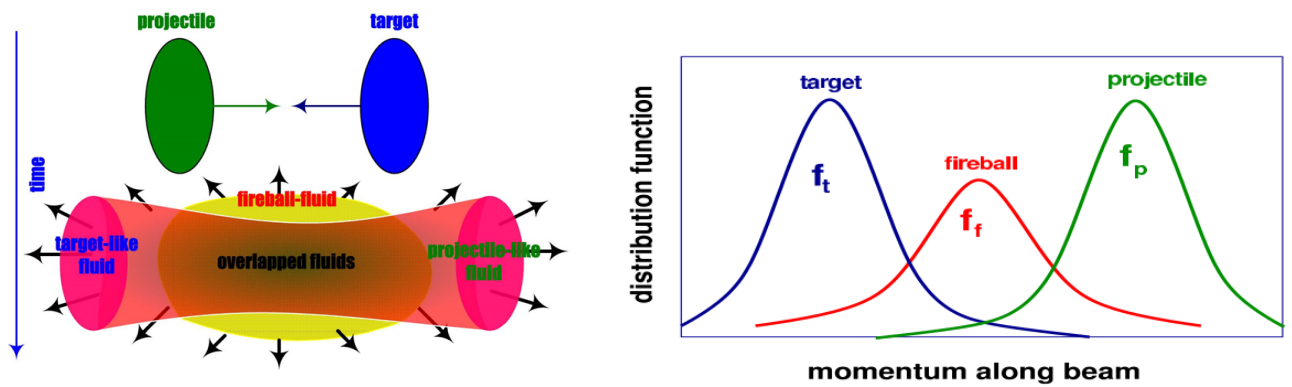


Рис. 4: Схема столкновения ядер в модели 3FD (слева) и функций распределения для жидкостей p , t и f в зависимости от импульса вдоль пучка (справа) (рисунки предоставлены Ю.Б. Ивановым).

плотностью $n_B = 0.15 \text{ фм}^{-3}$. Флуктуации в начальном состоянии отсутствуют. Для наглядности ядра в начальном состоянии показаны на Рисунке 4 (левая панель).

Трехжидкостное приближение является простейшим способом для моделирования ранней неравновесной стадии сильно взаимодействующей материи. В отличие от обычной гидродинамики, где предполагается мгновенная остановка вещества, связанного с ядром-снарядом и ядром-мишенью, в 3FD имеется особенность — конечная тормозная способность ядерной материи, приводящая к режиму взаимопроникновения потоков барионной материи. Экспериментальные данные по быстрым распределениям в ядро-ядерных столкновениях при энергиях от нескольких до 200А ГэВ подтверждают такое взаимопроникающее движение материи.

Со сталкивающимися ядрами, снарядом (**projectile**) и мишенью (**target**), связаны две заселенные барионами жидкости. Изначально эти жидкости ассоциированы с нуклонами, входящими в состав ядер. Впоследствии эти жидкости состоят из разных сортов адронов и/или кварков и глюонов, если произошел переход деконфайнмента. В процессе эволюции системы образуются новые частицы, преимущественно в области центральных быстрот. Поэтому вводится третья, фэйрбольная

стью 3FD/THESEUS. Диффузный слой для различных ядер примерно одинаков (около 2 фм), а для больших ядер, таких как Au и Pb, его размером можно пренебречь в случаях с центральными или околоцентральными столкновениями ядер. Для эллиптического потока это приближение не очень хорошее, даже если ядра большие (Au, Pb) и если столкновения околоцентральные, поскольку асимметрия поперечного разлета сильно зависит от формы области перекрытия ядер. Для корректного расчета проводится рескейлинг рассчитанного эллиптического потока.

жидкость (fireball), которая и заселяется этими новыми частицами. Использование термина “жидкость”, предполагающее локальное термодинамическое равновесие внутри жидкости, связано с тем, что внутрижидкостные столкновения значительно эффективнее приводят систему в равновесие, нежели межжидкостные. В то время, как рассеяние на малые углы доминирует в межжидкостных столкновениях (при больших относительных импульсах частиц), внутрижидкостные столкновения (при малых относительных импульсах) характеризуются изотропными сечениями реакций. Настоящая 3FD модель является аналогом двухжидкостной модели в физике плазмы [116].

На начальной стадии столкновения эти три жидкости достаточно хорошо разделены в импульсном пространстве, см. Рис. 4 (правая панель), что и позволяет говорить об отдельных жидкостях. На этом рисунке схематически изображены импульсные функции распределения трех жидкостей, f_α , $\alpha = p, t, f$, в зависимости импульса вдоль оси столкновения. В процессе столкновения p- и t-жидкости могут частично проскакивать друг сквозь друга, сохраняя свою индивидуальность, либо взаимно тормозиться и объединяться в единую жидкость, как это схематически изображено на Рис. 4 (левая панель).

Взаимодействие жидкостей в 3FD модели определяется на основе кинетического рассмотрения. Эволюция вещества со введенными выше функциями распределения описывается на основе системы релятивистских кинетических уравнений Больцмана:

$$p_\mu \partial_x^\mu f_p(x, p) = C_p(f_p, f_t) + C_p(f_p, f_f), \quad (1)$$

$$p_\mu \partial_x^\mu f_t(x, p) = C_t(f_p, f_t) + C_t(f_t, f_f), \quad (2)$$

$$p_\mu \partial_x^\mu f_f(x, p) = C_f(f_p, f_t) + C_f(f_p, f_f) + C_f(f_t, f_f). \quad (3)$$

Здесь C_α , $\alpha = p, t, f$, — столкновительные члены, описывающие столкновения между частицами различных жидкостей. Члены вида $C_p(f_p, f_p)$, описывающие столкновения внутри одной жидкости, опущены, поскольку предполагается равновесие

внутри жидкости.

Для получения динамических уравнений 3FD модели надо сначала проинтегрировать кинетические Уравнения (1)–(3) по импульсу и просуммировать по всем видам частиц с весом, равным барионному заряду. Это приведет к уравнениям сохранения барионного заряда:

$$\partial_\mu J_\alpha^\mu(x) = 0 \quad (4)$$

для $\alpha = p$ и t , где $J_\alpha^\mu = n_\alpha u_\alpha^\mu$ — барионный ток в рассматриваемой точке пространства-времени $x = (t, \mathbf{x})$, выражаемый через барионную плотность n_α и гидродинамическую 4-скорость u_α^μ , нормированную как $u_{\alpha\mu} u_\alpha^\mu = 1$. Из Уравнения (4) следует, что обмен барионным зарядом между жидкостями отсутствует, что является следствием предположения о том, что барионы всегда остаются "лидирующими" частицами и тем самым всегда остаются в своей жидкости. В частности, поэтому для фэйрбольной жидкости f ток $J_f^\mu \equiv 0$ по определению.

Проинтегрировав Уравнения (1)–(3) по импульсам с весом, равным 4-импульсу p^ν , и просуммировав по всем видам частиц, мы получим уравнения, выражающие обмен энергией-импульсом между жидкостями. Они записываются в терминах тензоров энергии-импульса $T_\alpha^{\mu\nu}$ жидкостей, где $\alpha = p, t, f$, и содержат члены, отвечающие за межжидкостное трение:

$$\partial_\mu T_p^{\mu\nu}(x) = -F_p^\nu(x) + F_{fp}^\nu(x), \quad (5)$$

$$\partial_\mu T_t^{\mu\nu}(x) = -F_t^\nu(x) + F_{ft}^\nu(x), \quad (6)$$

$$\partial_\mu T_f^{\mu\nu}(x) = F_p^\nu(x) + F_t^\nu(x) - F_{fp}^\nu(x) - F_{ft}^\nu(x). \quad (7)$$

Здесь F_α^μ , $\alpha = p, t$, — силы трения между жидкостями p и t . Они возникают из межпоточковых столкновительных членов в кинетических Уравнениях (1)–(3). В Уравнениях (5)–(6) они описывают потерю энергии-импульса этих жидкостей из-за их взаимного трения. Часть этой потери, $|F_p^\nu - F_t^\nu|$, переходит в тепловое

возбуждение этих жидкостей, а другая часть, $(F_p^\nu + F_t^\nu)$, приводит к образованию частиц в фэйрбольной жидкости. F_{fp}^μ и F_{ft}^μ — силы трения между фэйрбольной жидкостью f и жидкостями p , t соответственно.

Для Уравнений (5) – (7) выполняется закон сохранения энергии-импульса системы:

$$\partial_\mu (T_p^{\mu\nu} + T_t^{\mu\nu} + T_f^{\mu\nu}) = 0.$$

В этом легко убедиться сложением уравнений.

Предполагается, что материя фэйрбольной жидкости формируется не сразу, а спустя некоторое время после рождения материи. Поэтому её тензор энергии-импульса содержит в себе равновесную (для сформировавшейся материи) и неравновесную (для свободно распространяющихся частиц до их формирования) части. Равновесная часть, $T_f^{(eq)\mu\nu}$, так же как и тензоры энергии-импульса для барионных жидкостей p и t (также равновесные), вычисляются согласно гидродинамике. Поэтому уравнение Эйлера для термализованной части $T_f^{(eq)\mu\nu}$ содержит запаздывание в отличие от Уравнений (5) и (6):

$$\partial_\mu T_f^{(eq)\mu\nu}(x) = -F_{fp}^\nu(x) - F_{ft}^\nu(x) + \int d^4x' \delta^4(x - x' - U_F^\nu(x')\tau_f) [F_p^\nu(x') + F_t^\nu(x')], \quad (8)$$

где τ_f — время формирования фэйрбольной материи, а U_F^ν — 4-скорость свободного распространения рожденной фэйрбольной материи, выражаемая формулой:

$$U_F^\nu(x') = \frac{u_p^\nu(x') + u_t^\nu(x')}{|u_p(x') + u_t(x')|}.$$

Согласно Уравнению (8), эта материя формируется только по прошествии времени $U_F^0\tau_f$ с момента рождения и в другой пространственной точке $\mathbf{x}' - \mathbf{U}_F\tau_f$ по сравнению с точкой рождения \mathbf{x}' .

Трение между жидкостями в адронной фазе вычислено на основе экспериментальных протон-протонных сечений, см. работу [117]. В фазе КГП трение между жидкостями просто параметризовано так, чтобы воспроизвести тормозную

способность, наблюдаемую в быстротных распределениях протонов для каждого уравнения состояния, как это подробно описано в работах [62; 101].

В 3FD предусмотрена возможность моделирования с различными уравнениями состояния, которых на данный момент имеется три:

- адронное [118], в котором рассматриваются только адронные состояния (адронный газ) и отсутствует фазовый переход;
- с фазовым переходом 1-го рода [119], в котором присутствует как адронная фаза, так и КГП;
- с плавным переходом (кроссовером) между фазами [119], что подразумевает сосуществование адронной фазы и КГП в широкой области температур и барионных плотностей.

Анализ экспериментальных данных показал, что при энергиях $\sqrt{s_{NN}} > 5$ ГэВ начинает играть роль деконфайнмент [120], поэтому при умеренно релятивистских энергиях сценарии с деконфайнментом становятся более предпочтительными.

На Рисунке 5 показано различие в поведении различных уравнений состояния (адронного, с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером) на примерах зависимости давления от барионной плотности при трех различных значениях температуры. Как можно увидеть из Рисунка 5, для одного и того же значения температуры при малых значениях давления и барионной плотности три различных уравнения состояния приводят к относительно близким результатам. При температурах $T = 10$ и 100 МэВ кривые с фазовым переходом 1-го рода сначала практически идентичны адронным кривым (это значит, что вещество находится в адронной фазе), а затем происходит резкий скачок — фазовый переход, и кривые меняют направление — наступает фаза КГП. На кривых же с кроссовером резкого скачка не наблюдается, поскольку происходит плавный переход между фазами. А при $T = 200$ МэВ все вещество находится в состоянии КГП, см. диаграмму на Рисунке 1), поэтому нет фазового перехода. Адронное уравнение состояния при

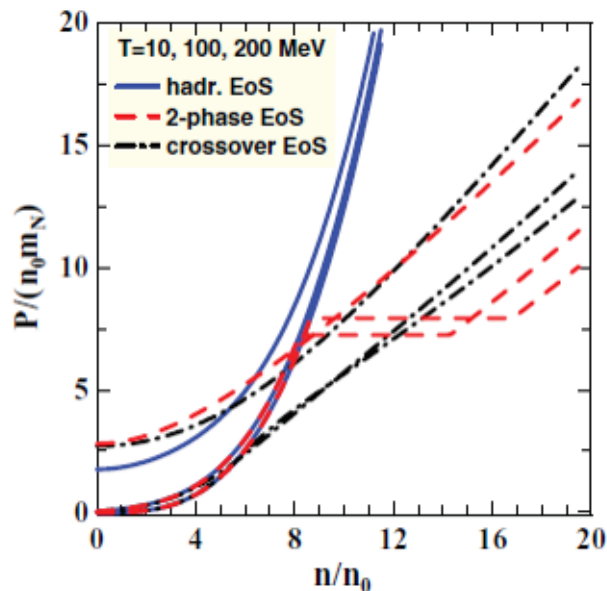


Рис. 5: Давление, масштабированное произведением нормальной плотности ядра ($n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$) и массы нуклона (m_N) в зависимости от барионной плотности, масштабированной нормальной плотностью ядра. Результаты представлены для трех различных уравнений состояния: адронного (синие сплошные линии), с фазовым переходом 1-го рода (красный пунктир) и с кроссовером (черный штрих-пунктир), а также для трех различных температур: $T = 10, 100$ и 200 МэВ (снизу вверх для соответствующих кривых). Рисунок из работ [101; 113; 114].

такой температуре начинает плохо описывать параметры вещества, что видно по несовпадению верхних кривых (при $T = 200$ МэВ).

1.1.1 Программная реализация модели 3FD

Программный код модели основан на модифицированном методе частиц в ячейках [121; 122], который представляет собой расширенную версию схемы, впервые примененную в Лос-Аламосе [123]. Код модели написан на языке Fortran.

В методе частиц в ячейках материя представляется ансамблем лагранжевых тестовых частиц. Они используются для расчета конвективного (макроскопического или дрейфового) переноса вещества, энергии и импульса на лагранжевом этапе метода. Также метод включает в себя эйлеров этап (или так называемый шаг Эйлера в схеме). Для расчета в рамках эйлерова подхода определяется некоторая фиксированная область в пространстве, на которой задается фиксированная сетка с координатами границ ячеек сетки. На фиксированной сетке рассчитыва-

ется микроскопический перенос энергии-импульса, вызванный градиентами давления, а также трением между жидкостями и формированием материи файрбола. Моделирование проводится в системе равных (и противоположно направленных) скоростей сталкивающихся ядер.

Модификация метода заключается в использовании частиц конечных размеров: в коде тестовая частица имеет размер ячейки. Поэтому, когда одиночная тестовая частица перемещается по сетке, она меняет характеристики в восьми ячейках, с которыми перекрывается. Тестовые частицы являются пространственно протяженными и делают схему более гладкой и, следовательно, более устойчивой.

Ввиду комбинированного характера данной числовой схемы, перед началом моделирования производится подбор начальных параметров алгоритма, которые относятся и к сетке, и к барионным и файрбольным лагранжевым частицам. Входные данные для численной схемы расчетов 3FD более подробно описаны в работе [62]. Далее, с определенными параметрами алгоритма и начальными условиями запускается моделирование эволюции системы с некоторым дискретным шагом по времени.

Важным этапом в моделировании 3FD является замораживание, на описании которого мы остановимся более подробно, поскольку оно является важной частью исследования.

1.1.2 Замораживание в модели 3FD

В 3FD реализовано дифференциальное, т.е. ячейочное замораживание, подробности см. в работах [124; 125]. Критерий замораживания [62] выбирается следующим образом:

$$\varepsilon_{\text{tot}} < \varepsilon_{\text{frz}}, \quad (9)$$

где ε_{tot} определяется как $\varepsilon_{\text{tot}} = T_p^{*00} + T_t^{*00} + T_f^{*00}$. Здесь звездочка обозначает локальную систему покоя, в которой недиагональные члены полного тензора энергии-импульса равны нулю. Стандартная плотность энергии замораживания

3FD для всех адронов составляет $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$ для всех энергий и центрально-стей столкновения. Величина ε_{frz} выполняет функцию "триггера", указывающего на возможность замораживания. Сама процедура начинается, когда локальная (т.е. в ячейке) плотность энергии падает ниже значения ε_{frz} , см. [126]. Далее начинается тестирование на дополнительные условия замораживания. Критерий (9) проверяется в анализируемой ячейке и во всех ближайших окружающих ячейках. Если критерий выполняется во всех ячейках и если анализируемая ячейка примыкает к вакууму (т.е. если хотя бы одна из окружающих ячеек "пустая"), то рассматриваемая ячейка считается замороженной и удаляется из гидродинамической эволюции. Последнее условие предотвращает образование пузырей замерзшего вещества внутри еще гидродинамически эволюционирующего вещества. Выполнение условий замораживания проверяется в течение всего процесса гидродинамического расчета. Такая картина замораживания аналогична процессу расширения сжатой и нагретой жидкости в вакуум, механизмы которого изучались как экспериментально, так и теоретически, см. обсуждение в [124]. Замораживание ассоциируется с испарением с поверхности расширяющейся жидкости.

1.2 Переход к описанию в терминах частиц в генераторе THESEUS

В многожидкостном подходе столкновения тяжелых ионов от начального состояния до замораживания моделируются с использованием гидродинамики. Однако, как только система становится слишком разреженной, жидкостное приближение теряет свою применимость, а требует кинетического описания. Завершение гидродинамической стадии эволюции называется гидродинамическим замораживанием. Выбор критерия замораживания в 3FD описан в [62], см. Уравнение 9.

После замораживания в генераторе осуществляется переход от описания жидкости к кинетическому описанию в терминах частиц ("particlization") [127]. Кинетическая стадия моделируется с использованием кода UrQMD [72], который описывает процессы адронного перерасеяния (или дожига).

Такой выбор позволяет изучить влияние дожига на наблюдаемые путем срав-

нения их с расчетами 3FD. Подробности преобразования жидкости в частицы описаны в работе [62], а здесь мы приведем только детали, важные для построения выборки с помощью процедуры Монте-Карло. Все три жидкости замораживаются локально, поэтому в процедуру перехода к описанию в терминах частиц передается набор капель (или элементов гиперповерхностей) из 3FD. Каждая капля характеризуется собственным объемом V^{pr} , температурой T , барионным μ_B и страным μ_S химическими потенциалами и скоростью коллективного потока u_μ . Термодинамические параметры капель соответствуют уравнению состояния газа свободных адронных резонансов. Поэтому в процедуре перехода к кинетическому описанию рассматривается выборка адронов в соответствии с их распределениями в фазовом пространстве (см. Уравнение (33) в работе [62]), которые в системе покоя капли выражаются формулой:

$$p^{*0} \frac{d^3 N_i}{d^3 \mathbf{p}^*} = \sum_{\alpha} \frac{g_i V_{\alpha}^{\text{pr}}}{(2\pi)^3} \frac{p^{*0}}{\exp[(p^{*0} - \mu_{\alpha i})/T_{\alpha}] \pm 1}, \quad (10)$$

где звездочка обозначает систему покоя капли, в которой гидродинамическая 4-скорость $u_{\alpha}^{*\mu} = (1, 0, 0, 0)$. Здесь $\mu_{\alpha i} = B_i \mu_{\alpha B} + S_i \mu_{\alpha S}$ — это химический потенциал адрона i с барионным числом B_i , странностью S_i , а g_i — фактор вырождения. Суммирование по α пробегает по каплям всех жидкостей (p, t и f). Наличие температуры и химического потенциала предполагает использование большого канонического ансамбля для каждой капли. Построение выборки организовано как цикл по всем каплям, каждая итерация которого состоит из определенных шагов [128; 129]:

- Средние множественности всех видов адронов рассчитываются по формуле

$$\Delta N_{i,\alpha} = V_{\alpha}^{\text{pr}} n_{i,\text{th}}(T, \mu_i),$$

а также рассчитывается их сумма $\Delta N_{\text{tot},\alpha} = \sum_i \Delta N_{i,\alpha}$. При этом $n_{i,\text{th}}$ — это вычисляемые в коде плотности частиц вида i , см. Приложение А, Уравнение

(A.3).

- Общее количество адронов из каждого элемента гиперповерхности выбирается в соответствии с распределением Пуассона со средним значением $\Delta N_{\text{tot},\alpha}$. Если количество больше нуля, адроны i -го вида разыгрываются случайным образом с вероятностью $\Delta N_{i,\alpha}/\Delta N_{\text{tot},\alpha}$.
- Импульс адрона p^* в системе покоя капли разыгрывается согласно распределению (10), которое является изотропным в импульсном пространстве.
- Производится преобразование Лоренца для вектора импульса из системы покоя капли в систему центра масс сталкивающихся ядер.

Из соображений согласованности с предшествующей гидродинамической эволюцией в генераторе не применяются никакие поправки к большой канонической процедуре для учета эффектов сохранения заряда или энергии. Следовательно, множественность частиц колеблется от события к событию в соответствии с составом больших канонических ансамблей, заданных на отдельных каплях.

1.3 Дожиг на конечной стадии при помощи UrQMD

Для современного генератора событий крайне важно правильно моделировать эволюцию системы сталкивающихся тяжелых ионов на поздней неравновесной стадии — дожиге, или взаимодействии адронов в конечном состоянии. В генераторе THESEUS стадия дожига для адронов описывается с помощью кода UrQMD [72], и её можно подключать опционально. Как уже было упомянуто во Введении, UrQMD — это транспортная динамическая модель, которая описывает эволюцию системы через совокупность бинарных взаимодействий частиц. В неё включены адроны и резонансы с массами вплоть до ~ 2.2 ГэВ. Все бинарные взаимодействия рассматриваются через процессы возбуждения и распада резонансов или струн (при высоких энергиях) и упругого рассеяния. Резонансы в модели реализованы в форме Брейта-Вигнера. UrQMD представляет собой эффективное

решение релятивистского уравнения Больцмана и, следовательно, обеспечивает доступ к полному распределению всех отдельных частиц в фазовом пространстве в любой момент времени.

Существуют варианты каскадной (стандартной) и гибридной UrQMD, в THESEUS используется именно каскадная версия. В ней моделируется движение и столкновения адронов (с учетом их сечений), в результате которых появляются другие частицы, а также распады нестабильных резонансов. В каскаде отсутствует среднее поле. Частицы движутся в соответствии с уравнением Больцмана и не влияют на траектории друг друга кроме как через столкновения.

Стадия дожига в THESEUS начинается с момента перехода к кинетическому описанию. При включении этой стадии в эволюцию системы в THESEUS происходит следующее: появившиеся в результате процедуры перехода к описанию частиц адроны и резонансы подаются в UrQMD и продолжают свою эволюцию в каскадном режиме. Затем, после UrQMD, оставшиеся нестабильные частицы распадаются, как это прописано в коде THESEUS с имеющимися таблицами резонансов и мод распадов. Если же при запуске генератора не включена опция стадии дожига, то сразу же после перехода к кинетическому описанию начинается распад нестабильных частиц, как это предусмотрено в коде генератора.

Важная роль стадии дожига в эволюции столкновения ядер была показана экспериментально. На RHIC и LHC спектры частиц и наблюдаемые потоки показывают эффект адронного перераспределения (см. обзор гибридных подходов [130]). При более низких энергиях пучков, которые исследуются в данной работе, адронная стадия реакции имеет первостепенное значение. В работе [131] было показано, что функцию возбуждения эллиптического и триангулярного потоков можно понять только в рамках комбинированного гидродинамически-транспортного подхода.

1.4 Обновленная версия THESEUS-v2 и легкие (гипер)ядра

В первоначальной версии THESEUS [113; 114] (будем называть её THESEUS-v1) предполагалось последующее использование модели коалесценции для расчета

выхода легких (гипер)ядер. В этой версии рассчитывались спектры так называемых предварительных нуклонов, которые состояли как из наблюдаемых нуклонов так и тех, которые в последствии (после коалесценции) оказывались в связанном состоянии внутри легких ядер. В таком подходе термодинамически рассчитанные легкие (гипер)ядра нарушают сохранение барионного заряда. Конечно, можно было бы поправить спектры предварительных нуклонов с помощью вычитания из них вклада нуклонов, связанных внутри легких ядер, но на кинетической стадии это не так просто, как на гидродинамической.

Обновленная версия, THESEUS-v2, предназначена для использования единого термодинамического подхода для описания спектров как различных адронов, так и легких (гипер)ядер. Адекватность альтернативных механизмов (коалесцентного или термодинамического) процессу рождения легких (гипер)ядер до сих пор обсуждается, см. Введение. До настоящего времени термодинамический механизм был реализован лишь в рамках схематической статистической модели [91; 92] и продемонстрировал хорошее описание данных. Обновленная модель THESEUS-v2 является первой и пока единственной реализацией термодинамического механизма рождения легких (гипер)ядер в рамках динамической 3D модели.

Есть также технический момент, связанный с тем, что таблицей адронных резонансов в генераторе не совпадает с той, что используется в 3FD расчетах. Это также требует исправления. Далее подробно описано, какие именно обновления были сделаны.

1.4.1 Программный код генератора

Программный код написан на языке C++ и использованием пакета ROOT. При запуске указываются необходимые входные файлы, полученные в результате расчета 3FD, количество событий, выходной файл в формате ROOT, а также следующие опции (в зависимости от требуемого расчета):

- включение дожига UrQMD,

- расчет поправок на собственные энергии,
- выбор таблицы адронных резонансов (по умолчанию используется обновленная таблица резонансов),
- включение распадов K_S^0 и \bar{K}_S^0 .

В генераторе из входных файлов загружаются данные элементов гиперповерхностей жидкостей, которые присваиваются в определенный массив. Считываются данные о частицах из таблицы резонансов. Рассчитываются плотности (в том числе барионные и странные) частиц и легких ядер. Также для проверки закона сохранения энергии рассчитываются энергии частиц.

Для начала запускается цикл по всем каплям, в котором используются параметры капель, создается отдельный массив для всех адронов и массив для легких (гипер)ядер. В этом цикле осуществляется и пересчет барионного химического потенциала.

Далее, запускается цикл по событиям, в котором уже разыгрываются частицы, соответственно их плотностям. Этим частицам присваиваются кинематические характеристики, производится преобразование Лоренца и они передаются во внутренний массив.

Имеются отдельные функции, которые производят распад частиц и пересчитывают количества протонов/нейтронов и тритонов/ядер ${}^3\text{He}$.

Программный код генератора THESEUS доступен по ссылке https://github.com/marinakozh/3fd_generator.git, его обновленная версия — в ветке `urqmd_recalc_muB`.

1.4.2 Обновленная таблица резонансов в THESEUS-v2

При работе с THESEUS и с 3FD необходимо знать, какие виды частиц будут участвовать в моделировании. Для этого в каждую из этих моделей включена своя таблица адронных резонансов — и изначально эти таблицы были различны. Адронные состояния, участвующие в моделировании 3FD, выделены жирным

шрифтом в Таблице 1, а в THESEUS-v1 участвуют также и все остальные. Показаны только адроны, но при этом подразумевается, что в моделировании участвуют и соответствующие античастицы (где они существуют). Также подразумевается наличие различных изотопических состояний перечисленных адронов, которые не отображены явно.

Таблица адронов в 3FD используется для адронного уравнения состояния, в рамках которого все плотности замораживания (барионная, странная и энергии) преобразуются в соответствующие барионный, странный химические потенциалы и температуру. В модели 3FD вся доступная энергия и барионный заряд распределяются между адронами, за исключением гиперонов Ξ и Ω , для которых просто выполняется расчет с использованием химических потенциалов и температуры. Ξ и Ω не участвуют в балансе сохраняющихся величин из-за своей пренебрежимо малой множественности по сравнению с другими странными адронами, включенными в таблицу 3FD.

Любой дополнительный (к таблице 3FD) адронный резонанс, выбранный в THESEUS-v1, вносит избыточную энергию и барионный заряд по отношению к их базовому значению в 3FD. Этот избыток нарушает сохранение энергии, барионного заряда и странности. Таким образом, использование исходной расширенной таблицы адронных резонансов THESEUS-v1 приводит к переоценке полной энергии и барионного заряда и дает ненулевую результирующую странность по сравнению с чистым расчетом 3FD. Поэтому в обновленной версии THESEUS-v2 мы сокращаем таблицу адронных резонансов точно до аналогичной таблицы в 3FD, для того, чтобы средняя энергия, странность и барионный заряд генерируемых событий согласовывались с полной энергией, странностью и барионным зарядом жидкостей в 3FD. Кроме того, в сокращенной таблице THESEUS-v2 остаются только адроны с хорошо известными модами распада, см. обзор PDG (Particle Data Group) [132]. Этого вполне достаточно для моделирования при умеренно релятивистских энергиях столкновения, для которых разработаны 3FD и генератор. При таких энергиях относительный вклад сильновозбужденных резонансов в

легкие мезоны без аромата	мезоны с ароматом	N и Δ барионы	барионы с ароматом
π	K	N	Λ
η	$K_0^*(800)$	$N(1440)$	$\Lambda(1405)$
$f_0(600)$	$K^*(892)$	$N(1520)$	$\Lambda(1520)$
$\rho(770)$	$K_1(1270)$	$N(1535)$	$\Lambda(1600)$
$\omega(782)$	$K_1(1400)$	$N(1650)$	$\Lambda(1670)$
$\eta'(958)$	$K^*(1410)$	$N(1675)$	$\Lambda(1690)$
$f_0(980)$	$K_0^*(1430)$	$N(1680)$	$\Lambda(1800)$
$a_0(980)$	$K_2^*(1430)$	$N(1700)$	$\Lambda(1810)$
$\phi(1020)$	$K(1460)$	$N(1710)$	$\Lambda(1820)$
$h_1(1170)$	$K_2(1580)$	$N(1720)$	$\Lambda(1830)$
$b_1(1235)$	$K_1(1650)$	$N(2190)$	$\Lambda(1890)$
$a_1(1260)$	$K^*(1680)$	$\Delta(1232)$	$\Lambda(2100)$
$f_2(1270)$	$K_2(1770)$	$\Delta(1600)$	$\Lambda(2110)$
$f_1(1285)$	$K_3^*(1780)$	$\Delta(1620)$	Σ
$\eta(1295)$	$K_2(1820)$	$\Delta(1700)$	$\Sigma(1385)$
$f_1(1420)$	$K_3(2320)$	$\Delta(1950)$	$\Sigma(1940)$
...
$f_2(1430)$	D		Ξ
...
$\eta(1475)$	$D_0^*(2400)$		Ω
...
$f_2(2340)$	$\Upsilon(11020)$		Ξ_b

Таблица 1: Список адронов, включенных в первоначальную версию THESEUS-v1 [113]. Резонансы, участвующие в 3FD-моделировании [62], обозначены жирным шрифтом.

выходы стабильных адронов весьма мал. Причиной является более низкая температура на поверхности перехода "жидкость-частица" по сравнению, например, с энергиями ЛНС.

В принципе, возможен и альтернативный способ решения вопроса о сохранении энергии, странности и барионного заряда. Локальная температура, барионный и странный химические потенциалы, полученные из 3FD, могли бы быть пересчитаны, исходя из соответствующих законов сохранения с использованием расширенной таблицы адронных резонансов. Этот альтернативный путь также имеет определенные недостатки. Нам пришлось бы иметь дело с большим количе-

ством резонансов с малоизвестными модами распада. Это привело бы к некоторой неточности в количестве и спектрах образовавшихся стабильных частиц. Однако, мы ожидаем, что конечные выходы и спектры образующихся стабильных частиц изменятся лишь незначительно по сравнению со случаем 3FD, поскольку примерно такое же количество стабильных частиц (из-за сохранения барионного числа, странности и энергии) будет образовываться из большего разнообразия изначальных резонансов. Конечно, упомянутые выше неопределенности в модах распада тяжелых резонансов также способствовали бы изменению этих чисел и спектров.

На примере столкновений Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ ГэВ показано, что при использовании исходной расширенной таблицы адронных резонансов THESEUS-v1 происходит превышение исходного распределения протонов 3FD примерно на 10% [104]. Этот избыток протонов в THESEUS-v1 демонстрирует упомянутый выше эффект избыточного барионного заряда. Влияние выбора таблицы резонансов на распределения K^+ и K^- различно: примерно 10% для K^- и 5% для K^+ . Однако, по абсолютным значениям эффекты равны из-за сохранения странности. Эффект, который дает выбор таблицы резонансов, сильнее при высоких энергиях столкновения, поскольку возбуждается заметно большее количество адронных резонансов, не входящих в список 3FD. При $\sqrt{s_{NN}} < 5$ ГэВ влияние выбора таблицы резонансов пренебрежимо мало, оно составляет менее 1% в пересчете на плотность протонов в области центральных быстрот.

Проведем проверку THESEUS-v2 на соответствие базовой модели 3FD на примере столкновений Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ ГэВ. Этот пример выбран еще и потому, что для этой реакции имеются экспериментальные данные [133], которые ранее не анализировались ни в THESEUS, ни в 3FD. Помимо методологических целей нас интересует влияние стадии дожига UrQMD на выходы различных видов частиц, образующихся в реакции. Рисунок 6 (а) демонстрирует быстрое распределение протонов [104]. Протоны, полученные в результате слабых распадов, включены, в соответствии с точкой данных STAR [133], которая наложена на график. Использование таблицы адронных резонансов в THESEUS-v2 без даль-

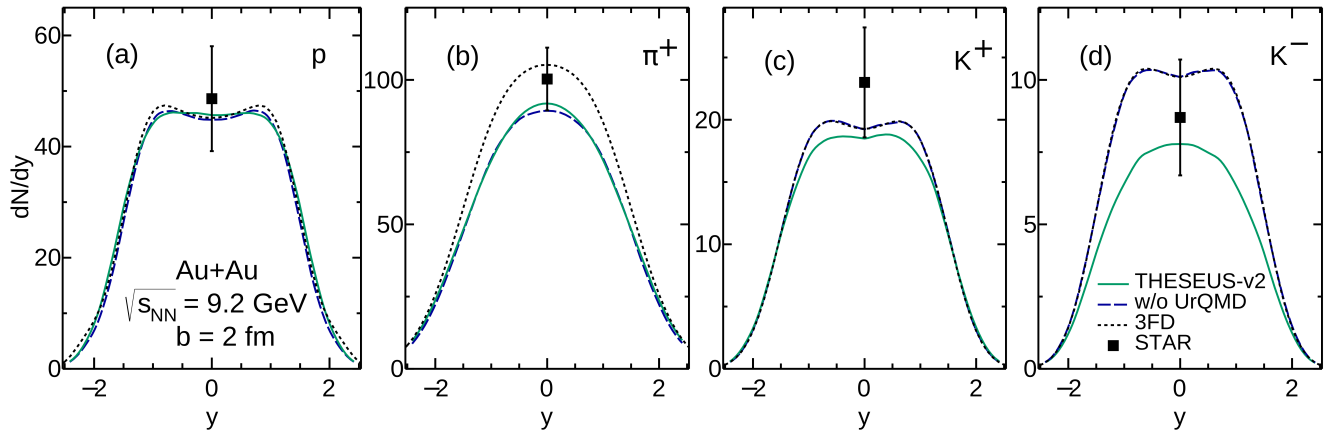


Рис. 6: Быстротные распределения протонов (a), π^+ (b) (за исключением вклада слабых распадов от K_{short}^0), K^+ (c) и K^- (d) в центральных столкновениях ($b = 2$ фм) Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ ГэВ, рассчитанные для уравнения состояния с кроссовером [119]. Результат 3FD показан коротким пунктиром, результат THESEUS-v2 без UrQMD — длинным пунктиром, а результат THESEUS-v2 с UrQMD — сплошной линией. Экспериментальные данные коллаборации STAR взяты из работы [133].

нейшего подключения UrQMD приводит к хорошему воспроизведению результата 3FD. Эффект дожига UrQMD для протонов оказывается небольшим, что видно из кривой "THESEUS-v2" на Рисунке 6 (a).

Аналогичные результаты для пионов [104] продемонстрированы на Рисунке 6 (b). Вклады от слабых распадов в спектры пионов исключены, снова для соответствия данным STAR [133]. Как видно из Рисунка 6 (b), результат THESEUS-v2 отличается от результата 3FD, несмотря на идентичные таблицы резонансов. Это различие объясняется разницей значений коэффициентов ветвления распадов адронных резонансов в кодах THESEUS-v2 и 3FD. Данные о коэффициентах ветвления собраны в обзоре PDG [132] и исправлены в каждом их издании. Более того, коэффициенты ветвления экспериментально известны с точностью 20–40%, как правило, даже для хорошо установленных мод распада. Это касается и вероятностей распадов с одним и двумя конечными пионами, которые имеют первостепенное значение для быстротных распределений. На практике, каналы распада и их коэффициенты ветвления в THESEUS берутся из кода EPOS3 [134]. Таким образом, несколько разные каналы распада в кодах THESEUS-v2 и 3FD приводят

к разнице, показанной на Рисунке 6 (b). Мы также проверили, что распределения термальных пионов идентичны в расчетах THESEUS-v2 и 3FD. Более того, дожиг UrQMD лишь незначительно меняет быстрое распределение пионов, как и протонов.

Результаты для положительных и отрицательных каонов представлены на панелях (c) и (d) Рисунка 6. THESEUS-v2 без UrQMD прекрасно воспроизводит результаты 3FD. Дожиг UrQMD сильнее влияет на распределения каонов, чем протонов и пионов. В частности, он сильно снижает плотность K^- в области центральных быстрот из-за сильного поглощения K^- в реакциях типа $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$. Отчасти такое сильное сокращение K^- решает проблему превышения выхода K^- в 3FD [120].

1.4.3 Легкие (гипер)ядра

В таблицу частиц генератора включены также различные виды легких ядер: дейтронов (d), тритонов (t), изотопов гелия ^3He и ^4He , а также низколежащих резонансов системы $^4\text{He}^*$, распады которых дают вклад в выход стабильных частиц [7], см. Таблицу 2. Кроме того, в таблицу добавлены гиперядра: $^3_{\Lambda}\text{H}$ и $^4_{\Lambda}\text{He}$, которые мы рассматриваем как стабильные частицы, поскольку хотим увидеть их выходы. Импульсные распределения этих ядер строятся аналогично тому, как это происходит для других адронов, т.е. в соответствии с их функциями распределения в фазовом пространстве при заданных скоростях гидродинамического потока, химических потенциалах и температуре. В отличие от других адронов, легкие ядра не участвуют в дожиге UrQMD, поскольку UrQMD не способна описывать их движение. Описанную выше выборку легких ядер невозможно выполнить напрямую, исходя из входных файлов, получаемых из 3FD.

Исходная модель 3FD рассчитывает спектры так называемых первичных нуклонов, т.е. как наблюдаемых нуклонов, так и связанных в легких ядрах. Поэтому нуклоны, связанные в легких ядрах, необходимо вычестить из первичных, чтобы получить наблюдаемые нуклоны, которые уже можно сравнивать с экспе-

Ядро (E [МэВ])	J	моды распада, %
d	1	Стабильно
t	1/2	Стабильно
${}^3\text{He}$	1/2	Стабильно
${}^4\text{He}$	0	Стабильно
${}^4\text{He}(20.21)$	0	$p = 100$
${}^4\text{He}(21.01)$	0	$n = 24, p = 76$
${}^4\text{He}(21.84)$	2	$n = 37, p = 63$
${}^4\text{He}(23.33)$	2	$n = 47, p = 53$
${}^4\text{He}(23.64)$	1	$n = 45, p = 55$
${}^4\text{He}(24.25)$	1	$n = 47, p = 50, d = 3$
${}^4\text{He}(25.28)$	0	$n = 48, p = 52$
${}^4\text{He}(25.95)$	1	$n = 48, p = 52$
${}^4\text{He}(27.42)$	2	$n = 3, p = 3, d = 94$
${}^4\text{He}(28.31)$	1	$n = 47, p = 48, d = 5$
${}^4\text{He}(28.37)$	1	$n = 2, p = 2, d = 96$
${}^4\text{He}(28.39)$	2	$n = 0.2, p = 0.2, d = 99.6$
${}^4\text{He}(28.64)$	0	$d = 100$
${}^4\text{He}(28.67)$	2	$d = 100$
${}^4\text{He}(29.89)$	2	$n = 0.4, p = 0.4, d = 99.2$
${}^3_1\text{H}$	1/2	Стабильно
${}^4_1\text{He}$	0	Стабильно

Таблица 2: Стабильные легкие ядра, низколежащие резонансы системы ${}^4\text{He}^*$, взятые из <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/getdataset.jsp?nucleus=4HE&unc=nds> и гиперядра. J обозначает полный угловой момент количества движения. Последняя колонка содержит коэффициенты ветвления каналов распада в процентах, в ней p, n, d обозначают испускание протонов, нейтронов и дейтронов соответственно. Информация по легким гиперядрам взята из работ [30; 135].

риментальными данными. Такое вычитание осуществляется в 3FD, где спектры легких ядер рассчитываются в рамках коалесцентного подхода [62; 136], а не статистического. В THESEUS-v1 же легкие ядра вычисляются наравне с адронами с использованием статистического подхода. Однако, поскольку в 3FD легкие ядра не вносят вклад в суммарный барионный заряд, а в THESEUS-v1 этот вклад присутствует, происходит превышение суммарного барионного заряда конечного состояния "адроны + легкие ядра", поэтому приходится вносить компенсирующую поправку. Такая поправка в THESEUS-v2 производится путем *пересчета*

барионного химического потенциала, в соответствии с сохранением локального барионного числа ансамбля адронов, дополненного видами легких (гипер)ядер, перечисленных в Таблице 2. Подробности этого пересчета описаны в Приложении А.

Вообще, в гидродинамическом моделировании при максимальных энергиях RHIC или LHC легкие ядра обычно не входят в уравнение состояния адронной фазы. Даже если бы они входили, то оказали бы незначительное влияние на термодинамические величины. Причина в том, что при низком барионном химическом потенциале выходы легких ядер сильно подавлены из-за их массы. При меньших энергиях столкновения большой барионный химический потенциал частично компенсирует разницу между массами барионов и барионных кластеров; в подходе статистической адронизации образование каждого нового состояния кластера подавляется в $\exp(-(m_N - \mu_B)/T)$ раз по сравнению с $\exp(-m_N/T)$ при нулевом барионным химическом потенциале.

Ниже мы продемонстрируем результаты, полученные с пересчетом барионного химического потенциала и без пересчета, чтобы указать энергии столкновения и кинематические области, где такой пересчет необходим. Тритоны и ядра ^3He различаются, главным образом, изотопическим составом. Способ обработки некоторых частиц и легких ядер с разным изотопическим составом в рамках моделирования 3FD и THESEUS-v2 описан в подразделе 1.4.4. Для сравнения также приводятся результаты 3FD-коалесценции [62; 136]. Обзор по коалесценции в 3FD дан в Приложении Б.

Результаты моделирования THESEUS-v2 с вышеуказанной поправкой показаны на Рисунке 7 и соответствуют кривой, обозначенной "THESEUS-v2". Показаны расчёты [104] для центральных ($b = 2$ фм) столкновений Au+Au при энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 2.7$ ГэВ ($E_{\text{лаб}} = 2A$ ГэВ в обозначениях E895 [137]) в сценарии, задаваемом уравнением состояния с кроссовером. Чтобы проиллюстрировать влияние возбужденных состояний $^4\text{He}^*$, мы также приводим результаты без их вклада. Сравнение кривых "THESEUS-v2" (производится пересчет барионно-

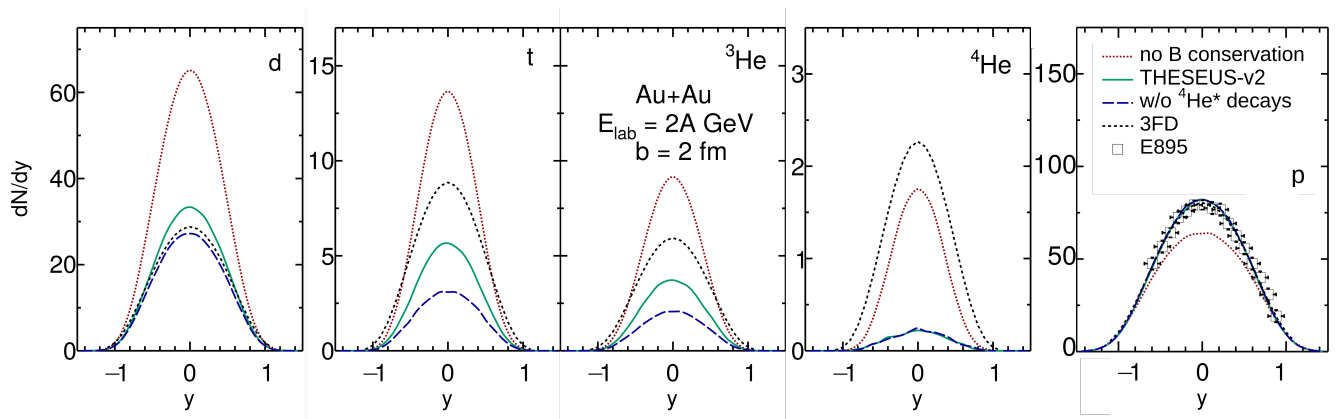


Рис. 7: Быстротные распределения дейтронов (d), тритонов (t), ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и протонов в центральных ($b = 2$ фм) Au+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.7$ ГэВ ($E_{\text{лаб}} = 2A$ ГэВ) а рамках сценария с кроссовером [119] полученные для: 3FD с коалесценцией (черная линия, короткий пунктир), THESEUS-v2 без пересчета барионного химического потенциала, и, следовательно, без сохранения барионного заряда (красная линия, короткий пунктир), THESEUS-v2 без возбужденных состояний ${}^4\text{He}$ (длинный пунктир) и полного расчета THESEUS-v2 (сплошная линия). Протонные экспериментальные данные взяты из работы [137].

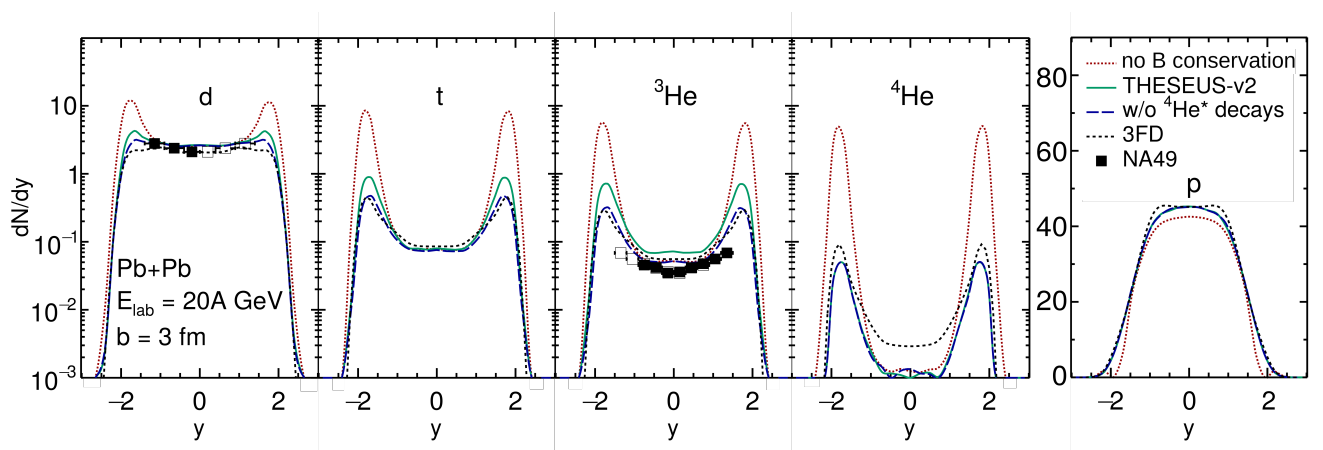


Рис. 8: То же, что и на Рисунке 7, но для центральных ($b = 3$ фм) Pb+Pb столкновений при энергии $E_{\text{лаб}} = 20A$ ГэВ. Экспериментальные данные NA49 коллаборации взяты из работы [105].

го химического потенциала, и, следовательно, сохраняется барионный заряд), и "no B conservation" (без сохранения барионного заряда) явно демонстрирует, что пересчет барионного химического потенциала приводит к значительному уменьшению выходов легких ядер. Включение возбужденных состояний ${}^4\text{He}^*$ также заметно влияет на выходы легких ядер.

Также на Рисунке 7 представлены результаты расчета 3FD в рамках подхода коалесценции. Поскольку данные о легких ядрах для этой реакции отсутствуют, коэффициенты коалесценции в 3FD были выбраны исключительно из условия, что результат по протонам согласуется с данными E895 [137] после вычитания вклада легких ядер из выхода первичных протонов. На практике, коэффициенты коалесценции взяты из работы [61] и масштабированы для воспроизведения наблюдаемого быстротного распределения протонов с их фиксированными отношениями, см. Приложение Б. Поэтому детальное сравнение результатов THESEUS-v2 с результатами 3FD имеет смысл только для протонов. Хотя экспериментальные данные по легким ядрам недоступны, мы можем заключить, что выход легких ядер, предсказанный THESEUS-v2, является разумным, поскольку полученное быстротное распределение протонов хорошо согласуется с данными E895 [137]. Такое согласование достигнуто без каких-либо фитирующих или дополнительных параметров, в отличие от подхода коалесценции в 3FD.

На Рисунке 8 показаны аналогичные результаты [104] при более высокой энергии столкновения, $\sqrt{s_{NN}} = 6.4$ ГэВ ($E_{\text{лаб}} = 20A$ ГэВ), для центральных ($b = 3$ фм) столкновений Pb+Pb. Протонные распределения не включают в себя вкладов от слабых распадов. Эти результаты сопоставлены с экспериментальными данными коллаборации NA49 [105]. Прицельный параметр моделирования соответствует выбору центральности данных. Воспроизведение данных оказывается достаточно хорошим. При этом множественности образующихся легких ядер значительно ниже, чем при низкой энергии, см. Рисунок 7. Корректировка барионного химического потенциала также сильно влияет на этот результат, но только в при быстротах вблизи областей фрагментации. При этом влияние возбужденных состояний ${}^4\text{He}^*$ становится слабым. Также показаны результаты расчета 3FD-коалесценции из работы [136]. Стоит отметить, что моделирование THESEUS-v2 хорошо воспроизводит данные [105] без каких-либо подгоночных параметров, тогда как 3FD-коалесценция требует специальной настройки коэффициентов коалесценции для каждого легкого ядра в отдельности.

1.4.4 Изотопический состав получаемых частиц и легких ядер

В 3FD частицы изотопически не различаются, т.е. модель работает с нуклонами, пионами и т. д., а не с протонами, нейтронами, π^+ , π^0 , π^- , и т. д. Поэтому все величины, пропорциональные числу протонов, рассчитываются для нуклонов (после распадов всех резонансов) и затем умножаются на фактор $(Z_p + Z_t)/(A_p + A_t)$, где Z_α — заряд сталкивающегося ядра ($\alpha = p$ — снаряда или t — мишени) и A_α — его массовое число. Это всего лишь приблизительный рецепт оценки разницы между выходами протонов и нейтронов. Остальные виды (пионы, каоны и т. д.) равномерно распределены между изотопными состояниями, например, числа пионов и каонов равны $N_{\pi^+} = N_{\pi^-} = N_{\pi^0} = N_\pi/3$ и $N_{K^+} = N_{K^0} = N_K/2$ соответственно.

В THESEUS есть возможность различать изоспиновые состояния в мультиплетах. Однако, по умолчанию генератор моделирует изоспин-симметричную материю, поскольку в 3FD нет информации о ее изотопном составе. Тем не менее, даже в изоспин-симметричной материи множественности π^\pm и π^0 , а также K^\pm и K^0 различаются из-за небольших различий в массах данных частиц, см. обзор PDG [132], что учтено в THESEUS. Если разрешены слабые распады (включение слабых распадов является опцией в THESEUS-v2), разница между π^\pm и π^0 становится больше. Вышеизложенное, конечно, не исчерпывает полного списка причин, приводящих к изотопической разнице. Этот рецепт является хорошим приближением при высоких энергиях столкновения, тогда как при низких энергиях он игнорирует изотопическую разницу в выходах.

Для протонов в THESEUS-v2 используется немного улучшенный рецепт по сравнению с применяемым в 3FD. Доля протонов рассчитывается по следующей формуле:

$$R_p = \frac{Z_{yч} - N_d - N_t - 2N_{3\text{He}} - 2N_{4\text{He}}}{B_{yч} - 2N_d - 3N_t - 3N_{3\text{He}} - 4N_{4\text{He}}} \quad (11)$$

где $B_{yч}$ и $Z_{yч} = B_{yч}(Z_1 + Z_2)/(A_1 + A_2)$ — это полный барионный и электриче-

ский заряды частиц-участников, $N_{\text{ядра}}$ — множественность вида легких ядер. $B_{\text{уч}}$ рассчитывается при помощи THESEUS-v2. В Уравнении (11) учтено, что доля наблюдаемых протонов меняется из-за того, что часть их связана в легких ядрах. Рисунки 6 (а), 7 и 8 получены именно таким образом.

Числа генерируемых в THESEUS-v1 тритонов, N_t , и изотопов ^3He , $N_{^3\text{He}}$, равны из-за упомянутой выше изотопической симметрии 3FD. В обновленном же THESEUS-v2 эти числа, N_t и $N_{^3\text{He}}$, также масштабируются с помощью коэффициентов $(N_p + N_t)/(A_p + A_t)$ и $(Z_p + Z_t)/(A_p + A_t)$ соответственно, чтобы учесть начальный изотопный дисбаланс сталкивающихся ядер.

Глава 2. Исследование легких ядер

2.1 Выбор значения параметра замораживания для моделирования дожига легких ядер

Как было упомянуто ранее, для описания стадии дожига в генераторе используется UrQMD [72; 115], однако, эта модель не способна обрабатывать легкие ядра. Чтобы частично решить проблему стадии дожига легких ядер, мы имитируем эффект дожига путем более позднего замораживания системы. На практике это значит, что система эволюционирует в гидродинамическом состоянии дольше, чем при стандартном замораживании. Для этой имитации нам необходимо оценить параметр замораживания, а именно: плотность энергии замораживания ε_{frz} . Протоны тесно связаны с легкими ядрами, поскольку входят в их состав, поэтому мы их выберем для оценки параметра. К тому же, для протонов существуют экспериментальные данные для различных энергий столкновения ядер. Выберем различные значения параметра ε_{frz} , промоделируем с ними столкновения ядер и сравним полученные с ними результаты с результатом, полученным стандартным путем: при выборе $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$ и подключенным UrQMD.

На Рисунке 9 показаны результаты для p_T -спектров протонов [111] для двух различных энергий столкновения: 20А ГэВ и 158А ГэВ, и двух различных уравнений состояния: с фазовым переходом 1-го рода и с перекрытием фаз или кроссовером, а также приведены экспериментальные данные коллаборации NA49. Стандартный результат (с $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$ и с UrQMD) показан яркой линией (синей для уравнения с кроссовером и красной пунктирной для уравнения с фазовым переходом 1-го рода); то же, но без UrQMD — бледной толстой линией; с поздним замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$ — черной линией, длинный пунктир; с еще более поздним замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.1 \text{ ГэВ/фм}^3$ — черной линией, короткий пунктир. Как видно, для всех графиков наиболее близок к стандартному результату результат с $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$ без UrQMD.

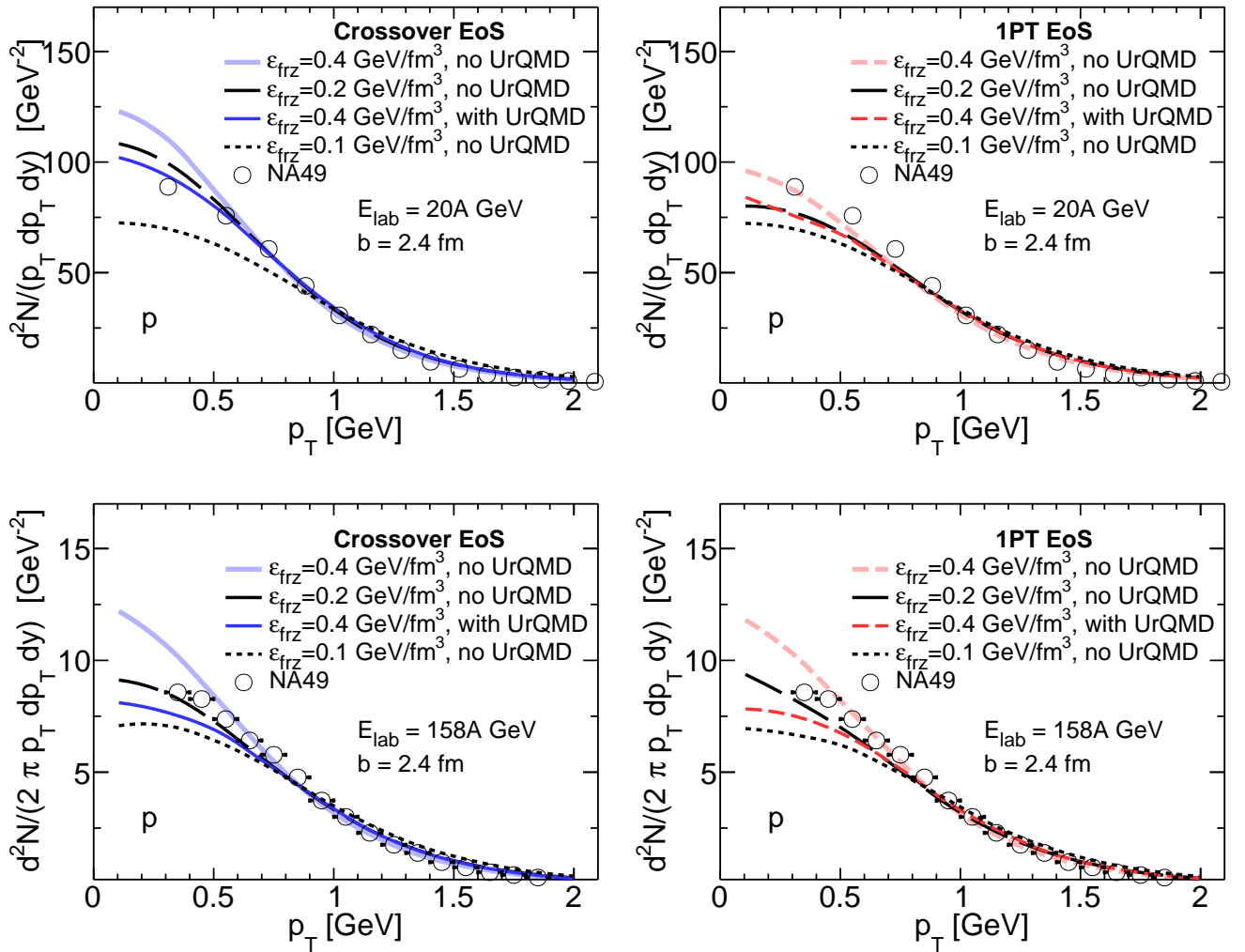


Рис. 9: p_T -спектры протонов в центральных столкновениях Au+Au при энергиях $E_{\text{лаб}} = 20A$ ГэВ (верхние панели) и $E_{\text{лаб}} = 158A$ ГэВ (нижние панели), рассчитанные для уравнения состояния с кроссовером (левые панели) и для уравнения состояния с фазовым переходом 1-го рода (правые панели). Приведены результаты моделирования THESEUS без последующего дожига в UrQMD для плотностей энергии заморзания $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.1, 0.2$ и 0.4 ГэВ/фм³. Также приведен результат со стандартным для 3FD замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³ с последующим применением UrQMD. Экспериментальные данные коллаборации NA49 приведены для сравнения [138].

Также проведем подобное сравнение [111] для быстротных распределений нетто-протонов, т.е. разности “протоны-антипротоны”, для $E_{\text{лаб}} = 158A$ ГэВ и двух уравнений состояния, см. Рисунок 10. Как видно из обоих графиков, и в этом случае наиболее близок к стандартному результату результат с $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³ без UrQMD. Это значение и будет в дальнейшем использоваться для расчетов

выходов легких ядер.

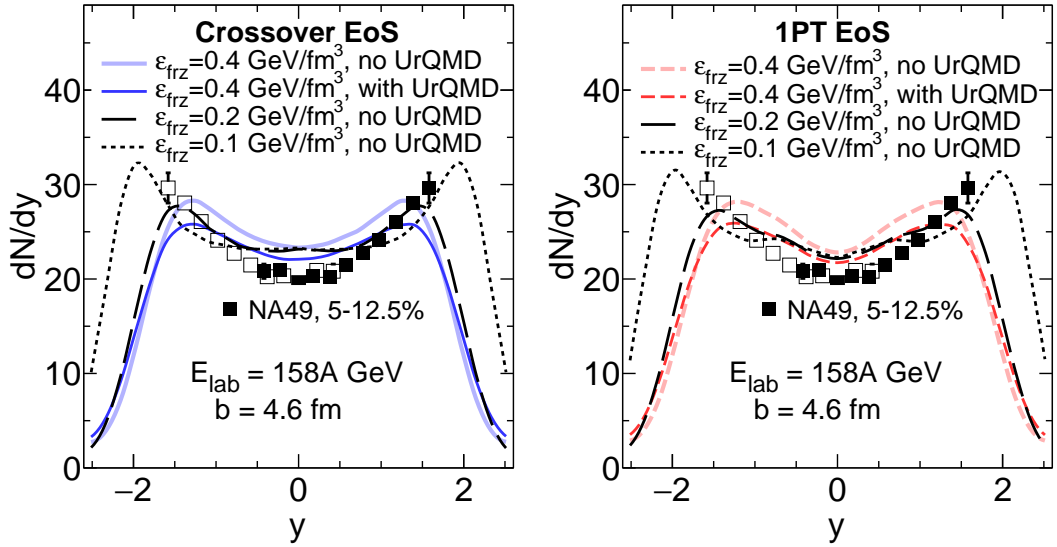


Рис. 10: Быстротные распределения нетто-протонов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии $E_{\text{лаб}} = 158\text{A}$ ГэВ ($b = 4.6$ фм), рассчитанные для уравнения состояния с кроссовером (левая панель) и уравнения состояния с фазовым переходом 1-го рода (правая панель). Приведены результаты моделирования THESEUS без последующего дожига в UrQMD для плотностей энергии замораживания $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.1, 0.2$ и 0.4 ГэВ/фм³ и результат со стандартным для 3FD замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³ с последующим применением UrQMD. Также приведены экспериментальные данные коллаборации NA49 [139].

2.2 Исследование легких ядер при энергиях $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 6.4\text{--}19.6$ ГэВ

2.2.1 Быстротные распределения

Начнем с результатов по быстротным распределениям нетто-протонов. На Рисунке 11 показаны быстротные распределения нетто-протонов [111] для различных энергий столкновения: 20A, 30A, 40A, 80A и 158A ГэВ в лабораторной системе, и для двух уравнений состояния: с кроссовером и с фазовым переходом 1-го рода. Приведены результаты для стандартного замораживания без подключения UrQMD и с UrQMD, результат моделирования чистой 3FD [136] и экспериментальные данные NA49 [139]. Из графиков видно, что нетто-протоны воспроизводятся достаточно хорошо. Дожиг UrQMD немного снижает выход нетто-протонов в области средних быстрот и приводит к еще лучшему согласию с данными. Это

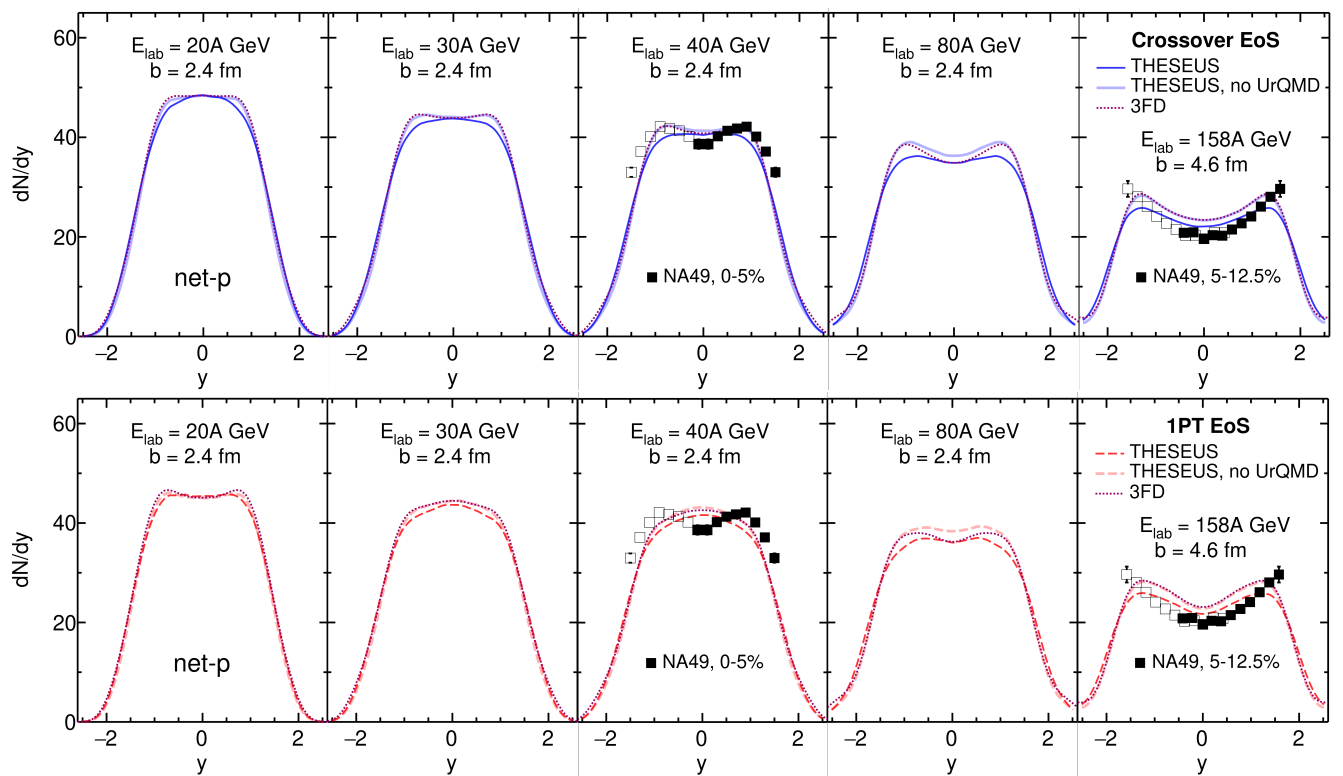


Рис. 11: Быстротные распределения нетто-протонов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях $E_{\text{лаб}} = 20\text{A}-158\text{A}$ ГэВ, рассчитанные с уравнениями состояния с кроссовером (верхний ряд) и с фазовым переходом 1-го рода (нижний ряд). Приведены результаты со стандартным замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³ с использованием UrQMD (яркие линии) и без использования UrQMD (бледные линии). Также изображены результаты моделирования 3FD [136] (фиолетовые линии, короткий пунктир) и экспериментальные данные NA49 [139]

снижение становится более существенным с увеличением энергии столкновения. Уравнение состояния с кроссовером снова дает лучшее согласие с имеющимися данными, чем с фазовым переходом 1-го рода.

Далее, проанализируем быстротные распределения легких ядер [111], см. Рисунки 12 и 13. Сравним наши результаты с данными NA49 [105], а также с результатами коалесценции 3FD [136]. Напомним, что легкие ядра моделируются без стадии дожига. Чтобы проиллюстрировать ожидаемый эффект стадии дожига на легких ядрах, мы представляем результаты моделирования с обычным замораживанием, $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³, и поздним, $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³, имитирующим стадию дожига. Как видно, результаты THESEUS систематически превышают экспериментальные данные по выходам легких ядер в области центральных

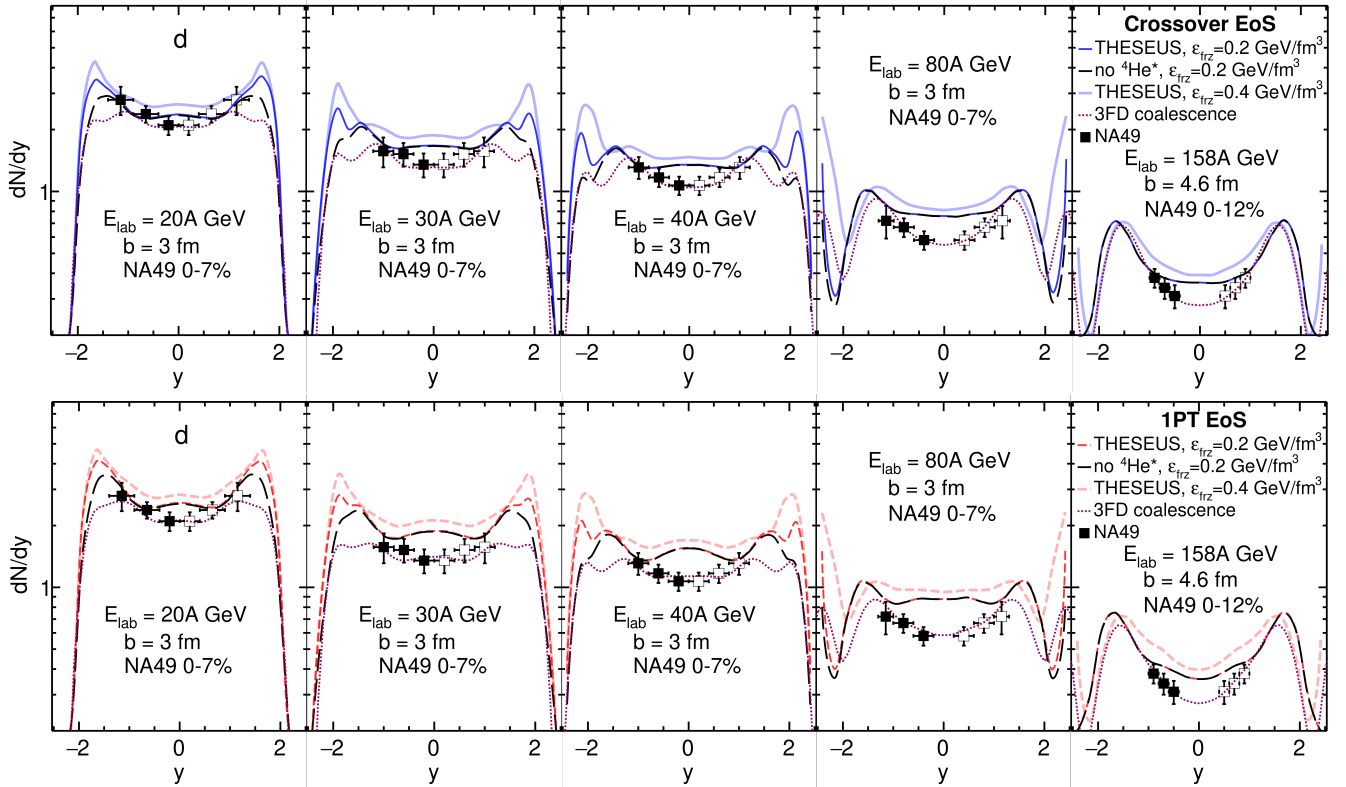


Рис. 12: То же, что и на Рисунке 11 но для дейтронов. Приведены результаты со стандартным замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$ (бледные линии) и поздним $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$ (яркие линии), без вклада возбужденных низколежащих резонансов ${}^4\text{He}$ (черные линии), результаты 3FD [136] и экспериментальные данные NA49 [105].

быстрот. Позднее замораживание несколько улучшает согласие с данными, но не полностью, однако, разница между расчетами с $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ и 0.4 ГэВ/фм^3 более существенна, чем аналогичная разница для нетто-протонов (в данном случае, с UrQMD и без UrQMD). Степень согласия с экспериментом зависит от уравнения состояния. Уравнение состояния с кроссовером и в этом случае обеспечивает лучшее согласие с данными, чем уравнение состояния с фазовым переходом 1-го рода. Удивительно, что воспроизведение данных ${}^3\text{He}$ оказывается лучше, чем данных по дейтронам, несмотря на то, что ${}^3\text{He}$ является более тяжелым ядром.

По-видимому, небольшое несоответствие результатов THESEUS с экспериментальными данными по протонам, см. Рисунок 11, трансформируется в большее их несоответствие с экспериментальными данными по легким ядрам.

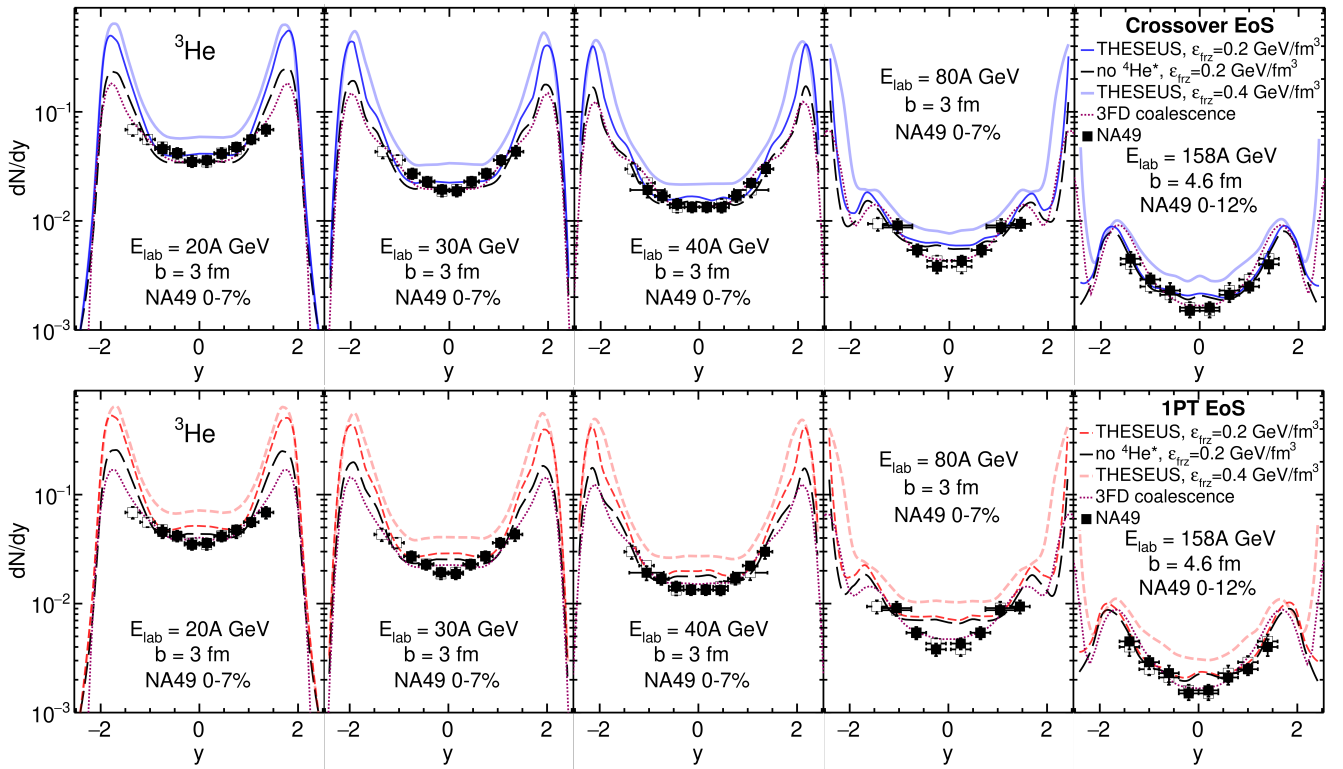


Рис. 13: То же, что и на Рисунке 12 но для ${}^3\text{He}$.

2.2.2 Спектры по поперечным массам

Для протонов спектры по поперечным массам [111] в области центральных быстрот, полученные с помощью THESEUS в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях $E_{\text{лаб}} = 20\text{A}-158\text{A}$ ГэВ представлены на Рисунке 14. Также показаны результаты 3FD-моделирования. Как видно, наличие стадии дожига (линии THESEUS на Рисунке 14) улучшает согласие с данными NA49 [138] при низких $m_T - m$ по сравнению с 3FD, однако, наклоны линий не очень хорошо согласуются с экспериментом.

Спектры по поперечным массам для дейтронов и ядер ${}^3\text{He}$ [111] для тех же энергий также измерены коллаборацией NA49 [105]. Сравним с ними результаты нашего моделирования с помощью THESEUS на Рисунке 15. Показаны только результаты с кроссовером, поскольку сценарий с фазовым переходом 1-го рода дает сходный результат, в котором согласие с экспериментом чуть хуже. Снова показаны результаты с обычным замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³ и поздним $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³. Для сравнения показаны и результаты коалесценции 3FD [136].

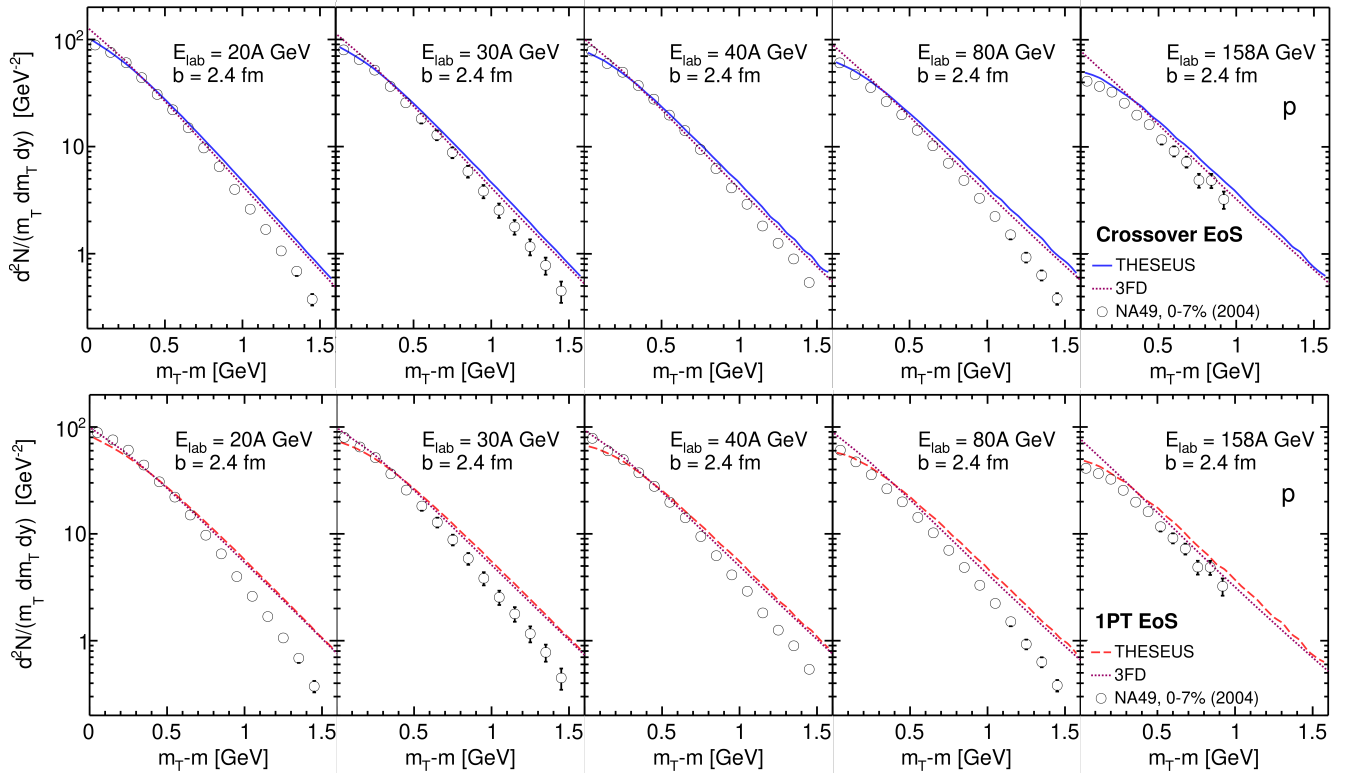


Рис. 14: Спектры по поперечным массам для протонов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях $E_{\text{лаб}} = 20\text{A}-158\text{A}$ ГэВ, рассчитанные с уравнениями состояния с кроссовером (верхний ряд) и фазовым переходом 1-го рода (нижний ряд). Результаты со стандартным моделированием (то есть с дожигом UrQMD) и моделированием 3FD [136] также представлены. Экспериментальные данные NA49 взяты из [138].

Наклоны спектров 3FD-коалесценции и THESEUS (с обычным замораживанием) очень похожи, несмотря на то, что они получены при помощи разных подходов. Это связано с тем, что коалесценция и термодинамические выражения для выхода легких ядер очень похожи, отличие только в регулируемости коэффициентов коалесценции, которые контролируют общую нормировку.

Согласие этих спектров с данными NA49 далеко не идеальное. Нормировка спектров легких ядер сильно завышена в THESEUS с обычным замораживанием. Имитация дожига (THESEUS с $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) несколько улучшает нормировку при низких $m_T - m$, но ухудшает согласие с наклонами. Общая нормировка спектров 3FD-коалесценции лучше, однако, это достигается за счет настройки параметров коалесценции.

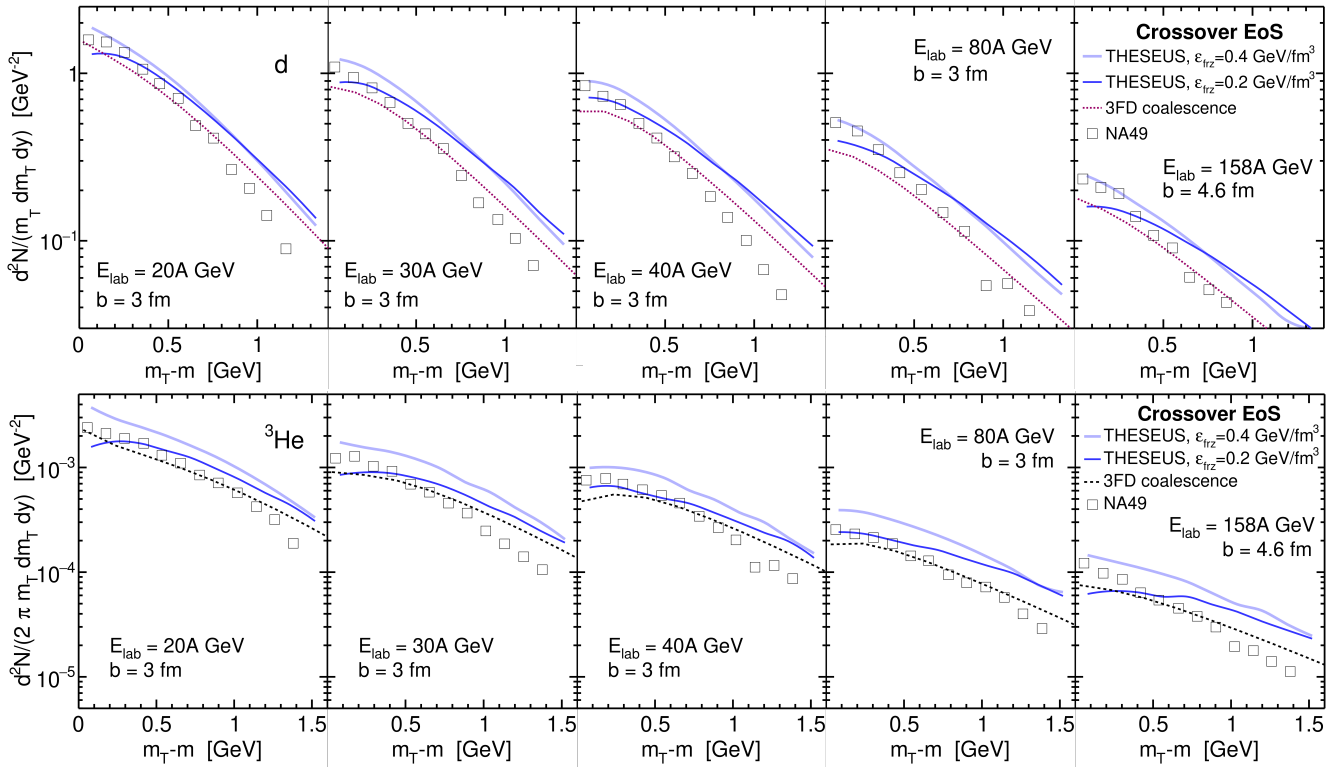


Рис. 15: То же, что и на Рисунке 14, но для дейтронов (верхний ряд) и ${}^3\text{He}$ (нижний ряд). Показаны результаты, рассчитанные с уравнением состояния с кроссовером, со стандартным замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм 3 (бледно-голубые линии) и поздним $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм 3 (синие линии), результаты 3FD-коалесценции (фиолетовые пунктирные линии) [136] и экспериментальные данные NA49 [105].

Вычисленные спектры ${}^3\text{He}$ снова совпадают с экспериментом лучше, чем спектры дейтронов, что так же удивительно. Спектры и их наклоны лучше воспроизводятся при низких $m_T - m$. Наряду с быстротными распределениями m_T -спектры лучше описывают данные при более низких энергиях, откуда можно предположить, что THESEUS лучше подходит для моделирования легких ядер на энергиях NICA и FAIR. Здесь также можно заключить, что небольшие расхождения в результатах протонов трансформируются в большие расхождения в результатах для легких ядер. В частности, можно заметить, что немного лучшее воспроизведение данных через сценарий с кроссовером по сравнению со сценарием с фазовым переходом 1-го рода, см. Рисунки 11 и 14, приводит к значительно лучшему согласию с данными по легким ядрам, см. Рисунки 12 и 13.

Касательно 3FD модели стоит отметить, что она не настраивалась на воспроиз-

извлечение легких ядер, в частности m_T -спектров. Не лучшее согласие с данными по m_T -спектрам — это цена за намерение воспроизвести многочисленные данные в широком диапазоне энергий столкновений с тем же набором параметров, что описан в [101].

2.2.3 Отношения выходов легких ядер

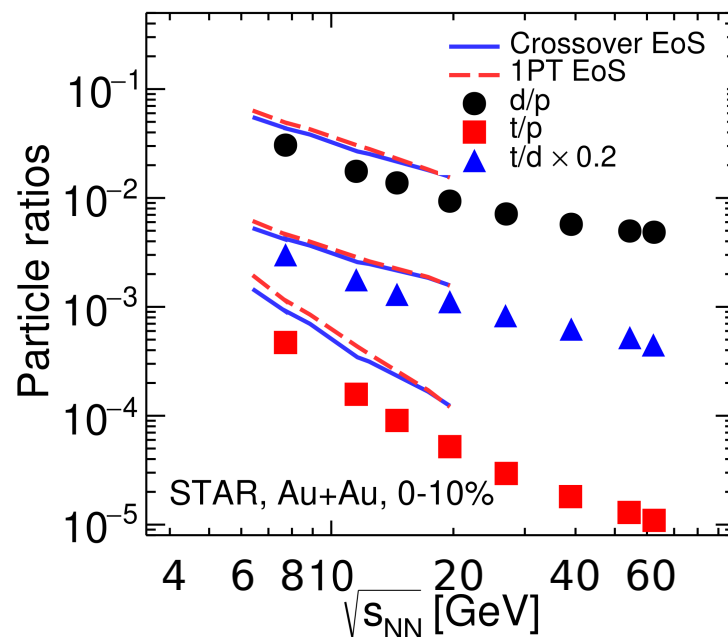


Рис. 16: Зависимости от энергии отношений выходов частиц d/p , t/p и t/d в области центральных быстрот. Моделирование выполнено при $b = 4$ фм для Au+Au и $b = 3$ фм для Pb+Pb в бине по быстроте $|y| < 0.3$. Представлены результаты для уравнений состояния с кроссовером (синие линии) и с фазовым переходом 1-го рода (красные пунктирные линии). Результаты расчета сравниваются с данными STAR [98] для центральных (0-10%) столкновений Au+Au.

Рассмотрим такие отношения выходов частиц, как d/p , t/p , и t/d , т.е. отношение числа дейтронов к числу протонов, числа тритонов к числу дейтронов и числа тритонов к числу протонов соответственно, в области центральных быстрот в зависимости от энергии столкновения [111]. На Рисунке 16 показаны результаты моделирования THESEUS и экспериментальные данные коллаборации STAR [98]. Протоны в этих отношениях не содержат вклада от слабых распадов, в соответствии с экспериментальной процедурой [94]. Как видно из Рисунка 16, моделиро-

вание воспроизводит их функциональную зависимость от энергии, однако, систематически завышает их значения по сравнению с экспериментальными данными. Если включить в выход протонов вклад от слабых распадов, то результат будет значительно лучше воспроизводить эксперимент. Подходы с коалесценцией [67; 69; 85] лучше описывают эти отношения, поскольку они включают параметры, управляющие образованием легких ядер.

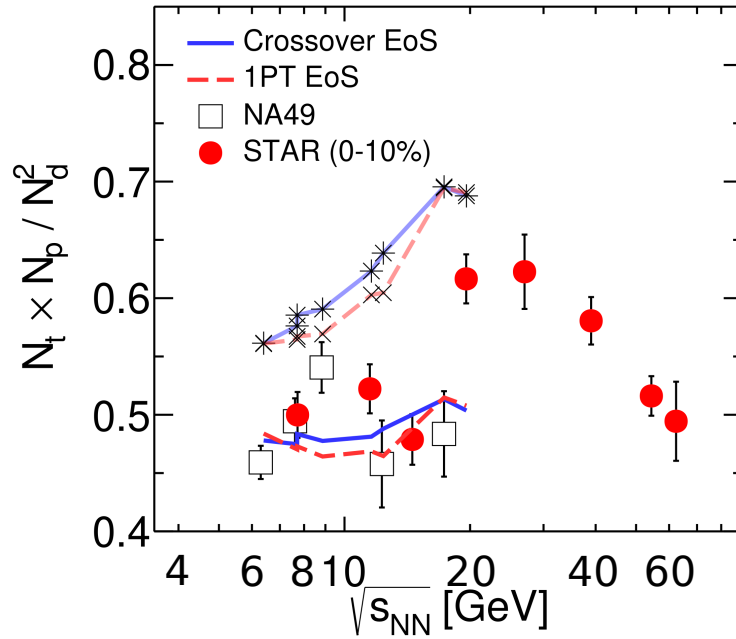


Рис. 17: Зависимость от энергии отношения выходов легких ядер $N_t \times N_p / N_d^2$ в области центральных быстрых в центральных столкновениях Au+Au и Pb+Pb. Моделирование выполнено при $b = 4$ фм для Au+Au (при энергиях $\sqrt{s_{NN}} < 17.4$ ГэВ) и $b = 4.6$ фм для Pb+Pb (при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17.4$ ГэВ) в бине по быстрой $|y| < 0.3$. Результаты представлены для уравнений состояния с кроссовером (синие линии) и с фазовым переходом 1-го рода (красные пунктирные линии). Для иллюстрации влияния слабых распадов показаны отношения, в которые входят числа протонов N_p , содержащие вклад слабых распадов (две верхние линии, помеченные крестами) и без этого вклада (две нижние линии). Также приведены экспериментальные данные STAR [98] для центральных (0–10%) Au+Au столкновений и данные NA49 для столкновений Pb+Pb (0–7% при 20A–80A ГэВ и 0–12% при 158A ГэВ) [105].

Отношение выходов легких ядер $N_t N_p / N_d^2$ был предложен в качестве индикатора флуктуаций плотности нейтронов, связанных с фазовым переходом первого рода [6; 140]. Позже его также связали с возможной критической точкой силь-

новзаимодействующей горячей барионной материи [7—9]. Вблизи критической точки это отношение монотонно возрастает с увеличением длины корреляции плотности нуклонов [9], кроме того, образование ${}^3\text{He}$ может увеличиться из-за усиленной предкластеризации и последующего распада ${}^4\text{He}$ -подобных кластеров [7; 8]. В свою очередь, это может привести к появлению максимума отношения $N_t N_p / N_d^2$ вблизи критической точки. Предварительные данные об этом отношении [98] показывают немонотонное поведение с пиком, расположенным около 20 ГэВ (см. Рисунок 17), что может указывать на прохождение либо фазового перехода первого рода, либо критической точки при этой энергии столкновения.

Зависимость от энергии отношения $N_t N_p / N_d^2$ в области центральных быстрых столкновениях Au+Au и Pb+Pb представлена на Рисунке 17. Моделирование проводилось при $b = 4$ фм для Au+Au, при $b = 3$ фм ($\sqrt{s_{NN}} < 17.4$ ГэВ) и $b = 4.6$ фм ($\sqrt{s_{NN}} = 17.4$ ГэВ) для Pb+Pb в интервале быстрой $|y| < 0.3$, см. нашу работу [111].

Результаты, полученные с уравнениями состояния с кроссовером и фазовым переходом 1-го рода, представлены для отношений, где N_p относится ко всем протонам, включая протоны слабых распадов, и с N_p , связанным с протонами без вклада слабых распадов (см. описание Рисунка 17). Отметим, что в данных NA49 вместо N_t используется $N_{\text{зHe}}$. Как это видно из Рисунка 17, отношения, включающие все протоны и протоны, полученные без учета вклада от слабых распадов, совершенно разные.

В то время как отношение с участием всех протонов, хотя и завышает данные, поднимается вверх, сходным образом с экспериментальными данными, энергетическая зависимость отношения с протонами без участия слабых распадов довольно пологая с небольшим повышением до 20А ГэВ. Из этого можно заключить, что наблюдаемый пик около 20А ГэВ, возможно, является результатом влияния слабых распадов на выход протонов.

Даже отношение, включающее протоны, полученные без участия слабых распадов, превышает значение 0.29, предсказанное путем простого термодинами-

ческого рассмотрения в работах [7; 8]. Это предсказание основано на предположении, что все наблюдаемые протоны и легкие ядра происходят из одного и того же источника в центре сталкивающихся ядер. Практически, там используются плотности протонов и легких ядер в области центральных быстрот.

Однако, это предположение не учитывает, что частицы, вылетевшие из околоцентральных источников, также вносят вклад в эти плотности в области центральных быстрот. Относительный вклад околоцентральных областей в плотность протонов в области центральных быстрот больше, чем соответствующие вклады околоцентральных областей для легких ядер. Схематически это проиллюстрировано в работе [136] (см. Рисунок 4 в статье [136]) для сценария коалесценции, что справедливо также и для термодинамического сценария.

В частности, плотность протонов может иметь пик в области центральных быстрот, даже если пространственное распределение барионной плотности имеет провал в центральной области. В то время как распределения легких ядер по быстрой все еще имеют естественный провал в области нулевой быстрой. Фактически, такая ситуация имеет место в центральных столкновениях Pb+Pb при $E_{\text{лаб}} = 20\text{A}-40\text{A}$ ГэВ, см. быстрое распределения на Рисунках 11, 12 и 13. В результате, отношение $N_t N_p / N_d^2$ становится больше, чем его упрощенное термодинамическое предсказанное значение, равное 0.29, из-за больших относительных вкладов в плотность протонов в области центральных быстрот от околоцентральных областей по сравнению с соответствующими вкладами в плотности легких ядер. Это эффект неоднородного пространственного распределения барионов при замерзании.

2.2.4 Направленный поток

На Рисунке 18 показана схема двух сталкивающихся ядер. В этой системе плоскость реакции определяется вектором прицельного параметра b и направлением пучка. Ее азимут определяется значением угла Ψ_{RP} . Пучок направлен вдоль оси z . Плоскость реакции перпендикулярна рисунку и находится под углом Ψ_{RP}

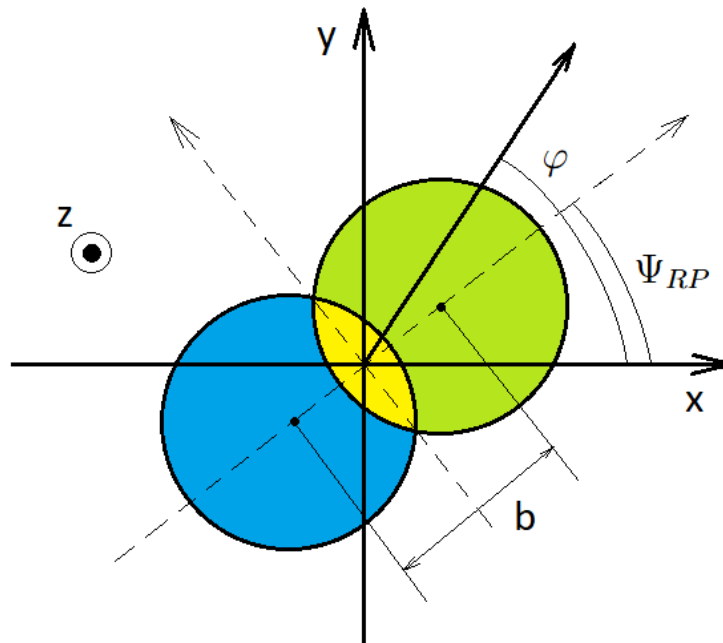


Рис. 18: Схема сталкивающихся ядер и определение плоскости реакции.

к оси x .

Для анализа азимутальной анизотропии выхода частиц рассмотрим одночастичное распределение, разложенное в ряд Фурье по азимутальному углу φ импульса частицы p , см. работу [141]:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \right],$$

где коэффициенты $v_n = \langle \cos[n(\varphi_i - \Psi_{RP})] \rangle$ выражают анизотропию, а усреднение происходит по всем рассматриваемым частицам во всех событиях. Члены, содержащие синусы, отсутствуют по причине симметрии относительно плоскости реакции. Первый коэффициент, v_1 , называется *направленным потоком*, а второй, v_2 , — *эллиптическим*. Для расчета направленного потока для частицы вида a воспользуемся формулой:

$$v_1^a(y) = \frac{\int d^2 p_T (p_x/p_T) E dN_a/d^3 p}{\int d^2 p_T E dN_a/d^3 p}$$

с заменой интегрирования суммированием в программном коде.

Потоки являются одними из наиболее чувствительных характеристик столкновений тяжелых ионов. Мы рассчитали дейтронный v_1 , опираясь на относительно успешное описание протонного v_1 в рамках 3FD-модели [50; 51]. Это прямой расчет, поскольку в настоящем подходе легкие ядра описываются единообразно с другими адронами. Направленный поток дейтронов, рассчитанный при позднем замораживании (т.е. $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) для имитации эффекта дожига, продемонстрирован и сопоставлен с данными STAR [142] на Рисунке 19 (верхний ряд), см. также [111]. Для сравнения также представлен направленный поток протонов (нижний ряд на Рисунке 19) [111]. В этих симуляциях использовался экспериментальный аксептанс для протонов: $0.4 < p_T < 2.0$ ГэВ/с, и для дейтронов: $0.8 < p_T < 4.0$ ГэВ/с, см. [142]. Чтобы проиллюстрировать эффект дожига, показаны результаты 3FD-моделирования протонов v_1 . Как видно, дожиг незначительно меняет протонный v_1 . Эффект "дожига" у дейтронов v_1 (не показан) немного сильнее, но не значителен.

Направленный поток дейтронов существенно отличается от протонного. Как видно, дейтронный v_1 сильнее протонного v_1 . Даже знаки наклонов в точке $y = 0$ для дейтронного и протонного $v_1(y)$ не всегда совпадают. Уравнения состояния с кроссовером и фазовым переходом 1-го рода предсказывают разные v_1 для дейтронов, что неудивительно, поскольку протонный $v_1(y)$ также сильно различается для этих уравнений состояния. Если уравнение состояния с кроссовером хорошо воспроизводит данные по протонному v_1 , то в целом воспроизведение данных по дейтронам значительно хуже, чем по протонам. Тем не менее, порядок величины дейтронного v_1 сопоставим с данными, за исключением энергии 11.5 ГэВ.

Действительно, воспроизведение направленного потока протонов не гарантирует хорошего описания его для легких ядер. Нуклонный направленный поток, представленный в данном случае протонным, является мерой асимметрии поперечного барионного тока относительно плоскости yz (в то время как xz — плоскость реакции), поскольку все барионные резонансы после замораживания распадаются на нуклоны. Направленный поток легких ядер дополнительно зави-

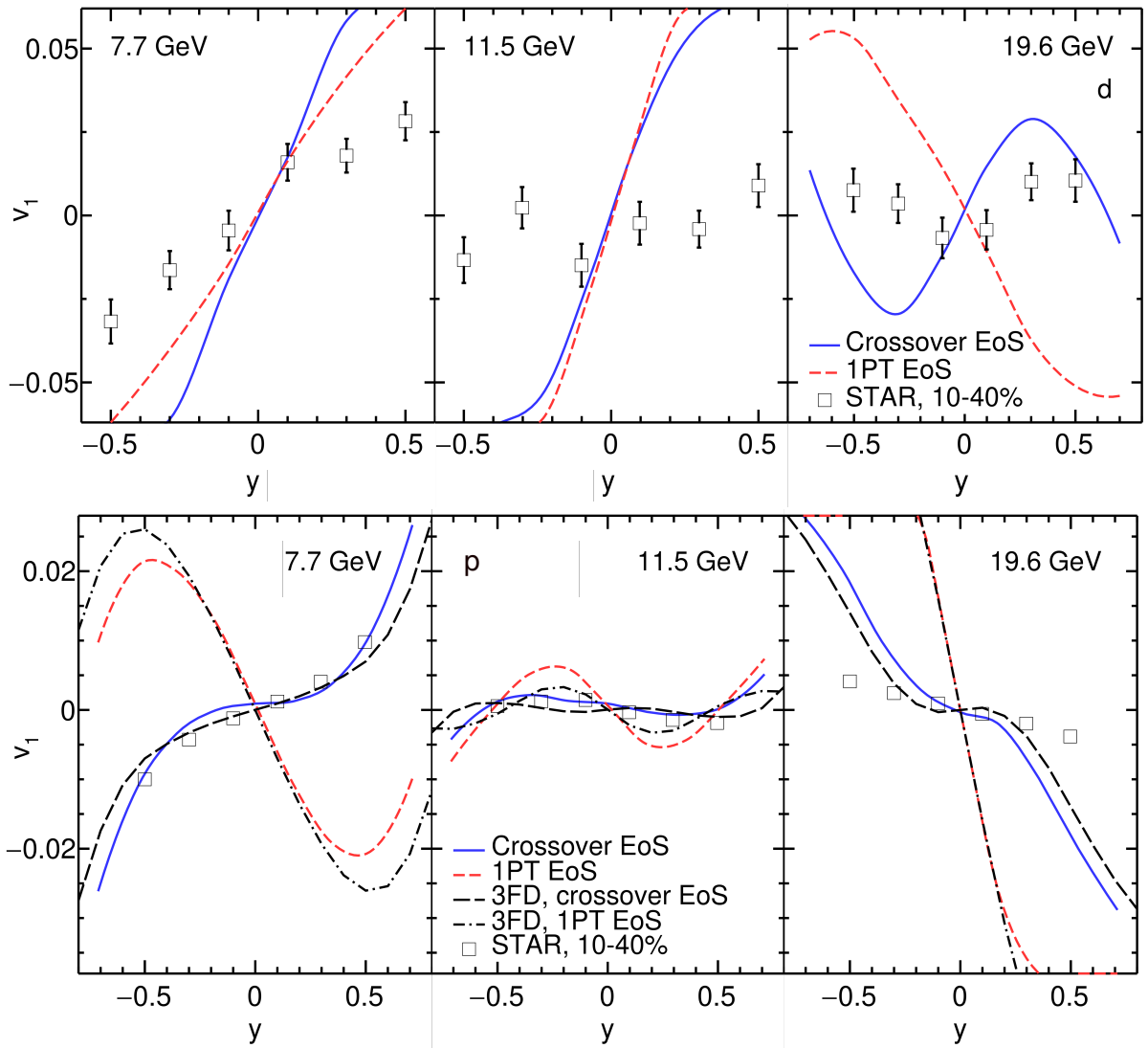


Рис. 19: Направленный поток дейтронов (верхний ряд) и протонов (нижний ряд) в зависимости от быстроты в полуцентральных столкновениях Au+Au при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5$ и 19.6 ГэВ, рассчитанный для уравнений состояния с кроссовером и фазовым переходом 1-го рода. Результаты моделирования 3FD [50], то есть без стадии дожига, приведены для протонов. Экспериментальные данные STAR для дейтронов взяты из статьи [142] и для протонов — из статьи из [143].

сит от yz -асимметрии, температуры и барионной плотности, что отличает его от потока протонов.

Стадия дожига может существенно изменить поток легких ядер за счет распадов и воспроизводства легких ядер, как это, например, реализовано в транспортных моделях SMASH [82; 83] и PHQMD [85; 86]. Эти процессы могут привести к отклонению от кинетического равновесия. Наша же имитация дожига посредством позднего замораживания не нарушает кинетического равновесия.

2.3 Исследование легких ядер при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ

В данном разделе исследование распространяется на столкновения Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Мы продемонстрируем объемные свойства, направленный и эллиптический потоки протонов и легких ядер (d , t , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) [44] в рамках обновленного подхода THESEUS-v2 [104]. В отличие от рассмотренного выше диапазона энергий столкновений в разделе 2.2, выход легких ядер при энергии 3 ГэВ играет заметную роль в общем балансе барионного заряда и поэтому заслуживает отдельного исследования.

2.3.1 Спектры по поперечным импульсам

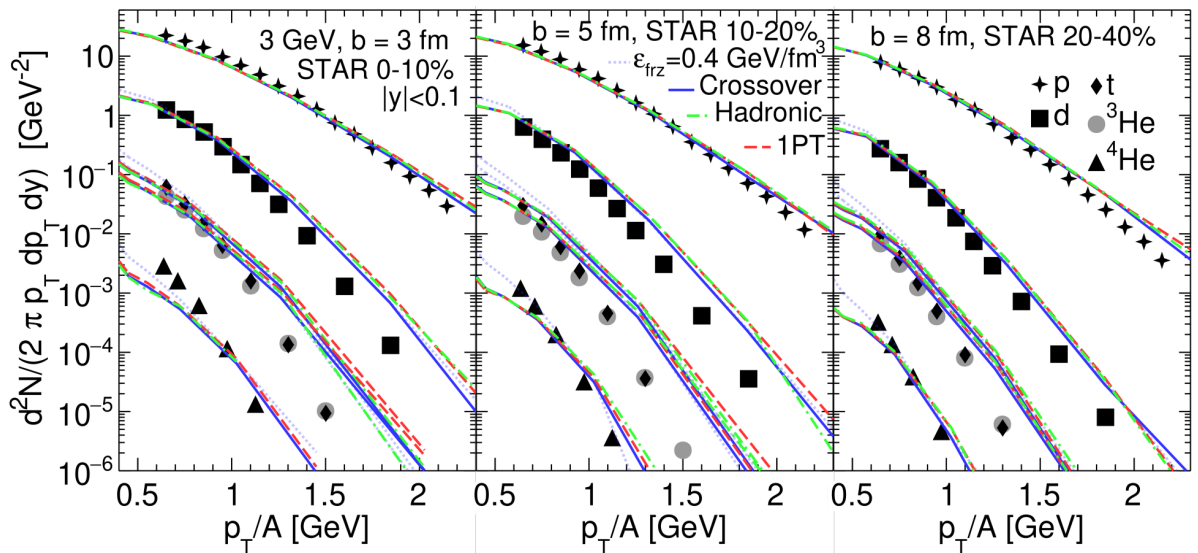


Рис. 20: Спектры протонов и легких ядер (дейтронов, тритонов, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) по поперечным импульсам в области центральных быстрот ($|y| < 0.1$), полученные в столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и различных центральных параметрах (b). Результаты рассчитаны для следующих уравнений состояния: адронного, с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером. Для легких ядер показаны результаты моделирования с поздним замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) для всех трех уравнений состояния, а также с обычным замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³) только для уравнения состояния с кроссовером. Протоны рассчитываются в рамках обычного замораживания с последующим дожигом UrQMD. Данные STAR взяты из работы [32].

Спектры протонов и легких ядер (дейтронов, тритонов, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) по поперечным импульсам в области центральных быстрот ($|y| < 0.1$) в столкновениях

Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и различных центральных (прицельных параметрах b) [44] показаны на Рисунке 20. Спектры протонов рассчитываются в рамках полного THESEUS, то есть со стандартным замораживанием 3FD и дожигом UrQMD. Спектры легких ядер рассчитаны для позднего замораживания 3FD без стадии дожига. Как видно, результаты для разных уравнений состояния практически идентичны, а это означает, что в динамике доминирует адронная фаза. Разница между поздним замораживанием и обычным для кроссоверного уравнения состояния в основном проявляется при низких значениях p_T для легких ядер. В спектрах p_T эта разница не выглядит существенной. Однако в быстротных распределениях [44], см. Рисунок 21, которые в основном определяются спектрами с низкими p_T , разница весьма заметна.

Как нами было найдено для более высоких энергий, экспериментальные p_T -спектры [32] оказываются более крутыми, чем расчетные [111; 112]. Это не только проблема описания легких ядер. Спектры протонов также более плоские, чем экспериментальные [111; 112]. По-видимому, это недостаток модели 3FD. Небольшие неточности в спектрах протонов приводят к более существенным неточностям в спектрах легких ядер.

Как уже было отмечено в нашей работе [111], предсказания 3FD переоценивают области спектров с высокими p_T из-за конечности рассматриваемой системы. Даже весьма многочисленные сорта адронов, рождающиеся в ядерных столкновениях, становятся редкими при высоких импульсах. Для редких частиц необходимо рассмотрение на основе канонического ансамбля, а не большого канонического ансамбля. Большой канонический ансамбль приводит к завышению их выходов. Конечно, трудно указать, насколько это завышение связано именно с большим каноническим подходом, а не с недостатками модели.

2.3.2 Быстротные распределения

Быстротные распределения протонов и легких ядер в столкновениях Au+Au при энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и различных центральных пред-

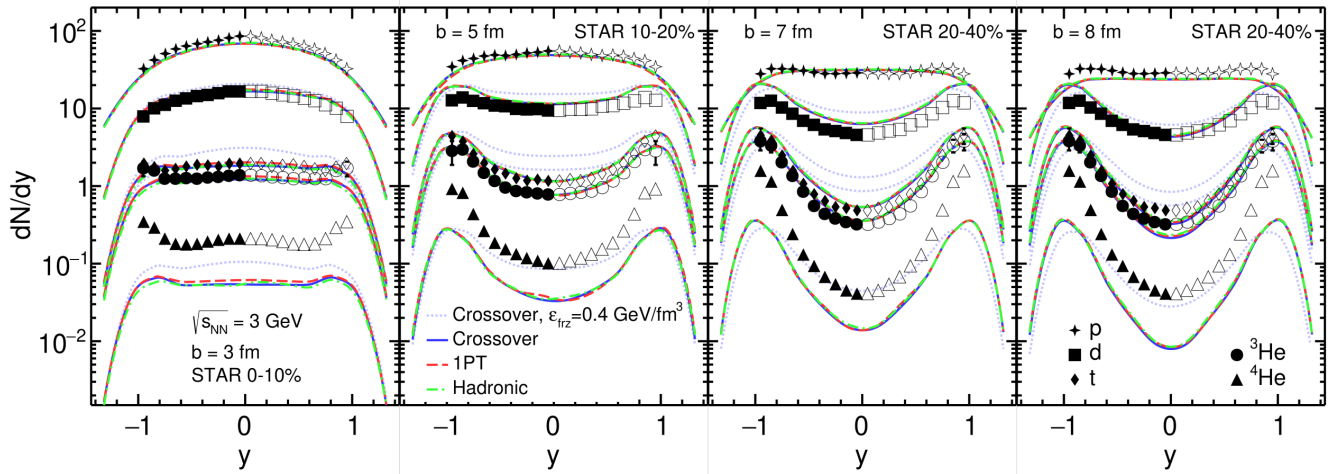


Рис. 21: Быстротные распределения протонов и легких ядер (дейтронов, тритонов, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$), полученные в столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и различных центральностях (прицельных параметрах b). Результаты рассчитаны для трёх уравнений состояния: адронного, с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером. Для легких ядер показаны результаты моделирования с поздним замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм 3) для трех уравнений состояния и с обычным замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм 3) только для уравнения состояния с кроссовером. Протоны рассчитаны в рамках обычного замораживания с последующим дожигом UrQMD. Данные STAR взяты из работы [32]. Закрашенные символы отображают измеренные экспериментальные точки, а незакрашенные — отраженные симметрично относительно $y = 0$.

ставлены на Рисунке 21, см. работу [44]. По-прежнему распределения протонов рассчитываются в рамках полного THESEUS, т. е. со стандартным замораживанием 3FD и дожигом UrQMD, а распределения легких ядер — в рамках позднего замораживания 3FD, что заменяет для них стадию дожига. Для сравнения также показаны распределения легких ядер, рассчитанные при обычном замораживании 3FD. Наиболее оптимальным для легких ядер при 3 ГэВ оказалось то же значение параметра замораживания, $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм 3 [44], что и при более высоких энергиях столкновения. Воспроизведение экспериментальных распределений оказывается даже лучше, чем при более высоких энергиях столкновения. Моделирование THESEUS хорошо описывает разницу в форме распределения протонов и легких ядер и ее зависимость от центральности.

Для экспериментальной центральности 20-40% мы приводим сравнение с

результатами для двух прицельных параметров ($b = 7$ и 8 фм), чтобы проиллюстрировать чувствительность результатов к выбору b . Как видно, результаты для протонов занижены в области средних быстрот при $b = 8$ фм, несмотря на идеальное воспроизведение экспериментального спектра с низкими p_T , см. Рисунок 20. Причина в том, что экстраполяция экспериментального спектра на более низкие p_T превосходит предсказания THESEUS. Аналогичная ситуация имеет место и для легких ядер. Таким образом, результаты для двух прицельных параметров ($b = 7$ и 8 фм) иллюстрируют неопределенность предсказаний THESEUS.

Распределения ${}^4\text{He}$ заслуживают отдельного обсуждения. Расчеты с поздним замораживанием оказываются сильно ниже экспериментальных распределений. Расширение списка резонансов легких ядер за счет ${}^5\text{H}$, ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ [97], распадающихся на ${}^4\text{He}$, внесло бы дополнительный вклад в выход ${}^4\text{He}$. Согласно работе [97], этот дополнительный вклад должен быть велик, т. е. порядка 60%, в центральных столкновениях при энергии 3 ГэВ. Однако он недостаточно велик, чтобы компенсировать полученное занижение результата.

В то же время, расчет со стандартным замораживанием [44] приводит к гораздо лучшему (практически идеальному в области центральных быстрот при центральности 10-20% и 20-40%) воспроизведению данных. Спектры p_T также гораздо лучше описываются со стандартным замораживанием, см. Рисунок 20. Это говорит о том, что ядра ${}^4\text{He}$ лучше выживают на стадии дожига, поскольку являются более пространственно компактными и сильно связанными объектами. Иными словами, для их описания более актуально стандартное замораживание. Но заметим, что в центральных столкновениях (0-10%) вклада распадов более тяжелых нестабильных кластеров в выход ${}^4\text{He}$, $\approx 60\%$ [97], было бы вполне достаточно, чтобы кардинально улучшить результаты при центральных быстротах, получаемых со стандартным замораживанием.

При более низких энергиях столкновения увеличение выхода ${}^4\text{He}$ становится еще более впечатляющим [144]. В центральных столкновениях Au+Au выходы ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ примерно равны при энергии $E_{\text{лаб}} = 0.44$ ГэВ, а выход ${}^4\text{He}$ даже превышает

выход ${}^3\text{He}$ при энергии $0.15A$ ГэВ. Казалось бы, это противоречит термодинамической картине образования легких ядер. Однако это противоречие снимается, если для ядер ${}^4\text{He}$ химическое замораживание происходит раньше, чем для d , t и ${}^3\text{He}$ по причине большей энергии связи ядер ${}^4\text{He}$. В работе [145] это сформулировано в терминах перехода Мотта [106]. Наблюдаемое увеличение выхода ${}^4\text{He}$ можно объяснить более слабым эффектом Мотта на ядре ${}^4\text{He}$, чем на дейтроне, тритоне и ${}^3\text{He}$, из-за его гораздо большей энергии связи. Значение обрезания по средней нуклонной плотности в фазовом пространстве, f_A^{cut} , используемое в работе [145], см. уравнение (5) в работе [145], фактически играет роль эффективного замораживания для различных легких ядер. Как установлено в [145], значение $f_{A=4}^{\text{cut}}$ примерно в два раза больше, чем для более легких ядер. Это согласуется с нашим выводом о более раннем замораживании ${}^4\text{He}$. В частности, результаты кинетического подхода в работе [145] подразумевают, что параметры замораживания для каждого вида легких ядер индивидуальны и зависят от энергии связи рассматриваемого ядра.

2.3.3 Эффекты влияния среды

Изучение эффектов влияния среды при образовании легких ядер началось уже давно [146]. Позднее были получены связанные квантово-кинетические уравнения, описывающие временную эволюцию функций распределения Вигнера для нуклонов и легких кластеров [147]. Альтернативный подход также был предложен в рамках антисимметризованной молекулярной динамики (AMD) [148], в которой нуклоны представлены в виде квантовых волновых пакетов, антисимметризованных друг относительно друга. Эти подходы были успешно применены для анализа результатов эксперимента GANIL при энергии $50A$ МэВ.

В работах [149; 150] было предложено распространить изучение этих эффектов влияния среды на ядерные столкновения на энергиях NICA и FAIR. Подходящей основой для такого исследования является термодинамический подход к образованию легких ядер, дополненный квантово-статистическим подходом,

включающим эффекты влияния среды, обусловленные блокировкой Паули и поправками на собственные энергии [106—108]. Этот квантово-статистический подход основан на релятивистской модели среднего поля [107]. В таком подходе энергии легких ядер определяются формулой

$$E_A(\mathbf{p}) = E_A^0(\mathbf{p}) + \Delta E_A^{\text{SE}}(\mathbf{p}) + \Delta E_A^{\text{Паули}}(\mathbf{p}) \quad (12)$$

где $E_A^0(p)$ — вакуумная энергия ядра A с импульсом \mathbf{p} , $\Delta E_A^{\text{SE}}(p)$ — средовый энергетический сдвиг, $\Delta E_A^{\text{Паули}}(p)$ — поправка к энергии, связанная с блокировкой Паули. Последние две величины также зависят от барионной плотности, температуры и протонной/нейтронной асимметрии материи. Более детальное описание можно найти в работе [108]. Такой квантово-статистический подход включен в THESEUS на стадии перехода к описанию в терминах частиц.

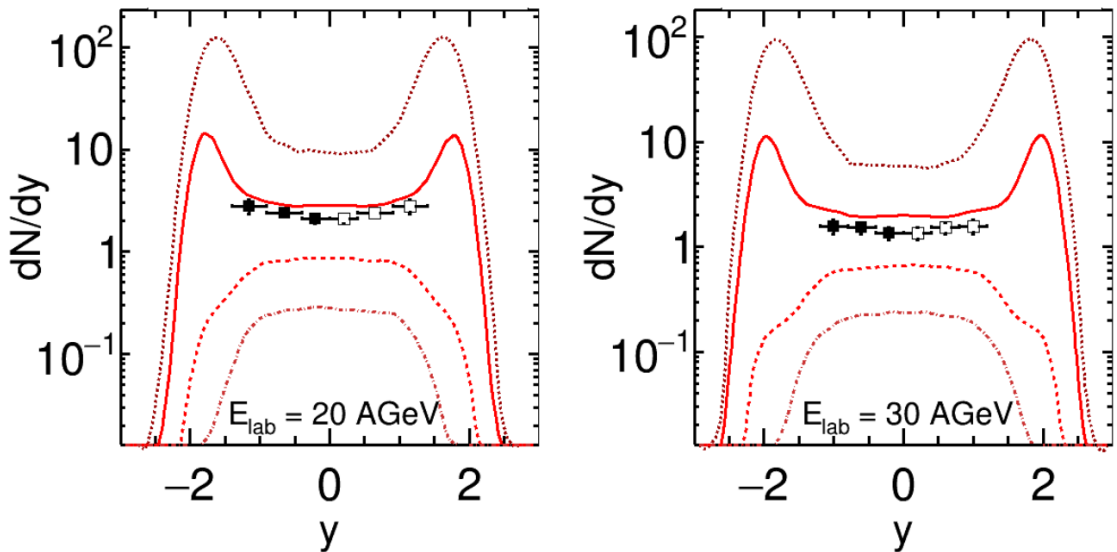


Рис. 22: Быстротные распределения дейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии $E_{\text{lab}} = 20A$ ГэВ (левая панель) и $E_{\text{lab}} = 30A$ ГэВ (правая панель). Результаты моделирования THESEUS проведены с кроссоверным уравнением состояния и с прицельным параметром $b = 3$ фм с учетом различных средовых поправок. Сплошная линия получена без учета средовых поправок, ярко-красная пунктирная линия ниже — с учетом как скалярной, так и векторной поправок, самая нижняя линия — с учетом только векторной поправки, самая верхняя — только скалярной. Для сравнения приведены данные коллаборации NA49 [151].

Наши предварительные результаты [109; 110], см. Рисунок 22, показали, что

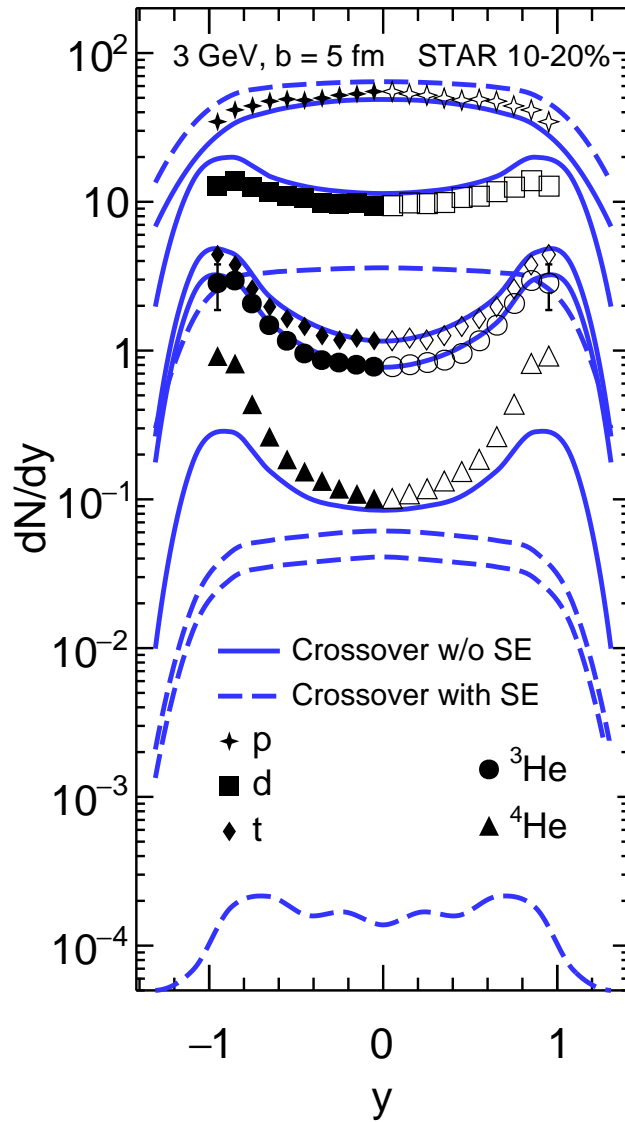


Рис. 23: Быстротные распределения протонов и легких ядер (сверху вниз: протоны, дейтроны, тритоны, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) в столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и $b = 5$ фм. Результаты представлены для кроссоверного сценария со вкладом средовых эффектов (with SE), то есть с членами $\Delta E_A^{\text{SE}}(\mathbf{p})$ и $\Delta E_A^{\text{Паули}}(\mathbf{p})$ в Уравнении (12), и без этого вклада (w/o SE). Распределения протонов рассчитаны со стандартным замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм 3) и с последующим дожигом UrQMD, дейтронов, тритонов и ${}^3\text{He}$ — с поздним замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм 3), а ${}^4\text{He}$ — со стандартным замораживанием. Экспериментальные данные STAR взяты из работы [32]. Закрашенные символы — это экспериментально измеренные точки, а незакрашенные — отраженные симметрично относительно нулевой быстроты.

наилучшее описание выхода легких ядер получается, когда эффектами собственной энергии можно пренебречь при энергиях столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ в несколько ГэВ. Однако эти результаты не были окончательными, поскольку в этой версии

THESEUS не было достигнуто должное сохранение барионного заряда, см. раздел 1.2. Эффекты блокировки Паули в этих расчетах не учитывались.

Настоящие расчеты [44] выполнены в рамках обновленной версии THESEUS [104], где строго соблюдается сохранение барионного заряда. Также сделана верхняя оценка эффекта блокировки Паули путем его аппроксимации эффектом при нулевом импульсе легкого ядра в покоящейся среде. Блокировка Паули наиболее сильна при этом нулевом импульсе. Эффект блокировки Паули оказался пренебрежимо малым из-за высоких температур замораживания по сравнению с соответствующими энергиями Ферми. Результаты расчета с эффектами влияния среды, полученные с кроссоверным уравнением состояния, показаны на Рисунке 23, см. [44]. Как видно, эти эффекты, согласно работе [108], оказываются слишком сильными. Это приводит к сильному расхождению с данными, как уже было видно из предварительного моделирования [109; 110]. Даже выход протонов завышен. По-видимому, это связано с тем, что релятивистская модель среднего поля [107], лежащая в основе средовых поправок, была параметризована для воспроизведения ядерных явлений при низкой энергии. Эта параметризация просто неприменима к высоковозбужденной ядерной материи. Конечно, мы могли бы ввести зависящий от температуры коэффициент ослабления, чтобы уменьшить силу этих средовых поправок, однако, это был бы чисто феноменологический настраиваемый параметр. Мы по возможности избегаем введения таких параметров, чтобы не уменьшать предсказательной силы расчетов.

2.3.4 Коллективные потоки: направленный поток

Результаты для коллективных потоков, представленные ниже, рассчитаны относительно плоскости реакции, которая точно определена в моделировании [44]. Рассчитанный направленный поток протонов и легких ядер (дейтронов, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) [44] в зависимости от быстроты в полуцентральных ($b = 6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ представлен на Рисунке 24. Результаты сравниваются с данными STAR [33; 152]. Мы не приводим результаты

для тритонов, поскольку они очень похожи на результаты для ${}^3\text{He}$, в том числе и по степени согласия с данными. Моделирование THESEUS для легких ядер выполнено [44] для позднего замораживания ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$) с использованием трёх различных уравнений состояния. Протоны рассчитываются в рамках обычного 3FD-замораживания с последующим дожигом UrQMD.

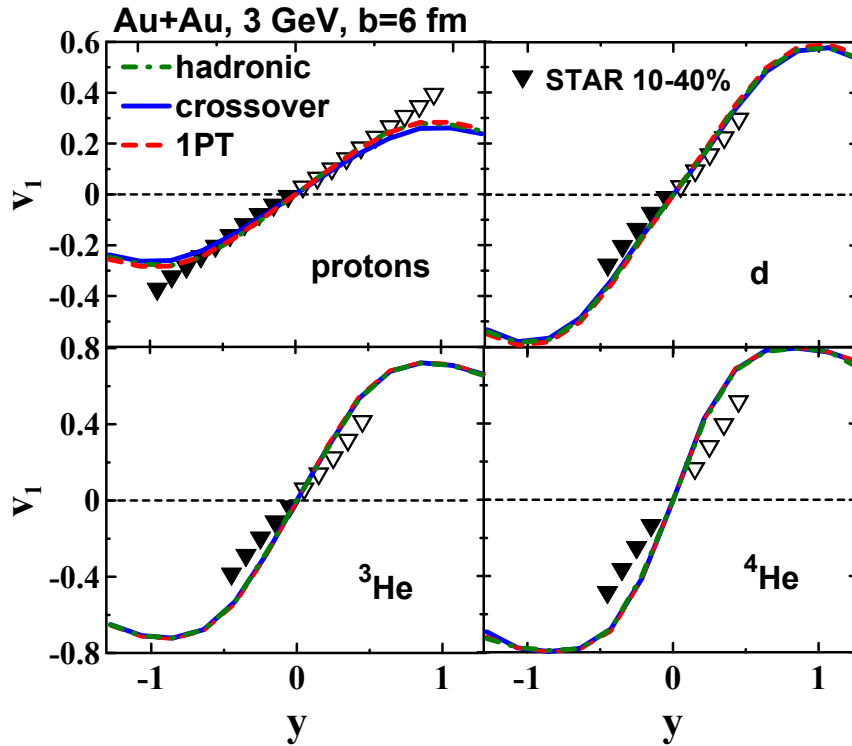


Рис. 24: Направленный поток протонов и легких ядер как функция быстроты в полуцентральных ($b = 6 \text{ фм}$) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ ГэВ}$. Результаты получены для трёх различных уравнений состояния. Для легких ядер используется позднее замораживание: $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$, для протонов — стандартное и с дожигом UrQMD. Экспериментальные данные опубликованы в работе [33; 152] и обозначены закрашенными символами, а отраженные симметрично нулевой быстроты — незакрашенными.

Направленный поток оказывается независимым от используемого уравнения состояния, что еще раз говорит о том, что в динамике доминирует адронная фаза. Результаты расчетов хорошо, за исключением больших положительных или отрицательных значений быстрот, воспроизводят экспериментальный направленный поток протонов [152]. Согласие с данными [33] ухудшается с увеличением атомного номера легкого ядра. Если для дейтронов расчетный наклон направленного потока при быстроте $y = 0$ лишь немного круче экспериментального, то для ${}^4\text{He}$ он

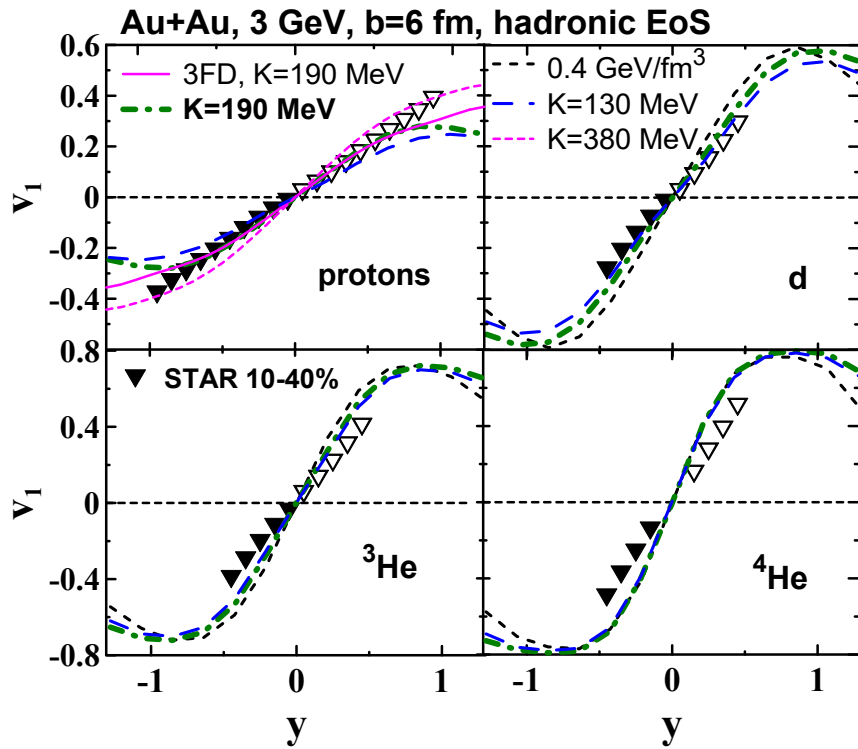


Рис. 25: То же, что и на Рисунке 24, но для различных вариантов адронного уравнения состояния: стандартного ($K = 190$ МэВ), очень "мягкого" ($K = 130$ МэВ) и "жесткого" ($K = 380$ МэВ). Расчеты THESEUS для легких ядер выполнены со стандартным ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³) и поздним ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) замораживанием, а для протонов — со стандартным замораживанием и последующим дожигом UrQMD. Также показан протонный поток v_1 , рассчитанный в чистой 3FD, где не предусмотрен дожиг UrQMD, со стандартным уравнением состояния с $K = 190$ МэВ (сплошная розовая линия) и "жестким" с $K = 380$ МэВ (розовая линия, короткий пунктир).

уже заметно круче. Чтобы проверить, связано ли это расхождение с наблюдаемым выше предпочтением стандартного замораживания для ${}^4\text{He}$, обратимся к Рисунку 25, см. также [44]. Как видно, поток ${}^4\text{He}$ не зависит от типа замораживания, тогда как наклоны потока более легких ядер при обычном замораживании становятся лишь немного круче.

Жесткость адронного уравнения состояния в модели 3FD можно легко изменить. Она характеризуется несжимаемостью ядерной материи, которую традиционно определяют как

$$K = 9n_0^2 \frac{d^2}{dn^2} \left(\frac{\varepsilon(n, T=0)}{n} \right)_{n=n_0}, \quad (13)$$

где $\varepsilon(n, T = 0)$ — плотность энергии ядерного вещества при нулевой температуре ($T = 0$) как функция барионной плотности (n), n_0 — нормальная ядерная плотность. Стандартно используемое в 3FD адронное уравнение состояния характеризуется $K = 190$ МэВ. Это довольно "мягкое" уравнение состояния. Оно очень похоже (но не идентично) на уравнение адронной фазы в уравнениях состояния с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером [119]. Для изучения влияния жесткости уравнения состояния на направленный поток мы представляем на Рисунке 25 результаты для очень "мягкого" адронного уравнения состояния ($K = 130$ МэВ) [44]. Как видно, поток ${}^4\text{He}$ снова оказывается независимым от жесткости уравнения состояния. Очень "мягкое" уравнение состояния дает несколько лучшее согласие с данными для более легких ядер, чем стандартное используемое уравнение состояния, но приводит к несогласию с экспериментальным потоком протонов. В работе [152] сообщается, что "жесткое" адронное уравнение состояния ($K = 380$ МэВ) хорошо воспроизводит направленный поток протонов в рамках моделей UrQMD и JAM. Напротив, наш расчет [44] показывает, что "жесткое" уравнение состояния ($K = 380$ МэВ) приводит к слишком крутому наклону потока протонов (см. тонкую штрихпунктирную линию на Рисунке 25), что приводит к еще большему несогласию с данными потоков легких ядер. Поэтому оптимальным выбором является стандартное "мягкое" адронное уравнение состояния с жесткостью $K = 190$ МэВ [44]. Этот вывод согласуется с выводом известной статьи [153], сделанным более двадцати лет назад.

Протонный v_1 в рамках модели 3FD, т.е. до дожига UrQMD, также представлен на Рисунке 25. Дожиг не меняет наклон потока при нулевой скорости, но ухудшает согласие с данными при больших положительных или отрицательных значениях скорости. Поток протонов при позднем замораживании и без дожига (не показан на Рисунке 25) очень похож на поток протонов при обычном 3FD-замораживании и последующем дожиге, что еще раз подтверждает правильность выбора параметра плотности энергии (ε_{fz}) для позднего замораживания.

В отличие от ситуации с потоком протонов, имитация дожига (или позднее

замораживание) действительно меняет наклон потока при нулевой скорости для дейтронов и ${}^3\text{He}$, хотя и незначительно. Однако, на поток ${}^4\text{He}$ позднее замораживание не влияет.

2.3.5 Коллективные потоки: эллиптический поток

Рассчитанный эллиптический поток протонов и легких ядер (дейтронов, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) [44] в зависимости от скорости в полуцентральных ($b = 6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ представлен на Рисунке 26. Результаты сравниваются с данными STAR [33; 152]. Результаты для тритонов снова опущены, поскольку они очень похожи на результаты для ${}^3\text{He}$. Моделирование THESEUS для дейтронов и ${}^3\text{He}$ выполнено для позднего замораживания ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³), а для ${}^4\text{He}$ — обычного замораживания 3FD ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³) ввиду его предпочтительности для p_T -спектров и y -распределений, см. подразделы 2.3.1 и 2.3.2. Протоны рассчитываются в рамках обычного 3FD-замораживания с последующим дожигом UrQMD. Для сравнения также продемонстрирован поток легких ядер со стандартным замораживанием 3FD для уравнения состояния с фазовым переходом 1-го рода и поток протонов v_2 до дожига UrQMD.

Как видно из Рисунка 26, рассчитанный эллиптический поток значительно превышает данные [33; 152]. Даже знак v_2 в области центральных скоростей меняется. Дожиг (для протонов) и позднее замораживание (для легких ядер) еще больше ухудшают согласие с данными. Большое расхождение эллиптического потока легких ядер с данными [33] не означает, что термодинамический подход не может описать этот поток. Это означает лишь то, что у 3FD-модели есть проблемы с описанием эллиптического потока протонов, которые перерастают в еще большие проблемы для легких ядер.

Как указано в работах [33; 152; 153], для описания эллиптического потока необходимо жесткое уравнение состояния. Поэтому мы провели моделирование с жестким адронным уравнением состояния ($K = 380$ МэВ) [44], см. Рисунок 27. Результаты стали ближе к данным. Эллиптический поток протонов воспроизво-

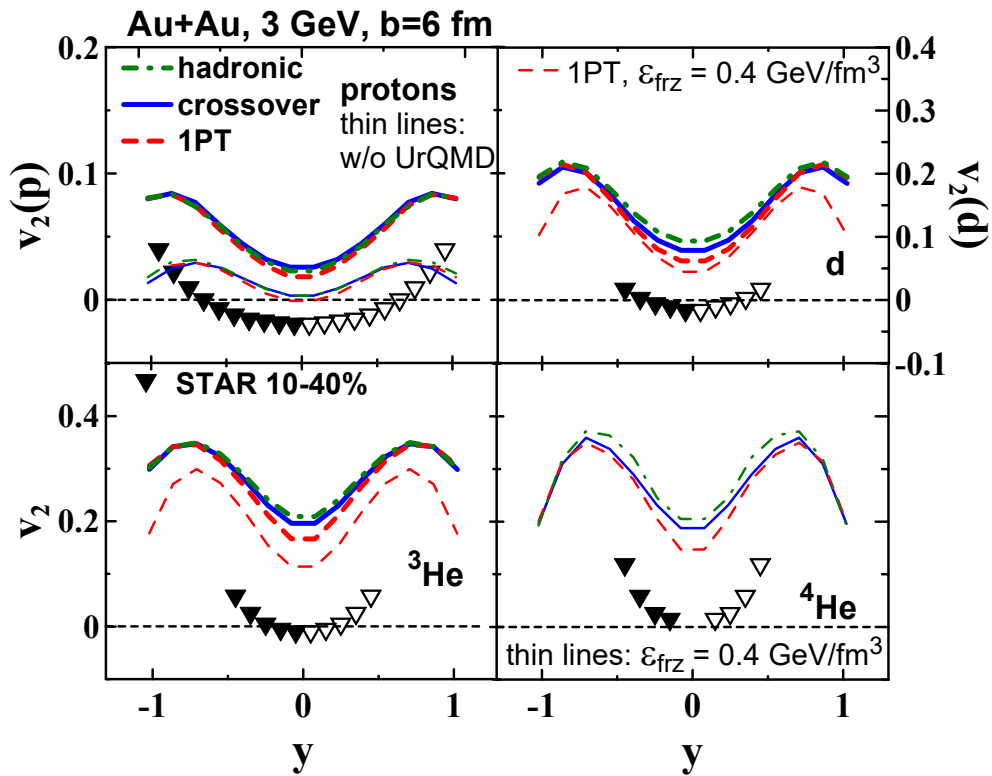


Рис. 26: Эллиптический поток протонов и легких ядер в зависимости от быстроты в полуцентральных ($b = 6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Представлены результаты для трёх различных уравнений состояния. Для дейтронов и ${}^3\text{He}$ используется позднее замораживание, а для ${}^4\text{He}$ — стандартное. Также для них приведен расчёт с переходом 1-го рода со стандартным замораживанием. Протоны рассчитаны со стандартным замораживанием и дожигом UrQMD. Также для них показан результат без дожига. Данные STAR взяты из работы [33; 152]. Экспериментальные точки обозначены закрашенными символами, а отраженные симметрично нулевой быстроты — незакрашенными.

дится даже в области центральных быстрот. Однако общее несогласие с данными сохраняется. Дожиг (позднее замораживание) по-прежнему ухудшает согласие с данными.

Обратим внимание, что провалы и даже отрицательные значения v_2 в области центральных быстрот являются следствием эффекта выдавливания [154—156], который возникает в результате блокирования расширяющегося центрального сгустка материей зрителей. Выдавливание является характерной чертой умеренно релятивистских столкновений, при которых расширяющийся центральный фэйрбол экранируется зрителями. Это экранирование лишь частично учитывается в рамках 3FD-эволюции, поскольку замороженное вещество центрального

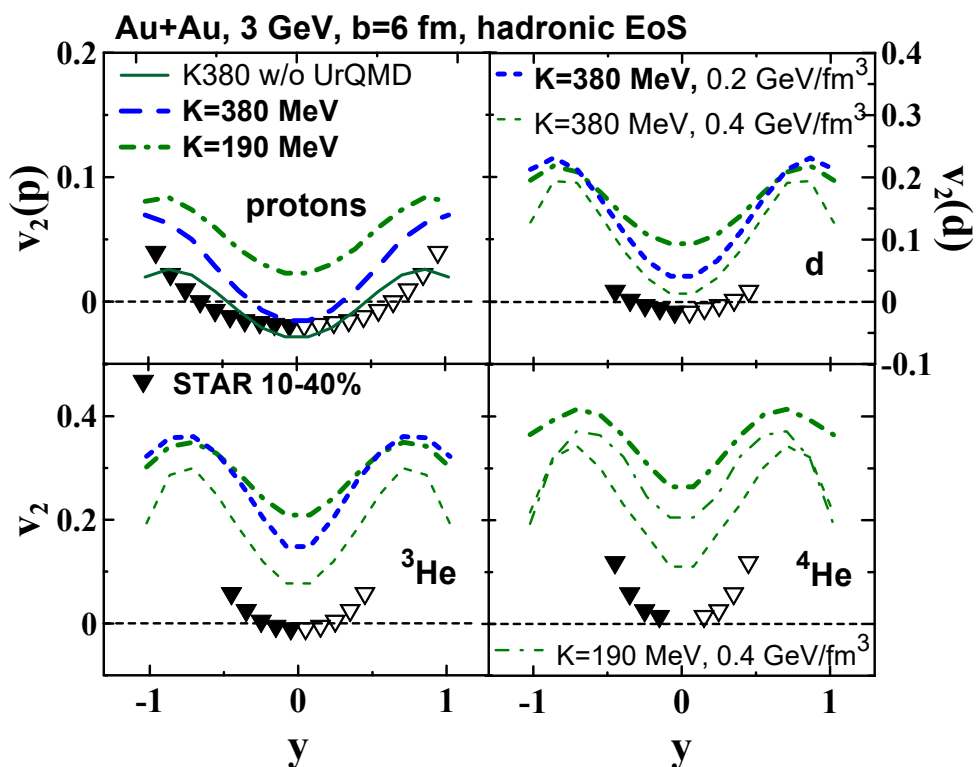


Рис. 27: То же, что и на Рисунке 26, но для различных вариантов адронного уравнения состояния. Результаты для стандартного адронного уравнения состояния ($K = 190$ МэВ) показаны для позднего замораживания для всех легких ядер жирной штрихпунктирной линией и для стандартного замораживания для ${}^4\text{He}$ – тонкой штрихпунктирной линией. Также показаны результаты для "жесткого" уравнения состояния ($K = 380$ МэВ): для дейтронов и ${}^3\text{He}$ при позднем замораживании и для всех легких ядер при стандартном замораживании. Расчет для протонов выполнен при стандартном замораживании и последующем дожиге UrQMD, а также показан протонный поток для "жесткого" уравнения состояния ($K = 380$ МэВ) до дожига (сплошная линия).

файрбола остается экранированным даже после замораживания, тогда как в 3FD-модели оно покидает зону гидродинамической эволюции, не взаимодействуя с материей зрителей. Этап дожига, в принципе, должен исправить этот недостаток. Однако это не так, как мы видим из Рисунков 27 и 26. Причина в том, что THESEUS присваивает *один и тот же момент времени* всем образовавшимся частицам во время процедуры перехода к кинетическому описанию, в то время как разные части системы замораживаются в *разные моменты времени* в 3FD. Частицы-участники замораживаются раньше, чем зрители. Если переход к кинетическому описанию является изохронным, эволюция замороженных участников

останавливается до тех пор, пока зрители тоже не будут заморожены. Поэтому мы пропускаем экранирование расширяющегося файрбола на этапе дожига материей зрителей, все еще находящейся в гидродинамической фазе. Эволюция на стадии дожига включается только тогда, когда зрители тоже будут заморожены. Зрители замораживаются, когда уже прошли расширяющийся центральный файрбол. Таким образом, экранирование материей зрителей оказывается сильно ослабленным после такого изохронного перехода к кинетическому описанию по сравнению с тем, что было бы, если бы весь процесс столкновения рассматривался кинетически, как в UrQMD или JAM. По-видимому, это основная причина проблемы описания эллиптического потока. Растянутый во времени переход от гидродинамической эволюции к динамике дожига должен учитывать взаимодействие кинетической фазы дожига со все еще гидродинамически эволюционирующим веществом. Это сложная задача как технически, так и концептуально.

2.3.6 Вклад нестабильных состояний ${}^4\text{He}^*$

Как установлено в нашей работе [111], вклады нестабильного ${}^4\text{He}^*$ в дейтроны пренебрежимо малы, а в тритоны и ${}^3\text{He}$ составляют менее 20% при $\sqrt{s_{NN}} > 6$ ГэВ и нулевой быстрой. При больших отрицательных и положительных быстрой эти вклады существенны даже при $\sqrt{s_{NN}} > 6$ ГэВ. Было предсказано [97], что такие вклады достигают значений порядка 60% для тритонов и ${}^3\text{He}$ даже при нулевой быстрой при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ.

Результаты наших расчетов для энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ [44] представлены на Рисунке 28 на примере кроссоверного уравнения состояния. В согласии с работой [97], вклад нестабильного ${}^4\text{He}$ составляет $\sim 20\%$ для дейтронов и 50–100% (в зависимости от быстрой) для ${}^3\text{He}$. Хотя вклад нестабильного ${}^4\text{He}^*$ в выход дейтронов несущественен для воспроизведения данных, для ${}^3\text{He}$ он играет важную роль. Без этого вклада выход ${}^3\text{He}$ заметно занижается.

Поток v_1 дейтронов, тритонов и ${}^3\text{He}$ оказывается нечувствительным к вкладам нестабильного ${}^4\text{He}^*$ [44]. Без этих вкладов соответствующие v_2 -потоки умень-

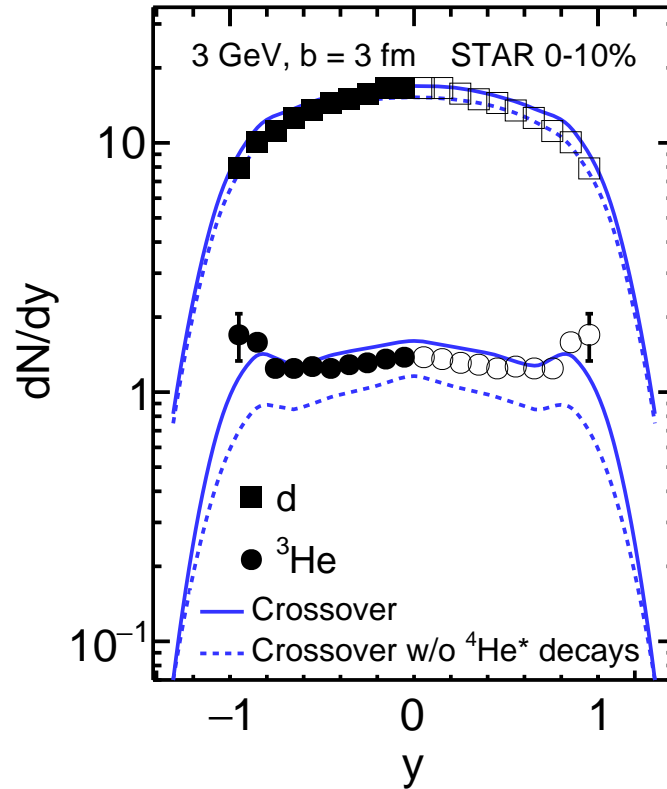


Рис. 28: Быстротные распределения дейтронов и ${}^3\text{He}$ в центральных Au+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Результаты получены для кроссоверного сценария со вкладами от распадов возбужденных состояний ${}^4\text{He}^*$ и без этих вкладов. Данные STAR взяты из работы [32], закрашенные символы — экспериментальные точки, незакрашенные — симметрично отраженные относительно нулевой быстроты.

шаются на $\sim 20\%$, что, однако, существенно не меняет степень их согласия с данными [44]. Влияние на выход и поток протонов незначительно.

2.4 Выводы для Главы 2

Моделирование рождения протонов и легких ядер в релятивистских столкновениях тяжелых ионов Pb+Pb и Au+Au в диапазоне энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3-19.6$ ГэВ [44; 111; 112] выполнено в рамках обновленного генератора событий THESEUS-v2 [104]. Результаты сравнивались с доступными данными коллабораций NA49 и STAR, в том числе с недавними данными STAR для энергии столкновения 3 ГэВ [32; 33].

В обновленном THESEUS-v2 [104] рассматривается рождение легких ядер в

рамках термодинамического подхода наравне с адронами. Протоны (как и другие адроны) рассчитываются с помощью стандартного 3FD-замораживания, характеризующегося плотностью энергии $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$, с последующим дожигом UrQMD. Единственным дополнительным параметром, связанным с легкими ядрами, является плотность энергии позднего замораживания $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$, которая одинакова для всех энергий столкновения, центральностей и комбинаций сталкивающихся ядер [44; 111; 112]. Позднее замораживание имитирует стадию дожига для легких ядер, поскольку легкие ядра не участвуют в дожиге UrQMD. ε_{frz} не является свободным параметром, а выбирается [111] из условия наилучшего воспроизведения p_T -спектров протонов после дожига UrQMD аналогичными спектрами при позднем замораживании и без дожига.

Фактически, параметр замораживания необходим как в термодинамическом подходе, так и в коалесцентном. Оба подхода неприменимы при очень раннем замораживании, когда расстояние между частицами в файрболе меньше расстояния между нуклонами в легком ядре. При более позднем замораживании выходы легких ядер существенно зависят от условий замораживания в обоих подходах. Коалесценция позволяет точно настроить рождение легких ядер после замораживания с помощью параметров коалесценции. Напротив, в рамках термодинамического подхода наблюдаемые для легких ядер определяются исключительно применяемым замораживанием в отсутствие дожига. Динамическое описание легких ядер на стадии дожига [82; 83; 88; 89] существенно ослабило бы эту сильную зависимость от замораживания.

При энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 6.4\text{-}19.6 \text{ ГэВ}$ обновленный генератор показал не идеальное, но приемлемое воспроизведение данных по объемным наблюдаемым легким ядрам, особенно функциональной зависимости от энергии столкновения и массы легких ядер [111; 112]. Важно, что такое воспроизведение достигается за счет одного универсального дополнительного параметра, связанного с поздним замораживанием. Более сложным оказался коллективный направленный поток легких ядер [111; 112]. По-видимому, он требует явного рассмотрения эволюции легких

ядер на стадии дожига с учетом нарушения кинетического равновесия. Также рассматривались различные соотношения: d/p , t/p , t/d и $N_t \times N_p/N_d^2$ [111; 112]. Мы пришли к выводу, что вклады слабых распадов должны аккуратно вычитаться из выхода протонов, чтобы рассчитываемое отношение $N_t \times N_p/N_d^2$ могло служить индикатором характеристик образования легких ядер и структуры фазовой диаграммы КХД. UrQMD не является достаточно точным инструментом для такого вычитания.

При энергии 3 ГэВ было обнаружено, что позднее замораживание, характеризующееся $\varepsilon_{\text{late frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³, является предпочтительным для дейтронов, тритонов и ³He [44]. Примечательно, что выход ⁴He и спектры p_T лучше воспроизводятся при стандартном замораживании 3FD [44]. Это говорит о том, что ядра ⁴He лучше выживают на стадии дожига, поскольку являются более пространственно компактными и сильно связанными объектами. Это аргумент в пользу динамической трактовки легких ядер.

Результаты моделирования с различными уравнениями состояния (с переходом в кварк-глюонную фазу и без него) [44] показали, что динамика определяется адронной фазой при энергии 3 ГэВ. Результаты расчетов показали не идеальное, но хорошее воспроизведение данных по объемным наблюдаемым легким ядрам [44]. Рассчитанный направленный поток протонов [44] хорошо (за исключением быстрой вблизи областей фрагментации) воспроизводит экспериментальный [152]. Согласие с данными по направленному потоку [33] ухудшается с увеличением атомного номера легкого ядра [44]. Если расчетный наклон при нулевой скорости направленного потока лишь немного круче экспериментального для дейтронов, то для ⁴He он уже заметно круче.

Модель не смогла должным образом описать данные по эллиптическому потоку как протонов, так и легких ядер. Мы связываем это с недостатками перехода от эволюции 3FD к дожигу UrQMD, что не позволяет нам правильно описать эффект выдавливания. Выдавливание происходит в результате экранирования материей зрителей расширяющегося центрального файрбола. Это экранирование лишь

частично учитывается в эволюции 3FD, поскольку замороженное вещество центрального файрбола остается экранированным даже после замораживания, тогда как в модели 3FD материя зрителей остается в гидродинамической фазе в то время как частицы-участники замораживаются и покидают область взаимодействия, не взаимодействуя со зрителями. Этап дожига, в принципе, должен исправить этот недостаток, но этого не происходит. Причина в том, что THESEUS приписывает один и тот же момент времени всем образовавшимся частицам во время процедуры перехода к кинетическому описанию, в то время как в 3FD разные части системы замораживаются в разные моменты времени. Экранирование материей зрителей сильно ослабляется после такого изохронного перехода к кинетическому описанию, поскольку частицы-участники и зрители оказываются в значительной степени разделенными в образовавшейся таким образом конфигурации перед дожигом.

Мы также изучили вклады от распадов нестабильного ${}^4\text{He}^*$ и возможные средовые эффекты. Установлено, что вклад от распадов ${}^4\text{He}^*$ составляет $\sim 20\%$ для дейтронов и 50–100% (в зависимости от быстроты) для трития и ${}^3\text{He}$ [44]. Хотя вклад ${}^4\text{He}^*$ в выход дейтронов несущественен для воспроизведения данных, он играет важную роль для трития и ${}^3\text{He}$, так как без него выходы трития и ${}^3\text{He}$ заметно занижаются. Эффект влияния среды, рассчитанный [44] согласно работе [108], оказался слишком сильным и привел к сильному расхождению с данными. По-видимому, это связано с тем, что релятивистская модель среднего поля [107], лежащая в основе этих средовых поправок, была параметризована для воспроизведения ядерных явлений при низкой энергии и неприменима к высоковозбужденной ядерной материи.

Глава 3. Исследование гиперядер

Рассмотрим рождение гиперядер при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ в обновленной версии генератора THESEUS-v2. Рассчитаем некоторые объемные свойства и направленный поток протонов, Λ -гиперонов и легких (гипер)ядер и сравним их с имеющимися данными STAR. Поскольку вышеупомянутые в Главе 1 подходы коалесценции обеспечивают вполне приемлемое описание объемных свойств, у нас возникает вопрос, можно ли достичь аналогичного описания менее затратными способами, то есть с использованием термодинамики.

Расчет выходов гиперядер полностью аналогичен расчету для легких ядер. В Главе 2 и [44] мы показали, что позднее замораживание, характеризующееся плотностью энергии замораживания $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³, предпочтительно для дейтронов, тритонов и ${}^3\text{He}$. Точно такую же плотность энергии замораживания мы используем для расчета выхода ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Также было обнаружено [44], что наблюдаемые ${}^4\text{He}$ лучше воспроизводятся при стандартном замораживании, $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³, что указывает на то, что ядра ${}^4\text{He}$ лучше выживают на стадии дожига как более пространственно компактные и прочно связанные объекты. Будем использовать стандартное замораживание и для моделирования ${}^4_{\Lambda}\text{He}$. Однако, энергия связи ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ($B_{\Lambda} \simeq 2.4$ МэВ [18]) близка к энергии связи ${}^3\text{He}$ ($B_N = 2.6$ МэВ), что может означать, что позднее замораживание больше подходит для моделирования ${}^4_{\Lambda}\text{He}$. Поэтому, для ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ мы также приведем расчеты с поздним замораживанием. Как и для легких ядер, для моделирования гиперядер используются три различных уравнения состояния: чисто адронное уравнение состояния и два уравнения состояния с деконфайнментом: с фазовым переходом первого рода и с кроссовером.

Будем сравнивать наши расчеты с недавними данными коллаборации STAR по рождению легких гиперядер в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ [17; 76—78], некоторые из которых [76; 77] предварительные.

3.1 Объемные наблюдаемые

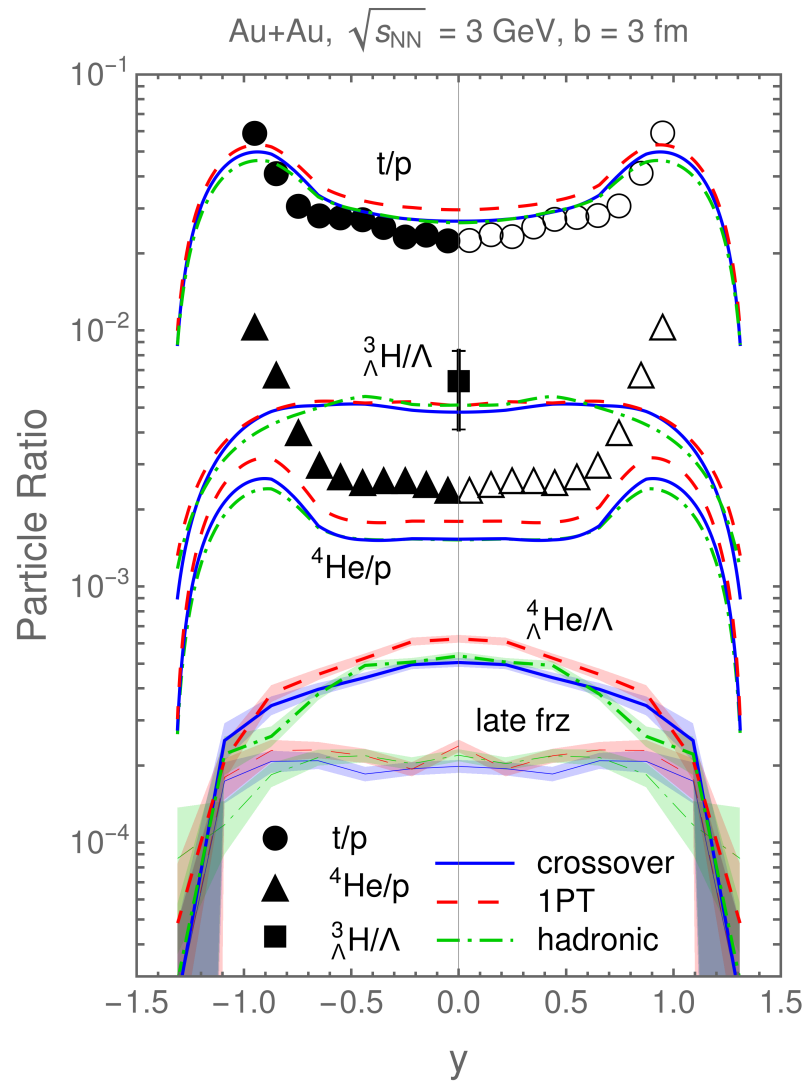


Рис. 29: Быстротные распределения отношений t/p , ${}^4\text{He}/p$, ${}^3\Lambda\text{H}/\Lambda$ и ${}^4\Lambda\text{He}/\Lambda$ в центральных ($b = 3$ фм) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Расчет проведен для уравнений состояния: адронного, с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером. Выходы t и ${}^3\Lambda\text{H}$ рассчитаны с поздним замораживанием, а ${}^4\text{He}$ и ${}^4\Lambda\text{He}$ — со стандартным (жирные линии). Также показаны результаты для ${}^4\Lambda\text{He}$ для позднего замораживания (тонкие линии, подписанные как “late frz”). Протоны и Λ рассчитаны со стандартным замораживанием и дожигом UrQMD. Данные STAR для протонов и легких ядер для центральности 0–10% взяты из работы [32]. Точка ${}^3\Lambda\text{H}/\Lambda$ при $y = 0$ взята из работы [77]. Закрашенные символы отображают экспериментальные точки, а незакрашенные — отраженные симметрично относительно $y = 0$.

Быстротные распределения отношений t/p , ${}^4\text{He}/p$, ${}^3\Lambda\text{H}/\Lambda$ и ${}^4\Lambda\text{He}/\Lambda$ в центральных ($b = 3$ фм) столкновениях Au+Au при энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ представлены на Рисунке 29, см. также [45]. Распределения протонов и Λ рас-

считываются в рамках полного THESEUS, т.е. со стандартным замораживанием 3FD и дожигом UrQMD. Выходы t и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ рассчитываются с учетом позднего замораживания ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³), а ${}^4\text{He}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ со стандартным ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³) без последующего дожига. Поскольку энергия связи ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ близка к энергии связи ${}^3\text{He}$, мы также приводим расчеты выхода ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ при позднем замораживании. Статистические ошибки расчетов ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ показаны соответствующими полосами.

Странные частицы являются редкими при этой энергии столкновения. Для их описания необходим канонический ансамбль с точным сохранением странностей. Расчеты по выходам Λ , ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ значительно завышены из-за использования в 3FD большого канонического ансамбля. Поэтому мы не демонстрируем выходы Λ , ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ сами по себе. Это завышение, возникающее из-за использования большого канонического ансамбля, устраняется в отношениях ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}/\Lambda$.

Как видно из Рисунка 29, расчет достаточно хорошо воспроизводит нестранные отношения. Небольшое завышение отношения t/p связано с небольшим занижением выхода протонов [44]. Выход ${}^4\text{He}$ в наших расчетах занижен. Включение в схему резонансов легких ядер с $A = 5$, т.е. ${}^5\text{H}$, ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ [97], распадающихся на ${}^4\text{He}$, возможно, исправит эту недооценку. Результат расчета для отношения ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ при быстроте $y = 0$ попадает в пределы ошибки экспериментальной точки [77]. Примечательно, что большая разница между отношениями t/p и ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ воспроизводится без каких-либо дополнительных параметров.

Во всех рассматриваемых сценариях: адронном, с фазовым переходом 1-го рода и кроссоверном, процесс столкновения развивается в адронной фазе. Соответствующие уравнения состояния в адронной фазе очень похожи, но не идентичны. Таким образом, различия в отношениях быстротных распределений, вызванные различными уравнениями состояния, указывают на неопределенность предсказаний модели.

Средний поперечный импульс протонов, Λ -гиперонов и лёгких (гипер)ядер в центральных ($b = 3$ фм) столкновениях показан на Рисунке 30, см. также [45]. Эта величина характеризует радиальный поток. Кривые на Рисунке 30 показаны только

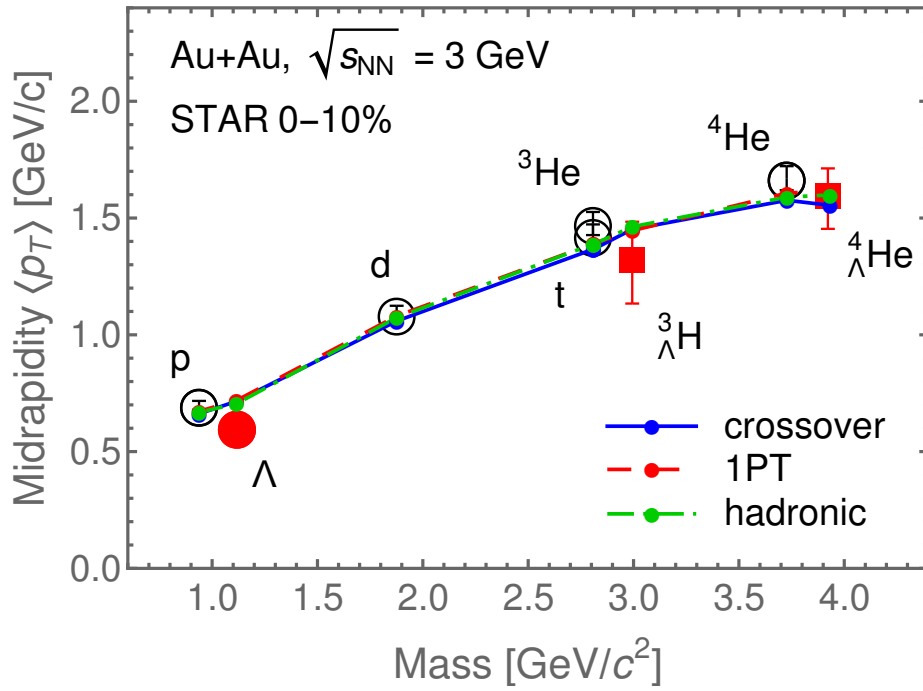


Рис. 30: Средний поперечный импульс в области центральных быстрот для протонов, Λ -гиперонов и легких гипер(ядер) в центральных ($b = 3$ фм) Au+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Результаты получены с использованием следующих уравнений состояния: адронного, с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером. Протоны и Λ получены при использовании стандартного замораживания и с последующим дожигом UrQMD. Дейтроны, тритоны, ${}^3\text{He}$, и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ вычислены при позднем замораживании, тогда как ${}^4\text{He}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ — при стандартном. Данные STAR взяты из работ [32; 76].

для наглядности. Как видно, эти кривые (для трех разных уравнений состояния) фактически совпадают. Результаты расчетов показаны точками на этих кривых. Более того, результаты для странных и нестранных видов частиц лежат на одних и тех же кривых. Рассчитанные точки хорошо согласуются с экспериментальными данными [32; 76]. Воспроизводится даже незначительное отклонение этих кривых от прямых.

3.2 Направленный поток

Расчеты по направленному потоку протонов, Λ -гиперонов и легких (гипер)ядер (тритонов, ${}^4\text{He}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$) [45] в зависимости от быстроты в полуцентральных ($b = 6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ представлены на Рисунке 31. Результаты сравниваются с данными STAR [33; 78; 152]. Здесь

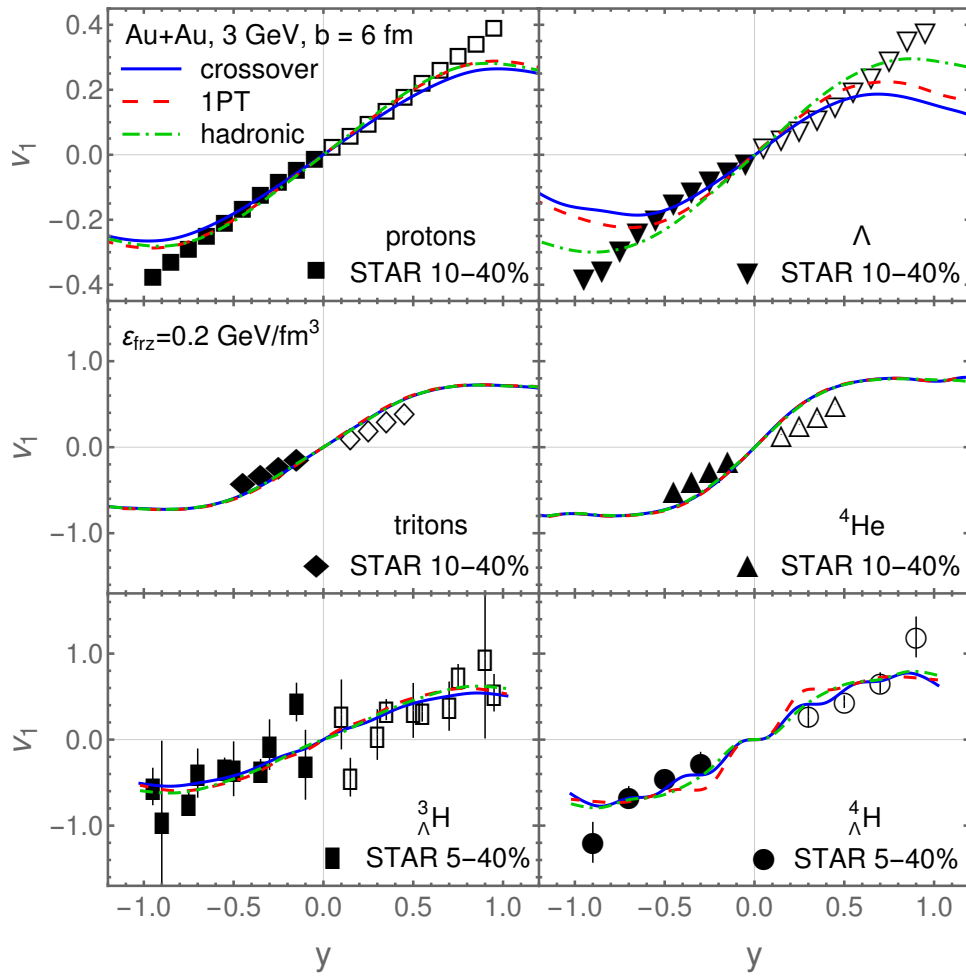


Рис. 31: Направленный поток протонов, Λ -гиперонов и легких (гипер)ядер (три-тонов, ${}^4\text{He}$, ${}^3_\Lambda\text{H}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$) в зависимости от быстроты в полуцентральных ($b=6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}}=3$ ГэВ. Приведены результаты для адронного уравнения состояния и уравнений состояния с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером. Моделирование для (гипер)ядер проведено с поздним замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}}=0.2$ ГэВ/фм³), а для протонов и Λ — со стандартным замораживанием и последующим дожигом UrQMD. Приведены экспериментальные данные STAR [33; 78; 152], где закрашенные символы отображают экспериментальные точки, а незакрашенные — отраженные относительно $y=0$.

не приведены результаты для легких ядер (дейтронов и ${}^3\text{He}$), поскольку они не имеют прямого отношения к рассматриваемым гиперядрам. Результаты для всех исследованных видов легких ядер приведены в Главе 2 и работе [44]. Моделирование THESEUS для легких (гипер)ядер выполнено для позднего замораживания ($\varepsilon_{\text{frz}}=0.2$ ГэВ/фм³) для трёх уравнений состояния [45]. Потоки протонов и Λ -

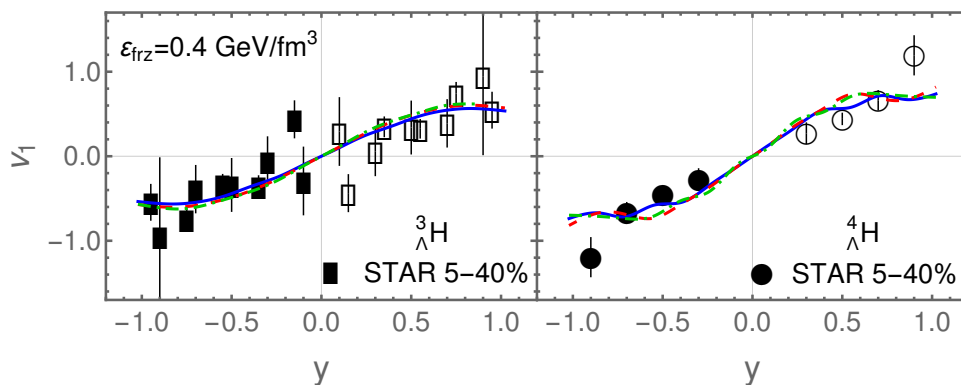


Рис. 32: То же, что и на Рисунке 31, но для гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, полученных со стандартным замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$).

гиперонов рассчитаны в рамках полного запуска THESEUS, т.е. с использованием стандартного замораживания и последующего дожига UrQMD.

Направленный поток протонов практически не зависит от используемого уравнения состояния (см. подраздел 2.3.4 и [44; 45]). Результаты расчетов хорошо воспроизводят экспериментальный поток протонов [152] везде, за исключением больших положительных и отрицательных быстрот. Согласие с данными легких ядер [33] ухудшается с увеличением атомного номера легкого ядра, при этом меняется наклон направленного потока при $y = 0$, и, если для тритонов он лишь немного круче экспериментального, то для ${}^4\text{He}$ он уже заметно круче.

Направленный поток Λ зависит от уравнения состояния, а для гиперядер оказывается независимым с точностью до статистических флуктуаций [45]. По-видимому, в образовании v_1 доминирует нуклонный состав гиперядер. Сценарий с кроссовером лучше всего воспроизводит наклон при нулевой скорости для потока Λ . Поток ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ воспроизводится в той же степени, что и поток легких ядер. Трудно судить о степени согласия с данными потока ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ из-за их больших погрешностей эксперимента.

На Рисунке 31 направленный поток ${}^4\text{He}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ рассчитан с поздним замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$) вместо стандартного [45], которое предпочтительнее для ${}^4\text{He}$ и, предположительно, для ${}^4_{\Lambda}\text{He}$. Как было показано в Главе 2 и

[44], направленный поток ${}^4\text{He}$ не зависит от выбора замораживания (позднего или стандартного). Тем не менее, мы дополнительно проверили эту независимость для ${}^4\Lambda\text{He}$. Результаты расчета v_1 для ${}^3\Lambda\text{H}$ и ${}^4\Lambda\text{He}$ со стандартным замораживанием представлены на Рисунке 32, см. также работу [45]. Как видно, потоки v_1 со стандартным замораживанием для обоих видов гиперядер практически идентичны (с точностью до статистических флуктуаций) потокам с поздним замораживанием. Наклон потока протонов при $y = 0$ также остается неизменным после дожига. Все это указывает на то, что барионный направленный поток формируется на ранней стадии столкновения.

3.3 Выводы для Главы 3

Были проведены моделирование и анализ рождения Λ -гиперонов и легких гиперядер [45] в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ в обновленной версии генератора событий THESEUS [104]. Расчет образования гиперядер полностью аналогичен расчету легких ядер.

- Результаты по гиперядрам сравнивались с недавними данными STAR [76—78], также как и результаты выходов легких ядер [44]. Обнаружено [45], что отношение ${}^3\Lambda\text{H}/\Lambda$ при нулевой быстроте попадает в пределы ошибок экспериментальной точки [77]. Примечательно, что большая разница между отношениями t/p и ${}^3\Lambda\text{H}/\Lambda$ воспроизводится без каких-либо дополнительных параметров [45]. Предсказаны быстроечные распределения отношений ${}^3\Lambda\text{H}/\Lambda$ и ${}^4\Lambda\text{He}/\Lambda$ [45]. Средние поперечные импульсы в области средних быстрот протонов, Λ -гиперонов и лёгких (гипер)ядер в центральных столкновениях хорошо согласуются [45] с экспериментом [76; 77].
- Установлено, что позднее замораживание, характеризующееся плотностью энергии замораживания $\varepsilon_{\text{fz}} = 0.2$ ГэВ/фм³ и являющееся предпочтительным для дейтронов, тритонов, и ${}^3\text{He}$ также подходит для расчета выхода ${}^3\Lambda\text{H}$ [45].

Исследована зависимость наблюдаемых ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ от коэффициента замораживания. Было взято стандартное значение $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$, по аналогии с ${}^4\text{He}$, который при этом значении лучше воспроизводится. Однако, энергия связи ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ($B_{\Lambda} \simeq 2.4 \text{ МэВ}$ [18]) сходна с энергией связи ${}^3\text{He}$ ($B_N = 2.6 \text{ МэВ}$), что может означать, для описания ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ больше подходит позднее замораживание, поэтому также приведены результаты с поздним замораживанием [45].

- Расчёт направленного потока [45] достаточно хорошо воспроизводит данные [78]. Показано, что направленный поток оказался независимым от типа замораживания (позднего или стандартного). Это указывает на то, что барионный направленный поток формируется на ранней стадии реакции.

Заключение

Основные результаты и выводы диссертации заключаются в следующем:

- Представлен новый подход к образованию легких (гипер)ядер, в котором рождение легких (гипер)ядер и адронов рассматривается единым образом. Этот подход реализован в обновленной версии генератора THESEUS-v2 [104]. Единственный дополнительный параметр связан с поздним замораживанием легких (гипер)ядер, имитирующим стадию дожига, поскольку UrQMD не способен динамически описывать легкие (гипер)ядра. Это более экономный способ описания образования легких (гипер)ядер по сравнению с коалесценцией и поэтому обладающий большей предсказательной способностью.
- С помощью новой версии генератора, THESEUS-v2 [104], получены выходы легких ядер (быстротные распределения) в столкновениях Au+Au и Pb+Pb при энергиях столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 19.6$ ГэВ и при различных центральных столкновениях, а также p_T и m_T -спектры, направленный и эллиптический потоки [44; 111; 112]. Для моделирования стадии дожига легких (гипер)ядер использовалось позднее замораживание, характеризуемое параметром плотности энергии $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³. На основе сравнения полученных результатов с экспериментальными данными сделан вывод о том, что дейтроны, тритоны и ядра ³He лучше моделируются с поздним замораживанием, а ядра ⁴He — со стандартным, что отражает разницу в их энергиях связи. В целом, THESEUS-v2 даёт хоть и неидеальный, но разумный результат, используя при этом минимальное число дополнительных параметров.
- Исследовано влияние распадов нестабильных состояний ⁴He* на выходы дейтронов, тритонов и ³He [44; 111]. При энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 6.4 - 19.6$ ГэВ такой вклад оценен на примере быстротных распределений [111]. Показано,

что он существенен в основном при быстротах вблизи областей фрагментации, тогда как в центральной области быстрот он мал: для дейтронов практически не влияет на распределения, для ${}^3\text{He}$ даёт небольшое видимое улучшение (менее 20%) воспроизведения экспериментальных данных. Для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ такой вклад гораздо более значителен [44]: в распределении дейтронов он порядка 20% и в распределении ${}^3\text{He}$ — 50-100% (значение варьируется в зависимости от быстроты), что согласуется с более ранними предсказаниями [97]. Потоки v_1 дейтронов, тритонов и ${}^3\text{He}$ нечувствительны к вкладу распадов ${}^4\text{He}^*$ [44]. Потоки v_2 уменьшаются на $\sim 20\%$ без этих вкладов [44], что существенно не меняет их согласие с экспериментом.

- Было проведено моделирование легких гиперядер, а также Λ -гиперонов в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ [45]. Расчет образования гиперядер полностью аналогичен расчету легких ядер. Установлено, что позднее замораживание, характеризующееся плотностью энергии замораживания $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³, предпочтительное для дейтронов, тритонов, и ${}^3\text{He}$, хорошо подходит и для расчета выхода ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ [45]. Для описания ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ предположительно больше подходит позднее замораживание [45], поскольку энергия связи ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ($B_{\Lambda} \simeq 2.4$ МэВ [18]) сходна с энергией связи ${}^3\text{He}$ ($B_N = 2.6$ МэВ). Пока нет данных для проверки этого предположения. Было обнаружено [45], что отношение ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ в нулевой быстроте попадает в пределы ошибок экспериментальной точки [77]. Большая разница между отношениями t/p и ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ воспроизвелась без каких-либо дополнительных параметров [45]. Предсказаны быстротные распределения отношений ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}/\Lambda$ [45]. Показано, что средние поперечные импульсы в области центральных быстрот протонов, Λ -гиперонов и лёгких (гипер)ядер в центральных столкновениях хорошо согласуются [45] с экспериментом [76; 77]. Расчёт направленного потока [45] также достаточно хорошо воспроизводит данные [78]. Показано, что

направленный поток не зависит от типа замораживания (позднего или стандартного) [45], что указывает на формирование барионного направленного потока на ранней стадии реакции.

Суммируя все вышесказанное, можно заключить, что термодинамический подход дает удовлетворительное описание всего массива данных по рождению легких (гипер)ядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 19.6$ ГэВ. Это описание в совокупности не хуже, чем то, что достигается в подходах, основанных на коалесценции, и требует значительно меньшее число дополнительных параметров. Термодинамический подход требует всего один дополнительный параметр (плотность энергии позднего замораживания), компенсирующий неспособность UrQMD описывать эволюцию легких (гипер)ядер на стадии дожига. С ростом энергии столкновения качество термодинамического описания легких (гипер)ядер ухудшается, что, видимо, связано с быстрым уменьшением их множественности. При малых множественностях ухудшается применимость описания, основанного на макроканоническом ансамбле, т.е. термодинамики.

Список литературы

1. Borsanyi S. [et al.]. Full result for the QCD equation of state with 2+1 flavors // Phys. Lett. B. — 2014. — Vol. 730. — P. 99–104. — arXiv: 1309.5258 [hep-lat].
2. Bazavov A. [et al.]. Equation of state in (2+1)-flavor QCD // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — P. 094503. — arXiv: 1407.6387 [hep-lat].
3. Adam J. [et al.]. Nonmonotonic Energy Dependence of Net-Proton Number Fluctuations // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Vol. 126, no. 9. — P. 092301. — arXiv: 2001.02852 [nucl-ex].
4. Stephanov M. A. Non-Gaussian fluctuations near the QCD critical point // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 102. — P. 032301. — arXiv: 0809.3450 [hep-ph].
5. Карпушкин Н. М. Методы анализа данных передних адронных калориметров ядро-ядерных экспериментов с фиксированной мишенью : дис. . . . канд. физ.-мат. наук : 1.3.2 : защищена 21.09.23 / Карпушкин Николай Михайлович. — М., 2023. — 113 с. — Библиогр.: с. 96—108.
6. Sun K.-J. [et al.]. Light nuclei production as a probe of the QCD phase diagram // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 781. — P. 499–504. — arXiv: 1801.09382 [nucl-th].
7. Shuryak E., Torres-Rincon J. M. Baryon preclustering at the freeze-out of heavy-ion collisions and light-nuclei production // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 101, no. 3. — P. 034914. — arXiv: 1910.08119 [nucl-th].
8. Shuryak E., Torres-Rincon J. M. Light-nuclei production and search for the QCD critical point // Eur. Phys. J. A. — 2020. — Vol. 56, no. 9. — P. 241. — arXiv: 2005.14216 [nucl-th].

9. Sun K.-J., Li F., Ko C. M. Effects of QCD critical point on light nuclei production // *Phys. Lett. B.* — 2021. — Vol. 816. — P. 136258. — arXiv: 2008.02325 [nucl-th].
10. Skokov V. V., Voskresensky D. N. Hydrodynamical description of a hadron-quark first-order phase transition // *JETP Lett.* — 2009. — Vol. 90. — P. 223–227. — arXiv: 0811.3868 [nucl-th].
11. Skokov V. V., Voskresensky D. N. Hydrodynamical description of first-order phase transitions: Analytical treatment and numerical modeling // *Nucl. Phys. A.* — 2009. — Vol. 828. — P. 401–438. — arXiv: 0903.4335 [nucl-th].
12. Randrup J. Phase transition dynamics for baryon-dense matter // *Phys. Rev. C.* — 2009. — Vol. 79. — P. 054911. — arXiv: 0903.4736 [nucl-th].
13. Steinheimer J., Randrup J. Spinodal amplification of density fluctuations in fluid-dynamical simulations of relativistic nuclear collisions // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109. — P. 212301. — arXiv: 1209.2462 [nucl-th].
14. Steinheimer J. [et al.]. A machine learning study to identify spinodal clumping in high energy nuclear collisions // *JHEP.* — 2019. — Vol. 12. — P. 122. — arXiv: 1906.06562 [nucl-th].
15. Adamczyk L. [et al.]. Measurement of the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ lifetime in Au+Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider // *Phys. Rev. C.* — 2018. — Vol. 97, no. 5. — P. 054909. — arXiv: 1710.00436 [nucl-ex].
16. Acharya S. [et al.]. ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ lifetime measurement in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV via two-body decay // *Phys. Lett. B.* — 2019. — Vol. 797. — P. 134905. — arXiv: 1907.06906 [nucl-ex].
17. Abdallah M. [et al.]. Measurements of H_{Λ}^3 and H_{Λ}^4 Lifetimes and Yields in Au+Au Collisions in the High Baryon Density Region // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 128, no. 20. — P. 202301. — arXiv: 2110.09513 [nucl-ex].

18. Abdallah M. [et al.]. Measurement of ^4H and ^4He binding energy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 3$ GeV // *Phys. Lett. B.* — 2022. — Vol. 834. — P. 137449. — arXiv: 2207.00778 [nucl-ex].
19. Gal A., Hungerford E. V., Millener D. J. Strangeness in nuclear physics // *Rev. Mod. Phys.* — 2016. — Vol. 88, no. 3. — P. 035004. — arXiv: 1605.00557 [nucl-th].
20. Knöll M., Roth R. Hyperon-nucleon interaction constrained by light hypernuclei // *Phys. Lett. B.* — 2023. — Vol. 846. — P. 138258. — arXiv: 2307.11577 [nucl-th].
21. Le H. [et al.]. Separation energies of light Λ hypernuclei and their theoretical uncertainties. — 2023. — Aug. — arXiv: 2308.01756 [nucl-th].
22. Lonardonì D. [et al.]. Hyperon Puzzle: Hints from Quantum Monte Carlo Calculations // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 114, no. 9. — P. 092301. — arXiv: 1407.4448 [nucl-th].
23. Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N. Solution of the Hyperon Puzzle within a Relativistic Mean-Field Model // *Phys. Lett. B.* — 2015. — Vol. 748. — P. 369–375. — arXiv: 1504.02915 [astro-ph.HE].
24. Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N. Making a soft relativistic mean-field equation of state stiffer at high density // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Vol. 92, no. 5. — P. 052801. — arXiv: 1508.03771 [astro-ph.HE].
25. Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N. Relativistic Mean-Field Models with Scaled Hadron Masses and Couplings: Hyperons and Maximum Neutron Star Mass // *Nucl. Phys. A.* — 2016. — Vol. 950. — P. 64–109. — arXiv: 1509.02538 [astro-ph.HE].
26. Fortin M. [et al.]. Hypernuclei and massive neutron stars // *Phys. Rev. C.* — 2017. — Vol. 95, no. 6. — P. 065803. — arXiv: 1701.06373 [nucl-th].

27. Khvorostukhin A. S., Toneev V. D., Voskresensky D. N. Equation of State for Hot and Dense Matter: sigma- omega- rho Model with Scaled Hadron Masses and Couplings // Nucl. Phys. A. — 2007. — Vol. 791. — P. 180–221. — arXiv: nucl-th/0612058.
28. Khvorostukhin A. S., Toneev V. D., Voskresensky D. N. Relativistic Mean-Field Model with Scaled Hadron Masses and Couplings // Nucl. Phys. A. — 2008. — Vol. 813. — P. 313–346. — arXiv: 0802.3999 [nucl-th].
29. Zhang S. [et al.]. Searching for onset of deconfinement via hypernuclei and baryon-strangeness correlations // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 684. — P. 224–227. — arXiv: 0908.3357 [nucl-ex].
30. Steinheimer J. [et al.]. Hypernuclei, dibaryon and antinuclei production in high energy heavy ion collisions: Thermal production versus Coalescence // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 714. — P. 85–91. — arXiv: 1203.2547 [nucl-th].
31. Shao T. [et al.]. Yield ratio of hypertriton to light nuclei in heavy-ion collisions from $\sqrt{s_{NN}} = 4.9$ GeV to 2.76 TeV // Chin. Phys. C. — 2020. — Vol. 44, no. 11. — P. 114001. — arXiv: 2004.02385 [nucl-ex].
32. Production of Protons and Light Nuclei in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV with the STAR Detector. — 2023. — Nov. — arXiv: 2311.11020 [nucl-ex].
33. Abdallah M. S. [et al.]. Light nuclei collectivity from $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV Au+Au collisions at RHIC // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 827. — P. 136941. — arXiv: 2112.04066 [nucl-ex].
34. Nara Y., Maruyama T., Stoecker H. Momentum-dependent potential and collective flows within the relativistic quantum molecular dynamics approach based on relativistic mean-field theory // Phys. Rev. C. — 2020. — T. 102, № 2. — C. 024913. — arXiv: 2004.05550 [nucl-th].

35. Nara Y. [et al.]. Directed flow of Λ in high-energy heavy-ion collisions and Λ potential in dense nuclear matter // *Phys. Rev. C*. — 2022. — T. 106, № 4. — C. 044902. — arXiv: 2208.01297 [nucl-th].
36. Oliinychenko D. [et al.]. Sensitivity of Au+Au collisions to the symmetric nuclear matter equation of state at 2–5 nuclear saturation densities // *Phys. Rev. C*. — 2023. — T. 108, № 3. — C. 034908. — arXiv: 2208.11996 [nucl-th].
37. Steinheimer J. [et al.]. The high-density equation of state in heavy-ion collisions: constraints from proton flow // *Eur. Phys. J. C*. — 2022. — T. 82, № 10. — C. 911. — arXiv: 2208.12091 [nucl-th].
38. Omana Kuttan M. [et al.]. QCD Equation of State of Dense Nuclear Matter from a Bayesian Analysis of Heavy-Ion Collision Data // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — T. 131, № 20. — C. 202303. — arXiv: 2211.11670 [hep-ph].
39. Li A., Yong G.-C., Zhang Y.-X. Testing the phase transition parameters inside neutron stars with the production of protons and lambdas in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Rev. D*. — 2023. — T. 107, № 4. — C. 043005. — arXiv: 2211.04978 [nucl-th].
40. Wu Z.-M., Yong G.-C. Probing the incompressibility of dense hadronic matter near the QCD phase transition in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C*. — 2023. — T. 107, № 3. — C. 034902. — arXiv: 2302.11065 [nucl-th].
41. Parfenov P. Model Study of the Energy Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2\text{--}4.5$ GeV // *Particles*. — 2022. — T. 5, № 4. — C. 561—579.
42. Mamaev M., Taranenko A. Toward the System Size Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2\text{--}5$ GeV // *Particles*. — 2023. — T. 6, № 2. — C. 622—637.

43. Yao N. [et al.]. Structure in the speed of sound: From neutron stars to heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C.* — 2024. — T. 109, № 6. — C. 065803. — arXiv: 2311.18819 [nucl-th].
44. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Light-nuclei production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV within a thermodynamical approach: Bulk properties and collective flow // *Phys. Rev. C.* — 2024. — Vol. 109, no. 1. — P. 014913. — arXiv: 2311.08092 [nucl-th].
45. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Production of light hypernuclei in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV within a thermodynamic approach // *Phys. Rev. C.* — 2024. — Vol. 109, no. 3. — P. 034901. — arXiv: 2401.04991 [nucl-th].
46. Yong G.-C. Phase diagram determination at fivefold nuclear compression // *Phys. Lett. B.* — 2024. — T. 848. — C. 138327. — arXiv: 2306.16005 [nucl-th].
47. Wei S.-N., Feng Z.-Q., Jiang W.-Z. Correlation of the hyperon potential stiffness with hyperon constituents in neutron stars and heavy-ion collisions // *Phys. Lett. B.* — 2024. — T. 853. — C. 138658. — arXiv: 2401.07653 [nucl-th].
48. Ivanov Y. B., Kozhevnikova M. Examination of STAR fixed-target data on directed flow at $s_{NN}=3$ and 4.5 GeV // *Phys. Rev. C.* — 2024. — T. 110, № 1. — C. 014907. — arXiv: 2403.02787 [nucl-th].
49. Konchakovski V. P. [et al.]. Examination of the directed flow puzzle in heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C.* — 2014. — T. 90, № 1. — C. 014903. — arXiv: 1404.2765 [nucl-th].
50. Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Directed flow indicates a cross-over deconfinement transition in relativistic nuclear collisions // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Vol. 91, no. 2. — P. 024915. — arXiv: 1412.1669 [nucl-th].
51. Ivanov Y. B., Soldatov A. A. What can we learn from the directed flow in heavy-ion collisions at BES RHIC energies? // *Eur. Phys. J. A.* — 2016. — Vol. 52, no. 1. — P. 10. — arXiv: 1601.03902 [nucl-th].

52. Steinheimer J. [et al.]. Examination of directed flow as a signal for a phase transition in relativistic nuclear collisions // *Phys. Rev. C.* — 2014. — T. 89, № 5. — C. 054913. — arXiv: 1402.7236 [nucl-th].
53. Nara Y. [et al.]. Examination of directed flow as a signature of the softest point of the equation of state in QCD matter // *Phys. Rev. C.* — 2016. — T. 94, № 3. — C. 034906. — arXiv: 1601.07692 [hep-ph].
54. Shen C., Alzhrani S. Collision-geometry-based 3D initial condition for relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C.* — 2020. — T. 102, № 1. — C. 014909. — arXiv: 2003.05852 [nucl-th].
55. Ryu S., Jupic V., Shen C. Probing early-time longitudinal dynamics with the Λ hyperon's spin polarization in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C.* — 2021. — T. 104, № 5. — C. 054908. — arXiv: 2106.08125 [nucl-th].
56. Du L. [et al.]. Probing initial baryon stopping and equation of state with rapidity-dependent directed flow of identified particles // *Phys. Rev. C.* — 2023. — T. 108, № 4. — C. L041901. — arXiv: 2211.16408 [nucl-th].
57. Nara Y. [et al.]. Equation of state dependence of directed flow in a microscopic transport model // *Phys. Lett. B.* — 2017. — T. 769. — C. 543—548. — arXiv: 1611.08023 [nucl-th].
58. Nara Y., Stoecker H. Sensitivity of the excitation functions of collective flow to relativistic scalar and vector meson interactions in the relativistic quantum molecular dynamics model RQMD.RMF // *Phys. Rev. C.* — 2019. — T. 100, № 5. — C. 054902. — arXiv: 1906.03537 [nucl-th].
59. Nara Y., Ohnishi A. Mean-field update in the JAM microscopic transport model: Mean-field effects on collective flow in high-energy heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2-20$ GeV energies // *Phys. Rev. C.* — 2022. — T. 105, № 1. — C. 014911. — arXiv: 2109.07594 [nucl-th].

60. Pandav A. // plenary talk at CPOD 2024, https://conferences.lbl.gov/event/1376/contributions/8772/attachments/5163/4984/CP0D2024_PandavA_e9.pdf. —
61. Russkikh V. N. [et al.]. Analysis of intermediate-energy heavy ion collisions within relativistic mean field two fluid model // Nucl. Phys. A. — 1994. — Vol. 572. — P. 749–790.
62. Ivanov Y. B., Russkikh V. N., Toneev V. D. Relativistic heavy-ion collisions within 3-fluid hydrodynamics: Hadronic scenario // Phys. Rev. C. — 2006. — Vol. 73. — P. 044904. — arXiv: nucl-th/0503088.
63. Liu H. [et al.]. Light nuclei production in Au+Au collisions at $s_{NN} = 5\text{--}200$ GeV from JAM model // Phys. Lett. B. — 2020. — Vol. 805. — P. 135452. — arXiv: 1909.09304 [nucl-th]. — [Erratum: Phys.Lett.B 829, 137132 (2022)].
64. Zhu L., Ko C. M., Yin X. Light (anti-)nuclei production and flow in relativistic heavy-ion collisions // Phys. Rev. C. — 2015. — Vol. 92, no. 6. — P. 064911. — arXiv: 1510.03568 [nucl-th].
65. Dong Z.-J. [et al.]. Energy dependence of light (anti)nuclei and (anti)hypertriton production in the Au-Au collision from $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ to 5020 GeV // Eur. Phys. J. A. — 2018. — Vol. 54, no. 9. — P. 144. — arXiv: 1803.01547 [nucl-th].
66. Sombun S. [et al.]. Deuteron production from phase-space coalescence in the UrQMD approach // Phys. Rev. C. — 2019. — Vol. 99, no. 1. — P. 014901. — arXiv: 1805.11509 [nucl-th].
67. Zhao W. [et al.]. Beam-energy dependence of the production of light nuclei in Au + Au collisions // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 102, no. 4. — P. 044912. — arXiv: 2009.06959 [nucl-th].
68. Hillmann P. [et al.]. Coalescence, the thermal model and multi-fragmentation: the energy and volume dependence of light nuclei production in heavy ion col-

- lisions // *J. Phys. G.* — 2022. — Vol. 49, no. 5. — P. 055107. — arXiv: 2109.05972 [hep-ph].
69. Zhao W. [et al.]. Multiplicity scaling of light nuclei production in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Lett. B.* — 2021. — Vol. 820. — P. 136571. — arXiv: 2105.14204 [nucl-th].
70. Oliinychenko D. Overview of light nuclei production in relativistic heavy-ion collisions // *Nucl. Phys. A* / ed. by F. Liu [et al.]. — 2021. — Vol. 1005. — P. 121754. — arXiv: 2003.05476 [hep-ph].
71. Reichert T. [et al.]. Energy dependence of light hypernuclei production in heavy-ion collisions from a coalescence and statistical-thermal model perspective // *Phys. Rev. C.* — 2023. — Vol. 107, no. 1. — P. 014912. — arXiv: 2210.11876 [nucl-th].
72. Bass S. A. [et al.]. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 1998. — Vol. 41. — P. 255–369. — arXiv: nucl-th/9803035.
73. Nara Y. [et al.]. Study of relativistic nuclear collisions at AGS energies from p + Be to Au + Au with hadronic cascade model // *Phys. Rev. C.* — 2000. — Vol. 61. — P. 024901. — arXiv: nucl-th/9904059.
74. Isse M. [et al.]. Mean-field effects on collective flows in high-energy heavy-ion collisions from AGS to SPS energies // *Phys. Rev. C.* — 2005. — Vol. 72. — P. 064908. — arXiv: nucl-th/0502058.
75. Xu Y., He X., Xu N. Light nuclei production in Au+Au collisions at 3 GeV from coalescence model* // *Chin. Phys. C.* — 2023. — Vol. 47, no. 7. — P. 074107. — arXiv: 2305.02487 [nucl-th].
76. Ji Y. Measurements on the production and properties of light hypernuclei at STAR // *EPJ Web Conf.* — 2023. — Vol. 276. — P. 04003.

77. Ji Y. // talk at Quark Matter 2023, https://indico.cern.ch/event/1139644/contributions/5456392/attachments/2707583/4708403/talk_FXT_H3L_Sep08_v11.pdf. —
78. Aboona B. [et al.]. Observation of Directed Flow of Hypernuclei $H\Lambda 3$ and $H\Lambda 4$ in $sNN=3$ GeV Au+Au Collisions at RHIC // Phys. Rev. Lett. — 2023. — Vol. 130, no. 21. — P. 212301. — arXiv: 2211.16981 [nucl-ex].
79. Buyukcizmeci N. [et al.]. Nucleosynthesis of light nuclei and hypernuclei in central Au+Au collisions at $sNN=3$ GeV // Phys. Rev. C. — 2023. — Vol. 108, no. 5. — P. 054904. — arXiv: 2306.17145 [nucl-th].
80. Bondorf J. P. [et al.]. Statistical multifragmentation of nuclei // Phys. Rept. — 1995. — Vol. 257. — P. 133–221.
81. Weil J. [et al.]. Particle production and equilibrium properties within a new hadron transport approach for heavy-ion collisions // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94, no. 5. — P. 054905. — arXiv: 1606.06642 [nucl-th].
82. Oliinychenko D. [et al.]. Microscopic study of deuteron production in PbPb collisions at $\sqrt{s} = 2.76 TeV$ via hydrodynamics and a hadronic afterburner // Phys. Rev. C. — 2019. — Vol. 99, no. 4. — P. 044907. — arXiv: 1809.03071 [hep-ph].
83. Staudenmaier J. [et al.]. Deuteron production in relativistic heavy ion collisions via stochastic multiparticle reactions // Phys. Rev. C. — 2021. — Vol. 104, no. 3. — P. 034908. — arXiv: 2106.14287 [hep-ph].
84. Aichelin J. [et al.]. Parton-hadron-quantum-molecular dynamics: A novel microscopic n -body transport approach for heavy-ion collisions, dynamical cluster formation, and hypernuclei production // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 101, no. 4. — P. 044905. — arXiv: 1907.03860 [nucl-th].

85. Gläsel S. [et al.]. Cluster and hypercluster production in relativistic heavy-ion collisions within the parton-hadron-quantum-molecular-dynamics approach // Phys. Rev. C. — 2022. — Vol. 105, no. 1. — P. 014908. — arXiv: 2106.14839 [nucl-th].
86. Bratkovskaya E. [et al.]. Midrapidity cluster formation in heavy-ion collisions // EPJ Web Conf. — 2023. — Vol. 276. — P. 03005. — arXiv: 2208.11802 [nucl-th].
87. Feng Z.-Q. Dynamics of light hypernuclei in collisions of $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ at GeV energies // Eur. Phys. J. A. — 2021. — Vol. 57, no. 1. — P. 18. — arXiv: 2109.01270 [nucl-th].
88. Sun K.-J. [et al.]. Relativistic kinetic approach to light nuclei production in high-energy nuclear collisions. — 2021. — June. — arXiv: 2106.12742 [nucl-th].
89. Sun K.-J. [et al.]. Unveiling the dynamics of nucleosynthesis in relativistic heavy-ion collisions. — 2022. — July. — arXiv: 2207.12532 [nucl-th].
90. Schnedermann E., Sollfrank J., Heinz U. W. Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions // Phys. Rev. C. — 1993. — Vol. 48. — P. 2462–2475. — arXiv: nucl-th/9307020.
91. Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J. Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out // Nucl. Phys. A. — 2006. — Vol. 772. — P. 167–199. — arXiv: nucl-th/0511071.
92. Cleymans J. [et al.]. Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions // Phys. Rev. C. — 2006. — Vol. 73. — P. 034905. — arXiv: hep-ph/0511094.
93. Huovinen P. [et al.]. Radial and elliptic flow at RHIC: Further predictions // Phys. Lett. B. — 2001. — Vol. 503. — P. 58–64. — arXiv: hep-ph/0101136.

94. Adam J. [et al.]. Beam energy dependence of (anti-)deuteron production in Au + Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider // *Phys. Rev. C*. — 2019. — Vol. 99, no. 6. — P. 064905. — arXiv: 1903.11778 [nucl-ex].
95. Abdulhamid M. [et al.]. Beam Energy Dependence of Triton Production and Yield Ratio ($N_t \times N_p / N_d^2$) in Au+Au Collisions at RHIC // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — Vol. 130. — P. 202301. — arXiv: 2209.08058 [nucl-ex].
96. Andronic A. [et al.]. Production of light nuclei, hypernuclei and their antiparticles in relativistic nuclear collisions // *Phys. Lett. B*. — 2011. — Vol. 697. — P. 203–207. — arXiv: 1010.2995 [nucl-th].
97. Vovchenko V. [et al.]. Feeddown contributions from unstable nuclei in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Lett.* — 2020. — Vol. B. — P. 135746. — arXiv: 2004.04411 [nucl-th].
98. Zhang D. Light Nuclei (d, t) Production in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ -200GeV // *Nucl. Phys. A* / ed. by F. Liu [et al.]. — 2021. — Vol. 1005. — P. 121825. — arXiv: 2002.10677 [nucl-ex].
99. Andronic A. [et al.]. Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy // *Nature*. — 2018. — Vol. 561, no. 7723. — P. 321–330. — arXiv: 1710.09425 [nucl-th].
100. Ivanov Y. B. Baryon Stopping as a Probe of Deconfinement Onset in Relativistic Heavy-Ion Collisions // *Phys. Lett. B*. — 2013. — Vol. 721. — P. 123–130. — arXiv: 1211.2579 [hep-ph].
101. Ivanov Y. B. Alternative Scenarios of Relativistic Heavy-Ion Collisions: I. Baryon Stopping // *Phys. Rev. C*. — 2013. — Vol. 87, no. 6. — P. 064904. — arXiv: 1302.5766 [nucl-th].
102. Ivanov Y. B. Alternative Scenarios of Relativistic Heavy-Ion Collisions: III. Transverse Momentum Spectra // *Phys. Rev. C*. — 2014. — Vol. 89, no. 2. — P. 024903. — arXiv: 1311.0109 [nucl-th].

103. Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Bulk Properties of the Matter Produced at Energies of the Beam Energy Scan Program // *Phys. Rev. C.* — 2018. — Vol. 97, no. 2. — P. 024908. — arXiv: 1801.01764 [nucl-th].
104. Kozhevnikova M. [et al.]. Update of the Three-fluid Hydrodynamics-based Event Simulator: light-nuclei production in heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C.* — 2021. — Vol. 103, no. 4. — P. 044905. — arXiv: 2012.11438 [nucl-th].
105. Anticic T. [et al.]. Production of deuterium, tritium, and He3 in central Pb + Pb collisions at 20A,30A,40A,80A , and 158A GeV at the CERN Super Proton Synchrotron // *Phys. Rev. C.* — 2016. — Vol. 94, no. 4. — P. 044906. — arXiv: 1606.04234 [nucl-ex].
106. Typel S. [et al.]. Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Vol. 81. — P. 015803. — arXiv: 0908.2344 [nucl-th].
107. Ropke G. [et al.]. Cluster virial expansion for nuclear matter within a quasiparticle statistical approach // *Nucl. Phys. A.* — 2013. — Vol. 897. — P. 70–92. — arXiv: 1209.0212 [nucl-th].
108. Röpke G. Nuclear matter equation of state including two-, three-, and four-nucleon correlations // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Vol. 92, no. 5. — P. 054001. — arXiv: 1411.4593 [nucl-th].
109. Blaschke D. [et al.]. Strangeness and light fragment production at high baryon density // *Springer Proceedings in Physics / ed. by D. Elia [et al.].* — 2020. — Vol. 250. — P. 183–190. — arXiv: 2001.02156 [nucl-th].
110. Blaschke D. [et al.]. QCD Phase Diagram at NICA Energies: K^+/π^+ Horn Effect and Light Clusters in THESEUS // *Acta Physica Polonica B, Proceedings Supplement.* — 2021. — Vol. 14, no. 3. — P. 485–489. — arXiv: 2004.01159 [hep-ph].

111. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Light-nuclei production in heavy-ion collisions within a thermodynamical approach // *Phys. Rev. C*. — 2023. — Vol. 107, no. 2. — P. 024903. — arXiv: 2210.07334 [nucl-th].
112. Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Light-Nuclei Production in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 6.4 - 19.6$ GeV in THESEUS Generator Based on Three-Fluid Dynamics // *Particles*. — 2023. — Vol. 6, no. 1. — P. 440–450.
113. Batyuk P. [et al.]. Event simulation based on three-fluid hydrodynamics for collisions at energies available at the Dubna Nuclotron-based Ion Collider Facility and at the Facility for Antiproton and Ion Research in Darmstadt // *Phys. Rev. C*. — 2016. — Vol. 94. — P. 044917. — arXiv: 1608.00965 [nucl-th].
114. Batyuk P. [et al.]. Three-fluid Hydrodynamics-based Event Simulator Extended by UrQMD final State interactions (THESEUS) for FAIR-NICA-SPSBES/RHIC energies // *EPJ Web Conf.* / ed. by Y. Aharonov, L. Bravina, S. Kabana. — 2018. — Vol. 182. — P. 02056. — arXiv: 1711.07959 [nucl-th].
115. Bass S. A. [et al.]. Is collective pion flow anticorrelated to nucleon flow? // *Phys. Lett. B*. — 1993. — Vol. 302. — P. 381–385.
116. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. — М. : Атомиздат, 1979. — 320 с.
117. Satarov L. M. Two fluid dynamical model of relativistic nuclear collisions with allowance for inelastic nucleon-nucleon interaction. (In Russian) // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1990. — Vol. 52. — P. 264–271.
118. Mishustin I. N., Russkikh V. N., Satarov L. M. Fluid dynamical model of relativistic heavy ion collision. (In Russian) // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1991. — Vol. 54. — P. 260–314.
119. Khvorostukin A. S. [et al.]. Lattice QCD constraints on the nuclear equation of state // *Eur. Phys. J. C*. — 2006. — Vol. 48. — P. 531–543. — arXiv: nucl-th/0605069.

120. Ivanov Y. B. Alternative Scenarios of Relativistic Heavy-Ion Collisions: II. Particle Production // *Phys. Rev. C*. — 2013. — Vol. 87, no. 6. — P. 064905. — arXiv: 1304.1638 [nucl-th].
121. Roshal A. S., Russkikh V. N. HYDRODYNAMICAL MODELING OF RELATIVISTIC HEAVY ION COLLISIONS. (IN RUSSIAN) // *Yad. Fiz.* — 1981. — Vol. 33. — P. 1520–1528.
122. Русских В. Н. Коррекция потоков в методе частиц в ячейках // в сборнике Численные методы механики сплошной среды. — Новосибирск, 1987. — Т. 1(18), вып. 5. — С. 104—121.
123. Harlow F., Amsden A., Nix J. Relativistic fluid dynamics calculations with the particle-in-cell technique // *Journal of Computational Physics*. — 1976. — Vol. 20, no. 2. — P. 119–129. — ISSN 0021-9991. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999176900589>.
124. Russkikh V. N., Ivanov Y. B. Dynamical freeze-out in 3-fluid hydrodynamics // *Phys. Rev. C*. — 2007. — Vol. 76. — P. 054907. — arXiv: nucl-th/0611094.
125. Ivanov Y. B., Russkikh V. N. On freeze-out problem in relativistic hydrodynamics // *Phys. Atom. Nucl.* — 2009. — Vol. 72. — P. 1238–1244. — arXiv: 0810.2262 [nucl-th].
126. Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Correlation between global polarization, angular momentum, and flow in heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C*. — 2020. — Vol. 102, no. 2. — P. 024916. — arXiv: 2004.05166 [nucl-th].
127. Huovinen P., Petersen H. Particlization in hybrid models // *Eur. Phys. J. A*. — 2012. — Vol. 48. — P. 171. — arXiv: 1206.3371 [nucl-th].
128. Karpenko I. A. [et al.]. Estimation of the shear viscosity at finite net-baryon density from $A + A$ collision data at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV // *Phys. Rev. C*. — 2015. — Vol. 91, no. 6. — P. 064901. — arXiv: 1502.01978 [nucl-th].

129. Karpenko I. A. [et al.]. 3+1 dimensional viscous hydrodynamics at high baryon densities // *J. Phys. Conf. Ser.* / ed. by H. Petersen [et al.]. — 2014. — Vol. 503. — P. 012040. — arXiv: 1311.0133 [nucl-th].
130. Petersen H. Anisotropic flow in transport + hydrodynamics hybrid approaches // *J. Phys. G.* — 2014. — Vol. 41, no. 12. — P. 124005. — arXiv: 1404.1763 [nucl-th].
131. Auvinen J., Petersen H. Evolution of elliptic and triangular flow as a function of $\sqrt{s_{NN}}$ in a hybrid model // *Phys. Rev. C.* — 2013. — Vol. 88, no. 6. — P. 064908. — arXiv: 1310.1764 [nucl-th].
132. Workman R. L. [et al.]. Review of Particle Physics // *PTEP.* — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
133. Abelev B. I. [et al.]. Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 9.2$ - GeV // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Vol. 81. — P. 024911. — arXiv: 0909.4131 [nucl-ex].
134. Werner K. [et al.]. Analysing radial flow features in p-Pb and p-p collisions at several TeV by studying identified particle production in EPOS3 // *Phys. Rev. C.* — 2014. — Vol. 89, no. 6. — P. 064903. — arXiv: 1312.1233 [nucl-th].
135. Davis D. H. 50 years of hypernuclear physics. I. The early experiments // *Nucl. Phys. A* / ed. by A. Gal, E. Hungerford. — 2005. — Vol. 754. — P. 3–13.
136. Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Light fragment production at CERN Super Proton Synchrotron // *Eur. Phys. J. A.* — 2017. — Vol. 53, no. 11. — P. 218. — arXiv: 1703.05040 [nucl-th].
137. Klay J. L. [et al.]. Charged pion production in 2 to 8 agev central au+au collisions // *Phys. Rev. C.* — 2003. — Vol. 68. — P. 054905. — arXiv: nucl-ex/0306033.

138. Gazdzicki M. [et al.]. Report from NA49 // *J. Phys. G* / ed. by H. G. Ritter, X.-N. Wang. — 2004. — Vol. 30. — S701–S708. — arXiv: nucl-ex/0403023.
139. Anticic T. [et al.]. Centrality dependence of proton and antiproton spectra in Pb+Pb collisions at 40A GeV and 158A GeV measured at the CERN SPS // *Phys. Rev. C*. — 2011. — Vol. 83. — P. 014901. — arXiv: 1009.1747 [nucl-ex].
140. Sun K.-J. [et al.]. Probing QCD critical fluctuations from light nuclei production in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Lett. B*. — 2017. — Vol. 774. — P. 103–107. — arXiv: 1702.07620 [nucl-th].
141. Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R. Collective phenomena in non-central nuclear collisions // *Landolt-Bornstein* / ed. by R. Stock. — 2010. — Vol. 23. — P. 293–333. — arXiv: 0809.2949 [nucl-ex].
142. Adam J. [et al.]. Beam-energy dependence of the directed flow of deuterons in Au+Au collisions // *Phys. Rev. C*. — 2020. — Vol. 102, no. 4. — P. 044906. — arXiv: 2007.04609 [nucl-ex].
143. Adamczyk L. [et al.]. Beam-Energy Dependence of the Directed Flow of Protons, Antiprotons, and Pions in Au+Au Collisions // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 16. — P. 162301. — arXiv: 1401.3043 [nucl-ex].
144. Reisdorf W. [et al.]. Systematics of central heavy ion collisions in the 1A GeV regime // *Nucl. Phys. A*. — 2010. — Vol. 848. — P. 366–427. — arXiv: 1005.3418 [nucl-ex].
145. Wang R. [et al.]. Kinetic approach of light-nuclei production in intermediate-energy heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C*. — 2023. — Vol. 108, no. 3. — P. L031601. — arXiv: 2305.02988 [nucl-th].
146. Danielewicz P., Pan Q.-b. Blast of light fragments from central heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C*. — 1992. — Vol. 46. — P. 2002–2011.

147. Kührts C. [et al.]. Medium corrections in the formation of light charged particles in heavy ion reactions // *Phys. Rev. C*. — 2001. — Vol. 63. — P. 034605. — arXiv: nucl-th/0009037.
148. Ono A. Cluster production within antisymmetrized molecular dynamics // *EPJ Web Conf.* / ed. by T. Kawano [et al.]. — 2016. — Vol. 122. — P. 11001.
149. Bastian N. -U. [et al.]. Light cluster production at NICA // *Eur. Phys. J. A*. — 2016. — Vol. 52, no. 8. — P. 244. — arXiv: 1608.02851 [nucl-th].
150. Röpke G. [et al.]. Medium effects on freeze-out of light clusters at NICA energies // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2018. — Vol. 15, no. 3. — P. 225–229. — arXiv: 1712.07645 [nucl-th].
151. Anticic T. [et al.]. Production of deuterium, tritium, and He3 in central Pb + Pb collisions at 20A,30A,40A,80A , and 158A GeV at the CERN Super Proton Synchrotron // *Phys. Rev. C*. — 2016. — Vol. 94, no. 4. — P. 044906. — arXiv: 1606.04234 [nucl-ex].
152. Abdallah M. S. [et al.]. Disappearance of partonic collectivity in sNN=3GeV Au+Au collisions at RHIC // *Phys. Lett. B*. — 2022. — Vol. 827. — P. 137003. — arXiv: 2108.00908 [nucl-ex].
153. Danielewicz P., Lacey R., Lynch W. G. Determination of the equation of state of dense matter // *Science*. — 2002. — Vol. 298. — P. 1592–1596. — arXiv: nucl-th/0208016.
154. Sorge H. Elliptical flow: A Signature for early pressure in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78. — P. 2309–2312. — arXiv: nucl-th/9610026.
155. Danielewicz P. [et al.]. Disappearance of elliptic flow: a new probe for the nuclear equation of state // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81. — P. 2438–2441. — arXiv: nucl-th/9803047.

156. Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Elliptic Flow in Heavy-Ion Collisions at Energies $\sqrt{s_{NN}} = 2.7-39$ GeV // Phys. Rev. C. — 2015. — Vol. 91, no. 2. — P. 024914. — arXiv: 1401.2265 [nucl-th].
157. Koch P., Muller B., Rafelski J. Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys. Rept. — 1986. — Vol. 142. — P. 167–262.
158. Randrup J., Cleymans J. Exploring high-density baryonic matter: Maximum freeze-out density // Eur. Phys. J. — 2016. — Vol. 52. — P. 218–219. — arXiv: 0905.2824 [nucl-th].
159. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы. — Москва : Наука, 1989. — 432 с.

Приложение А. Пересчет барионного химического потенциала

В 3FD [62] весь барионный заряд содержится в нуклонных и барионных резонансах:

$$n_B(\mu_B, \mu_S, T) = n_N(\mu_B, T) + \sum_i n_i(\mu_B, \mu_S, T), \quad (\text{A.1})$$

где n_N — плотность нуклонов, n_i — плотность i -го барионного резонанса, в том числе странного. Такой подход применим, если в дальнейшем легкие ядра будут рассчитываться на основе модели коалесценции, как это происходит в модели 3FD. Также, этот подход остаётся приближенно применимым, если доля барионного заряда, содержащаяся в легких ядрах, пренебрежимо мала по сравнению с полным барионным зарядом, как это имеет место при высоких энергиях столкновения.

Если мы хотим рассчитать выход легких ядер в рамках термодинамического подхода с такими же химическими потенциалами μ_B , μ_S и температурой T , мы получим превышение полного барионного заряда на величину, содержащуюся в легких кластерах. Это превышение незначительно при высоких энергиях столкновения, но может быть большим при низких. В частности, множественность кластеров будет, возможно, существенно завышена. Чтобы приспособить выходные данные из 3FD (μ_B, μ_S, T) к образованию кластеров, нам следует пересчитать барионный химический потенциал μ_B , обеспечиваемый выходными данными 3FD. Новый барионный химический потенциал μ'_B следует рассчитывать согласно следующему уравнению, которое исходит из закона сохранения локального барионного заряда:

$$n_{\text{изнач.}} N(x; \mu_B, T) + \sum_{\text{адроны, } i} n_i(x; \mu_B, \mu_S, T) = n_{\text{набл.}} N(x; \mu'_B, T) + \sum_{\text{адроны, } i} n_i(x; \mu'_B, \mu_S, T) + \sum_{\text{л. ядра, } c} n_c(x; \mu'_B, \mu_S, T). \quad (\text{A.2})$$

Суммирование по адронам производится по таблице адронов, включенных в 3FD

(обозначенных жирным шрифтом в Таблице 1), за исключением нуклонов (N), плотность которых считается отдельно. Суммирование же по легким ядрам происходит в соответствии с Таблицей 2. Здесь n_i и n_c — локальные барионные плотности i -го вида адронов и c -го вида легких ядер соответственно, зависящие от локального барионного (μ_B, μ'_B) и странного (μ_S) химических потенциалов и температуры (T) на гиперповерхности замораживания. μ_B — барионный химический потенциал в терминах первичных нуклонов, получаемых из 3FD, μ'_B — барионный химический потенциал в терминах наблюдаемых нуклонов.

Стоит заметить, что пересчет барионного химического потенциала также влияет на сохранение энергии и странности. Однако мы не настраиваем дополнительно μ_S и T , поскольку их сохранение и так оказываются достаточно хорошими: полная энергия сохраняется с точностью примерно 3% и в среднем получается несколько единиц чистой странности в выборке для центральных и столкновений Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 2.7$ ГэВ. Полная странность не сохраняется. Однако, следует иметь в виду, что образование странности в 3FD плохо определяется при такой низкой энергии. Странность, появляющаяся при этой энергии столкновения, должна быть уменьшена домножением на фактор $\gamma_S \approx 0.2$ [120], что обеспечивает дополнительное подавление странности из-за ограничений по причине использования канонического ансамбля [157]. Это наименьшая исследованная энергия столкновений, при которой в легких ядрах находится наибольшая доля связанных нуклонов. С увеличением энергии столкновения точность сохранения энергии и странности становится лучше. Для центральных столкновений Pb+Pb при $E_{\text{лаб}} = 20A$ ГэВ энергия сохраняется в пределах 1%. Отметим, что коалесценция, реализованная в 3FD, также снижает полную энергию системы из-за уменьшения числа степеней свободы.

Опишем пошагово процедуру пересчета барионного химического потенциала. Плотность i -ой частицы вычисляется по формуле:

$$n_i(\mu_B, \mu_S, T) = -B_i \frac{g_i T^3}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^3} \exp\left(n \frac{\mu_B B_i + \mu_S S_i}{T}\right) (nz_i)^2 K_2(nz_i), \quad (\text{A.3})$$

где B_i — это барионное число i -го адрона (или легкого ядра), S_i — его странность, m_i — его масса, $g_i = 2J_i + 1$ — спиновое вырождение, K_2 — модифицированная функция Бесселя второго рода, а $z_i = m_i/T$.

Определим фугитивность, связанную с адроном (легким ядром) i (c):

$$\lambda_{i(c)}(\mu_B, \mu_S, T) = \exp\left(\frac{\mu_B B_{i(c)} + \mu_S S_{i(c)} - m_{i(c)}}{T}\right). \quad (\text{A.4})$$

Для барионов (но не мезонов) справедливо приближение $z_i \gg 1$, что позволяет использовать асимптотическую формулу для $K_2(z)$:

$$K_2(z) \approx f(z) \exp(-z), \quad \text{где} \quad f(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} \left(1 + \frac{15}{8z} + \frac{105}{128z^2} - \frac{315}{1024z^3}\right).$$

Важно, что и античастицы с $B_i < 0$ и $B_c < 0$ также участвуют в расчете.

Для всех значений параметров, используемых при замораживании при центральной быстрой ($y = 0$) [91], первый член в разложении, см. Уравнение (A.3), является хорошим приближением для всех видов барионов с точностью до нескольких процентов [158]. Это не всегда справедливо для параметров замораживания при быстрой вблизи областей фрагментации. Поэтому для пересчета барионного химического потенциала, определяемого в результате предварительного расчета в 3FD, необходимо дополнительно проанализировать сходимость ряда (A.3).

Удобно представить $n_i(\mu_B, \mu_S, T)$ в виде:

$$n_i(\mu_B, \mu_S, T) = \lambda_i(\mu_B, \mu_S, T) \tilde{n}_i(\mu_B, \mu_S, T), \quad (\text{A.5})$$

где

$$\tilde{n}_i(\mu_B, \mu_S, T) = -B_i \frac{g_i T^3}{2\pi^2} z_i^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-\lambda_i)^{n-1}}{n} f(nz_i). \quad (\text{A.6})$$

Для вычисления (A.6) мы суммируем n членов ряда до того как будет выполняться неравенство:

$$\frac{(\lambda_i)^{n-1}}{n} f(nz_i) < \delta f(z_i).$$

Для барионов² в генераторе используется $\delta = 0.00001$.

Также отметим, что для легких ядер мы оставляем только первый член ряда (A.6), т.к. по причине большой массы легких ядер экспонента (A.4) сильно подавляет высшие члены разложения.

Далее, Уравнение (A.2) приобретает вид:

$$\lambda_N \left(\tilde{n}_N + \sum_i \tilde{n}_i \frac{\lambda_i}{\lambda_N} \right) = \lambda'_N \left(\tilde{n}'_N + \sum_i \tilde{n}'_i \frac{\lambda'_i}{\lambda'_N} + \sum_c \tilde{n}'_c \frac{\lambda'_c}{\lambda'_N} \right),$$

здесь $\tilde{n}'_i = \tilde{n}'_i(\mu'_B, \mu_S, T)$, $\lambda'_i = \lambda'_i(\mu'_B, \mu_S, T)$, и, аналогично, для кластеров c . Это уравнение хорошо подходит для решения посредством рекурсивной процедуры:

$$(\lambda'_N)_k = \lambda_N \frac{\tilde{n}_N + \sum_i \tilde{n}'_i \frac{\lambda_i}{\lambda_N}}{(\tilde{n}'_N)_{k-1} + \sum_i (\tilde{n}'_i)_{k-1} \frac{(\lambda'_i)_{k-1}}{(\lambda'_N)_{k-1}} + \sum_c (\tilde{n}'_c)_{k-1} \frac{(\lambda'_c)_{k-1}}{(\lambda'_N)_{k-1}}}, \quad (\text{A.7})$$

где $(\lambda'_N)_k$ и т. д. — k -ое приближение решения, $(\lambda'_N)_{k-1}$ и т. д. — предыдущее, $(k-1)$ -ое, приближение. Первое приближение: $(\mu'_B)_0 = \mu_B$. Все остальные величины $(\lambda'_N)_{k-1}$, $(\tilde{n}'_i)_{k-1}$ вычисляются при помощи $(\mu'_B)_{k-1}$. Эта рекурсивная процедура останавливается, когда достигается требуемая относительная точность $\epsilon = 0.0001$:

$$\frac{|n_B((\mu'_B)_k, \mu_S, T) - n_B(\mu_B, \mu_S, T)|}{n_B(\mu_B, \mu_S, T)} < \epsilon, \quad (\text{A.8})$$

где n_B определяется из Уравнений (A.1), (A.3), (A.5) и (A.6).

В данной процедуре может возникнуть ситуация, когда величина $(\mu'_B)_k$ начиная с некоторого k колеблется между двумя значениями и не приходит к оптимальному значению. Для решения такой проблемы в THESEUS-v2 используется метод релаксации простых итераций, см. [159].

²Для мезонов же просто вычисляется $n = 10$ членов ряда из Уравнения (A.3). Тесты показывают, что этого количества достаточно для расчета с удовлетворительной точностью.

Приложение Б. Коалесценция в 3FD

Образование легких ядер в рамках 3FD-коалесценции [62; 136] описывается аналогично тому, как это было сделано в работе [61]. Предполагается, что N нейтронов и Z протонов, попадая в 6-мерный фазовый объём $(\frac{4}{3}\pi p_{NZ}^3)(\frac{4}{3}\pi r_{NZ}^3)$ на этапе замораживания, образуют (N, Z) -фрагмент (легкое ядро). Здесь p_{NZ} и r_{NZ} — параметры коалесценции, в принципе, разные для различных (N, Z) -фрагментов. Приведенное ниже рассмотрение касается одной ячейки в конфигурационном пространстве. Чтобы избежать множества индексов в обозначениях, мы опускаем индекс ячейки.

Распределение наблюдаемого фрагмента (N, Z) вычисляется следующим образом:

$$E_A \frac{d^3 \tilde{N}_{N,Z}}{d^3 P_A} = \frac{N_{\text{полн}}^N Z_{\text{полн}}^Z}{A_{\text{полн}}^A} A \frac{(\frac{4}{3}\pi p_{NZ}^3 / M_N)^{A-1}}{N!Z!} \left(\frac{V_{NZ}}{V}\right)^{A-1} \left(E \frac{d^3 \tilde{N}^{(N)}}{d^3 p}\right)^A, \quad (\text{Б.1})$$

где $d^3 \tilde{N}^{(N)} / d^3 p$ — распределение наблюдаемых нуклонов. Здесь $N_{\text{полн}} = N_p + N_t$, $Z_{\text{полн}} = Z_p + Z_t$ и $A_{\text{полн}} = A_p + A_t$ — суммарные количества нейтронов, протонов и нуклонов, соответственно, в системе "снаряд-мишень", $A = N + Z$, $E_A = AE$, $P_A = Ap$, $V_{NZ} = \frac{4}{3}\pi r_{NZ}^3$, и M_N — масса нуклона.

$V = \bar{A}_{\text{яч}} / n_c$ — полный объём замерзшей ячейки, где n_c — барионная плотность при замерзании и

$$\bar{A}_{\text{яч}} = \int d^3 p \frac{d^3 N^{(N)}}{d^3 p}$$

полное количество первичных нуклонов-участников. Здесь обозначены тильдой распределения наблюдаемых (т.е. после коалесценции) нуклонов и фрагментов, в отличие от распределения первичных нуклонов.

Определяя новый параметр

$$P_{NZ}^3 = \frac{4}{3}\pi p_{NZ}^3 V_{NZ} n_c \left(\frac{A}{N!Z!}\right)^{1/(A-1)}, \quad (\text{Б.2})$$

мы можем написать Уравнение (Б.1) в более простом виде:

$$E_A \frac{d^3 \tilde{N}_{N,Z}}{d^3 P_A} = \frac{N_{\text{полн}}^N Z_{\text{полн}}^Z}{A_{\text{полн}}^A} \left(\frac{P_{NZ}^3}{M_N \bar{A}_{\text{яч}}} \right)^{A-1} \left(E \frac{d^3 \tilde{N}^{(N)}}{d^3 p} \right)^A,$$

где $d^3 \tilde{N}^{(N)}/d^3 p$ — распределение наблюдаемых нуклонов, т.е. после коалесценции. В этом виде распределение фрагментов содержит только один феноменологический параметр, P_{NZ} , который определяет полную нормировку распределения. Эти уравнения для различных N и Z образуют систему уравнений, поскольку распределение нуклонов в правой части спектра является наблюдаемым распределением, а не первичным. Чтобы сделать эту систему замкнутой, необходимо добавить условие сохранения барионного числа

$$E \frac{d^3 N^{(N)}}{d^3 p} = E \frac{d^3 \tilde{N}^{(N)}}{d^3 p} + \sum_{N,Z (A>1)} A^3 E_A \frac{d^3 \tilde{N}_{N,Z}}{d^3 P_A}.$$

Рассчитанное таким образом распределение наблюдаемых фрагментов суммируется по всем ячейкам, чтобы получить общее распределение фрагментов по импульсу. Параметры P_{NZ} фитируются для воспроизведения нормировки спектров легких ядер.

$E_{\text{лаб}}$	[A·ГэВ]	2	20
$P(d)$	[МэВ/с]	850	513
$P(t)$	[МэВ/с]	850	474
$P(^3\text{He})$	[МэВ/с]	850	474
$P(^4\text{He})$	[МэВ/с]	875	528

Таблица 3: Параметры коалесценции, см. Уравнение (Б.2), используемые для 3FD-моделирования столкновений Au+Au (2A ГэВ) и Pb+Pb (20A ГэВ) при различных энергиях $E_{\text{лаб}}$.

В Таблице 3 представлены результаты фитирования параметров P_{NZ} , полученные для столкновений Au+Au в работе [61] и для данных по столкновениям Pb+Pb [105], полученные в работе [136].