

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»

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2025

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований.

**Научный
руководитель:**

Иванов Юрий Борисович

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна

**Официальные
оппоненты:**

Пшеничнов Игорь Анатольевич

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), г. Москва, г. Троицк.

Ларионов Алексей Борисович

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета
ОИЯИ.02.01.2024.П, канд. физ.-мат. наук

В.А. Арефьев

Общая характеристика диссертации

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) и критической точки [1; 2] на фазовой диаграмме квантовой хромодинамики (КХД), вблизи которой ожидается увеличенное образование легких ядер, что служит своего рода индикатором фазового перехода, а также области спиноподальной неустойчивости [3; 4].

Изучение гиперядер — это также важная и интересная тема ядерной физики. Это такие ядра, в состав которых входят как нуклоны, так и гиперон (или гипероны). Эксперименты с тяжелыми ионами дают нам информацию о времени жизни и энергиях связи легких гиперядер, что дает понимание гиперон-нуклонных взаимодействий и роли симметрии аромата, важных для изучения структуры ядра и астрофизики, а также для построения адронного уравнения состояния для приложений к столкновениям тяжелых ионов. Кроме того, образование гиперядер напрямую связано с диагностикой образования КГП при столкновениях тяжелых ионов.

В настоящее время есть несколько ускорительных комплексов, на которых изучается или планируется изучать ядро-ядерные столкновения при умеренно релятивистских энергиях, в которых достигаются высокие барионные плотности. Так, уже действуют SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРН, программа BES (Beam Energy Scan) на коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвенской национальной лаборатории в США и 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 [5; 6]. 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 [7—16; A1; A2; 17—30]. Анализ данных по легким ядрам может дать дополнительную информацию о характере этого перехода такой, как присутствие или отсутствие области спиноподальной неустойчивости в этом переходе [3; 4]. Предварительные данные коллаборации STAR [31] 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 [1; 2]. Поэтому анализ данных по легким ядрам может дать дополнительную информацию о критической точке на фазовой диаграмме КХД.

Существуют различные модели, позволяющие теоретически описывать рождение легких (гипер)ядер в столкновениях тяжелых ионов. По способу моделирования легких (гипер)ядер их можно условно разделить на три класса:

- модели, описывающие рождение легких (гипер)ядер на основе механизма коалесценции, например [32—35]. В простейшем случае коалесценция требует определение параметров [32] из сравнения с экспериментальными данными, следовательно, предсказательная сила такого подхода ограничена. Более продвинутые подходы коалесценции используют функции Вигнера для расчета параметров для легких ядер [33—35]. Усовершенствованные варианты коалесценции успешно воспроизводят данные в широком диапазоне энергий. Для гиперядер также используется коалесценция. Однако, коалесцентный подход не позволяет в полной мере использовать такие модели для предсказаний, так как требует тонкой подстройки под данные.
- транспортные модели, такие как SMASH [36], PHQMD [37] и стохастический кинетический подход [38]. В этих моделях формирование легких ядер происходит динамически за счет взаимодействий, рассматривают легкие ядра микроскопически, наравне с другими адронами. Транспортные модели работают в широком диапазоне энергий, но требуют обширных дополнительных входных данных для описания легких ядер;
- термодинамические модели, например [39—41; A3]. Обнаружено [40], что как коалесцентная, так и термодинамическая модели согласуются в своих предсказаниях относительно выходов легких (гипер)ядер. Однако, термодинамический подход описывает легкие (гипер)ядра наравне с адронами, исходя из рассчитанных температур и химических потенциалов, поэтому нет необходимости в дополнительных параметрах для легких (гипер)ядер. Таким образом, поскольку предсказательная сила этого подхода одинакова для легких (гипер)ядер и адронов, он имеет существенное преимущество. Кроме того, термодинамический подход идеально приспособлен для исследования влияния ядерной среды на свойства легких (гипер)ядер [42—44]. Термодинамический подход был первоначально реализован в рамках феноменологической статистической модели [45], которая одинаково хорошо описывает легкие (гипер)ядра и антиядра при энергиях LHC [46], а также при энергиях BES STAR (от 7.7 до 200 ГэВ) на коллайдере RHIC [39; 47; 48]. Однако, возможности феноменологической статистической модели ограничены. Она может описывать выходы легких (гипер)ядер, но не их коллективные потоки и спектры по поперечному импульсу. В частности, для описания спектров по поперечному импульсу приходится делать дополнительные предположения (модель Blast-Wave [49]) и вводить дополнительные

параметры, а исследование коллективных потоков вообще оказывается недоступным.

Ввиду всего вышеизложенного, актуальной задачей является разработка модели для описания легких (гипер)ядер, основанной на термодинамическом подходе в рамках полномасштабного 3D моделирования ядерных столкновений, в которой как адроны, так и легкие (гипер)ядра рассматриваются единообразно, не требуя каких-либо дополнительных параметров.

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 объяснять* 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 [42—44].

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.

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 спиноподальной 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 ^3He и ^4He).

- 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 ^4He 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 [A1—A7], 6 из которых [A1—A3; A5—A7] в изданиях, рекомендованных ВАК, и 3 из которых написаны по материалам докладов на конференциях [A4; A5; A7].

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 $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}19.6$ 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.

Краткое содержание диссертации

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.

Первая глава представляет описание генератора THESEUS и 3FD модели, на которой он построен, а также описаны преимущества его обновленной версии.

Генератор событий THESEUS был впервые представлен в 2016 году [50] и применен для моделирования столкновений тяжелых ионов. В основе генератора лежит модель 3FD [32], которая описывает эволюции системы сталкивающихся тяжелых ионов от начальной стадии вплоть до замораживания материи. Недостатком 3FD является сложность адаптации результатов к реальным экспериментам, поскольку её выходные данные представляют собой набор элементов гиперповерхностей жидкостей, получаемых на этапе замораживания, и записываются в терминах локальных скоростей гидродинамического потока и термодинамических величин. Эта проблема устраняется в генераторе THESEUS, выходные данные

которого содержат набор наблюдаемых частиц, каждая из которых характеризуется массой, энергией, координатами, проекциями импульсов и т.д., что позволяет легко накладывать ограничения, связанные с аксептансом реального детектора, и получать скорректированные таким образом выходы частиц, p_T -спектры и другие наблюдаемые. Стадия дожига (взаимодействия адронов в конечном состоянии) в генераторе описывается с помощью модели UrQMD [51].

В первом разделе дано описание модели 3FD, с помощью которой описывается эволюция системы сталкивающихся ядер в терминах трех жидкостей. Она работает от начальной стадии эволюции системы вплоть до момента замораживания, когда система становится слишком разреженной, гидродинамическое приближение теряет свою применимость и требуется кинетическое описание. Трехжидкостное приближение является простейшим способом для моделирования ранней неравновесной стадии сильно взаимодействующей материи. 3FD предназначена для моделирования столкновений тяжелых ионов при умеренно релятивистских энергиях BES-RHIC, SPS, FAIR и NICA.

Во втором разделе описывается генератор THESEUS, где от описания в терминах жидкостей мы переходим к описанию в терминах частиц ("particlization"). Описаны основные этапы, необходимые для построения выборки с помощью процедуры Монте-Карло.

В третьем разделе дается краткое описание модели UrQMD [51], использующейся на стадии дожига;

В четвертом разделе описываются обновления генератора, THESEUS-v2, в которой появилась возможность моделировать легкие (гипер)ядра термодинамически: пересчет барионного химического потенциала с учетом рождения легких (гипер)ядер, поскольку они вносят вклад в общий барионный заряд, согласование таблиц резонансов THESEUS и 3FD, которые изначально были разными, и еще несколько других менее существенных изменений.

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

Вторая глава посвящена результатам моделирования объемных наблюдаемых таких, как быстротные распределения и спектры по поперечному (по отношению к направлению пучка) импульсу (p_T), и потоков легких ядер при энергиях столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 19.6$ ГэВ, которые сравниваются с имеющимися экспериментальными данными NA49 и STAR, а также с результатами 3FD коалесценции.

Для анализа азимутальной анизотропии выхода частиц рассматривается одночастичное распределение, разложенное в ряд Фурье по азимутальному углу φ импульса частицы p , см. работу [54]:

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

где Ψ_{RP} — азимутальный угол плоскости реакции, а коэффициенты $v_n = \langle \cos[n(\varphi_i -$

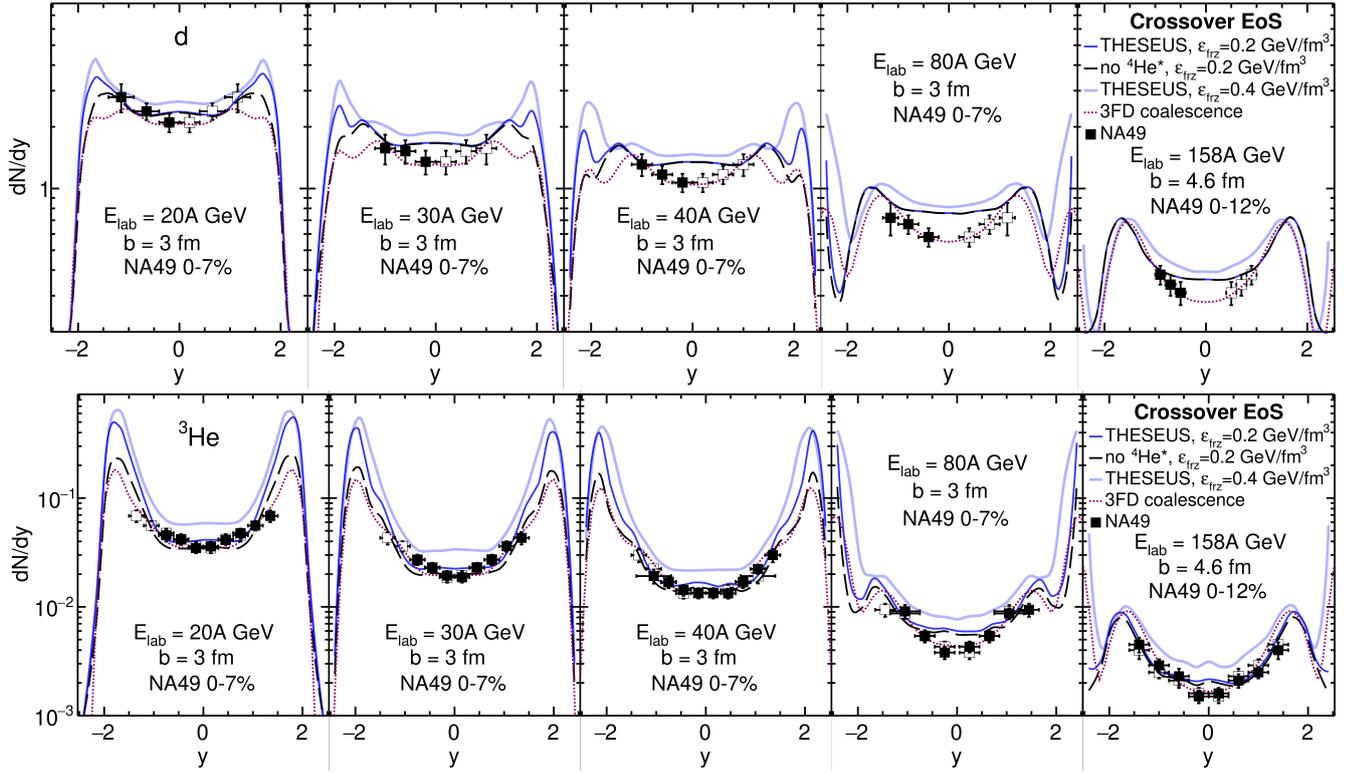


Рис. 1: Быстротные распределения дейтронов (верхний ряд) и ${}^3\text{He}$ (нижний ряд) в центральных столкновениях Pb+Pb при различных энергиях столкновения, рассчитанные с уравнением состояния с кроссовером. Приведены результаты со стандартным замораживанием $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$ (бледно-голубые линии) и поздним $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$ (синие линии), без вклада возбужденных низколежащих резонансов ${}^4\text{He}^*$ (черные линии), результаты 3FD-коалесценции [52] и экспериментальные данные NA49 [53].

$\Psi_{RP})\rangle\rangle$ выражают анизотропию, при этом усреднение происходит по всем рассматриваемым частицам во всех событиях. Первый коэффициент v_1 , называется *направленным потоком*, а второй v_2 , — *эллиптическим*.

Проведен анализ результатов и сделаны промежуточные выводы.

В первом разделе дано обоснование выбора позднего замораживания для имитации стадии дожига легких ядер, поскольку используемая модель UrQMD не описывает эволюцию легких ядер. Замораживание характеризуется плотностью энергии замораживания, стандартное используемое в 3FD значение составляет $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$. Для моделирования дожига легких ядер оптимальным значением оказалось $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$, что соответствует более позднему замораживанию.

Во втором разделе приведены результаты для энергий столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 6.4 - 19.6 \text{ ГэВ}$. Быстротные распределения дейтронов и ядер ${}^3\text{He}$, полученные с использованием уравнения состояния с кроссовером, показаны на Рисунке 1. Как видно, результаты THESEUS систематически превышают экспериментальные данные по выходам легких ядер в области центральных быстрот, но, в целом, разумно описывают эксперимент. Позднее замораживание $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$ несколько

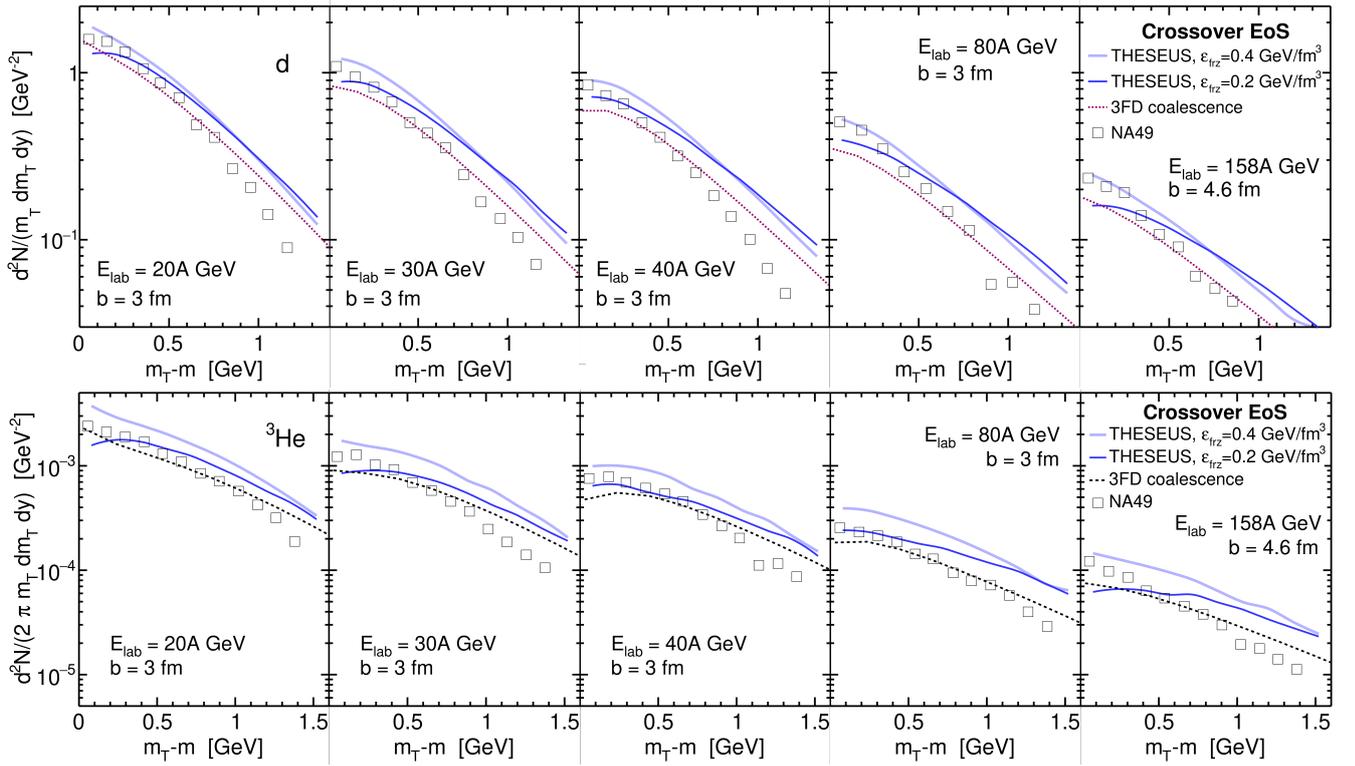


Рис. 2: Спектры по поперечным массам для дейтронов (верхний ряд) и ${}^3\text{He}$ (нижний ряд) в центральных столкновениях Pb+Pb при различных энергиях, рассчитанные с уравнением состояния с кроссовером. Показаны результаты, рассчитанные со стандартным замораживанием (бледно-голубые линии) и поздним (синие линии), результаты 3FD (фиолетовые пунктирные линии) [52] и экспериментальные данные NA49 [53].

улучшает согласие с данными, но не полностью. Также в диссертации показано, что 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.

Вычислены спектры по поперечным массам, $m_T = \sqrt{m^2 + p_x^2 + p_y^2} = \sqrt{E^2 - p_z^2}$, см. Рисунок 2. Нормировка спектров легких ядер, полученных в THESEUS с обычным замораживанием, сильно завышена. Имитация дожига (THESEUS с $\epsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) несколько улучшает нормировку при низких $m_T - m$, но ухудшает согласие с наклонами. 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. Также можно заключить, что небольшие расхождения в результатах протонов трансформируются в большие расхождения в результатах для легких ядер. Общая нормировка спектров 3FD-коалесценции лучше, однако, это достигается за счет настройки параметров коалесценции.

Исследованы отношения выходов частиц: d/p , t/p , и t/d , т.е. отношение числа дейтронов к числу протонов, числа тритонов к числу дейтронов и числа тритонов

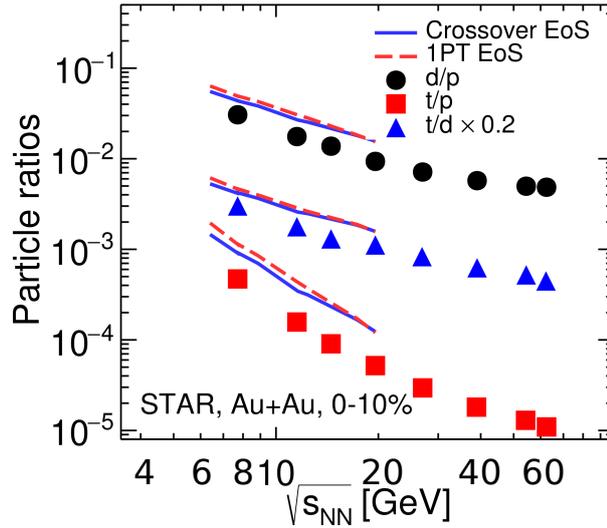


Рис. 3: Зависимости от энергии отношений чисел частиц d/p , t/p и t/d в области центральных быстрот. Моделирование выполнено при $b = 4$ фм для Au+Au и $b = 3$ фм для Pb+Pb в бине по быстроте $|y| < 0.3$. Представлены результаты для уравнений состояния с кроссовером (синие линии) и с фазовым переходом 1-го рода (красные пунктирные линии). Результаты расчета сравниваются с данными STAR [48] для центральных (0-10%) столкновений Au+Au.

к числу протонов, соответственно, в области центральных быстрот в зависимости от энергии столкновения. На Рисунке 3 показаны результаты моделирования THESEUS и экспериментальные данные коллаборации STAR [48]. Протоны в этих отношениях не содержат вклада от слабых распадов, в соответствии с экспериментальной процедурой [55]. Как видно из Рисунка 3, моделирование воспроизводит рассматриваемые зависимости от энергии, однако, систематически превышает их значения по сравнению с экспериментальными данными. Если включить в выход протонов вклад от слабых распадов, то результат будет значительно лучше воспроизводить эксперимент.

Также исследовано поведение отношения выходов легких ядер $N_t N_p / N_d^2$, см. Рисунок 4. Показано, что на него сильно влияют протоны, полученные от слабых распадов. Вычисленный результат с протонами без вклада от слабых распадов превышает предсказанное значение: 0.29 [1]. Это предсказание основано на предположении, что все наблюдаемые протоны и легкие ядра происходят из одного и того же источника в центре сталкивающихся ядер. Однако, частицы, вылетевшие из околоцентральных источников, также вносят вклад в области центральных быстрот. Относительный вклад околоцентральных областей в плотность протонов в области центральных быстрот больше, чем соответствующие вклады околоцентральных областей для легких ядер [52]. Мы пришли к выводу, что вклады слабых распадов должны аккуратно вычитаться из выхода протонов, чтобы рассчитываемое отношение $N_t N_p / N_d^2$ могло служить индикатором характеристик образования легких ядер и структуры фазовой диаграммы КХД.

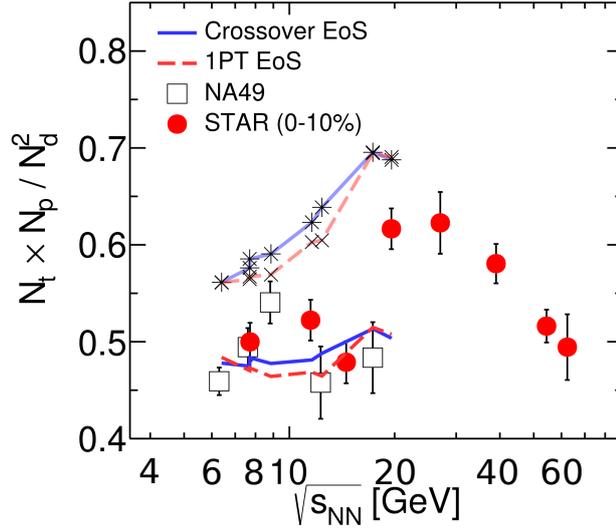


Рис. 4: Зависимость от энергии отношения выходов легких ядер $N_t \times N_p / N_d^2$ в области центральных быстрот в центральных столкновениях Au+Au и Pb+Pb. Моделирование выполнено при $b = 4$ фм для Au+Au (при энергиях $\sqrt{s_{NN}} < 17.4$ ГэВ) и $b = 4.6$ фм для Pb+Pb (при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17.4$ ГэВ) в бине по быстроте $|y| < 0.3$. Использовались уравнений состояния с кроссовером (синие линии) и с фазовым переходом 1-го рода (красные пунктирные линии). Показаны отношения, в которые входят числа протонов N_p без вклада от слабых распадов (две нижние линии). Также для иллюстрации влияния слабых распадов показаны отношения с протонами, содержащими вклад слабых распадов (две верхние линии, помеченные крестами). Экспериментальные данные: STAR (Au+Au, 0–10%) [48] и NA49 (Pb+Pb, 0–7% при 20A–80A ГэВ и 0–12% при 158A ГэВ) [53].

В третьем разделе представлены результаты моделирования для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. В отличие от рассмотренного выше диапазона энергий столкновений, выход легких ядер при энергии 3 ГэВ играет заметную роль в общем балансе барионного заряда и поэтому заслуживает отдельного исследования. Спектры по поперечным импульсам в области центральных быстрот ($|y| < 0.1$) показаны на Рисунке 5. Спектры протонов рассчитываются стандартно, то есть со стандартным замораживанием 3FD и дожигом UrQMD, а спектры легких ядер — с поздним замораживанием. Для сравнения также отображаются распределения легких ядер, рассчитанные при стандартном замораживании. Как видно, результаты для разных уравнений состояния практически идентичны, а это означает, что в динамике доминирует адронная фаза. Разница между поздним замораживанием и стандартным 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 бысротных распределениях, см. Рисунок 6, которые в основном определяются спектрами с низкими p_T , разница весьма заметна.

Наиболее оптимальным для исследования легких ядер при 3 ГэВ оказалось то же значение параметра замораживания, $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³, что и при более

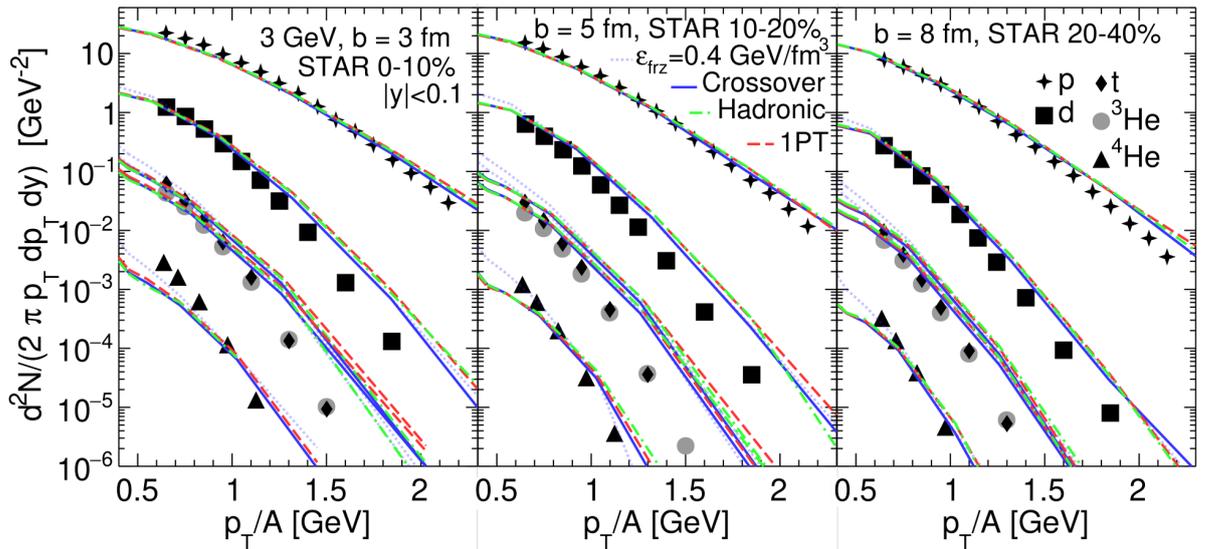


Рис. 5: Спектры по поперечным импульсам протонов и легких ядер (d , t , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) в области $|y| < 0.1$, полученные в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и различных центральных (прицельных параметрах b). Результаты рассчитаны для трёх различных уравнений состояния. Для легких ядер показаны результаты моделирования с поздним замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) для трех уравнений состояния и со стандартным замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³) только для уравнения состояния с кроссовером. Протоны рассчитываются стандартно. Данные STAR взяты из работы [5].

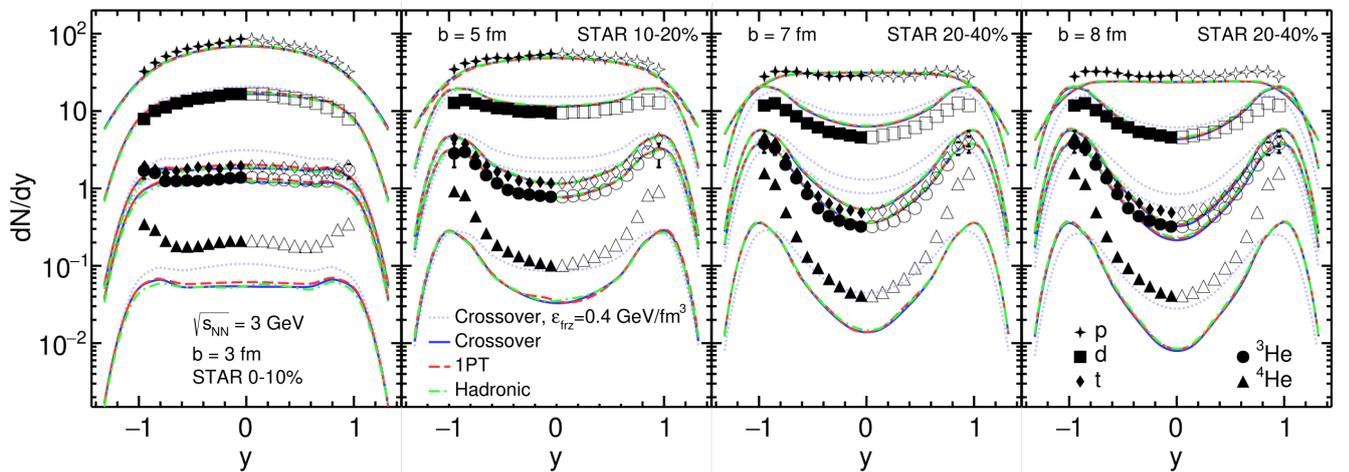


Рис. 6: Быстротные распределения протонов и легких ядер (d , t , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$), полученные в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и различных центральных. Результаты рассчитаны для трёх уравнений состояния. Для легких ядер показаны результаты моделирования с поздним замораживанием (для трёх уравнений состояния) и со стандартным (только с кроссовером). Протоны рассчитаны стандартно. Данные STAR взяты из работы [5]. Закрашенные символы — экспериментальные точки, а незакрашенные — отраженные симметрично относительно $y = 0$.

высоких энергиях столкновения. Воспроизведение экспериментальных распределений оказывается даже лучше, чем при более высоких энергиях. 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 центральных быстрот при $b = 8$ фм, несмотря на идеальное воспроизведение экспериментального спектра с низкими p_T , см. Рисунок 5. 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 для позднего замораживания располагаются сильно ниже экспериментальных распределений. Расширение списка резонансов легких ядер за счет ${}^5\text{H}$, ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$, [47], распадающихся на ${}^4\text{He}$, внесло бы дополнительный вклад в выход ${}^4\text{He}$. Согласно работе [47], этот дополнительный вклад должен быть велик, т. е. порядка 60%, в центральных столкновениях при энергии 3 ГэВ. В то же время, расчет со стандартным замораживанием 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 5. 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.

Результаты для коллективных потоков для протонов и легких ядер, см. Рисунок 7, рассчитаны относительно плоскости реакции, которая точно определена в моделировании. 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 для позднего замораживания ($\epsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) для трёх различных уравнений состояния. Протоны рассчитываются в рамках обычного 3FD-замораживания с последующим дожигом UrQMD.

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 [56]. Согласие с данными [6] ухудшается с увеличением атомного номера легкого ядра. Если расчетный наклон при быстройте $y = 0$ направленного потока лишь немного круче экспериментального для дейтронов, то для ${}^4\text{He}$ он уже заметно круче. Поток ${}^4\text{He}$ не зависит от типа замораживания, тогда как наклоны потока более легких ядер при обычном замораживании становятся лишь немного круче.

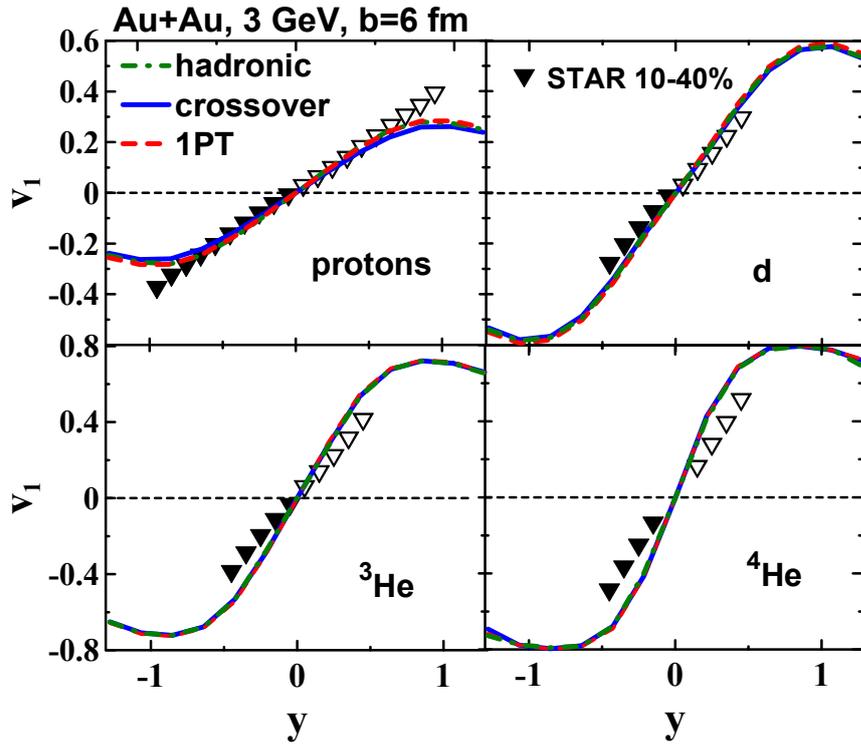


Рис. 7: Направленный поток протонов и легких ядер как функция быстроты в полуцентральных ($b = 6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Результаты получены для трёх различных уравнений состояния. Для легких ядер используется позднее замораживание: $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³, для протонов — стандартное и с дожигом UrQMD. Экспериментальные данные опубликованы в работах [6; 56], обозначены закрашенными символами, а отраженные симметрично нулевой быстроты — незакрашенными.

Исследована зависимость потоков v_1 в зависимости от жесткости адронного уравнения состояния (см. Рисунок 8). Жесткость характеризуется коэффициентом несжимаемости ядерной материи, которую традиционно определяют как

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

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 жесткостью $K = 190$ МэВ и является довольно "мягким". На Рисунке 8 представлены также результаты для очень "мягкого" адронного уравнения состояния ($K = 130$ МэВ) и "жесткого" ($K = 380$ МэВ) [A1]. Как видно, поток ${}^4\text{He}$ оказывается независимым от жесткости уравнения состояния, а для дейтронов и ядер ${}^3\text{He}$ его наклон в нулевой быстроте незначительно меняется. Очень "мягкое" уравнение состояния улучшает согласие с данными для более легких ядер

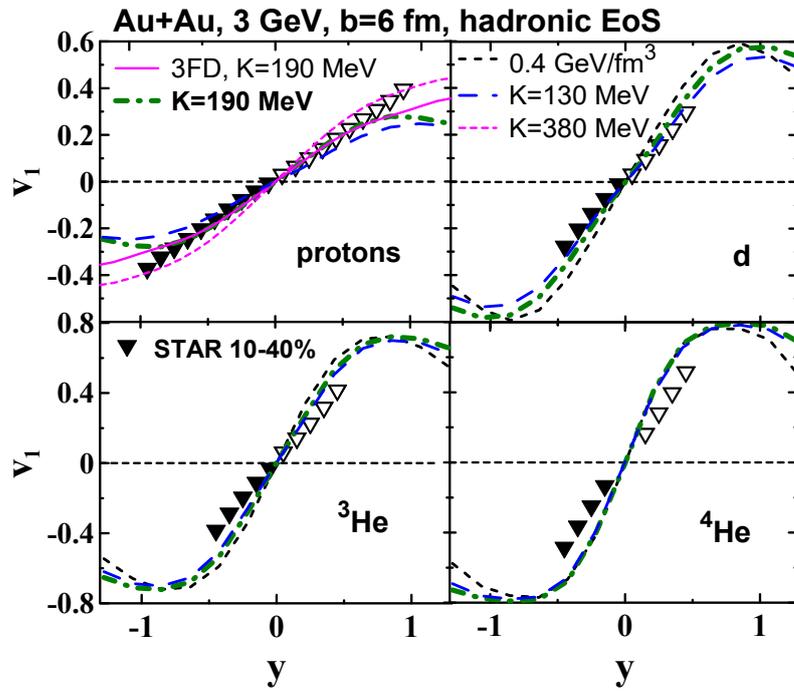


Рис. 8: То же, что и на Рисунке 7, но для различных вариантов адронного уравнения состояния: стандартного ($K = 190$ МэВ), очень "мягкого" ($K = 130$ МэВ) и "жесткого" ($K = 380$ МэВ). Расчеты THESEUS для легких ядер выполнены со стандартным ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³) и поздним ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ 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).

по сравнению со стандартным адронным уравнением состояния, но приводит к несогласию с экспериментальным потоком протонов. В отличие от исследования в статье [56], наш расчет [A1] показывает, что "жесткое" уравнение состояния ($K = 380$ МэВ) приводит к слишком крутому наклону потока протонов (см. тонкую штрихпунктирную линию на Рисунке 8), т.е. к еще большему расхождению с данными по потокам легких ядер. Поэтому оптимальным выбором является стандартное "мягкое" адронное уравнение состояния с жесткостью $K = 190$ МэВ [A1], что согласуется с выводом известной статьи [57].

В отличие от ситуации с потоком протонов, имитация дожига (или позднее замораживание) меняет наклон потока при нулевой быстрой для дейтронов и ³He, хотя и незначительно. Однако, на поток ⁴He позднее замораживание не влияет.

Мы также получили результаты для эллиптического потока, однако, модель не смогла должным образом описать данные как для протонов, так и для легких ядер. Это связано с не вполне корректным описанием экранирования материей зрителей расширяющегося центрального фэйрбола, которое и приводит к эффекту выдавливания. Это экранирование лишь частично учитывается в эволюции 3FD, поскольку замороженное вещество центрального фэйрбола остается экрани-

рованным даже после замораживания, тогда как в модели 3FD материя зрителей остается в гидродинамической фазе, в то время как частицы-участники замораживаются и не взаимодействуют со зрителями, продолжая эволюционировать гидродинамически. Этап дожига, в принципе, должен был бы 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 от описания жидкостей к описанию частиц, в то время как в 3FD разные части системы замораживаются в разные моменты времени. Тем самым, экранирование материей зрителей сильно ослабляется после такого изохронного перехода к описанию в терминах частиц, поскольку частицы-участники и зрители оказываются сильно разделенными в образовавшейся таким образом конфигурации перед дожигом.

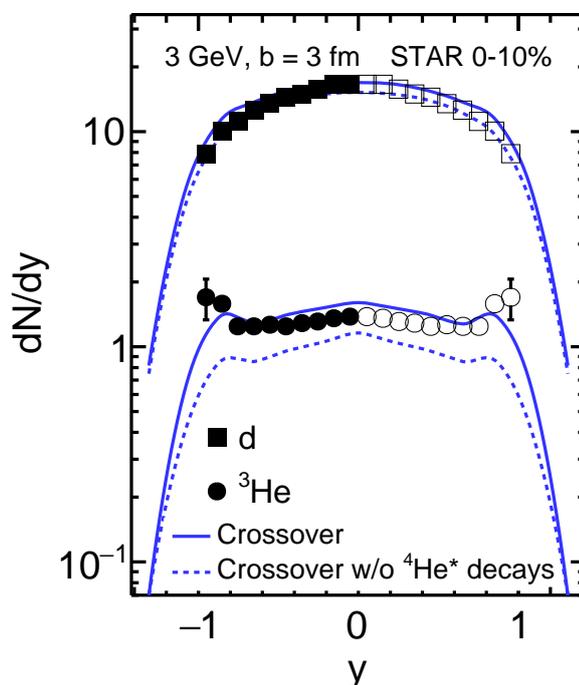


Рис. 9: Быстротные распределения дейтронов и ${}^3\text{He}$ в центральных Au+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Результаты получены для кроссоверного сценария со вкладами от распадов возбужденных состояний ${}^4\text{He}^*$ и без них. Данные STAR взяты из работы [5], закрашенные символы — экспериментальные точки, незакрашенные — симметрично отраженные относительно нулевой быстроты.

Что касается вкладов нестабильного ${}^4\text{He}^*$, то в области центральных быстрот они пренебрежимо малы в дейтроны, а в тритоны и ${}^3\text{He}$ составляют менее 20% при энергии $\sqrt{s_{NN}} > 6$ ГэВ. На быстротах вблизи областей фрагментации эти вклады существенны даже при $\sqrt{s_{NN}} > 6$ ГэВ. Было предсказано [47], что такие вклады достигают значений порядка 60% для тритонов и ${}^3\text{He}$ даже при нулевой быстроте при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Результаты наших расчетов для энергии 3 ГэВ представлены на Рисунке 9 на примере кроссоверного уравнения состояния. В согласии с работой [47], вклад нестабильного ${}^4\text{He}^*$ составляет $\sim 20\%$ для дейтронов и 50–100% (в

зависимости от быстроты) 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 от распадов нестабильного ${}^4\text{He}^*$. Без этих вкладов соответствующие потоки v_2 уменьшаются на $\sim 20\%$, что, однако, существенно не меняет степень их согласия с данными. Влияние на выход и поток протонов незначительно.

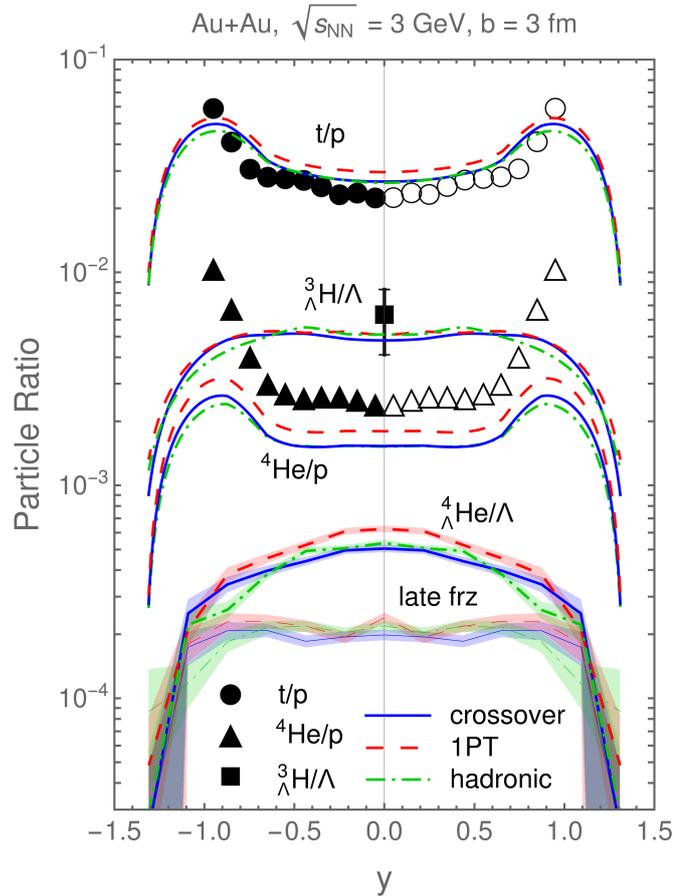


Рис. 10: Быстротные распределения отношений t/p , ${}^4\text{He}/p$, ${}^3_\Lambda\text{H}/\Lambda$ и ${}^4_\Lambda\text{He}/\Lambda$ в центральных столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}}=3$ ГэВ, полученные для трех различных уравнений состояния. Выходы t и ${}^3_\Lambda\text{H}$ рассчитаны с поздним замораживанием, ${}^4\text{He}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$ — со стандартным (жирные линии) и ${}^4_\Lambda\text{He}$ с поздним замораживанием (тонкие линии “late frz”). Протоны p и Λ рассчитаны стандартно. Экспериментальные данные: STAR (0–10%) для p и легких ядер [5], точка ${}^3_\Lambda\text{H}/\Lambda$ при $y=0$ [58]. Закрашенные символы — экспериментальные точки, а незакрашенные — отраженные относительно $y=0$.

В **третьей главе** приведены результаты моделирования для гиперядер и связанных с ними адронов: протонов и Λ -гиперонов, проведено сравнение с экспериментальными данными коллаборации STAR и дан анализ результатов. Расчет образования гиперядер полностью аналогичен расчету легких ядер. При моделировании использовались три различных уравнения состояния: адронное, с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером.

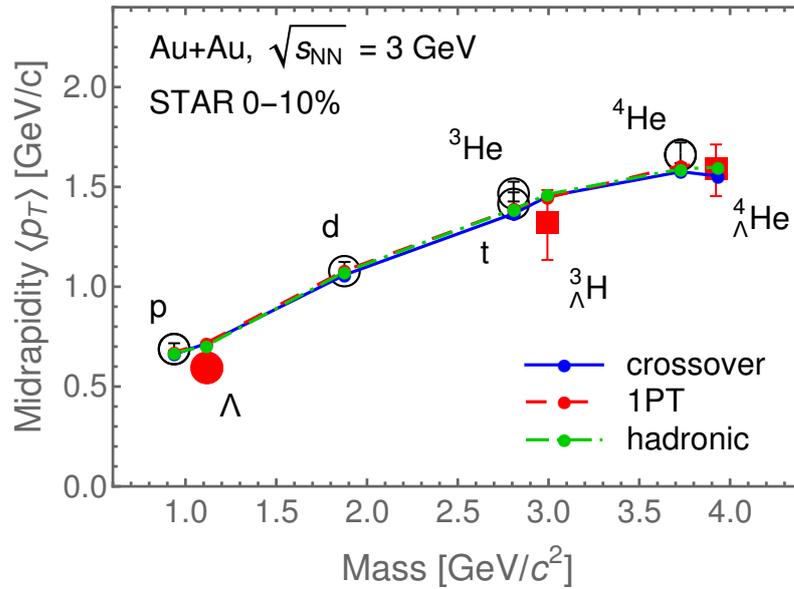


Рис. 11: Средний поперечный импульс в области центральных быстрот для p , Λ и легких гипер(ядер) в центральных Au+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Результаты получены с использованием трех уравнений состояния. p и Λ получены стандартно, d , t , ${}^3\text{He}$, и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ вычислены при позднем замораживании, а ${}^4\text{He}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ — при стандартном. Данные STAR взяты из работ [5; 59].

Позднее замораживание, характеризующееся плотностью энергии $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³ и предпочтительное для дейтронов, тритонов, и ${}^3\text{He}$, также используется для расчета выхода ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Хотя наблюдаемые ${}^4\text{He}$ лучше воспроизводятся при стандартном замораживании $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³, для описания ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ больше подходит позднее замораживание, поскольку энергия связи ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ($B_{\Lambda} \simeq 2.4$ МэВ [61]) сходна с энергией связи ${}^3\text{He}$ ($B_N = 2.6$ МэВ).

В первом разделе исследованы объемные наблюдаемые. Быстротные распределения отношений t/p , ${}^4\text{He}/p$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}/\Lambda$ показаны на Рисунке 10. Обнаружено, что отношение ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ в нулевой быстрой попадает в пределы ошибок экспериментальной точки [58]. Примечательно, что большая разница между отношениями t/p и ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ воспроизводится без каких-либо дополнительных параметров. Предсказаны быстротные распределения отношений ${}^3_{\Lambda}\text{H}/\Lambda$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}/\Lambda$.

Зависимость среднего поперечного импульса в области центральных быстрот от массы ядра представлена на Рисунке 11, где результаты расчетов показаны точками, а кривые показаны для наглядности. Как видно, эти кривые (для трех разных уравнений состояния) фактически совпадают. Более того, результаты для странных и нестранных видов частиц лежат на одних и тех же кривых. Рассчитанные точки хорошо согласуются с экспериментальными данными [5; 59]. Воспроизводится даже незначительное отклонение этих кривых от прямых.

Во втором разделе показано, что даже такая характеристика, как потоки, см. Рисунок 12, также достаточно хорошо воспроизводит данные [60]. Результаты сравниваются с данными STAR [6; 56; 60]. Моделирование THESEUS для легких (гипер)ядер выполнено для позднего замораживания ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) для

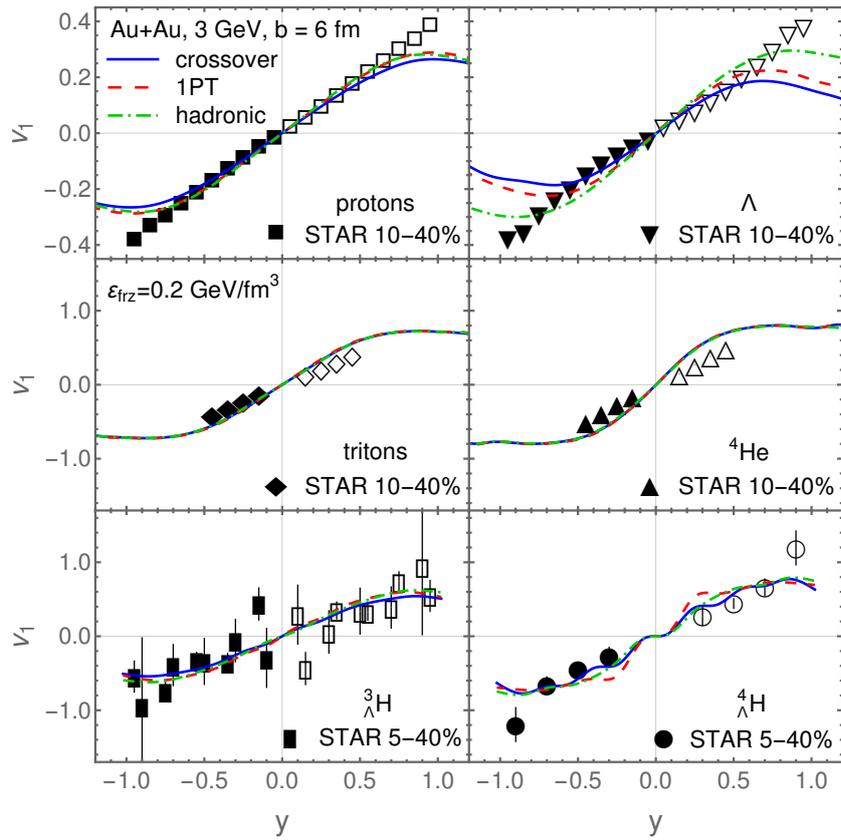


Рис. 12: Направленный поток p , Λ и легких (гипер)ядер (t , ${}^4\text{He}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$) в зависимости от быстроты в полуцентральных ($b = 6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Приведены результаты для трех уравнений состояния. Моделирование для (гипер)ядер проведено с поздним замораживанием а для p и Λ — стандартно. Приведены экспериментальные данные STAR [6; 56; 60], где закрашенные символы отображают экспериментальные точки, а незакрашенные — отраженные относительно $y = 0$.

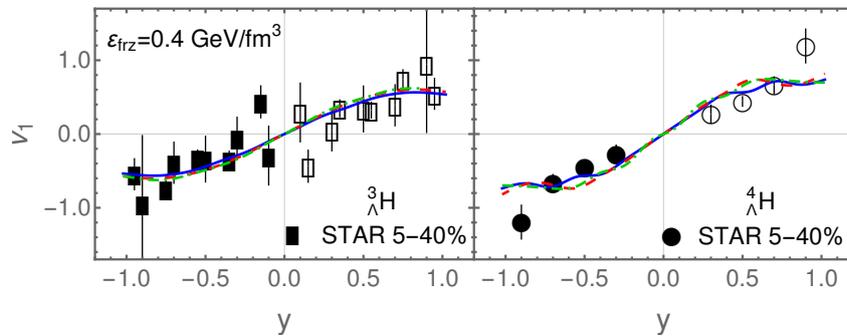


Рис. 13: То же, что и на Рисунке 12, но для гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, полученных со стандартным замораживанием ($\epsilon_{\text{frz}} = 0.4$ ГэВ/фм³).

трёх уравнений состояния. Потоки протонов и Λ -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. Результаты расчетов идеально воспроизводят экспериментальный поток протонов [56], за исключением областей при больших значениях быстрот. Согласие с данными легких ядер [6] ухудшается с увеличением атомного номера легкого ядра, при этом меняется наклон направленного потока при $y = 0$: 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. По-видимому, в образовании v_1 доминирует нуклонный состав гиперядер. Сценарий с кроссовером лучше всего воспроизводит наклон в $y = 0$ 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 12 направленный поток ${}^4\text{He}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$ рассчитан с поздним замораживанием ($\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2$ ГэВ/фм³) вместо стандартного, которое предпочтительнее для ${}^4\text{He}$ и, предположительно, для ${}^4_\Lambda\text{He}$. Причина в том, что 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 13. 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.

В **Заключении** приведены основные результаты и выводы диссертации, которые 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 [A3]. 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 [A3], 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 центральностях столкновений, а также p_T и m_T -спектры, направленный и эллиптический потоки [A1; A6; A7]. Для моделирования стадии дожига легких

(гипер)ядер использовалось позднее замораживание, характеризуемое параметром плотности энергии $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$. На основе сравнения полученных результатов с экспериментальными данными сделан вывод о том, что дейтроны, тритоны и ядра ${}^3\text{He}$ лучше моделируются с поздним замораживанием, а ядра ${}^4\text{He}$ — 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 ${}^4\text{He}^*$ на выходы дейтронов, тритонов и ${}^3\text{He}$ [A1; A6]. При энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 6.4 - 19.6 \text{ ГэВ}$ такой вклад оценен на примере быстротных распределений [A6]. 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 $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ ГэВ}$ такой вклад гораздо более значителен [A1]: 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 [47]. Потоки v_1 дейтронов, тритонов и ${}^3\text{He}$ нечувствительны к вкладу распадов ${}^4\text{He}^*$ [A1]. Потоки v_2 уменьшаются на $\sim 20\%$ без этих вкладов [A1], что существенно не меняет их согласие с экспериментом.
- Было проведено моделирование легких гиперядер, а также Λ -гиперонов в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ ГэВ}$ [A2]. Расчет образования гиперядер полностью аналогичен расчету легких ядер. Установлено, что позднее замораживание, характеризующееся плотностью энергии замораживания $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ ГэВ/фм}^3$, предпочтительное для дейтронов, тритонов, и ${}^3\text{He}$, хорошо подходит и для расчета выхода ${}^3_\Lambda\text{H}$ [A2]. Для описания ${}^4_\Lambda\text{He}$ предположительно больше подходит позднее замораживание [A2], поскольку энергия связи ${}^4_\Lambda\text{He}$ ($B_\Lambda \simeq 2.4 \text{ МэВ}$ [61]) сходна с энергией связи ${}^3\text{He}$ ($B_N = 2.6 \text{ МэВ}$). Пока нет данных для проверки этого предположения.

Было обнаружено [A2], что отношение ${}^3_\Lambda\text{H}/\Lambda$ в нулевой быстроте попадает в пределы ошибок экспериментальной точки [58]. Большая разница между отношениями t/p и ${}^3_\Lambda\text{H}/\Lambda$ воспроизвелась без каких-либо дополнительных параметров [A2]. Предсказаны быстротные распределения отношений ${}^3_\Lambda\text{H}/\Lambda$ и ${}^4_\Lambda\text{He}/\Lambda$ [A2]. Показано, что средние поперечные импульсы в области центральных быстрот протонов, Λ -гиперонов и лёгких (гипер)ядер в центральных столкновениях хорошо согласуются [A2] с экспериментом [58; 59]. Расчёт направленного потока [A2] также достаточно хорошо воспроизводит данные [60]. Показано, что направленный поток не зависит от типа замораживания (позднего или стандартного) [A2], 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.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. 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].
- A2. 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].
- A3. 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].
- A4. 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, G. E. Bruno, P. Colangelo, L. Cosmai. — 2020. — Vol. 250. — P. 183–190. — arXiv: 2001.02156 [nucl-th].
- A5. 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].
- A6. 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].
- A7. 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.

Список литературы

1. 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].
2. 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].
3. 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].
4. 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].
5. 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].
6. 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].
7. 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].
8. Nara Y., Jinno A., Murase K., Ohnishi A. 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].
9. Oliinychenko D., Sorensen A., Koch V., McLerran L. 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].
10. Steinheimer J., Motornenko A., Sorensen A., Nara Y., Koch V., Bleicher M. 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].
11. Omana Kuttan M., Steinheimer J., Zhou K., Stoecker H. 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].

12. 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].
13. 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].
14. Parfenov P. Model Study of the Energy Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2-4.5$ GeV // *Particles.* — 2022. — T. 5, № 4. — C. 561—579.
15. Mamaev M., Taranenko A. Toward the System Size Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2-5$ GeV // *Particles.* — 2023. — T. 6, № 2. — C. 622—637.
16. Yao N., Sorensen A., Dexheimer V., Noronha-Hostler J. 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].
17. Yong G.-C. Phase diagram determination at fivefold nuclear compression // *Phys. Lett. B.* — 2024. — T. 848. — C. 138327. — arXiv: 2306.16005 [nucl-th].
18. 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].
19. 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].
20. Konchakovski V. P., Cassing W., Ivanov Y. B., Toneev V. D. Examination of the directed flow puzzle in heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C.* — 2014. — T. 90, № 1. — C. 014903. — arXiv: 1404.2765 [nucl-th].
21. 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].
22. 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].
23. Steinheimer J., Auvinen J., Petersen H., Bleicher M., Stöcker H. 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].
24. Nara Y., Niemi H., Ohnishi A., Stöcker H. 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].

25. 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].
26. 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].
27. Du L., Shen C., Jeon S., Gale C. 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].
28. Nara Y., Niemi H., Steinheimer J., Stöcker H. 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].
29. 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].
30. 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 sNN=2–20 GeV energies // *Phys. Rev. C.* — 2022. — T. 105, № 1. — C. 014911. — arXiv: 2109.07594 [nucl-th].
31. Pandav A. // plenary talk at CPOD 2024, https://conferences.lbl.gov/event/1376/contributions/8772/attachments/5163/4984/CP0D2024_PandavA_e9.pdf. —
32. 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.
33. Liu H., Zhang D., He S., Sun K.-j., Yu N., Luo X. Light nuclei production in Au+Au collisions at sNN = 5–200 GeV from JAM model // *Phys. Lett. B.* — 2020. — Vol. 805. — P. 135452. — arXiv: 1909.09304 [nucl-th]. — [Erratum: *Phys.Lett.B* 829, 137132 (2022)].
34. Dong Z.-J., Chen G., Wang Q.-Y., She Z.-L., Yan Y.-L., Liu F.-X., Zhou D.-M., Sa B.-H. 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].
35. Zhao W., Shen C., Ko C. M., Liu Q., Song H. 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].

36. 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].
37. Aichelin J., Bratkovskaya E., Le Fèvre A., Kireyeu V., Kolesnikov V., Leifels Y., Voronyuk V., Coci G. 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].
38. Sun K.-J., Wang R., Ko C. M., Ma Y.-G., Shen C. Relativistic kinetic approach to light nuclei production in high-energy nuclear collisions. — 2021. — June. — arXiv: 2106.12742 [nucl-th].
39. Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J., Stocker H. 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].
40. Reichert T., Steinheimer J., Vovchenko V., Dönigus B., Bleicher M. 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].
41. Buyukcizmeci N., Reichert T., Botvina A. S., Bleicher M. Nucleosynthesis of light nuclei and hypernuclei in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=3$ GeV // *Phys. Rev. C*. — 2023. — Vol. 108, no. 5. — P. 054904. — arXiv: 2306.17145 [nucl-th].
42. Typel S., Ropke G., Klahn T., Blaschke D., Wolter H. H. Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters // *Phys. Rev. C*. — 2010. — Vol. 81. — P. 015803. — arXiv: 0908.2344 [nucl-th].
43. Ropke G., Bastian N. .-, Blaschke D., Klahn T., Typel S., Wolter H. H. 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].
44. 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].
45. Cleymans J., Oeschler H., Redlich K., Wheaton S. Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C*. — 2006. — Vol. 73. — P. 034905. — arXiv: hep-ph/0511094.
46. Andronic A., Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J. 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].

47. Vovchenko V., Dönigus B., Kardan B., Lorenz M., Stoecker H. Feeddown contributions from unstable nuclei in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Lett.* — 2020. — Vol. B. — P. 135746. — arXiv: 2004.04411 [nucl-th].
48. 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, E. Wang, X.-N. Wang, N. Xu, B.-W. Zhang. — 2021. — Vol. 1005. — P. 121825. — arXiv: 2002.10677 [nucl-ex].
49. 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.
50. 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].
51. 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.
52. 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].
53. 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].
54. 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].
55. 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].
56. Abdallah M. S. [et al.]. Disappearance of partonic collectivity in $s_{NN}=3$ GeV Au+Au collisions at RHIC // *Phys. Lett. B.* — 2022. — Vol. 827. — P. 137003. — arXiv: 2108.00908 [nucl-ex].
57. 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.
58. Ji Y. // talk at Quark Matter 2023, https://indico.cern.ch/event/1139644/contributions/5456392/attachments/2707583/4708403/talk_FXT_H3L_Sep08_v11.pdf. —

59. Ji Y. Measurements on the production and properties of light hypernuclei at STAR // EPJ Web Conf. — 2023. — Vol. 276. — P. 04003.
60. Aboona B. [et al.]. Observation of Directed Flow of Hypernuclei Λ^3 and Λ^4 in $\sqrt{s_{NN}}=3$ GeV Au+Au Collisions at RHIC // Phys. Rev. Lett. — 2023. — Vol. 130, no. 21. — P. 212301. — arXiv: 2211.16981 [nucl-ex].
61. Abdallah M. [et al.]. Measurement of Λ^4 and $\text{He}\Lambda^4$ binding energy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=3$ GeV // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 834. — P. 137449. — arXiv: 2207.00778 [nucl-ex].