

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи

КОЛЕСНИКОВ
Вадим Иванович

ИЗУЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ $\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$, ПРОТОНОВ, АНТИПРОТОНОВ,
ЛЕГКИХ ЯДЕР (d, t, ^3He), И АНТИДЕЙТРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ
 $\text{Pb}+\text{Pb}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ 20 ДО 158 ГэВ НА НУКЛОН.

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2017

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

Официальные оппоненты:

Ким Виктор Тимофеевич, доктор физико-математических наук, Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», заместитель руководителя Отделения физики высоких энергий по научной работе

Долголенко Анатолий Григорьевич, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И.Алиханова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», начальник лаборатории радиационных процессов

Волков Алексей Анатольевич, доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», ведущий научный сотрудник

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), г. Москва

Защита состоится "___" _____ 2017 г. в "___" на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской обл. Адрес: ОИЯИ, ул. Жолио-Кюри, 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Объединенного института ядерных исследований и на сайте http://wwwinfo.jinr.ru/dissertation/DC_vblhe.htm

Автореферат разослан "___" _____ 20__ г.

Ученый секретарь диссертационного совета, кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник

В.А. Арэфьев

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы. Экспериментальное изучение столкновений ядер, ускоренных до релятивистских энергий, началось в 70-х годах прошлого века в ОИЯИ (Дубна) и Беркли (США). С увеличением энергии столкновения от 1 ГэВ до нескольких десятков ГэВ на нуклон и возрастанием атомного веса сталкивающихся объектов разрасталась также и география экспериментальных программ: ЦЕРН (Швейцария), Брукхейвен (США), ГСИ (Германия) стали новыми центрами изучения столкновений тяжелых ионов. За 40 лет истории этой области физики энергии столкновения возросли почти на 4(!) порядка, однако с увеличением объема экспериментальных данных росло и понимание того, что столкновения ядер не могут быть описаны как комбинация нуклон-нуклонных взаимодействий. Изучение многочастичных конфигураций сильновзаимодействующих частиц (КХД материи) позволяет значительно расширить диапазон методов исследования фундаментальных свойств сильных взаимодействий, по сравнению с изучением 2-х частичного рассеяния. Хотя теоретические методы для предсказания характеристик таких систем недостаточно пока развиты, на основе эффективных моделей показано, что при возрастании плотности адронов среднее расстояние между партонами становится настолько малым, что отдельные кварки более не принадлежат какой-то отдельной частице, а становятся свободными в пределах объема, занимаемого адронами. Ядерная материя переходит в состояние с партонами степенями свободы – кварк-глюонную плазму (КГП). Говоря о двух фазах КХД материи: адронном газе и КГП естественно возникает вопрос о фазовом переходе между ними, и в более общем смысле, о фазовой диаграмме сильновзаимодействующей материи. Для подробного изучения свойств фазовых переходов в сильновзаимодействующей материи требуется создание в лабораторных условиях ядерной материи достаточного объема при экстремальных значениях плотности и температуры. Для этих целей было предложено использовать столкновения релятивистских ядер [1,2], к примеру, в центральной зоне реакции, образованной в результате столкновения тяжелых ядер с энергией в системе центра масс более 5 ГэВ на нуклон плотность

энергии уже достигает величины, превышающей критическое значение для перехода в фазу КГП.

Основными целями экспериментальных программ с релятивистскими тяжелыми ионами на ускорителях SPS (ЦЕРН) RHIC (Брукхейвен) являлись:

- 1) Определение набора наблюдаемых и нахождение диапазона энергий для начала фазового перехода в ядерной материи (onset of deconfinement), а также определение характеристик этого фазового перехода.
- 2) Изучение свойств ядерной материи в форме КГП.

Согласно современным представлениям о динамике файерболов на основе результатов модельных расчетов с помощью генераторов ядерных столкновений, образованные в реакции частицы испытывают большое количество вторичных перерассеяний в плотной среде, теряя при этом значительную долю информации о характеристиках материи в момент их рождения. Поэтому выбор оптимальных сигналов (пробников) для наблюдения возможных фазовых переходов в ядерной материи является весьма нетривиальной задачей. Необходимо помнить о том, что длительность интервала времени, в течении которого материя находилась в фазе КГП не превышает нескольких фм/с, поэтому сигналы о фазовом переходе могут быть потеряны в процессе последующей динамической эволюции длительностью несколько десятков фм/с. Оптимальным пробником считается сигнал, который характеризуется некоторой аномалией в энергетической зависимости. К примеру, из общих принципов термодинамики известно, что скрытая теплота для случая фазового перехода 1-го рода может быть обнаружена при изучении калориметрической кривой, т.е. зависимости плотности энтропии от температуры. На основании анализа существующих экспериментальных данных и теоретических расчетов следующие наблюдаемые считались на момент начала программы энергетического сканирования в ЦЕРН наиболее перспективными:

- 1) Повышенный выход странности в $A+A$ реакциях по сравнению с элементарными столкновениями;
- 2) Увеличение выхода античастиц в центральных $A+A$ столкновениях;
- 3) Повышенный уровень по-событийных динамических флуктуаций (к примеру флуктуаций среднего поперечного импульса) и отношения выходов частиц (например, флуктуации в по-событийном K/π отношении).

- 4) Подавление J/ψ .
- 5) Использование проникающих пробников: подавление струй в центральных А+А столкновениях (jet quenching) или электромагнитные пробники (прямые фотоны и дилептоны).

Кроме, собственно, сигналов о фазовых трансформациях в ядерной материи, необходима информация по термодинамическим характеристикам файербола, а также о динамике реакции, определяющей полную эволюцию источника, - а для этого необходимы детальные измерения т.н. *bulk probes*, т.е. распределений максимального количества адронов и легких ядер по фазовому пространству (p_T -спектров и быстротных распределений).

В эксперименте NA49 было принято решение сконцентрироваться на исследовании адронных наблюдаемых (пробники 1-3 + *bulk probes*), для этого была предложена концепция детектора как адронного спектрометра большого акцептанса с высоким импульсным разрешением и мощной системой идентификации частиц [A3].

В элементарных нуклон-нуклонных (а в более широком смысле, адрон-адронных) взаимодействиях выход странных частиц подавлен вследствие большей массы (анти)странного кварка по сравнению с массами легких u и d кварков. В состоянии КГП при высоких плотностях энергии начинает играть роль принцип Паули для фермионов (кварков) предписывающий им занимать все более высокие уровни энергии при большой плотности частиц. При значениях температуры в файерболе около 150-200 МэВ рождение странных кварк-антикварк пар становится энергетически выгодным с учетом значительного заполнения доступного фазового пространства для легких кварков [3]. Для поиска КГП было предложено изучать зависимость выходов пионов и каонов: предсказывается, что при фазовом переходе меняется характер роста выходов пионов с энергией и проявляется не-монотонность в отношении K^+/π^+ .

Важным результатом в первых экспериментах с тяжелыми ионами на ускорителе SPS в ЦЕРН было обнаружение коллективных радиальных потоков в центральных столкновениях тяжелых ядер [4]. Частицы, находящиеся в общем поле скоростей, приобретают дополнительный импульс, который пропорциональный их массе, так что характер зависимости параметра наклонов распределений по

поперечному импульсу (эффективной температуры T) от массы частицы позволяет прояснить детали динамической эволюции источника частиц. Причем, при фазовом переходе первого рода ожидается образование в процессе столкновения т.н. смешанной фазы, то есть ядерной материи, находящейся частично в форме адронного газа и частично в фазе КГП. В простейшем случае при таких условиях (по аналогии с фазовыми переходами вода-пар, к примеру) ожидается постоянство температуры и давления в системе до тех пор, пока вся материя при некотором значении плотности энергии (энергии столкновения) не перейдет в состояние КГП. Так как значение параметров наклона определяется как температурой источника, так и средней скоростью радиального расширения (пропорциональной давлению), то при реализации сценария с фазовым переходом первого рода ожидается плато в энергетической зависимости параметров наклонов спектров частиц в некоей области энергий столкновения. Таким образом, получение подробных экспериментальных данных по спектрам частиц и параметров их наклонов в зависимости от энергии и прицельного параметра столкновения, а также массы частицы позволило бы значительно продвинуться в понимании динамики возможных фазовых переходов и эволюции горячей ядерной материи при энергиях SPS.

Одним из потенциальных сигналов образования КГП является повышенный выход антибарионов (антипротонов и анти- Λ) [5,6], однако значительная часть рожденной антиматерии может аннигилировать в процессе дальнейшей эволюции файерболла в плотной ядерной среде (подавление в барионной материи) [7]. Следовательно, выходы антипротонов определяются не только свойствами фазовых превращений в ядерной материи, но и эволюцией распределения барионной плотности в источнике частиц, которую можно менять в широких пределах при вариации прицельного параметра (центральности) столкновения. Проводя сравнительный анализ рождения протонов и антипротонов в зависимости от энергии и центральности столкновения можно получить подробную информацию о механизме рождения антиматерии в столкновениях релятивистских ядер и динамике процесса, а также о пространственно-временном распределении барионной плотности в источнике.

Интерес к исследованию выхода легких (анти)ядер связан с возможностью изучения механизма образования самих нуклонных кластеров внутри горячей

адронной материи, а также внутренней динамики файербола, образуемого при столкновении релятивистских ядер. Легкие ядра в кинематической области далекой от областей фрагментации мишени и пучка могут рождаться или в столкновениях нуклонов (в комбинации с несколькими антибарионами при сохранении барионного числа), или образоваться в результате реакции слияния нескольких вторичных нуклонов, расположенных близко друг к другу в конфигурационном пространстве и имеющих малый относительный импульс. В рамках модели коалесценции [8-10] выход ядер определяется произведением инвариантных распределений нуклонов и эмпирическим параметром – коэффициентом коалесценции V_A обратно пропорциональным эффективному объему источника. Вследствие значительных коллективных эффектов в источнике процесс образования нуклонных кластеров чувствителен не только к плотности нуклонов в фазовом пространстве, но и пространственно-импульсным корреляциям в полях коллективных скоростей [11]. Для того, чтобы получить детальную информацию о структуре источника частиц (о распределении плотности нуклонов и профиле коллективных скоростей) необходимы подробные измерения распределений по поперечному импульсу и быстрой для кластеров различной массы при нескольких энергиях и центральных столкновениях. Сравнительный анализ процессов рождения антипротонов и образования антиядер позволит получить дополнительную информацию о динамике реакции и структуре источника частиц. Если выходы антибарионов значительно модифицируются аннигиляцией в плотной ядерной среде, то этот процесс должен найти свое отражение в зависимости выходов антидейтронов от центральности столкновения [12]. Более того, дополнительные потери антиядер на аннигиляцию в среде должны приводить к уменьшению эффективных размеров области формирования антидейтронов по сравнению с дейтронами.

Множественности частиц, рожденных в реакциях столкновения тяжелых ионов, крайне важны не только для определения глобальных характеристик реакции (к примеру, плотности энергии), но позволяют также тестировать теоретические модели для описания процессов рождения частиц в таких реакциях. В данном случае, однако, пертурбативные методы КХД не могут применяться, так как большинство рожденных частиц обладают малыми значениями импульсов ($\langle p_t \rangle \sim 300$ МэВ/с). Поэтому для предсказания выходов частиц в А+А столкновениях

используют другие подходы. Одним из таких приближений является подход в рамках статистических термальных моделей [13], который предлагает универсальный механизм рождения частиц в рамках квантовомеханической статистической плотности. Считается, что частицы в центральных столкновениях ядер при высоких энергиях рождаются в предположении термодинамического и (приблизительно) химического равновесия, поэтому используя минимальный набор термодинамических параметров источника частиц (определяемый энергией и центральностью столкновения): температуры (T), барио-химического потенциала (μ_B), и объема (V) предсказываются множественности частиц. К примеру, в рамках данного подхода выходы легких ядер должны уменьшаться экспоненциально с увеличением массы ядра m как: $dN/du \sim \exp\{(m - \mu_B)/T\}$. Применимость данного приближения для описания процесса образования легких ядер подвергалась, однако, сомнению, прежде всего потому, что время жизни многонуклонных объектов с энергией связи порядка 2-8 МэВ в источнике с температурой около 100 МэВ крайне мала. Поэтому вполне вероятно, что более подходящим механизмом рождения легких ядер в столкновениях тяжелых ионов может считаться коалесценция – рекомбинация вновь рожденных (либо термализованных первичных) нуклонов с малыми относительными скоростями и находящимися на малом расстоянии друг от друга в достаточно разряженном источнике. Для проверки применимости упоминаемых подходов для описания механизма образования легких ядер необходимы подробные экспериментальные данные по A -зависимости выходов нуклонных кластеров (от протонов до гелия).

Цели и задачи работы.

Основной **целью** исследований являлось экспериментальное изучение характеристик рождения заряженных пионов, каонов, протонов, антипротонов, дейтронов, антидейтронов, тритонов и гелия-3 в столкновениях ядер свинца при энергиях налетающего ядра от 20 ГэВ до 158 ГэВ на нуклон. В зависимости от энергии столкновения и прицельного параметра реакции изучались инвариантные распределения частиц по поперечной массе, плотности частиц по быстроте, множественности частиц и их отношения. Для достижения поставленных целей были решены следующие основные **задачи**:

- Создание и запуск в эксплуатацию сцинтилляционного детектора для идентификации частиц по времени пролета в эксперименте NA49 (ЦЕРН);
- Разработка и практическое применение новых методов коррекции времяпролетной информации в событиях с большой множественностью частиц, а также эффективных алгоритмов идентификации адронов и легких (анти)ядер с использованием комбинации информации о времени пролета и об ионизационных потерях в интервале импульсов от 1 до 15 ГэВ/с;
- Разработка алгоритмов для проведения моделирования отклика и эффективности детектора, а также для корректного учета вклада от слабых распадов гиперонов в выходах (анти)протонов и заряженных пионов;
- Экспериментальное и теоретическое изучение инвариантных распределений частиц по поперечной массе, плотностей частиц по скорости, множественностей частиц и их отношений;
- Изучение энергетической зависимости отношения выходов заряженных каонов к пионам, антипротонов к протонам, антилямбда к антипротонам и трития к гелию-3;
- Экспериментальное исследование зависимости от центральности столкновения выходов адронов и ядер (анти)дейтерия.

Научная новизна и значимость.

Основные результаты диссертации, выносимые на защиту, являются важными для дальнейшего развития физики релятивистских ядерных столкновений. В результате анализа реакций столкновения ядер свинца при релятивистских энергиях были получены новые экспериментальные данные по выходам заряженных пионов, каонов, протонов, антипротонов, легких ядер (d , t , и ^3He) и антидейтронов. Энергетическая зависимость выходов частиц представлена как эволюция инвариантных распределений по поперечной массе (поперечному импульсу) в нескольких интервалах по скорости. Благодаря значительному охвату по фазовому пространству была получена подробная экспериментальная информация по быстротным плотностям частиц ($dN/dy(y)$), а также по полной множественности для легких ядер d и ^3He . Широкий набор частиц и их кинематических характеристик позволил провести детальное изучение механизма рождения адронов и легких ядер

в Pb+Pb столкновениях, а также характеристик коллективных эффектов в плотной ядерной материи. Почти все экспериментальные данные по энергетической зависимости выходов частиц получены впервые и представляют интерес для развития теоретических методов и моделей по описанию ядерных столкновений.

Практическая ценность полученных результатов заключается в том, что эти данные широко применяются при проектировании установок и планировании новых экспериментов в России (например, проект НИКА в ОИЯИ) и за рубежом (эксперимент CBM в FAIR/GSI в Германии). Кроме этого, многие результаты по методике эксперимента, по обработке и анализу данных, предложенные и реализованные автором, являются пионерскими и представляют на данный момент эффективными способами анализа столкновений большой множественностью частиц, которые могут быть применены во вновь планируемых экспериментах.

Положения, выносимые на защиту:

- 1) Участие в разработке и создании 900-канального времяпролетного детектора TOF на основе сцинтилляционных счетчиков для эксперимента NA49 в ЦЕРН. Запуск детектора TOF и успешная эксплуатация в процессе набора данных с 1995 по 2002 год. Это включает в себя:
 - Участие в сборке, наладке и тестировании TOF;
 - Разработка программ для текущего online контроля параметров TOF.
- 2) Разработка метода калибровки времяпролетной информации с TOF детектора, проведение калибровок, получение калибровочных констант. Метод включает в себя:
 - Метод геометрической калибровки детектора (TOF alignment);
 - Методы коррекции времяпролетной информации для всех типов реакций (p+p, p+Pb, Pb+Pb), энергий и прицельных параметров;
 - Специализированную программу-клиент для реконструкции времяпролетной информации с TOF детектора.
- 3) Разработка и реализация оригинального метода идентификации частиц с использованием комбинированной информации о времени пролета с TOF и ионизационных потерь с время-проекционных камер NA49 для эффективного

разделения адронов (пионы, каоны, (анти)протоны) с импульсами от 1 до 10 ГэВ/с и легких ядер (d , t , ${}^3\text{He}$) до 15 ГэВ/с.

- 4) Разработка метода анализа инвариантных спектров и выходов частиц для π , K , p , d , t , ${}^3\text{He}$, который включает в себя подробный анализ эффективностей, коррекций и систематических погрешностей, моделирование детектора, а также учет вклада от распадов резонансов в выходы частиц.
- 5) Экспериментальные данные по выходам заряженных пионов и каонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Измерение инвариантных спектров при центральной быстроте в интервале по поперечной массе до $m_t - m$ до 1 ГэВ.
- 6) Исследование энергетической зависимости интегрированных по поперечному импульсу выходов частиц на единицу быстроты dN/dy , параметров наклонов спектров T и средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$.
- 7) Подробное изучение зависимости выходов заряженных пионов и каонов от центральности столкновения в Pb+Pb реакциях при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон при центральной быстроте.
- 8) Результаты исследования зависимости плотностей адронов на единицу быстроты dN/dy от прицельного параметра столкновения, а также формы спектров по поперечной массе в рамках BlastWave анализа.
- 9) Систематические данные по выходам протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения (20, 30, 40, 80, и 158 ГэВ на нуклон), а также в MinBias Pb+Pb реакциях при 40А и 158А ГэВ.
- 10) Результаты исследования энергетической зависимости и зависимости от центральности для плотностей (анти)нуклонов на единицу быстроты dN/dy , для параметров наклонов спектров T , для средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$, а также для отношения антипротонов к протонам и анти- p к анти- Λ .
- 11) Новые экспериментальные данные по рождению легких ядер в центральных Pb+Pb реакциях в диапазоне энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Результаты анализа о зависимости выходов дейтронов и гелия-3 от быстроты, а также данные по полным выходам d и ${}^3\text{He}$ при 5-ти энергиях столкновения.

- 12) Результаты анализа быстрой распределений параметров наклона m_T -спектров для ${}^3\text{He}$, а также оценки для температуры кинетического фризаута и средней скорости радиального расширения в источнике частиц на основе анализа параметров наклонов спектров для нуклонных кластеров при нескольких энергиях столкновения.
- 13) Результаты анализа зависимости выходов нуклонных кластеров (протонов и легких ядер) от массового числа A в различных интервалах фазового пространства, а также энергетическая зависимость экспоненциального фактора подавления выходов кластеров с большей массой - *penalty factor* p .
- 14) Экспериментальные данные по отношению выходов тритонов к гелию-3 в зависимости от поперечного импульса при нескольких энергиях столкновения, а также энергетическая зависимость отношения $t/{}^3\text{He}$ в центральных Pb+Pb столкновениях.
- 15) Новые экспериментальные данные по выходам антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон. Результаты исследования зависимости выходов антидейтронов от прицельного параметра столкновения для 0-23% центральных Pb+Pb реакций, а также зависимости от поперечного импульса для отношения антидейтронов к дейтронам.
- 16) Экспериментальные данные по выходам антидейтронов в зависимости от быстроты и оценки формы быстрого распределения для антидейтронов.
- 17) Результаты сравнительного анализа выходов антидейтронов и антипротонов в зависимости от центральности столкновения и поперечного импульса в рамках модели коалесценции, оценки значения параметра коалесценции для нескольких значений центральности.

Достоверность результатов представленных в диссертации определялась непосредственным сравнением с экспериментальными данными по выходам частиц и отношениям, полученных в других экспериментах при аналогичных условиях (энергия столкновения и центральность). К примеру, результаты по энергетической зависимости отношения выходов каонов к пионам хорошо согласуются с данными эксперимента STAR, полученными на ускорителе RHIC в Брукхейвене. Кроме этого,

значительная часть распределений по поперечной массе (поперечному импульсу) для заряженных мезонов и (анти)протонов при центральной быстрой были независимо получены другим способом измерения в другой подсистеме детектора NA49, а именно, по ионизационным потерям в TPC. Хорошее согласие результатов по двум методикам анализа позволило с уверенностью утверждать о достоверности результатов. Все включенные в диссертационную работу результаты опубликованы в рецензируемых журналах и прошли апробацию в виде докладов на научных конференциях.

Личный вклад автора. Диссертация основана на работах, выполненных автором в рамках международной коллаборации в 1995-2017 гг. Основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены результаты, полученные либо лично автором, либо при его определяющем участии в постановке задач, разработке методов их решения, и анализа экспериментальных данных.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались на научных семинарах в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований, на научных семинарах международных научных центров в Германии (GSI), Швейцарии (CERN) и Франции (UPMC), а также представлялись на международных конференциях “Eighth International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions NN 2003” (Moscow, Russia, 17-21 June, 2003), “The Seventeenth Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions” (Oakland, USA, January 11-17, 2004), “18th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions” (Budapest, Hungary, August 4-9, 2005), “XVIII International Baldin Seminar on High Energy Physics problems” (Dubna, Russia, September 25-30, 2006), “The 19th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions” (Shanghai, China, November 14-20, 2006), “The 2007 Europhysics Conference on High Energy Physics” (Manchester, England, 19-25 July 2007), “20th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions” (Jaipur, India, February 4-10, 2008), “The 21th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions” (Knoxville, USA, March 30 – April 4, 2009), “The XXII International

Baldin Seminar on High Energy Physics problems” (Dubna, Russia, September 15-20, 2014), “XXIII International Baldin Seminar on High Energy Physics problems” (Dubna, Russia, September 19-24, 2016).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 15 работ в изданиях, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций. Список работ приводится в конце автореферата.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из четырех глав общим объемом 191 страницу, включая 19 таблиц, 179 рисунков и список цитируемой литературы из 204 наименований.

Во **Введении** представлено современное состояние исследований горячей и плотной ядерной материи, образующейся в столкновениях релятивистских ядер. Представляется обзор литературы и существующих экспериментальных данных в интересующей области. Обосновывается актуальность темы и формулируется цель исследования, перечислены основные наблюдаемые для поиска предсказанного теоретическими расчетами фазового перехода (деконфайнмента) из состояния адронного газа в фазу квазисвободных кварков и глюонов – Кварк-Глюонную Плазму (КГП). Сформулированы основные задачи экспериментальной программы энергетического сканирования на ускорителе SPS в ЦЕРН в 1996-2002 годах, отмечена научная и практическая ценность работы, а также перечислены основные положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** приводится описание экспериментальной установки. Основные параметры ускорительного комплекса Super Proton Synchrotron (SPS) в ЦЕРН, а также характеристики пучков ядер, мишеней и типов триггера, используемых в эксперименте, приведены в разделе **1.1**. Затем (раздел **1.2**) дано описание детектора NA49 (см. Рисунок 1) и представлены основные характеристики его составных частей [A3].

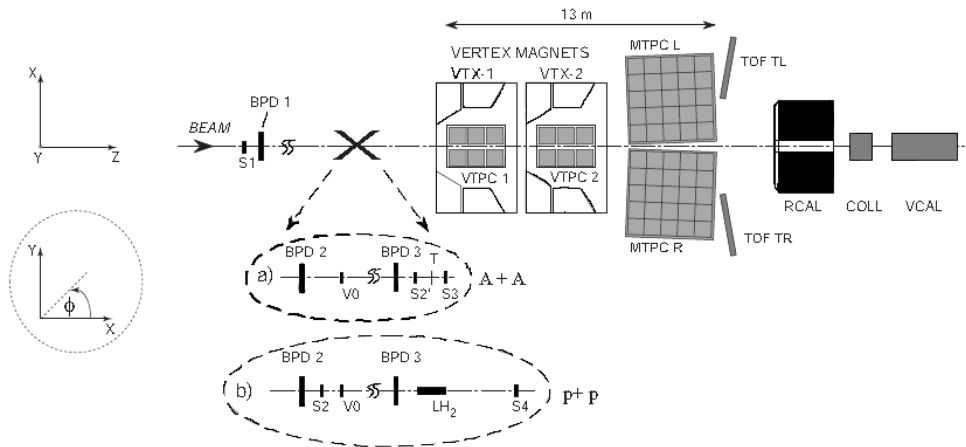


Рис. 1. Детектор NA49 [A3].

В состав системы триггера и мониторинга пучка входит набор сцинтилляционных и черенковских счетчиков: S1, S2(S2'), S3, V0 и S4. Счетчик S1 находится на расстоянии 27 м от мишени и представляет собой кварцевую пластинку толщиной 200 мкм. Сигнал от черенковского света при прохождении пучка через пластину служит стартовым сигналом для времяпролетной системы. Другие счетчики используются в логике триггера для различных типов налетающих ядер. Для измерения поперечных размеров пучка служат 3 Beam Position Detectors (BPD) на расстоянии 30, 18 и 0.5 м от мишени. BPD1-3 представляют собой пропорциональные камеры размером 3x3 см² с координатной точностью 40 мкм. Основу трековой системы установки составляют 4 время-проекционные камеры (Time Projection Chambers - TPC) большого объема. Две из них т.н. Vertex TPC (VTPC1,2) находятся в магнитном поле, создаваемом двумя сверхпроводящими магнитами VTX1,2. Две другие Main TPC (MTPCL,R) расположены на расстоянии 12 м от мишени по обе стороны от пучка. TPC предназначены для измерения траектории заряженных частиц, а также ионизационных потерь dE/dx при движении частиц в газе, заполняющем объем камер. Точность восстановления импульса в камерах составляет $\Delta P/P=0.3\%$, а разрешение по dE/dx $\sigma_E \sim 4\%$. Адронный Ring калориметр (RCAL) установки предназначен для измерения распределения поперечной энергии в ядро-ядерных взаимодействиях. Он сегментирован по азимуту и радиусу и состоит из слоев свинца, железа и пластического сцинтиллятора длиной порядка 7 ядерных длин λ_{int} . На расстоянии 25 м от мишени расположен адронный

Veto калориметр (VCAL) являющимся ключевым элементом при определении центральности взаимодействия. VCAL состоит из двух последовательных секций с поперечными размерами $1 \times 1 \text{ м}^2$. Для ограничения углового акцептанса фрагментирующих вперед частиц перед калориметром установлен коллиматор COL. В разделе **1.3** подробно описывается детектор для идентификации частиц по времени пролета на основе сцинтилляционных счетчиков (TOF), который состоит из 2-х частей (стенок) по 891 счетчика в каждой (см. Рисунок 2). Сцинтилляционные счетчики высокого разрешения были разработаны специально для целей эксперимента [A1,A2]. Основой счетчика является пластиковый сцинтиллятор прямоугольной формы с малым временем высвечивания и высоким световыходом. В качестве фотодетекторов используются специально отобранные экземпляры фотоумножителя ФЭУ-87 с монокристаллическим $SbCs$ фотокатодом, а для достижения высоких характеристик временного разрешения был предложен специальный делитель напряжения [A1]. Для онлайн контроля параметров TOF детектора в процессе набора данных автором был разработан набор программ для считывания и анализа распределений с АЦП и ВЦП. В заключении главы дается краткое описание этих программ и приводится несколько характерных распределений.

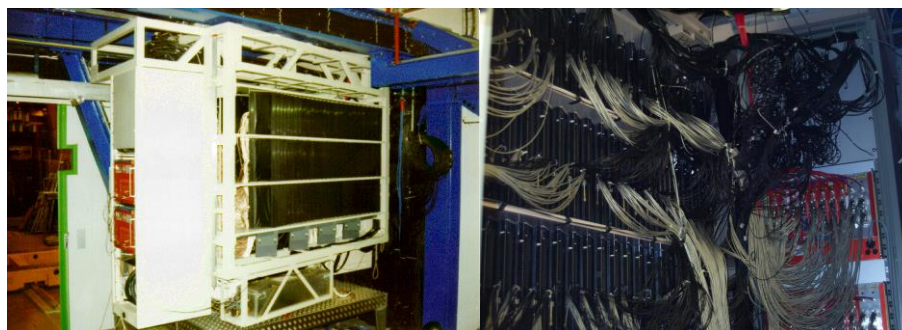


Рис. 2. Общий вид времяпролетного детектора NA49. Левое фото – вид по направлению пучка, правое фото – вид с обратной стороны.

В **Главе 2** приведено описание процедура анализа экспериментальных данных, включающую в себя: а) калибровку и реконструкцию данных; б) определение критериев качества данных и отбора хороших событий и треков; с) идентификацию частиц; д) определение коррекций на эффективность детектора и содержание вторичных частиц; е) оценку систематических ошибок измерений. В разделе **2.1**

приводится описание реконструкции данных в эксперименте состоящая из восстановления траекторий заряженных частиц в ТРС, определения основной и вторичных вершин взаимодействия, экстраполяция треков на плоскость времяпролетного детектора, и матчинга с хитами в TOF. В данном разделе также приводится краткое описание программная оболочка DSPACK для реконструкции и хранения данных в эксперименте. Раздел 2.2 посвящен описанию разработанных автором алгоритмов геометрической калибровки TOF детектора (*alignment*), амплитудной нормировки сигналов, а также коррекций времяпролетной информации. Время пролета, измеряемое сцинтилляционным детектором, зависит от координаты точки попадания частицы относительно фотокатода, поэтому для желаемого временного разрешения менее 80 пикосекунд точность определения координаты точки попадания частицы в сцинтиллятор должна быть лучше 2 мм. Геометрическая калибровка (т.е. определение координат центра каждого сцинтиллятора и углов по отношению к осям координат), выполняется через процедуру линейной экстраполяции и нахождения точки пересечения с TOF. Затем создается массив совпадений успешных экстраполяций треков и сигналов в TOF. После этого, проводя последовательные вращения и сдвиги всего детектора как целого и отдельных счетчиков, повторяется процедура экстраполяции и находится положения счетчиков в пространстве, при котором количество совпадений для проекций и сигналов по всем событиям максимально. Результаты геометрической калибровки заносятся в общую базу данных эксперимента и используются при последующей обработке данных и моделировании. Необходимость нормировки амплитуд сигналов со счетчиков TOF объясняется тем, что была обнаружена зависимость качества временного сигнала в каждом счетчике от значения амплитуды, для упрощения процедуры ограничения амплитуды в последующем анализе, амплитуды сигналов для всех счетчиков нормируются на наиболее вероятное значение в спектре. Временная калибровка необходима для компенсации постоянных задержек (например, времени прохождения сигнала от счетчика по кабелю задержки), а также времени распространения света в сцинтилляторе и учета эффекта зависимости временной отметки от амплитуды сигнала в счетчике. Кроме этого, осуществляется компенсация долговременной нестабильности параметров временных каналов. В процедуре временной калибровки используются пионы,

выделяемые с помощью заданного окна по ионизационным потерям в ТРС. Затем оперируют с разницей измеренного времени и теоретического времени пролета для пионов T_π , рассчитанного на основе информации об импульсе частицы и длине трека на траектории от вершины до точки попадания в ТОФ.

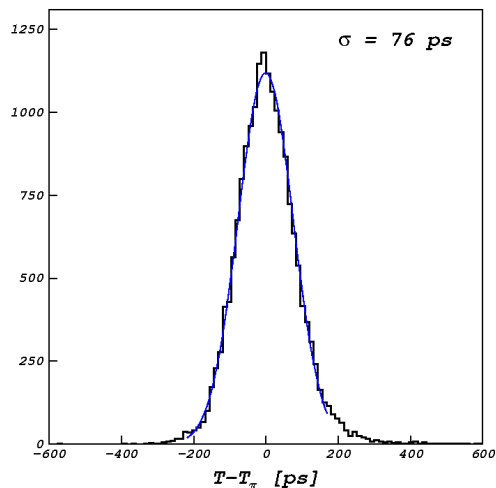


Рис. 3. $(T - T_\pi)$ для всех счетчиков ТОФ после коррекций. Линией показан результат фитирования распределением Гаусса.

Суммарное по всем сработавшим счетчикам ТОФ распределение $(T - T_\pi)$ после применения полного набора коррекций представлено на Рисунке 3. Оценка ширины распределения (усредненное временное разрешение) дает $\sigma = 76$ пикосекунд. Все методические разработки по калибровке были реализованы в разработанной специализированной программы-клиента для реконструкции времяпролетной информации с ТОФ детектора, которая использовалась в реконструкции всех наборов данных в эксперименте. В разделе 2.3 описываются результаты методических исследований для критериев качества реконструкции событий, треков и ТОФ хитов, а в разделе 2.4 представлены результаты разработанных методов идентификации частиц с использованием комбинированной информации о времени пролета с ТОФ и ионизационных потерь с ТРС. Представлены импульсные зависимости разрешений по квадрату массы и ионизационным потерям и описан разработанный алгоритм анализа 2-мерных распределений $dE/dx - m^2$ для разделения частиц. Описана процедура идентификации для частиц от пионов до легких ядер и анти-ядер, а также приведено описание применяемых коррекций, и делаются оценки систематических погрешностей. На Рисунке 4 проиллюстрирована процедура

идентификации для легких ядер. В начале определяются параметры распределений частиц по осям (dE/dx и m^2) и строятся идентификационные эллипсы шириной 3σ для d и t (см. рис. 4, левая панель). Затем все 2-х мерные распределения проецировалось на ось m^2 при ограничении сверху на значение ионизационных потерь $dE/dx < \langle dE/dx \rangle + 3\sigma_t$, где $\langle dE/dx \rangle$ это среднее значение потерь для трития, а σ_t – ширина этого распределения. Полученное распределение по m^2 (правая панель) фитировались суммой 2-х Гауссов (для d и t соответственно) и экспоненциальной функцией для фона. Все частицы в диапазоне квадрата масс $2.5 < m^2 < 4.5 \text{ ГэВ}^2/c^4$ и $6.9 < m^2 < 7.9 \text{ ГэВ}^2/c^4$ считались дейтронами и тритонами, соответственно. Потери частиц оценивались из параметров Гаусса для каждого пика, а фон оценивался по интегралу экспоненты в диапазоне выбранных масс. Разработанный метод позволяет эффективно разделять адроны (пионы, каоны, (анти)протоны) с импульсами от 1 до 10 ГэВ/с и легкие ядра ($d, t, {}^3\text{He}$) до 15 ГэВ/с.

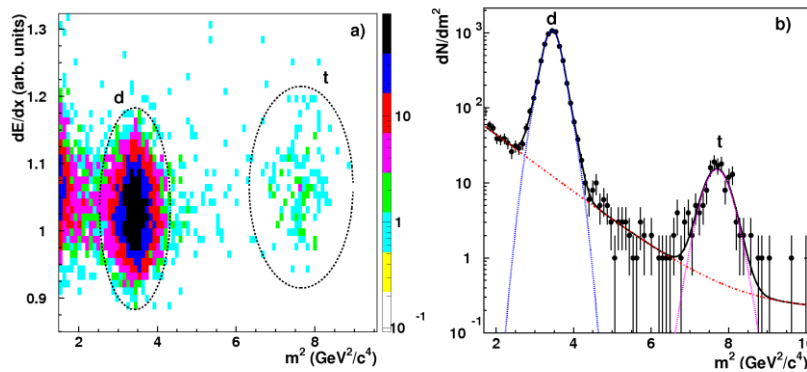


Рис. 4. а) Распределение ионизационные потерь как функция квадрата массы для $m^2 > 1.6 \text{ ГэВ}^2/c^4$ в Pb+Pb столкновениях при 30А ГэВ. Идентификационные эллипсы для d и t показаны штриховыми линиями. б) Распределения по m^2 после ката $dE/dx < E_{\text{cut}}$. Штриховой линией показана функция, используемая для оценки фона для d и t .

В Главе 3 представлены основные результаты диссертации по рождению заряженных пионов, каонов, протонов и антипротонов в Pb+Pb столкновениях при энергиях от 20А до 158А ГэВ. В разделе 3.1 описаны наборы данных, которые были использованы в анализе, а также приведен ряд вводных определений о центральности столкновений, инвариантных спектрах и выходах частиц. Основной целью программы энергетического сканирования NA49 являлось экспериментальное подтверждение возможности наблюдения начала фазового

перехода деконфайнмента (“onset of deconfinement”) в центральных столкновениях ядер свинца. Были выбраны значения энергии 20, 30, 40, 80 и 158 ГэВ на нуклон, причем при двух энергиях (40А и 158А ГэВ) измерения были дополнены изучением рождения частиц в зависимости от центральности столкновения. Набор данных проводился с 1999 года по 2003 год, полное количество набранных событий и центральность столкновений представлено в Таблице 1.

Таблица 1. Наборы данных, анализируемые в данной диссертации.

Энергия пучка (ГэВ/А)	Энергия столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ (ГэВ)	Центральность столкновения	Кол-во событий
20	6.2	0-7%	$3.5 \cdot 10^5$
30	7.7	0-7%	$4.0 \cdot 10^5$
40	8.8	0-7%	$7.0 \cdot 10^5$
40	8.8	MinBias	$2.6 \cdot 10^5$
80	12.3	0-7%	$2.5 \cdot 10^5$
158	17.2	0-12%	$3.0 \cdot 10^5$
158	17.2	0-23%	$2.6 \cdot 10^6$
158	17.2	MinBias	$7.4 \cdot 10^5$

В разделах 3.2 и 3.3 представлены основные результаты по энергетической зависимости выходов пионов и каонов (и их отношений) в центральных Pb+Pb столкновениях. Детектор TOF регистрирует заряженные пионы и каоны в диапазоне быстрот близких к скорости системы центра масс (*midrapidity*), причем характеристики детектора позволяют проводить π/K разделение в интервале по поперечной массе m_T до $1 \text{ ГэВ}/c^2$ ($m_T^2 = p_T^2 + m^2$). На Рисунке 5 представлены инвариантные m_T -спектры заряженных каонов с TOF детектора в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии от 20 до 158 ГэВ на нуклон [А6,А12].

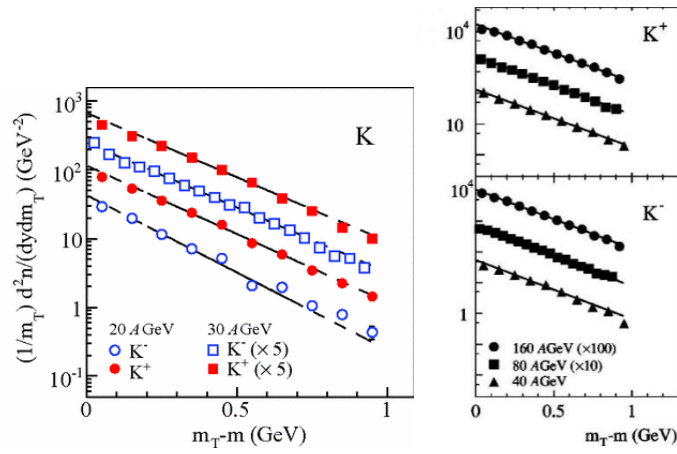


Рис. 5. Инвариантные m_t -спектры заряженных пионов и каонов в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях 20-158 ГэВ на нуклон [А6,А12].

Экспериментальные распределения фитировались следующей функциональной формой:

$$\frac{d^2N}{m_t dm_t dy} = C \exp\left(-\frac{m_t-m}{T}\right) \quad (1)$$

где параметр фитирования T (“эффеkтивная температура”) определяет характерный наклон спектров. Интеграл инвариантных спектров мезонов по поперечной массе (dN/dy) определялся суммированием экспериментальных точек с добавкой из экстраполяции функции фитирования вплоть до значения $m_t-m=5$ ГэВ. Результаты по энергетической зависимости отношений K/π при центральной быстроте для положительных частиц (см. рис. 6, левая панель) и отрицательно заряженных мезонов (рис. 6, правая панель).

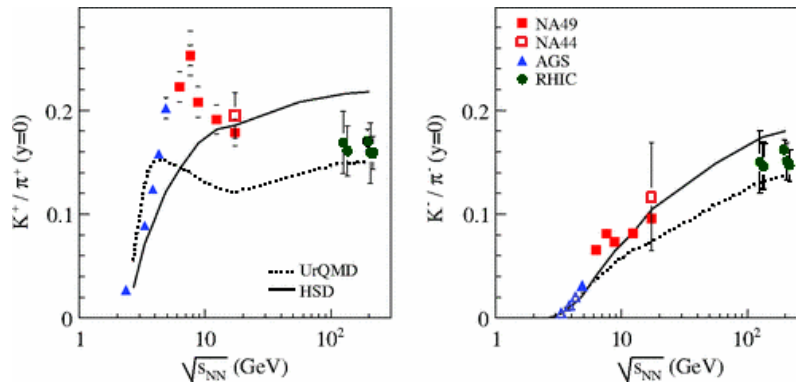


Рис. 6. Энергетическая зависимость отношения K/π для центральных A+A столкновений вблизи midrapidity [А12].

Как видно из рисунка, наблюдается значительная немонотонность для K^+/π^+ отношения: быстрый рост при энергиях столкновения порядка нескольких ГэВ на

нуклон сменяется падением при значении энергии порядка 7-8 ГэВ и затем плато после примерно 10 ГэВ. В теоретических моделях с фазовым переходом [14] ожидается похожая аномалия в энергетической зависимости отношения странности к энтропии, связанной со значительным изменением массы частицы-переносчика странности при критической температуре T_c (~ 170 МэВ): с примерно 500 МэВ в фазе адронного газа (масса легчайшей частицы со странностью К-мезона M_K равна 494 МэВ) до ~ 100 МэВ в состоянии КГП (порядка массы s-кварка). Соответственно, быстрый рост отношения степеней свободы для отношения странности к энтропии в фазе адронного газа вследствие малости температуры в системе по сравнению с температурой фазового перехода и массой К-мезона ($T < T_c \ll M_K$). При переходе системы в фазу кварк-глюонной плазмы основной степенью свободы для странности становится s-кварк с массой $m < T_c$. В таком случае множественность странных кварков примерно пропорциональна энтропии (числу u, d -кварков), а отношение странности к энтропии (примерно соответствующее отношению K^+/π^+) резко падает с максимального значения для адронного газа, оставаясь постоянным при дальнейшем увеличении энергии столкновения. Резкого изменения в энергетической зависимости не обнаружено в отношении K^-/π^- , - данное поведение объясняется различной чувствительностью к плотности барионов в системе для каонов разных знаков.

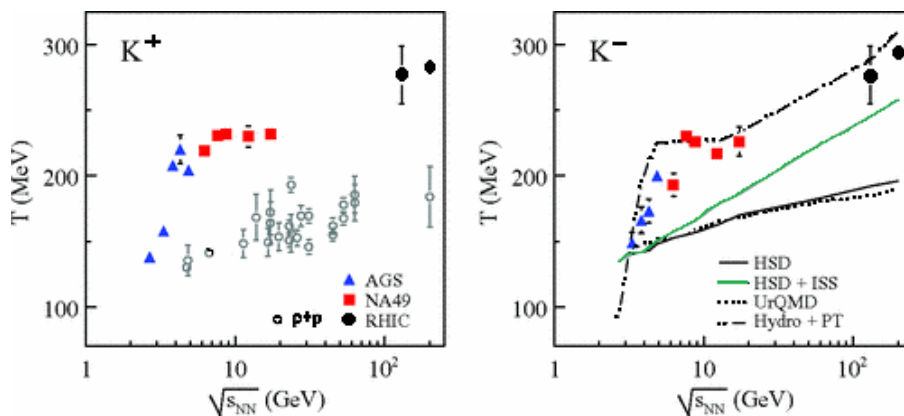


Рис. 7. Энергетическая зависимость параметра наклона спектров по поперечной массе K^+ (левая панель) K^- (правая панель) для $p+p$, $Pb+Pb$ и $Au+Au$ столкновений [A12].

На Рисунке 7 показаны результаты по энергетической зависимости параметра наклонов распределений по поперечной массе для заряженных каонов в

центральных столкновениях ядер [A6,A12]. При фазовом переходе (деконфайнменте) в столкновениях ядер образуется смешанная фаза (КГП и адронный газ) существующая в некотором диапазоне энергий столкновения. В такой системе давление и температура (определяющие значение параметра наклона спектров T) не зависят от плотности энергии (определяемой энергией столкновения и центральностью). Характерное постоянство параметра T (“плато”) может служить указанием на образование такой смешанной фазы в центральных столкновениях ядер при энергиях SPS. Более того, расчеты по гидродинамическим моделям с использованием уравнений состояния для КГП и адронной фаз хорошо описывают поведение параметра T (см. штрих-пунктирную линию на рис.7, правая панель), тогда как модели без фазового перехода предсказывают монотонный рост с энергией (см. линии для UrQMD и HSD генераторов). Резкое изменение в характере энергетической зависимости рождения пионов и каонов при энергии столкновения ~ 30 ГэВ на нуклон и невозможность его объяснения в рамках моделей без фазового перехода было интерпретировано в [A12] как проявления начала деконфайнмента (*onset of deconfinement*) в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях SPS. Следует отметить, что эти результаты вызвали огромный интерес в научном мире. Статья [A6] стала самой цитируемой из публикаций в Phys. Rev. C за последние 50 лет, а научные программы нескольких научных центров (ЦЕРН, Брукхейвен, Дармштадт) были скорректированы для того чтобы повторить пионерские измерения NA49 в этой области энергий столкновения. В частности, результаты эксперимента STAR по выходам каонов и пионов, выполненные в рамках программы Energy Scan на ускорителе RHIC (BNL, USA) в 2007-2012 годах, хорошо согласуются с данными представленными на Рисунках 6 и 7. И, хотя характерное поведение энергетической зависимости выходов адронов не всеми авторами однозначно интерпретируется в рамках фазового перехода в ядерной материи, их достоверность и актуальность не вызывает никаких сомнений. В разделе 3.4 третья глава представлены результаты анализа по выходам заряженных пионов и каонов в зависимости от центральности. Анализ был проведен для MinBias Pb+Pb соударений при энергии столкновения 40А и 158А ГэВ [A13]. Обнаружено, что в Pb+Pb реакциях K/π отношение растет монотонно с увеличением центральности столкновения и выходит на плато при значении нуклонов-участников порядка 100. В разделах 3.5 и

3.6 представлены результаты по инвариантным спектрам и быстротным распределениям для протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb столкновениях, а также по энергетической зависимости отношения анти-p/p и анти- Λ /анти-p. [A10]. Энергетическая зависимость отношения антибарионов к барионам представлены на Рисунке 8 (левая панель) для протонов Λ , Ξ , и Ω , данные для центральных Pb+Pb (Au+Au) столкновений вблизи *midrapidity* [A10, 15-26]. Все отношения быстро растут, меняясь на несколько порядков при энергиях SPS, и приближаются к значению близкому к 1 при больших энергиях, где в пределе реализуется полная симметрия между количеством рожденной антиматерии и образованной материи. С увеличением странности (определяемым количеством странных (анти)кварков в составе) зависимость становится слабее, причем наблюдается явная иерархия отношений: $R(\bar{\Omega}^+/\Omega^-) > R(\bar{\Xi}^+/\Xi^-) > R(\bar{\Lambda}/\Lambda) > R(\bar{p}/p)$. В рамках термальной статистической модели отношение анти-барионов, состоящих из N_S странных (анти)кварков, пропорционально величине $\exp[-2(\mu_B - N_S\mu_S)/T]$, где T , μ_B , μ_S температура, бариохимический и странный потенциалы источника [27]. Так как μ_S всегда меньше μ_B [28], то разница между анти-барионами и барионами уменьшается с ростом N_S . На правой панели Рисунка 8 представлена энергетическая зависимость для $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в области энергий столкновения (в системе центра масс) от 5 до 130 ГэВ на нуклон. Результаты по выходам антипротонов взяты из анализа с TOF-детектора [A10], выходы анти-Лямбда опубликованы в [29], данные при энергиях AGS (треугольники) из [30,31], результаты при энергиях RHIC (квадрат) из [32]. В нуклон-нуклонных столкновениях рождение анти-барионов описывается как результат фрагментации струн. Рождение частиц со странным (анти)кварком подавлено вследствие большой по сравнению с легкими (u, d) кварками массой, что объясняет величину отношения $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ порядка 0.4 для элементарных столкновений. В A+A реакциях соотношение плотности странных анти-кварков к легким анти-кварками может меняться, как в случае фазового перехода и реализации полного равновесие между кварковыми ароматами (с ожидаемой величиной отношения $\bar{\Lambda}/\bar{p} \sim 1$), так и для случая плотной барионной материи с большим количеством вторичных мезон-барионных и мезон-мезонных взаимодействий. В последнем случае, эффект барионной плотности может приводить к модификации эффективных сечений аннигиляции антибарионов, которая может быть различной

для частиц со странностью и без (как предсказывается аддитивной кварковой моделью). Как хорошо видно из данных, отношение приближается к величине для КГП (~ 1) при очень больших энергиях. Неявно этот тренд поддерживается расчетами по термальной статистической модели [33], предполагающий источник частиц в термальном и химическом равновесии (расчеты показаны линией). А вот рост отношения при уменьшении энергии столкновения может быть вследствие различия в потерях на аннигиляцию в плотной барионной материи.

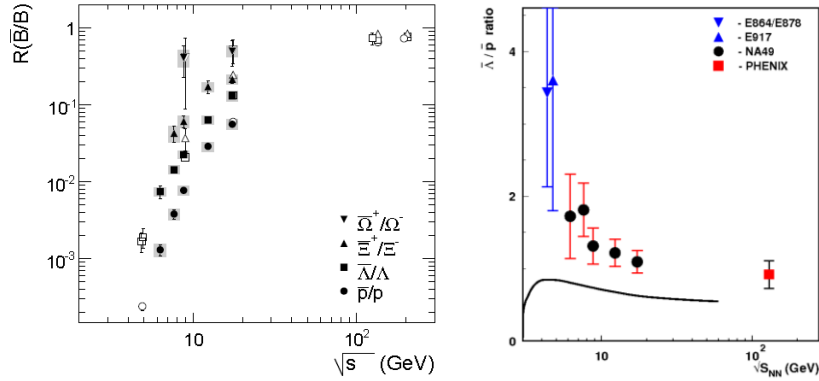


Рис. 8. (Левая панель) Отношение выходов антибарионов к барионам в центральных Pb+Pb (Au+Au) столкновениях при энергиях ускорителей AGS, SPS и RHIC. (Правая панель) Отношение $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в центральных A+A столкновениях.

В разделе 3.7 изучается зависимость выходов (анти)протонов от центральности столкновений, в частности зависимость от центральности интегрированных по p_t выходов (анти)нуклонов, а также средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$. Выходы (анти)протонов нормированные на число $\langle N_w \rangle$, а также отношение антипротонов к протонам в бинах по центральности в зависимости от N_w представлены на Рисунке 9. Отношение \bar{p}/p монотонно растет с уменьшением центральности столкновения, приближаясь к величине ~ 0.2 , измеренной в элементарных $p+p$ столкновениях. Количество *wounded nucleons* N_w пропорционально объему источника частиц. Увеличение объемной плотности протонов в *midrapidity* с ростом центральности столкновения объясняется возрастанием стоппинга. Антипротонная же плотность спадает, что может быть объяснено увеличением потерь на аннигиляцию.

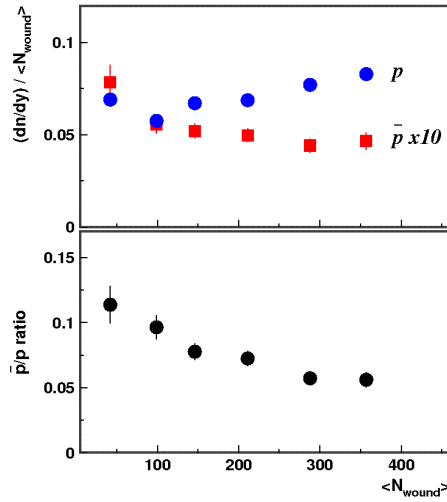


Рис. 9. Нормированные плотности частиц на единицу быстроты $(dN/dy)/\langle N_w \rangle$ для (анти)протонов и \bar{p}/p -отношение в бинах по центральности для Pb+Pb при 158А ГэВ.

Результаты анализа распределений по поперечной массе для адронов представлены в разделе 3.8. Показано, что в центральных столкновениях параметры наклонов для (анти)протонов не зависят от энергии столкновения, данная характерная зависимость параметров наклонов спектров (Plato) подтверждается измерениями для пионов и каонов, указывая на возможное образование смешанной фазы адронного газа и кварк-глюонной плазмы при энергиях SPS. Кроме этого, впервые изучена зависимость от прицельного параметра формы спектров адронов по поперечной массе m_t в рамках BlastWave анализа. Получено указание на монотонное уменьшение температуры кинетического фризаута с увеличением центральности при энергии столкновения 158А ГэВ.

В Главе 4 представлены основные результаты диссертации по рождению легких ядер (d , t , ${}^3\text{He}$) и антинейтронов в центральных столкновениях ядер свинца. В акцептансе TOF возможно получить распределения по поперечному импульсу для d и ${}^3\text{He}$ в нескольких интервалах по быстроте. На Рисунке 10 (раздел 4.1) представлены инвариантные pt -спектры для ${}^3\text{He}$ в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии от 20А до 158А ГэВ [A15]. В разделе 4.2 изучена энергетическая зависимость отношения трития к ${}^3\text{He}$ в бинах по поперечному импульсу. Показано, что усредненное по p_t отношение равняется 1.22 ± 0.10 , 1.18 ± 0.11 , 1.16 ± 0.15 , и 1.05 ± 0.15 при 20А, 30А, 40А, 80А, и 158А ГэВ, соответственно. Отношение $t/{}^3\text{He}$

уменьшается с ростом энергии столкновения, однако сам тренд предполагает, что полное изоспиновое равновесие достигается при энергиях выше, чем максимальная энергия SPS. Обнаружено, что $t/{}^3\text{He}$ коррелирует с отношением π^-/π^+ при энергиях от 10 до 158 ГэВ на нуклон.

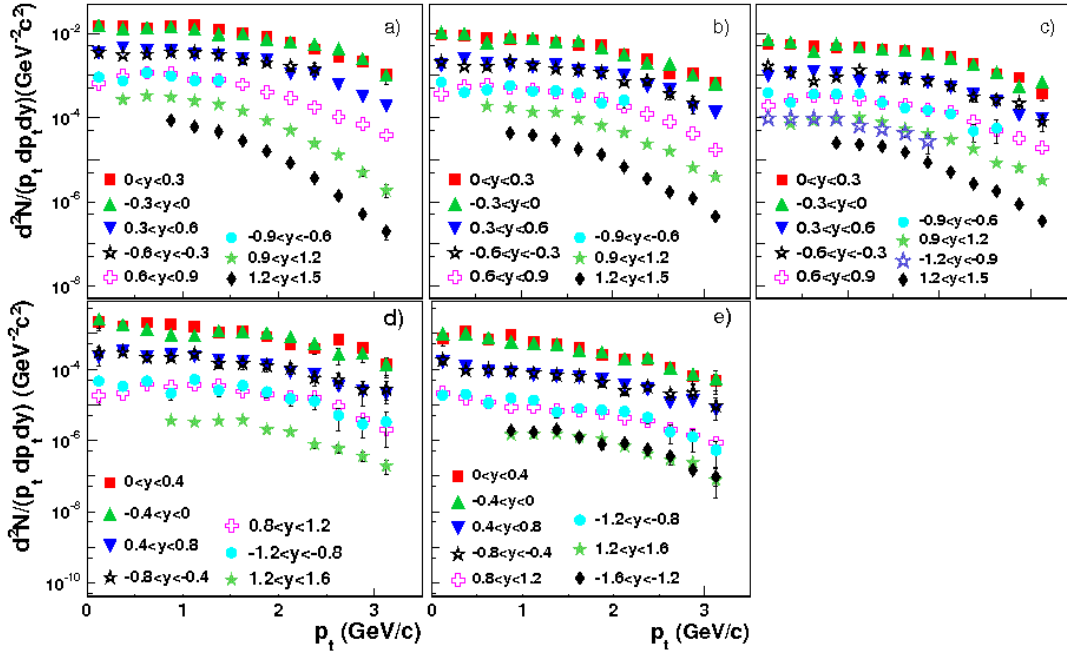


Рис. 10. Инвариантные распределения по поперечному импульсу (p_t -спектры) в интервалах по быстроте для ${}^3\text{He}$ в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A ГэВ (a), 30A ГэВ (b), 40A ГэВ (c), 80A ГэВ (d), и 158A ГэВ (e) [A15].

В разделах 4.3 и 4.4 приводятся результаты анализа эволюции формы быстротных распределений для легких ядер в зависимости от энергии столкновения и атомного массового числа A . Обнаружено, что при всех энергиях столкновения быстротные распределения имеют параболическую форму с минимумом в *midrapidity* (см. Рисунок 11). Вариация формы изучалась через отношение параметров параболического фита $a+b(y/y_{beam})^2$ (см. сплошные линии на Рисунке 11) b/a (*relative concavity*). Показано возрастание данного отношения с увеличением массового числа A при всех энергиях столкновения.

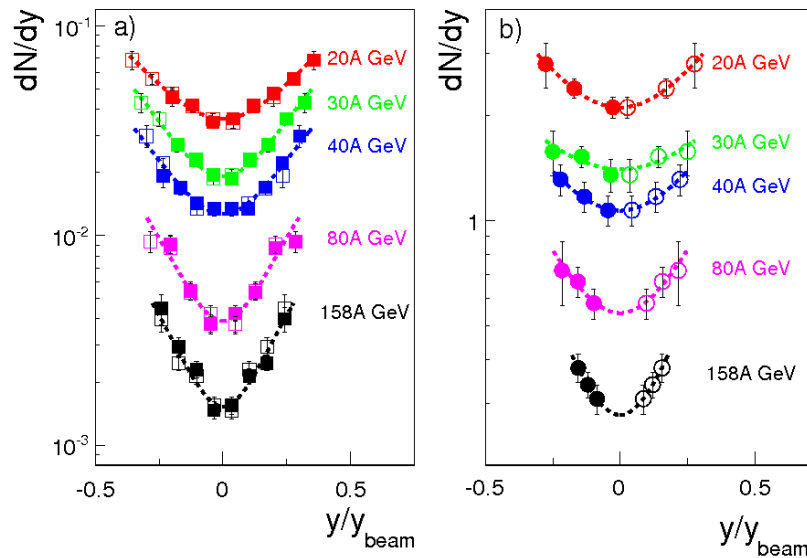


Рис. 11. Распределения плотности частиц по быстройте dN/dy как функция быстройты нормированной на быстройту пучка y_{beam} для Pb+Pb реакций: а) для ^3He и б) для дейтронов. Измерения показаны заполненными символами, открытыми символами обозначены данные, отраженные относительно y_{CM} .

Интегрируя быстройтные распределения для легких ядер, впервые получены значения полных выходов для дейтронов и гелия-3. Как видно из представленной на Рисунке 12 энергетической зависимости, множественность легких ядер падает очень быстро (близко к экспоненте) с энергией столкновения. Данный результат может быть объяснен как следствие уменьшения фазовой плотности нуклонов, определяющих число доступных (np , pn и pnp) комбинаций. Сравнение данных с расчетами множественностей в рамках статистической модели показывает хорошее согласие: как видно из величины отношения измерений и теоретических предсказаний (показанного в правом верхнем углу), термальная модель воспроизводит экспериментальные данные не только качественно. Возможным объяснением такого хорошего согласия может быть то, что процесс рождения легких ядер в основном определяется значением энтропии на один барион в системе, которая не меняется после химического *freezeout* [34,35], т. е. последующий процесс изотропного расширения происходит в условиях динамического равновесия для множественности ядер, и потери в плотной горячей адронной материи компенсируются вновь образованными кластерами.

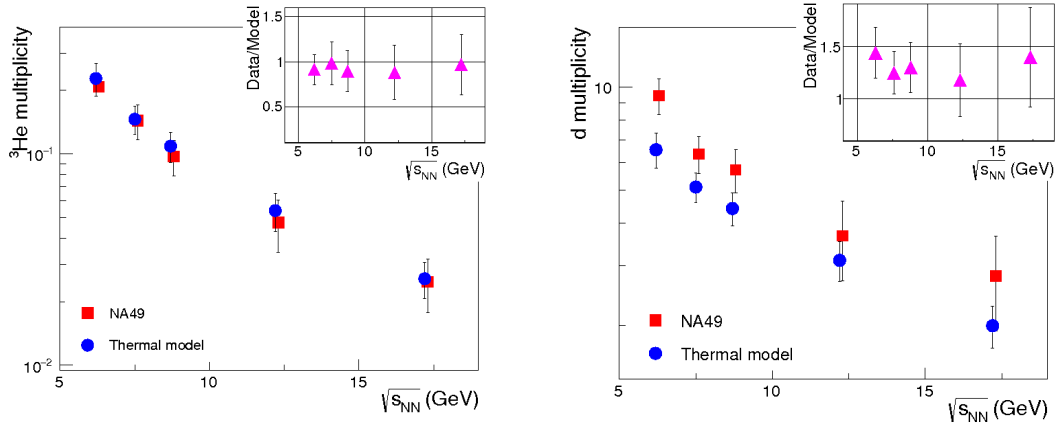


Рис. 12. Множественность ${}^3\text{He}$ (левая панель) и дейтронов (правая панель) как функция энергии столкновения в системе центра масс. Отношение экспериментальных данных NA49 к теоретическим расчетам по термальной модели показано в правом верхнем углу.

В разделе 4.5 представлены результаты анализа выходов легких ядер в зависимости от массового числа. Показано, что выходы следуют экспоненциальной зависимости от A как const/p^{A-1} , где параметр p носит название *penalty factor*. На Рисунке 13 показана энергетическая зависимость для *penalty factor* в диапазоне энергий от нескольких ГэВ до 3 ТэВ. Данные из анализа выходов в ограниченной области фазового пространства (к примеру, dN/dy) показаны заполненными символами, а результаты из анализа полных выходов (доступные только NA49!) – открытыми символами. Используя доступные параметризации для энергетической зависимости термодинамических величин (T и μ_B) были проведены расчеты для *penalty factor* в рамках термальной модели и как видно из рисунка, они хорошо воспроизводят тренд. В рамках и термальной модели и в модели коалесценции *penalty factor* относится к средней по фазовому пространству плотности нуклонов $\langle f_N(x,p) \rangle$. С микроскопической точки зрения $\langle f_N(x,p) \rangle$ определяется комбинацией *stopping power* и величиной скорости коллективного расширения в реакции. С увеличением энергии столкновения возрастает прозрачность ядер и слабеет нуклонный стоппинг, тогда как скорость коллективного расширения увеличивается вследствие большей плотности энергии в файерболе. Комбинация этих факторов объясняет наблюдаемый тренд для зависимости величины *penalty factor* от $\sqrt{s_{NN}}$.

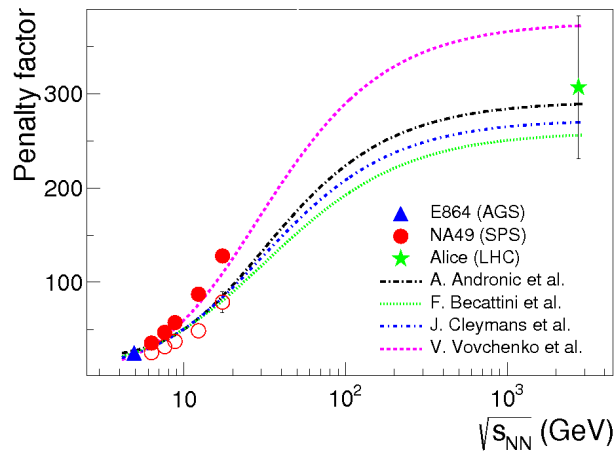


Рис. 13. *Penalty factor* в центральных $A + A$ столкновениях. Линиями показаны расчеты по термальной модели для нескольких параметризаций термодинамических параметров источника.

Раздел 4.6 посвящен результатам исследования зависимости выхода дейтронов от прицельного параметра в Pb+Pb столкновениях [A9,A14]. В Таблице 2 представлены плотности дейтронов на единицу быстроты в бинах по центральности для Pb+Pb столкновений при энергии 158A ГэВ.

Таблица 2. Плотности дейтронов на единицу быстроты dN/dy в бинах по центральности для Pb+Pb столкновений при энергии 158A ГэВ.

Центральность (% от σ_{tot})	dN/dy
0-5	0.33 ± 0.03
5-12	0.27 ± 0.03
12-23	0.21 ± 0.03
23-33	0.12 ± 0.02
33-43	0.08 ± 0.01
43-100	0.04 ± 0.01

Результаты анализа показывают, что выход дейтронов линеен по числу нуклонов-участников $\langle N_w \rangle$, аналогичные результаты были получены для выходов адронов. Основные результаты анализа инвариантных спектров по поперечной массе для легких ядер представлены в разделе 4.7. На Рисунке 14 показаны быстроечные распределения для $\langle m_t \rangle - m$ при всех энергиях столкновения. Чтобы

исключить зависимость от ширины быстрого интервала (пропорционального энергии пучка), распределения показаны в зависимости от нормированной быстроты y/y_{beam} . Как видно, все распределения имеют форму колокола, поэтому для оценки параметров формы быстрых спектров использовалось распределение Гаусса. В центральных столкновениях тяжелых ядер, ускоренных до релятивистских скоростей, образуется область с большим градиентом давления из центра наружу. Этот градиент приводит к возникновению поля коллективных скоростей в результате последующей эволюции файрбола путем расширения (в вакуум) и многократных соударений частиц в плотной среде. Все частицы в таком поле скоростей приобретают дополнительный импульс, пропорциональный их массе.

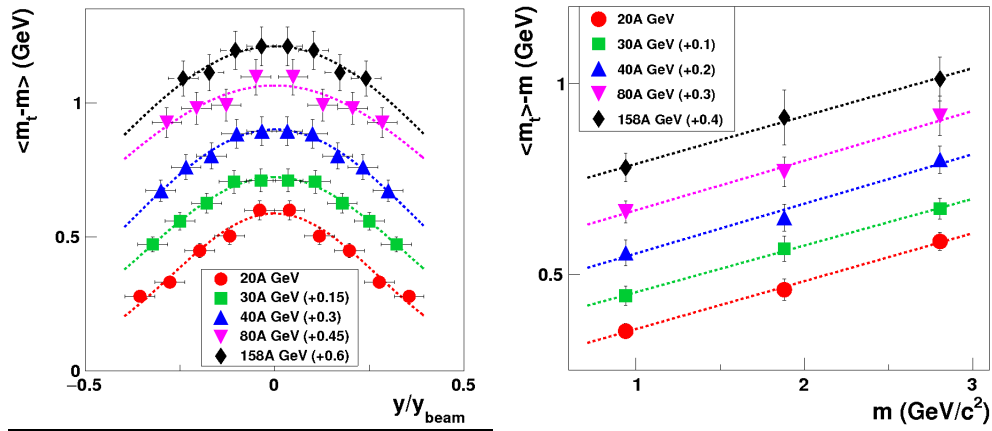


Рис. 14. (Левая панель) Значение параметра $\langle m_t \rangle - m$ для ${}^3\text{He}$ в центральных Pb+Pb при энергии 20A-158A ГэВ. (Правая панель) Величина $\langle m_t \rangle - m$ для p , d и ${}^3\text{He}$ в $midrapidity$.

На правой панели Рисунка 14 показаны значения $\langle m_t \rangle - m$ для протонов, дейтронов и ${}^3\text{He}$ при всех энергиях столкновения. Хорошо видно, что все распределения линейны по массе частицы, результаты фитирования полиномом первой степени показаны штриховыми линиями. На основе данных по массовой зависимости средней поперечной массы для нуклонных кластеров были получены оценки для величин температуры и средней скорости радиального расширения источника при кинетическом фризауте (см. Таблицу 3). Как видно из приведенных в таблице значений, параметры источника при кинетическом *freezeout* слабо зависят от энергии столкновения при $E/A=20-158$ ГэВ.

Таблица 3. Значения параметров T и $\langle\beta\rangle$ с ошибками фитирования по формуле (4.7) и коррекции согласно (4.8).

$E_{\text{beam}}(\text{А ГэВ})$	$T(\text{МэВ})$	$\langle\beta\rangle$
20	95 ± 13	0.46 ± 0.03
30	95 ± 13	0.45 ± 0.03
40	92 ± 15	0.46 ± 0.03
80	97 ± 14	0.46 ± 0.03
158	107 ± 17	0.46 ± 0.04

В разделе **4.8** представлены результаты сравнительного анализа выходов ядер и протонов в рамках модели коалесценции, которая предполагает, что нуклоны, с близкими значениями координат и импульсов могут образовать связную систему – нуклонный кластер. Численно инвариантный выход N_A ядер с зарядом Z и массовым числом A пропорционален произведению выходов протонов N_{pr} и нейтронов N_n :

$$E_A \frac{d^3 N_A}{d^3 P_A} = B_A \left(E_{pr} \frac{d^3 N_{pr}}{d^3 p} \right)^Z \left(E_n \frac{d^3 N_n}{d^3 p} \right)^{A-Z} \quad (2)$$

где коэффициент пропорциональности B_A носит название параметр коалесценции, а $p=P_A/A$. В предположении, что выход нейтронов идентичен протонному, параметр B_A рассчитывается из отношения значения выхода кластеров при данном импульсе P_A к выходу протонов с импульсом P_A/A в степени A . Энергетическая зависимость параметра коалесценции B_2 и B_3 от представлена на Рисунке 15 (левая панель). Анализируя представленную компиляцию экспериментальных данных по энергетической зависимости параметров коалесценции видно, что общим трендом для обеих величин является медленное уменьшение при возрастании $\sqrt{s_{NN}}$. В рамках термальной модели рождения частиц [36,37] параметр коалесценции обратно пропорционален объему источника: $B_A \approx (1/V)^{A-1}$. Аналогично вывод был сделан в работе [11], в которой доказывается корреляция параметра коалесценции с т.н. *homogeneity volume*, а именно, с эффективной областью взаимодействия частиц при *freezeout* (V_{eff}). Используя предложенный в данной работе способ расчета характерного размера этого эффективного объема коалесценции – радиуса коалесценции $R_{\text{coal}} \sim \sqrt[3]{V_{\text{eff}}}$ были получены оценки эффективных радиусов для дейтронов и ${}^3\text{He}$. Результаты расчетов для R_{coal} при различных энергиях

столкновения представлены на Рисунке 15 квадратами для дейтронов и круглыми символами для гелия-3. Хорошо видно из приведенных результатов, что эффективные коалесцентные радиусы для дейтронов и ядер гелия-3 количественно совпадают, а их значение возрастает не более чем на 15% при увеличении энергии столкновения (в системе центра масс) в 3 раза. Аналогичное поведение характерных размеров файерболла при энергиях SPS было обнаружено и при анализе 2-х частичных пионных корреляций [38], где соответствующие НВТ радиусы (R_{side} , R_{long} и R_{out}) практически не зависят от энергии столкновения.

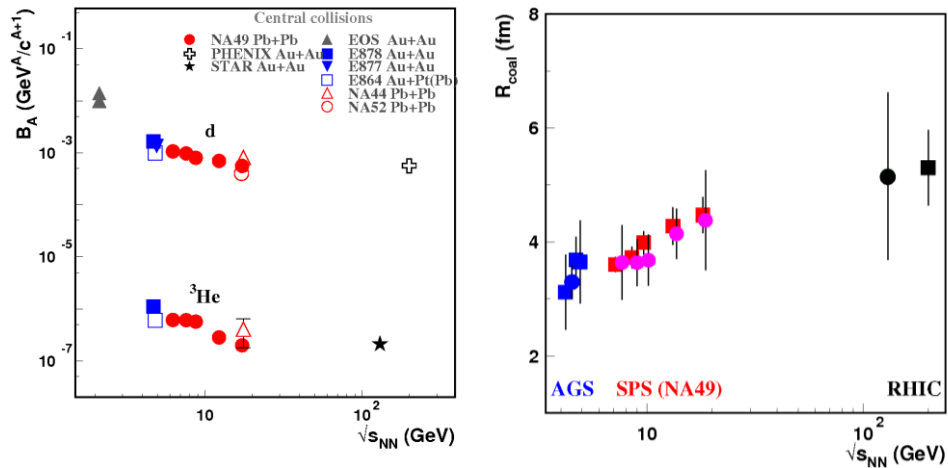


Рис. 15. (Левая панель) Энергетическая зависимость $B_{2,3}$ в A+A столкновениях. Данные при энергиях Bevalac из [39], AGS из [40,41], SPS [A15,42,43], и RHIC [44-46]. (Правая панель) Радиусы коалесценции R_{coal} для ядер с массовым числом $A=2$ (квадраты) и $A=3$ (кружки) в центральных A+A столкновениях при энергиях AGS, SPS и RHIC.

В разделе 4.9 представлены результаты по изучению рождения антидейтронов в 0-23% центральных Pb+Pb столкновениях при энергии пучка 158 ГэВ на нуклон [A11, A14]. На Рисунке 16 показаны инвариантные p_T -спектры для дейтронов (а), анти-дейтронов (b), протонов (c), и антипротонов (d) в столкновениях Pb+Pb при энергии 158А ГэВ [A14]. Верхние распределения на всех панелях соответствуют 0-12.5% центральным столкновениям, тогда как для более удобного представления результатов для 12.5-23.5% и 0-23.5% центральных столкновений спектры поделены на фактор 10 и 100, соответственно. Представленные результаты получены в интервале по быстрой $[-1.2 < y < -0.6]$ для (анти)дейтронов и $[-0.5 < y < -0.1]$ для

(анти)протонов, разница в диапазоне покрытия вследствие акцептанса TOF детектора. Для определения формы и интеграла спектров использовались параметризация распределений с помощью термальной экспоненциальной функции, результаты фитирования показаны на рисунке сплошными линиями. Полные интегралы спектров (плотность частиц на единицу быстроты dN/dy) были получены суммированием экспериментальных точек с добавлением интеграла функции фитирования по интервалу поперечных импульсов где нет измерений. Доля интеграла спектра, полученная из экстраполяции, составляет около 7% и 55% для дейтронов и антидейтронов, соответственно. В Таблице 4 представлены значения dN/dy для (анти)дейтронов в нескольких интервалах по центральности.

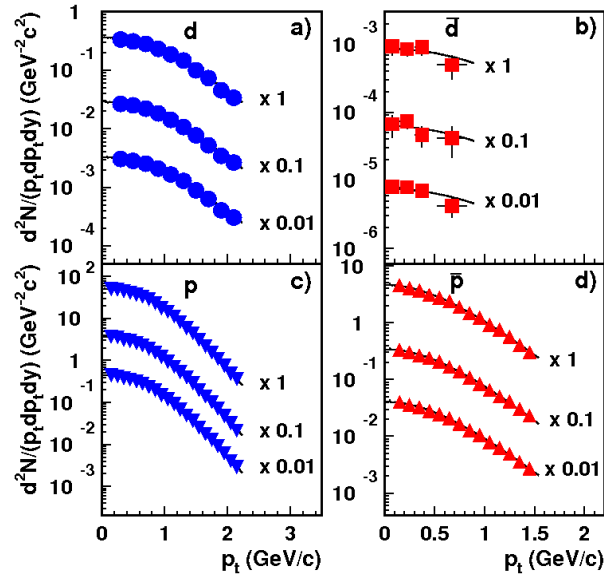


Рис. 16. Инвариантные p_T -спектры для дейтронов (а), анти-дейтронов (б), протонов (с), и антипротонов (д) в столкновениях Pb+Pb при энергии 158А ГэВ [A14].

Таблица 4. Плотности (анти)дейтронов на единицу быстроты dN/dy в Pb+Pb реакциях при 158А ГэВ.

Центральность	dN/dy (d)	dN/dy (\bar{d})
0-12.5%	0.33 +/- 0.02	$(8.1 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$
12.5-23.5%	0.25 +/- 0.02	$(5.6 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$
0-23/5%	0.30 +/- 0.01	$(6.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$

Расчеты в рамках микроскопических моделей ядро-ядерных столкновений [47] показывают, что вследствие значительного эффекта аннигиляции в плотной барионной материи формы спектров для ядер и антиядер должны отличаться, при этом наибольшая разница предсказывается в малых значениях p_t вблизи *midrapidity* [48]. Однако, как следует из представленных на Рисунке 16 данных, формы распределений для d и \bar{d} подобны, а отношение \bar{d}/d в пределах ошибок слабо зависит от поперечного импульса. Усредненная в интервале $0 < p_t < 0.9$ ГэВ/с величина $\bar{d}/d = (2.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$. Это может указывать на то, что большинство зарегистрированных (анти)ядер образованы в конце эволюции источника, когда плотность файерболла уже не так велика и эффект аннигиляции в среде не играет значительной роли. В рамках упрощенного коалесцентного приближения отношение выходов антидейтронов к дейтронам должно быть порядка $(\bar{p}/p)^2$. Упрощенность означает, что при этом предполагается $\bar{n}/n \sim \bar{p}/p$ при одинаковой динамике процессов формирования ядер и антиядер. Согласно данным по отношению антипротонов к протонам в бинах по центральности из Главы 3 $\bar{p}/p \sim 0.05$ в центральных столкновениях для $N_w > 250$, что примерно соответствует центральности 0-23%. Квадрат этого отношения равен $2.5 \cdot 10^{-3}$, что достаточно хорошо совпадает с полученными данными по \bar{d}/d . Выходы дейтронов и антидейтронов проанализированы также в нескольких интервалах по быстрой, обнаружена значительная разница между быстрой распределением для d (имеющим параболическую форму с минимумом при $y=0$) и \bar{d} (Гауссово распределение с максимумом в *midrapidity*). Плотность (анти)дейтронов на единицу быстрой dN/dy , нормированная на число нуклонов-участников N_w , показывает слабую зависимость от центральности столкновения для mid-central Pb+Pb при 158А ГэВ. Обнаруженная зависимость от центральности для \bar{d} аналогична поведению отношения \bar{p}/N_w , которое слабо зависит от прицельного параметра в центральных столкновениях (см. рис. 9 Верхние распределения на всех панелях соответствуют 0-12.5% центральных столкновениям, тогда как для более удобного представления результатов для 12.5-23.5% и 0-23.5% центральных столкновений спектры поделены на фактор 10 и 100, соответственно. Представленные результаты получены в интервале по быстрой $[-1.2 < y < -0.6]$ для (анти)дейтронов и $[-0.5 < y < -0.1]$ для (анти)протонов, разница в диапазоне покрытия вследствие аксептанса TOF

детектора. Для определения формы и интеграла спектров использовались параметризация распределений с помощью термальной экспоненциальной функции, результаты фитирования показаны на рисунке сплошными линиями. Полные интегралы спектров (плотность частиц на единицу быстроты dN/dy) были получены суммированием экспериментальных точек с добавлением интеграла функции фитирования по интервалу поперечных импульсов, где нет измерений. Доля интеграла спектра, полученная из экстраполяции, составляет около 7% и 55% для дейтронов и антидейтронов, соответственно. В Таблице 4 представлены значения dN/dy для (анти)дейтронов в нескольких интервалах по центральности. Данные для антипротонов были интерпретированы как указание на то, что в центральных столкновениях достигается балансное распределение нормированных множественностей (возможно, вследствие динамического равновесия потерь на аннигиляции и обратного процесса рождения пар в многопионных реакциях слияния). Так как выходы (анти)ядер пропорциональны плотности (анти)нуклонов, то новые данные для антидейтронов подтверждают заключение, сделанное в разделе 3.7 Главы 3. Используя данные по спектрам (анти)протонов анализ выходов $d(\bar{d})$ был проведен в рамках модели коалесценции. На Рисунке 17 представлены результаты по параметру коалесценции B_2 для (анти)дейтронов. На панели (а) показана величина B_2 в 2-х бинах по центральности. Уменьшение параметра коалесценции (т.е. вероятности образования кластера) в более центральных столкновениях может быть интерпретировано как увеличение средних межнуклонных расстояний в источнике возрастающего с центральностью размера. Причем, в пределах ошибок измерения нет разницы в результатах для ядер и антиядер, т.е. предполагается идентичность эффективных размеров источника для $d(\bar{d})$. Аналогичный вывод можно сделать и о характере p_T -зависимости для параметра коалесценции (см. нижнюю панель Рисунка 17): видно, что в интервале $0 < p_T < 0.9$ ГэВ/с результаты для дейтронов и антидейтронов аналогичны. Энергетическая зависимость параметра коалесценции B_2 для антидейтронов в центральных А+А столкновениях показывают незначительное изменение величины B_2 в диапазоне энергий от 17 до 200 ГэВ. Сам характер энергетической зависимости аналогичен результатам по B_2 и B_3 для дейтронов и ^3He . В разделе **4.10** приведены выводы по четвертой главе.

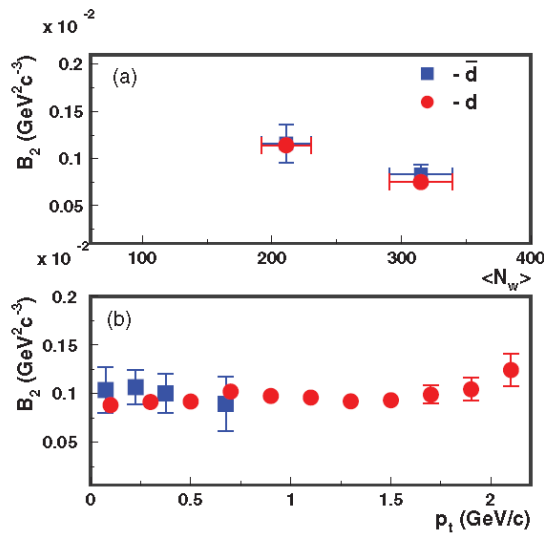


Рис. 17. Параметр коалесценции B_2 для d и \bar{d} в Pb+Pb столкновениях при 158A ГэВ в зависимости от центральности столкновения (а) и поперечного импульса (б).

В **Заключении** представлены основные результаты, выносимые на защиту.

Основные результаты работы:

1. Предложен и реализован метод калибровки времяпролетной информации с TOF детектора, что включает в себя:
 - Разработка и реализация методов геометрической калибровки детектора (TOF alignment);
 - Разработка и реализации методов коррекции времяпролетной информации для всех типов реакций (p+p, p+Pb, Pb+Pb), энергий и прицельных параметров;
 - Создание специализированной программы-клиента для реконструкции времяпролетной информации с TOF детектора. Написанная автором программа использовалась в реконструкции всех наборов данных в эксперименте.
2. Разработан оригинальный метод идентификации частиц с использованием комбинированной информации о времени пролета с TOF и ионизационных потерь с время-проекционных камер NA49. Метод позволяет эффективно разделять адроны (пионы, каоны, (анти)протоны) с импульсами от 1 до 10 ГэВ/с и легкие ядра (d , t , ^3He) до 15 ГэВ/с.

3. Разработан метод анализа инвариантных спектров и выходов частиц для π , K , p , d , t , ${}^3\text{He}$. Метод включает в себя подробный анализ эффективностей, коррекций, моделирование установки и времяпролетного детектора, а также учет вклада от распадов резонансов для всех типов адронов.
4. Впервые получены экспериментальные данные по выходам заряженных пионов и каонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Инвариантные спектры получены при центральной быстроте в интервале по поперечному импульсу от $p_t = 0$ до 2 ГэВ/с.
5. Изучена энергетическая зависимость интегрированных по поперечному импульсу выходов частиц на единицу быстроты dN/dy , а также параметров наклонов спектров T и средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$. Энергетическая зависимость отношения K^+/π^+ имеет явный максимум при энергии пучка 30 ГэВ на нуклон. Характерная форма K^+/π^- отношения (“*horn*”) может быть интерпретировано как сигнал о фазовом переходе в ядерной материи (*onset of deconfinement*). Параметр наклона спектров T не меняется в интервале энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ, однако растет с увеличением энергии при более низких и значительно более высоких энергиях. Подобное поведение (“*plato*”) предсказано при образовании смешанной фазы адронного газа и кварк-глюонной плазмы. Характерное поведение параметров наклона наблюдается также для других частиц.
6. Впервые подробно исследована зависимость выходов заряженных пионов и каонов от центральности столкновения в Pb+Pb реакциях при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон. Инвариантные спектры получены при центральной быстроте (*midrapidity*) в интервале по поперечному импульсу от 0 до 2 ГэВ/с.
7. Впервые изучена зависимость от прицельного параметра интегрированных по p_t выходов частиц, а также формы спектров по поперечной массе m_t в рамках BlastWave анализа. Характер изменения параметров спектров по поперечной массе соответствует возрастанию *stopping power* в центральных столкновениях. Анализ спектров адронов в рамках BlastWave модели

указывает на монотонное уменьшение температуры кинетического фризаута с увеличением центральности при энергии столкновения 158А ГэВ.

8. Впервые получены систематические данные по выходам протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения (20, 30, 40, 80, и 158 ГэВ на нуклон), а также в MinBias Pb+Pb реакциях при 40А и 158А ГэВ. Инвариантные спектры измерены при центральной быстроте в интервале по поперечному импульсу от $p_t=0$ до 3 ГэВ/с.
9. Изучена энергетическая зависимость и зависимость от центральности интегрированных по p_t выходов (анти)нуклонов (dN/dy), параметров наклонов спектров $T(\langle m_t \rangle - m)$, а также отношения антипротонов к протонам и антипротонов к анти- Λ . Данные демонстрируют что:
 - Отношение антипротонов к протонам при центральной быстроте быстро растет с увеличением энергии столкновения, увеличиваясь почти на 2 порядка при 158 ГэВ на нуклон по сравнению со значением анти- p/p при 20А ГэВ, что указывает на быстрое уменьшение нет-барионной плотности (барионы минус анти-барионы) в центральных столкновениях тяжелых ядер при больших энергиях столкновения.
 - Форма распределений по поперечной массе m_t зависит от центральности столкновения, - характерные параметры наклона спектров растут с увеличением центральности столкновения, указывая на возрастающую роль коллективных потоков в файерболле. Однако, для центральных столкновений параметры наклонов не зависят от энергии столкновения, данная характерная зависимость параметров наклонов спектров (Plato) подтверждается измерениями для пионов и каонов, указывая на возможное образование смешанной фазы адронного газа и кварк-глюонной плазмы при энергиях SPS.
 - Отношение анти-Лямбда к антипротонам возрастает с уменьшением энергии столкновения в центральных Pb+Pb, следуя тренду, обнаруженному в измерениях при энергиях AGS (коло 10 ГэВ на нуклон). Возможное объяснение данной зависимости – значительная разница в

величине сечения аннигиляции для странных антибарионов и античастиц со странностью 0 в плотной ядерной материи.

10. Получен большой объем новых экспериментальных данных по рождению легких ядер в центральных Pb+Pb реакциях в диапазоне энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Впервые получена и проанализирована зависимость выходов дейтронов и гелия-3 от быстроты, а также полные выходы d и ${}^3\text{He}$ при 5-ти энергиях столкновения. Проведены расчеты по статистической модели для множественностей ядер и показано, что полные выходы легких ядер хорошо описываются данной моделью.
11. Впервые получены и проанализированы быстроемкие распределения параметров наклона m_t -распределений для ${}^3\text{He}$. Впервые получены оценки для температуры кинетического фризаута и средней скорости радиального расширения в источнике частиц на основе анализа параметров наклонов спектров для нуклонных кластеров при нескольких энергиях столкновения.
12. Впервые получена зависимость выходов нуклонных кластеров (протонов и легких ядер) от массового числа A в различных интервалах фазового пространства. Изучена энергетическая зависимость экспоненциального фактора подавления выходов кластеров с большей массой - *penalty factor* p . Показано, что значение *penalty* близко к рассчитанному в рамках статистической модели фактору Больцмана.
13. Впервые получено отношение выходов тритонов к гелию-3 в зависимости от поперечного импульса при нескольких энергиях столкновения. Изучена энергетическая зависимость отношения $t/{}^3\text{He}$ в центральных Pb+Pb столкновениях и обнаружена корреляция отношений n/p и π^-/π^+ , что важно для изучения процесса динамической эволюции изоспинового состава продуктов реакции.
14. Получены новые экспериментальные данные по выходам антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон. Впервые изучены зависимость рождения антидейтронов от прицельного параметра столкновения для 0-23% центральных Pb+Pb реакций, а также зависимость от поперечного импульса для отношения антидейтронов к дейтронам. Форма распределения по поперечному импульсу для антидейтронов и дейтронов

одинакова при всех центральностях. Отсутствие явной p_T -зависимости для отношения анти- d/d может означать незначительное влияние процесса аннигиляции в файерболле на характеристики рожденных антидейтронов, что является ожидаемым в случае образования легких антиядер в конце процесса эволюции источника частиц (freezeout).

15. Впервые получены данные по выходам антидейтронов в зависимости от быстроты, сделаны оценки формы быстротного распределения и полного выхода для анти- d . Показано, что распределения по скорости для дейтронов и антидейтронов имеют различную форму: парабола с минимумом в *midrapidity* для d и гауссово распределение с максимумом в *midrapidity* для анти- d . Подобие распределений для (анти)нуклонов и (анти)нуклонных кластеров указывает на коалесценцию как возможный механизм образования легких (анти)ядер при максимальной энергии SPS.
16. Впервые проведен сравнительный анализ выходов антидейтронов и антипротонов в зависимости от центральности столкновения и поперечного импульса в рамках модели коалесценции, получены значения параметров коалесценции для нескольких значений центральности. Быстротные плотности частиц dN/dy нормированные на число *wounded* нуклонов N_w не зависят от центральности столкновения для дейтронов в интервале от центральных до периферийных столкновений и для антидейтронов в *mid-central* столкновениях. Данное поведение может быть следствием постоянства плотности (анти)нуклонов в Pb+Pb столкновениях при максимальной энергии SPS.

Результаты, включенные в диссертацию, опубликованы в следующих работах:

По материалам диссертации опубликованы следующие работы в изданиях, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций:

(Реферируемый журнал “Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра” [ISSN 1814-5957] до 2000 года назывался “Краткие сообщения ОИЯИ”)

- A1. С.В. Афанасьев, Л.Я. Жильцова, В.И. Колесников, А.И. Малахов, Г.Л. Мелкумов, А.Ю. Семенов, “Сцинтилляционные детекторы для прецизионных временных измерений” Краткие сообщения ОИЯИ, N1(81)-97, 1997, с.45. УДК 41-30
- A2. С.В. Афанасьев, А.Ю. Исупов, В.И. Колесников, А.И. Малахов, Г.Л. Мелкумов, А.Ю. Семенов, “Многоканальный времяпролетный детектор в составе адронного спектрометра NA49 в ЦЕРН” Краткие сообщения ОИЯИ, N5(85)-97, 1997, с.69. УДК 539.1.074.
- A3. S. Afanasiev, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “The NA49 large acceptance hadron detector”, Nucl.Instrum.Meth. A430, 210-214 (1999).
- A4. S.V. Afanasiev, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “Deuteron production in central Pb + Pb collisions at 158-A-GeV”, Phys.Lett. B486, 22-28 (2000).
- A5. S.V. Afanasiev, ..., V.I. Kolesnikov et al, “New results from NA49”, Nucl.Phys. A698, 104-111 (2002).
- A6. S.V. Afanasiev, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “Energy dependence of pion and kaon production in central Pb + Pb collisions”, Phys.Rev. C66, 054902 (2002).
- A7. S.V. Afanasiev, ..., V.I. Kolesnikov et al, “Recent results on spectra and yields from NA49”, Nucl. Phys. A715, 161-170 (2003).
- A8. V.I. Kolesnikov for the NA49 Collaboration “Hadron production at SPS energies”, Nucl. Phys. A 734, 45-48 (2004).
- A9. T. Anticic, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb+P collisions at relativistic energies”, Phys. Rev. C 69, 024902 (2004).
- A10. C. Alt, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “Energy and centrality dependence of ant-p and p production and the anti- Λ /anti-p ratio in Pb+Pb collisions between 20A GeV and 158A GeV”, Phys. Rev. C 73, 044910 (2006).
- A11. V.I. Kolesnikov for the NA49 Collaboration “Anti-nuclei and nuclei production in Pb+Pb collisions at CERN SPS energies”, J.Phys.Conf.Ser. 110 (2008) 032010.
- A12. C. Alt, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “Pion and kaon production in central Pb+Pb collisions at 20A GeV and 30A GeV: Evidence for the onset of deconfinement”, Phys. Rev. C 77, 024903 (2008).

A13. T. Anticic, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “System-size and centrality dependence of charged kaon and pion production in nucleus-nucleus collisions at 40A GeV and 158A GeV beam energy”, *Phys. Rev. C* 86, 054903 (2012)

A14. T. Anticic, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “Antideuteron and deuteron production in midcentral Pb+Pb collisions at 158A GeV”, *Phys. Rev. C* 85, 044913 (2012)

A15. T. Anticic, ..., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) “Production of deuterium, tritium, and ^3He in central Pb+Pb collisions at 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV at the CERN Super proton Synchrotron”, *Phys. Rev. C* 94, 044906 (2016).

Публикации в других научных изданиях:

Alt, C., .. Kolesnikov, V.I. et al “Recent results on (anti)nucleus and (anti)hyperon production in nucleus-nucleus collisions at CERN SPS energies”, *Proceedings of Science (CPOD 2007)*, ISSN: 18248039 (входит в базу данных Scopus).

V.I. Kolesnikov “Production of (anti)deuterons in heavy-ion collisions at SPS energies”, *Proceedings of Science (Baldin ISHEPP XXII)*, 075 (2014) (входит в базу данных Scopus).

V.I. Kolesnikov “Recent results of light nuclei production from the NA49 experiment”, *EPJ Web of Conferences* **138**, 03001 (2017) (входит в базу данных SciVerse Scopus).

Список литературы

1. S. Nagamiya, and M. Gyulassy, *Adv. Nucl. Phys.* 13, 201 (1984).
2. W. Scheid, H. Muller, and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.*, 32, 741 (1974).
3. J. Rafelski and B. Muller, *Phys. Lett.* 48, 1066 (1982).
4. I.G. Bearden et al. *Phys. Rev. Lett.* 78 2080 (1997).
5. T. Akesson et al, *Nucl. Phys. B* 246 (1984) 1-11.
6. G.S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* 44 (1980) 10.
7. V. Koch, G.E. Brown, C.M. Ko, *Phys. Lett. B* 265 (1991) 29.
8. S. T. Butler and C. A. Pearson, *Phys. Rev.* 129, 836 (1963).
9. A. Schwarzschild and C. Zupancic, *Phys. Rev.* 129, 854 (1963).
10. S. Mrowczynski, *Phys. Lett. B* 277, 43 (1992).
11. R. Scheibl and U. Heinz, *Phys. Rev. C* 59, 1585 (1999).
12. M. Bleicher *et al.*, *Phys. Lett. B* 361, 10 (1995).
13. P. Braun-Munzinger *et al.*, *Phys. Lett. B* 365 1 (1996).
14. M. Gazdzicki and D. Rohrlich, *Z. Phys. C* 65, 215 (1995).

15. C. Alt et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94, 192301 (2005).
16. M. Kaneta et al. (NA44 Collaboration), J. Phys. G 23, 1865 (1997).
17. F. Antinori et al. (NA57 Collaboration), Phys. Lett. B 595, 68 (2004).
18. S. Albergo et al. (E896 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 88, 062301 (2002).
19. B. B. Back et al. (E917 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 242301 (2001).
20. S. Ahmad et al. (E891 Collaboration), Phys. Lett. B 382, 35 (1996).
21. C. Adler et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89, 092301 (2002).
22. J. Adams et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 92, 182301 (2004).
23. K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89, 092302 (2002).
24. C. Adler et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 86, 4778 (2001).
25. J. Adams et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 92, 112301 (2004).
26. K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C 69, 024904 (2004).
27. J. Cleymans and H. Satz, Z. Phys. C 57, 135 (1993).
28. J. Cleymans et al, Phys. Rev C 84, 054916 (2011).
29. T. Anticic *et al.* (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 93, 022302 (2004).
30. B. B. Back *et al.* (E917 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 242301 (2001).
31. T. A. Armstrong *et al.* (E864 Collaboration), Phys. Rev. C 59, 2699 (1999).
32. K. Adcox *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89, 092302 (2002).
33. J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. Lett. 81, 5284 (1998).
34. P. J. Siemens and J. I. Kapusta, Phys. Rev. Lett. 43, 1486 (1979).
35. D. Hahn and H. Stocker, Nucl. Phys. A 476, 718 (1988).
36. J. I. Kapusta, Phys. Rev. C 21, 1301 (1980).
37. A. Z. Mekjian, Phys. Rev. C 17, 1051 (1978).
38. C. Alt et al (NA49 Collaboration) Phys. Rev C77, 064908 (2008).
39. L. Ahle *et al.* (E802 Collaboration), Phys. Rev. C 60, 064901 (1999).
40. T. A. Armstrong, et al (E864 Collaboration), Phys. Rev. C 61,064908 (2000).
41. J. Barrette *et al.* (E877 Collaboration), Phys. Rev. C 61, 044906 (2000).
42. G. Ambrosini *et al.* (NA52 Collaboration), Phys. Lett. B 417, 202 (1998).
43. I. G. Bearden *et al.* (NA44 Collaboration), Eur. Phys. J. C 23, 237 (2002).
44. C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 262301 (2001).
45. S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94, 122302 (2005).
46. I. Arsene *et al.*, Phys. Rev. C 83, 044906 (2011).
47. M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G 25, 1859 (1999).
48. F. Wang, J. Phys. G 27, 283 (2001).