

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 539.172.12+539.172.17

БААТАР Батгэрэл

**Образование заряженных π и K мезонов, протонов
и антипротонов во взаимодействиях $p+p$, $p+Pb$ и
 $Pb+Pb$ при энергии 158 ГэВ на нуклон**

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2009

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Георгий Леонович
МЕЛКУМОВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Юрий Анатольевич
ПАНЕБРАТЦЕВ

доктор физико-математических наук

Лариса Александровна
ТИХОНОВА

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерных исследований РАН, г. Москва

Защита диссертации состоится "....." 2009 года в "....." часов
на заседании диссертационного совета Д-720.001.02 в Лаборатории физики
высоких энергии Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна,
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛФВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "....." 2009 года

Ученый секретарь
диссертационного совета
кандидат физ.-мат. наук

В.А. Арефьев

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Столкновение релятивистских тяжелых ионов представляет уникальную возможность для создания и изучения в лабораторных условиях предельно разогретой и плотной ядерной материи. В таком состоянии вещество кардинально меняет свои свойства по сравнению обычным ядерным веществом. Так, теория сильных взаимодействий квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает, что при больших плотностях энергии может произойти переход от обычного состояния материи к новому состоянию, так называемой кварк-глюонной плазме (КГП), которая характеризуется как система, состоящая из квазисвободных кварков.

Эксперимент NA49 был спроектирован и создан для исследования рождения адронов во взаимодействиях Pb+Pb в пучках ускорителя SPS в ЦЕРН. Большой аксептанс установки для регистрации треков с высоким импульсным разрешением в больших времяпроекционных камерах TPC и способностью к надежной идентификации частиц посредством измерения ионизационных потерь dE/dx и времяпролетных измерений TOF позволили впоследствии существенно расширить программу исследований, дополнив ее экспериментами в нуклон-нуклонным и нуклон-ядерным столкновениях для изучения механизма образования частиц в относительно элементарных взаимодействиях $p+p$ и $p+Pb$ по сравнению со сложными процессами в столкновениях ядер Pb+Pb.

Настоящая работа посвящена, главным образом, определению спектров заряженных адронов π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} по поперечному импульсу (поперечной массе) частиц и анализу их характеристик (параметров). Это обусловлено тем что, что поперечные эффекты являются чистым проявлением динамики реакций, так как большая часть продольных импульсов рожденных частиц обусловлена внутренним движением сталкивающихся объектов, в то время как поперечные импульсы генерируются в самих столкновениях. Особое внимание уделено систематике параметров наклона поперечных спектров, которые являются главным инструментом в исследовании динамики взаимодействий и, в частности, изучении коллективных потоков в ядро-ядерных столкновениях. Основным интересом представляет анализ эволюции поперечных спектров частиц для различных сталкивающихся систем.

Кроме того, поперечные спектры барионов p и \bar{p} и выходы (множественности) этих частиц во взаимодействиях Pb+Pb при энергии 158A ГэВ измерены в широкой области центральности в столкновении ядер от периферических до самых центральных. Основные вопросы в анализе этих данных связаны с эффектами изменения барионной плотности (стоппинга), зависящей от степени центральности столкновения, а также аннигиляции антипротонов.

Процесс стоппинга оказывает прямое влияние на основные процессы динамики столкновений, такие как установление равновесного состояния партонов на начальной стадии реакции, рождения частиц, достижения затем термального и химического равновесия и возникновения коллективного расширения в системе. Экспериментально информация о стоппинге может быть получена из измерения отношения выхода (множественности) частиц \bar{p}/p . Между тем, при большой плотности, образующейся при столкновении релятивистских ядер, существенная доля рожденных антибарионов может аннигилировать из-за большого сечения этого процесса прежде чем покинуть зону столкновения. Так, детальное изучение рождения антибарионов было предложено в качестве метода измерения барионной плотности при столкновениях ядер. Последнее имеет прямое отношение к вопросу о переносе барионного заряда, степени прозрачности при столкновениях релятивистских ядер, или иначе, стоппинга (торможения), который происходит, главным образом, на ранней стадии ядерных столкновений.

Цель работы

Целью работы являлось измерение и анализ спектров заряженных частиц π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} в $p+p$, $p+Pb$ и центральных $Pb+Pb$ взаимодействиях при энергии 158 ГэВ на нуклон. Одной из основных задач являлся анализ спектров заряженных протонов и антипротонов, рожденных в широкой области центральности $Pb+Pb$ столкновений при энергии 158 А ГэВ.

Научная новизна работы

- Осуществлена калибровка времяпролетных измерений в экспериментах NA49 в пучках ускорителя SPS в ЦЕРН, позволившая провести надежную идентификацию заряженных частиц π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} в широком интервале импульсов ($2 < p < 12$ ГэВ/с и $0 < p_t < 2$ ГэВ/с).
- Получены и проанализированы спектры частиц π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} по поперечному импульсу (поперечной массе) во взаимодействиях $p+p$, $p+Pb$ и центральных столкновениях $Pb+Pb$, а также спектры p и \bar{p} в широком интервале по центральности в столкновениях ядер $Pb+Pb$ при энергии 158 ГэВ на нуклон. Определены основные характеристики - значения параметров наклона спектров частиц T и выходы частиц (множественности) dn/dy в области центральной быстроты ($y_{cm} = 2.9$), которые были использованы для получения физических результатов в работе.
- Исследована систематика параметров наклона спектров в широкой области масс частиц, рожденных во взаимодействиях $p+p$, $p+Pb$ и $Pb+Pb$ с целью изучения коллективных радиальных потоков, возникающий при

столкновении релятивистских ядер.

- Исследована зависимость выходов частиц p и \bar{p} и отношение \bar{p}/p в зависимости от степени центральности в столкновении ядер Pb+Pb при энергии 158 ГэВ на нуклон для изучения стоппинга (торможения) барионов и аннигиляции антипротонов в плотной ядерной среде.

Научно-практическая значимость работы

Результаты, полученные при анализе заряженных адронов, рожденных в пучках протонов и ядер, важны для изучения динамики ядерных взаимодействий при высоких энергиях, физики многочастичных состояний сильновзаимодействующих частиц, лежащих в основе современных теоретических моделях генерации частиц в релятивистских ядерных столкновениях.

Процедуры коррекции времяпролетной информации могут быть взяты за основу при калибровке измерений в экспериментах, использующих сцинтилляционные детекторы различного типа. Методика идентификации частиц, реконструкции и анализа спектров частиц может быть адаптирована для обработки и анализа данных в других экспериментах.

Экспериментальные данные - значения параметров наклона и множественностей π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} во взаимодействиях $p+p$, $p+Pb$ и $Pb+Pb$ при энергии 158 ГэВ на нуклон, а также других величин, полученных из анализа спектров могут найти применение при планировании измерений на ускорителях частиц и ядер.

Автор защищает

1. Результаты работы по калибровке времяпролетных измерений в многоканальном детекторе в составе установки NA49 на ускорителе SPS в ЦЕРН и идентификации заряженных адронов используя данные о времени пролета и ионизационных потерях частиц, измеренных, соответственно, в детекторах TOF и TPC.
2. Результаты измерения и анализа спектров заряженных адронов π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} во взаимодействиях $p+p$, $p+Pb$ и $Pb+Pb$, а также спектров p и \bar{p} , полученных в широкой области центральности в столкновениях ядер Pb+Pb при энергии пучка 158А ГэВ:
 - выходы частиц dn/dy , параметры наклона T и средние значения поперечных масс частиц $\langle m_t \rangle$.
 - зависимость параметров наклона спектров от массы частиц.
 - зависимость выходов dn/dy для p и \bar{p} и отношения \bar{p}/p от числа нуклонов N_{part} , участвующих во взаимодействии при столкновении ядер.

3. Результаты анализа основных характеристик поперечных спектров и выходов (множественности) частиц, относящиеся к изучению коллективных потоков, стоппинга барионов и аннигиляции антипротонов, которые возникают в плотной ядерной среде, образующейся в центральных столкновениях тяжелых ядер при релятивистских энергиях.

Апробация работы и публикации

Результаты, лежащие в основе диссертации, были доложены на совещаниях коллаборации NA49, семинарах по релятивистской ядерной физике и международных конференциях: "Кварковая материя" Нант, Франция (2002) и Будапешт, Венгрия (2005), "Многочастичная динамика" Крым, Украина (2002), "Странная кварковая материя" Атлантик Бич, США (2003) и Кейптаун, ЮАР (2004), "Ядро-ядерные столкновения" Москва, Россия (2003).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-7].

Объем и структура работы

Диссертационная работа изложена на 90 страницах, состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 23 рисунка, 6 таблиц и список цитируемой литературы из 92 наименований.

Содержание диссертации

Во введении обоснована актуальность диссертации, а также сформулирована цель работы и приведено краткое содержание диссертации по главам.

В **главе 1** приводится краткое описание экспериментальной установки NA49 и ее основных элементов, обеспечивших проведение экспериментов в условиях большого аксептанса, измерения треков частиц с высоким импульсным разрешением и надежной идентификацией частиц.

Схема установки NA49 представлена на рис. 1. Система мониторинга пучка и триггера включает в себя сцинтилляционные счетчики S1, V0, S2, S4 и газовые черенковские детекторы S2', S3. Счетчик S1 находится на расстоянии 27 м перед мишенью и представляет собой кварцевую пластину толщиной 200 мкм. Сигнал от которого используется в схеме триггера и служит также стартовым сигналом для времяпролетной системы. При работе с протонным пучком сигнал от черенковского излучения мал, поэтому кварцевая пластина заменяется на сцинтиллятор толщиной 5 мм. Для отбраковки "галло" пучка используется счетчик V0, который представляет собой сцинтиллятор толщиной 5 мм с круглым отверстием диаметром 1 см, который включен на антисовпадение в схеме формирования триггера. Счетчик S2 предназначен для работы в пучках протонов, а на пучках свинца используется система из двух газовых черенковских счетчиков S2' и S3, светоотражающие зеркала которых

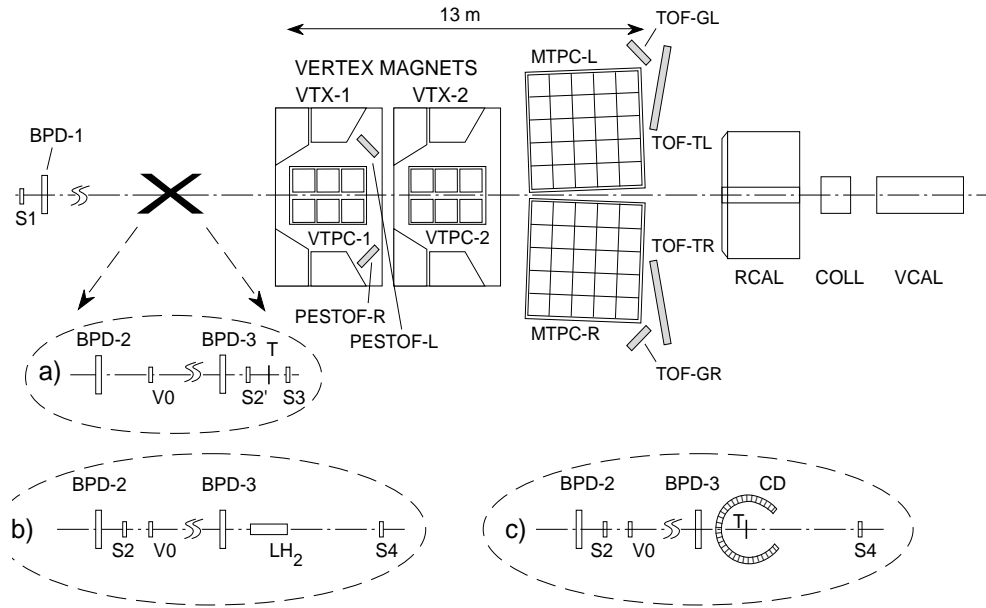


Рис 1. Схема установки NA49. Показаны детекторы пучка, сверхпроводящие магниты с времяпроекционными камерами в магнитах VTPC-1 и VTPC-2 и вне магнита MTPC-L и MTPC-R, времяпролетные детекторы TOF и калориметры RCAL и VCAL. Указаны состав пучковых камер, счетчиков и мишеней, используемых в экспериментах в реакциях Pb+Pb(a), p+p(b) и p+Pb(c).

помещены в общий объем, заполненный гелием. Между ними установлена мишень - свинцовая фольга толщиной 224 мг/см^2 ($\sim 0.5\% \lambda_{int}$).

Счетчик S2' служит для мониторингования пучка, а счетчик S3 для эффективного отбора в триггере событий взаимодействия ядер пучка с мишенью. Счетчик S4 расположен в промежутке между двумя времяпроекционными камерами (VTPC-1 и VTPC-2) и используется в пучках протонов. Отсутствие сигнала с этого счетчика означает факт взаимодействия налетающего протона в мишени. При протон-протонных столкновениях используется жидкая водородная мишень размером 200 мм в длину и диаметром 30 мм.

Координаты траектории пучка определяются с помощью трех пропорциональных камер (Beam Position Detector - BPD1,2,3), которые расположены на расстоянии 38, 16 и 6 метров от центра системы координат детектора NA49, соответственно. Считывание информации осуществляется с катодных стрипов. Камеры имеют размер $3 \times 3 \text{ см}^2$ и имеют координатную точность 40 мкм.

Трековая система установки состоит из четырех время-проекционных камер (Time Projection Chamber - TPC) большого объема. Общее число электронных каналов во всех четырех TPC равно 182000. Точность восстановления импульса частиц в камерах составляет $\Delta p/p^2 = 3 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$, а разрешение по измерению ионизационных потерь частиц в газе камер $dE/dx \sigma_E \approx 4\%$.

Принцип работы времяпроекционных камер основан на регистрации пространственного положения центров ионизации. Под действием электрического поля, приложенного к двум противоположным обкладкам камер, продукты ионизации, ионы и электроны, дрейфуют. При этом электроны, обладающие существенно большей подвижностью, достигают так называемой камеры считывания (*read-out chamber*), где первоначальный заряд усиливается, а затем регистрируется.

Ring-калориметр (RCAL) установки предназначен для измерения распределения поперечной энергии в ядро-ядерных взаимодействиях. Он расположен на расстоянии 18 м от мишени и имеет форму бочки с отверстием в центре.

На расстоянии 25 м от мишени расположен *Veto*-калориметр (VCAL). Он является ключевым элементом при определении центральности взаимодействия. Калориметр состоит из двух последовательных секций. Первая (электромагнитная) состоит из слоев свинец/сцинтиллятор и имеет длину эквивалентную 16 радиационным длинам, вторая часть (адронная) длиной 7.5 ядерных длин состоит из слоев железо/сцинтиллятор. Поперечные размеры калориметра – 1x1 м², сбор света осуществляется с помощью бокового световода и ФЭУ. Для ограничения акцептанса фрагментирующих вперед частиц перед калориметром установлен колиматор. Он представляет собой железный блок с толщиной по пучку 1 м и отверстием в центре размером 10x10 см². Угловые размеры (акцептанс) колиматора составляют 0.3°. Вследствие этого, только непровзаимодействующие фрагменты (спектаторы пучка) попадают в калориметр.

В этой же главе со сравнительно большой подробностью дано описание времяпролетной системы, с использованием которой в данной работе были получены результаты физического анализа. Это связано с тем, что создание 900-канального времяпролетного детектора явилось существенным вкладом Объединенного института ядерных исследований в эксперимент NA49.

Времяпролетная система включает детекторы (TOF-TL,TR) для расширения возможности идентификации частиц при относительно низких энергиях по сравнению с диапазоном идентификации в TPC. Каждый детектор состоит из 891 счетчика. Сцинтилляционный счетчик времяпролетного детектора TOF представляет собой пластический сцинтиллятор прямоугольной формы, обернутый для светоизоляции алюминизированным майларом. В качестве фотодетектора используется фотоумножитель (ФЭУ). Сцинтиллятор приклеен к фотокатоду ФЭУ с помощью оптического клея Viscon BC-600. К каждому ФЭУ присоединен делитель напряжения.

Конструктивным элементом сборки детектора являются алюминиевые кассеты, в каждой из которых плотно укладываются 11 счетчиков. Конструкция кассеты обеспечивает необходимую жесткость и светоизоляцию. Все 81 кассеты устанавливаются компактно на трех полках механической передвижной ферме по 27 кассет на каждой, образуя из сцинтилляционных

пластиков сегмент сферической поверхности, расположенный непосредственно за большими камерами МТРС.

Основной параметр времяпролетного детектора - усредненное временное разрешение составляет $\sigma \approx 75$ пикосекунд. Это позволяет надежно идентифицировать заряженные частицы π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} с импульсами до 14 ГэВ/с. Система высоковольтного питания TOF реализована в стандарте CAEN, а электроника регистрации, состоящая из модулей дискриминаторов и преобразователей TDC и QDC, выполнена в стандартах VME и FASTBUS.

Принципиальное значение для получения высокого разрешения по времени пролета частиц имеют вопросы калибровки детектора, изложенные в **главе 2** вместе с методикой идентификации заряженных частиц, осуществляемых в эксперименте на основе измерений времени пролета в TOF детекторе и измерению ионизационных потерь частиц во времяпроекционных камерах ТРС. Основными этапами калибровки TOF являются: уточнение положения счетчиков, амплитудная нормировка сигналов со счетчиков, учет времени распространения света в сцинтилляторе, а также на зависимости момента срабатывания от амплитуды сигнала в счетчике.

При геометрической калибровке треки, восстановленные в ТРС, экстраполируются на TOF. Затем осуществляются сдвиги и вращения счетчиков в пространстве, добиваясь максимального количества попаданий в счетчик треков при наличии в нем сигнала. Точность определения местоположения счетчика в пространстве составляет 1 мм, что приводит к эквивалентной временной погрешности 10 пс. Так как амплитудные распределения сигналов со счетчиков TOF в каналах QDC имеют заметный разброс, то переход к Q_{norm} амплитуде, нормированной на значение сигнала в максимуме распределения, позволяет унифицировать критерий отбора треков для улучшения качества временной информации, используя условия $0.8 < Q_{norm} < 1.6$.

В данной главе подробно описывается последовательность процедур коррекции временной информации, тип и степень влияния каждого фактора на временное разрешение. Для временной калибровки используются треки пионов, которые надежно идентифицируются по распределению ионизационных потерь частиц в газе ТРС. Величина $(T - T_\pi)$, измеренного в TOF времени T и вычисленного времени T_π , используется при определении коррекций. Время пролета T_π вычисляется по значению измеренного в ТРС импульса и длины трека. Коррекции проводятся на основе зависимости величины $(T - T_\pi)$ от координаты точки попадания трека в сцинтиллятор и амплитуды сигнала в данном счетчике, а также от амплитуды сигнала в стартовом счетчике.

В качестве иллюстрации на рис. 2 представлены зависимость $(T - T_\pi)$ от координаты точки попадания трека и от амплитуды сигнала в счетчике до и после применяемых коррекций.

Далее в главе изложена методика идентификации заряженных частиц и

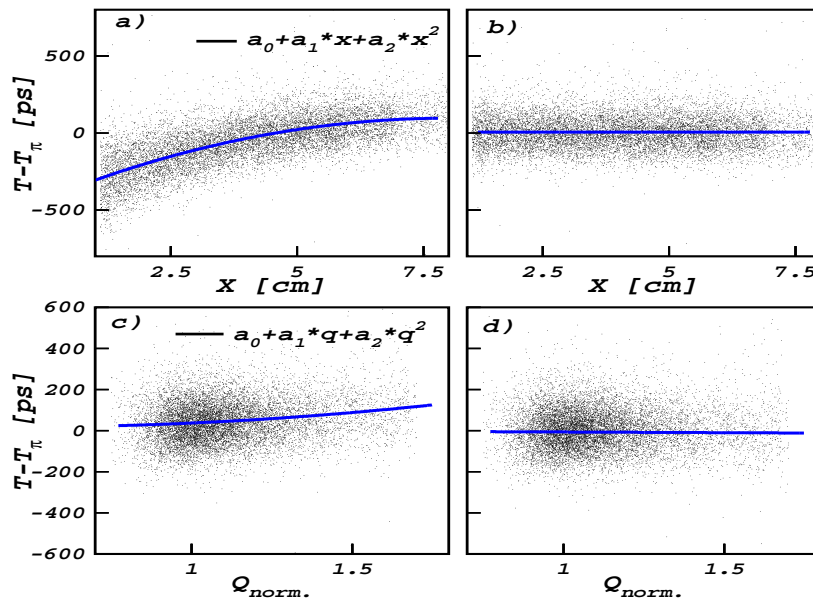


Рис 2. Зависимость времени $(T - T_{\pi})$ от координаты X и от амплитуды сигнала Q_{norm} до (a, c) и после (b, d) коррекций.

процедура восстановления инклюзивных спектров частиц.

В результате методических исследований, были выработаны следующие критерии отбора треков частиц:

- трек должен быть реконструирован в камере за магнитом МТРС и, по крайней мере, в одной из камер в магните ВТРС.
- если координата последней точки на треке находится внутри объема МТРС на расстоянии более 20 см от границы камеры, то частица считается распавшейся в данной точке и трек исключается из анализа.
- при попадании двух и более частиц в один счетчик треки отбрасываются из-за невозможности провести их идентификацию по времени пролета.
- точность определения положения отдельного счетчика в пространстве составляет порядка 1 мм, а потому в анализе используются треки, точка попадания которых в сцинтилляторе находится на расстоянии более 1 мм от края.
- так как треки со значением нормированной амплитуды $Q_{norm.} < 0.8$ и $Q_{norm.} > 1.6$ ухудшают качество времяпролетной информации, отбираются треки, для которых $0.8 < Q_{norm.} < 1.6$.

Коррекция на распад частиц проводится по результатам моделирования. В анализе применяются поправки для учета треков, отброшенных по последним трем критериям.

Отобранные треки, попавшие в TOF детектор, проходят затем процедуру идентификации, которая основывается на анализе двумерной зависимости

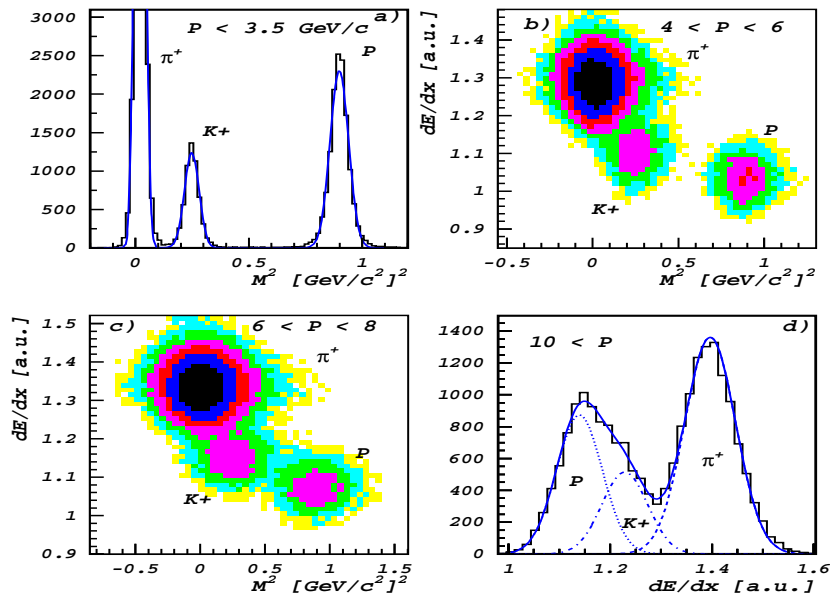


Рис 3. Характерные распределения по квадрату эффективных масс (а), ионизационным потерям частиц (д), а также двумерные зависимости этих величин для пионов, каонов и протонов (b и c) в разных интервалах импульсов, используемые при идентификации частиц в эксперименте.

ионизационных потерь частиц dE/dx в газе ТРС и квадрата эффективной массы частиц m^2 , полученной из измерения времени пролета в TOF. Сорт частиц определяется путем отбора треков в заданных границах по m^2 и dE/dx . В результате этого исключается доля частиц анализируемого сорта, а в отобранных событиях остается некоторая примесь фоновых частиц. Соответствующие коррекции на потери частиц и примесь фона производятся на основе экспериментальных распределений dE/dx и m^2 , используя для этого функциональное описание распределений (рис. 3). Приводится детальное описание процедуры определения параметров двумерных распределений для всех типов частиц. Суммарная эффективность в результате применения ограничений при идентификации и по критериям отбора треков составляет в среднем около 70%.

В завершении приводится описание процедуры построения двумерных распределений по быстрой y и поперечному импульсу p_t (поперечной массе m_t) идентифицированных частиц π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} (рис. 4), на основе которых проводится анализ спектров частиц, обсуждаемых в диссертации.

В этой главе рассматриваются также вопросы моделирования установки и определения геометрической эффективности регистрации частиц (акцептанса) времяпролетного детектора с помощью пакета GEANT, которая также задается в виде двумерной зависимости $p_t(m_t)$ от y . Геометрическая эффективность

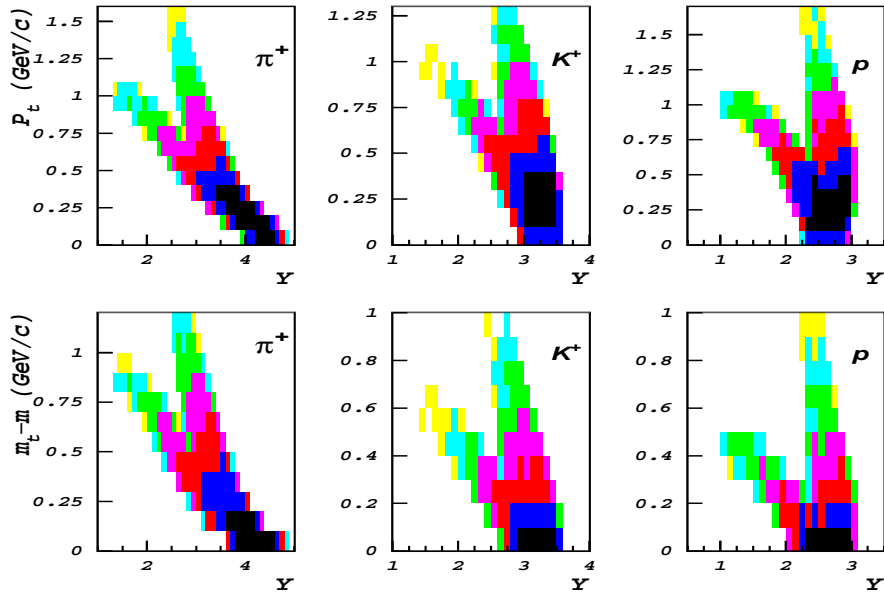


Рис 4. Двумерные распределения по быстройте y и поперечному импульсу p_t (поперечной масс $m_t - m_0$) для π , K и p , идентифицированных в TOF детекторе.

изменяется от 90% для $p_t < 0.3$ ГэВ/с до 10% при больших значениях поперечного импульса. Эффективность реконструкции треков в аксептансе TOF детектора близка к 100%. Результаты расчетов показали, что количество протонов от распадов составляет $\approx 20\%$ от полного числа частиц в спектрах протонов, а вклад антипротонов в соответствующих спектрах антипротонов равен $\approx 35\%$. Примесь от вторичных пионов существенно меньше и составляет $\approx 4\%$. Вклад вторичных каонов пренебрежимо мал ($<1\%$).

Некоторые вопросы методики обработки и анализа данных, вкратце изложены в работах [5, 7].

В третьей главе представлены физические результаты, полученные на основе обработки и анализа инклюзивных спектров адронов во взаимодействиях $p+p$, $p+Pb$ и центральных столкновениях $Pb+Pb$, а именно, определение параметров спектров и обсуждение основных закономерностей их поведения.

На рис. 5 представлены распределения по поперечной массе $m_t - m$ ($m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$, m -масса частицы) для идентифицированных во времяпролетном детекторе TOF частиц π^+ , π^- , K^+ , K^- , а также p и \bar{p} , во взаимодействиях протонов $p+p$ при энергии пучка 158 ГэВ на статистике около 3 млн. зарегистрированных событий. Известно, что при этой энергии пучка, соответствующей полной энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ ГэВ, рождается в среднем около 8 адронов.

Указанные спектры, также как и все поперечные спектры в данной работе, строились в интервале центральных быстрот, области наиболее

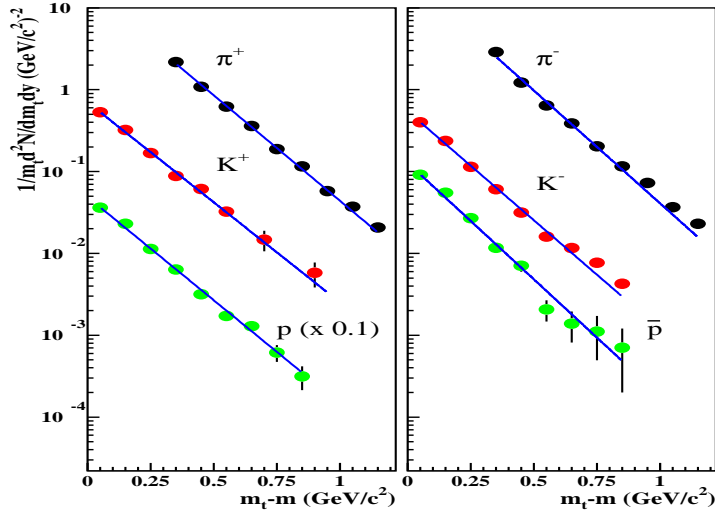


Рис 5. Распределения по поперечной массе частиц π^+ , π^- , K^+ , K^- , p и \bar{p} в $p+p$ столкновениях при энергии 158 ГэВ. Сплошными линиями показано фитирование экспериментальных точек по формуле 1.

интересной для исследования динамики взаимодействий при высоких энергиях. Обозначенные на спектрах ошибки статистические. Экспериментальные данные (рис. 5) фитировались функцией термального распределения Больцмана:

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

где параметр T (обратный параметр наклона спектра) соответствует температуре источника в термодинамических моделях образования частиц, а параметр C является коэффициентом нормировки. Функции фитирования указаны на рисунках линиями. Интегрируя аналитически от 0 до ∞ функцию, описывающую спектр по поперечной массе, можно получить плотность (множественность), или выход частиц на единицу быстроты dn/dy .

Значения параметров dn/dy , T и ошибок этих параметров также можно получить фитируя спектры видоизмененной функцией:

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

Величины dn/dy и T являются при этом свободными параметрами, а их ошибки определяются непосредственно программой минимизации функционала.

Из рис. 5 видно, что спектры заряженных пионов для выбранного интервала быстрот анализируются от значения $m_t - m$ равного 0.3 ГэВ/с², что определяется геометрическим аксептансом для регистрации частицы в данном интервале быстрот, а также тем обстоятельством, что при малых поперечных

Таблица 1. Значения параметров наклона спектров частиц по поперечной массе T , плотности частиц на единицу быстроты dn/dy , средние значения поперечного импульса $\langle p_t \rangle$ и поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ в p+p взаимодействиях при энергии 158 ГэВ.

Частица	$y_1 - y_2$	T , МэВ	dn/dy	$\langle p_t \rangle$, МэВ	$\langle m_t \rangle - m$, МэВ
π^+	2.6 - 3.5	176 ± 2	0.780 ± 0.030	440 ± 5	274 ± 3
π^-	2.6 - 3.5	174 ± 2	0.680 ± 0.040	418 ± 5	268 ± 3
K^+	2.7 - 3.2	177 ± 2	0.082 ± 0.001	601 ± 4	229 ± 1
K^-	2.7 - 3.2	163 ± 2	0.058 ± 0.001	564 ± 3	208 ± 1
p	2.4 - 2.9	172 ± 2	0.094 ± 0.002	688 ± 8	196 ± 2
\bar{p}	2.4 - 2.9	152 ± 4	0.021 ± 0.001	655 ± 17	180 ± 5

массах в спектрах заряженных пионов присутствует значительная примесь от распадов резонансов, и в спектрах наблюдается заметное отклонение от экспоненциального распределения.

В таблице 1 для каждой из частиц указаны интервалы быстрот $y_1 - y_2$ при построении спектров и приведены значения параметров наклона T , выхода частиц dn/dy , средних значений поперечных импульсов $\langle p_t \rangle$ и поперечных масс $\langle m_t \rangle - m$.

В таблице 1 приведены также значения средних поперечных импульсов частиц $\langle p_t \rangle$. Вначале строились p_t -спектры, которые затем фитировались выражением:

$$\frac{d^2N}{dp_t dy} = C \cdot p_t \exp\left(\frac{m_t - m}{T}\right), \quad (3)$$

Значения $\langle p_t \rangle$ определялись интегрированием функций фитирования:

$$\langle p_t \rangle = \frac{\int p_t \frac{dN}{dp_t} dp_t}{\int \frac{dN}{dp_t} dp_t}, \quad (4)$$

а также простым суммированием по измеренным экспериментальным точкам с использованием экстраполяции в неизмеренную область распределения. Последняя составляет незначительную часть от всего распределения (не более 10%).

Исследование протон-ядерных столкновений p+A позволяет изучить влияние ядерной среды на характеристики измеряемых частиц. В анализе использовались данные, относящиеся к так называемым "minimum bias" событиям p+Pb взаимодействий при энергии пучка протонов 158 ГэВ. Это измерения, в которых не производился отбор по центральности столкновений. В таких взаимодействиях количество столкновений налетающего протона с нуклонами мишени (или число таких нуклонов мишени) определяется, согласно Глауберовскому представлению, величиной прицельного параметра

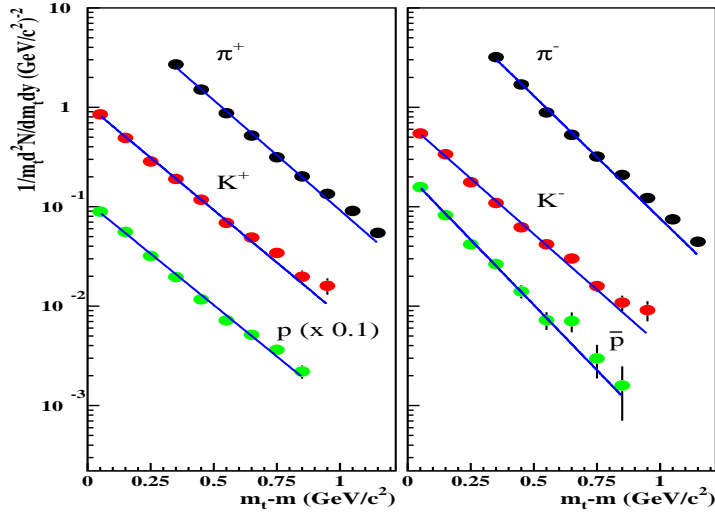


Рис 6. Распределения по поперечной массе частиц π^+ , π^- , K^+ , K^- , p и \bar{p} в p+Pb столкновениях при энергии 158 ГэВ. Сплошными линиями показано фитирование экспериментальных точек по формуле 1.

в столкновении. Оценка среднего числа столкновений в указанных событиях составляет величину $\bar{\nu} \approx 3.7$.

На рис. 6 представлены распределения по поперечной массе, точнее по величине $m_t - m$ (m - масса частицы), для всех идентифицированных во времяпролетном детекторе TOF частиц π^+ , π^- , K^+ , K^- , p и \bar{p} , рожденных в столкновениях p+Pb при энергии пучка 158 ГэВ. Соответствующие значения параметров наклона спектров частиц по поперечной массе T , плотности частиц на единицу быстроты dn/dy , средние значения поперечного импульса $\langle p_t \rangle$ и поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ в столкновениях p+Pb при энергии пучка 158 ГэВ сведены в таблице 2.

Для последующего анализа эволюции формы и параметров поперечных спектров частиц от относительно элементарных нуклонных взаимодействий к

Таблица 2. Значения параметров наклона спектров частиц по поперечной массе T , плотности частиц на единицу быстроты dn/dy , средние значения поперечного импульса $\langle p_t \rangle$ и поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ в p+Pb столкновениях при энергии 158 ГэВ.

Частица	$y_1 - y_2$	T , МэВ	dn/dy	$\langle p_t \rangle$, МэВ	$\langle m_t \rangle - m$, МэВ
π^+	2.6 - 3.5	205 ± 3	1.070 ± 0.051	413 ± 6	325 ± 5
π^-	2.6 - 3.5	191 ± 3	0.915 ± 0.048	382 ± 6	300 ± 4
K^+	2.7 - 3.2	205 ± 3	0.151 ± 0.004	534 ± 8	298 ± 5
K^-	2.7 - 3.2	193 ± 3	0.093 ± 0.003	506 ± 9	274 ± 5
p	2.4 - 2.9	203 ± 2	0.264 ± 0.005	638 ± 8	256 ± 3
\bar{p}	2.4 - 2.9	165 ± 5	0.038 ± 0.002	560 ± 18	209 ± 6

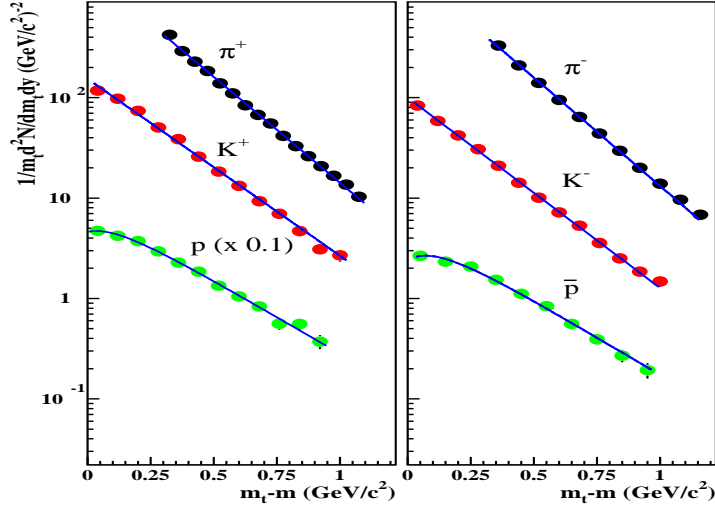


Рис 7. Распределения по поперечной массе частиц π^+ , π^- , K^+ , K^- , p и \bar{p} в Pb+Pb столкновениях при энергии 158A ГэВ. Сплошными линиями показано фитирование экспериментальных точек по формуле 1.

сложным ядро-ядерным столкновениям в данной главе приводятся результаты, полученные в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 158A ГэВ [1, 5, 7], аналогично тем, которые были представлены выше для реакций p+p и p+Pb. Степень центральности в процессе измерения задавалась отбором 5%-ой доли наиболее центральных событий от полного сечения неупругих взаимодействий Pb+Pb при энергии 158A ГэВ ($\sigma_{inel} \sim 7.2$ барн). Полученные результаты, распределения по поперечной массе частиц и их параметры, показаны, соответственно, на рис. 7 и в таблице 3.

Плотность частиц или выход частиц dn/dy можно также определять двумя способами, как указано выше, а именно, интегрированием фитирующей функцией и суммированием экспериментальных точек. Полученные результаты совпадают с точностью 1.5%.

Таблица 3. Значения параметров наклона спектров частиц по поперечной массе T , плотности частиц на единицу быстроты dn/dy , средние значения поперечного импульса $\langle p_t \rangle$ и поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ в Pb+Pb столкновениях при энергии 158A ГэВ.

Частица	$y_1 - y_2$	T , МэВ	dn/dy	$\langle p_t \rangle$, МэВ	$\langle m_t \rangle - m$, МэВ
π^+	2.7 - 3.2	206 ± 1	130 ± 2	440 ± 2	329 ± 2
π^-	2.7 - 3.2	193 ± 1	139 ± 2	407 ± 3	305 ± 2
K^+	2.7 - 3.2	233 ± 3	28 ± 1	610 ± 8	307 ± 4
K^-	2.7 - 3.2	229 ± 2	16 ± 3	580 ± 5	301 ± 3
p	2.4 - 2.9	308 ± 9	30 ± 1	884 ± 15	413 ± 13
\bar{p}	2.4 - 2.9	291 ± 15	1.7 ± 0.2	873 ± 27	384 ± 19

Приведенная оценка точности может рассматриваться в качестве одной из составляющих общей систематической ошибки в измерениях. Полная систематическая ошибка оценивается на уровне (6-8)%. Помимо указанной выше, она включает в себя также:

- ошибки в определении коэффициентов коррекции на критерии качества трека (2%)
- ошибки в определении параметров dE/dx и m^2 распределений и коэффициентов коррекции при идентификации частиц (1.5%)
- ошибка при определении геометрического аксептанса (1-3%)
- ошибка в определении вклада частиц от распадов (1-2.5%)
- ошибки в определении параметров спектров частиц при фитировании и абсолютной нормировки (2%).

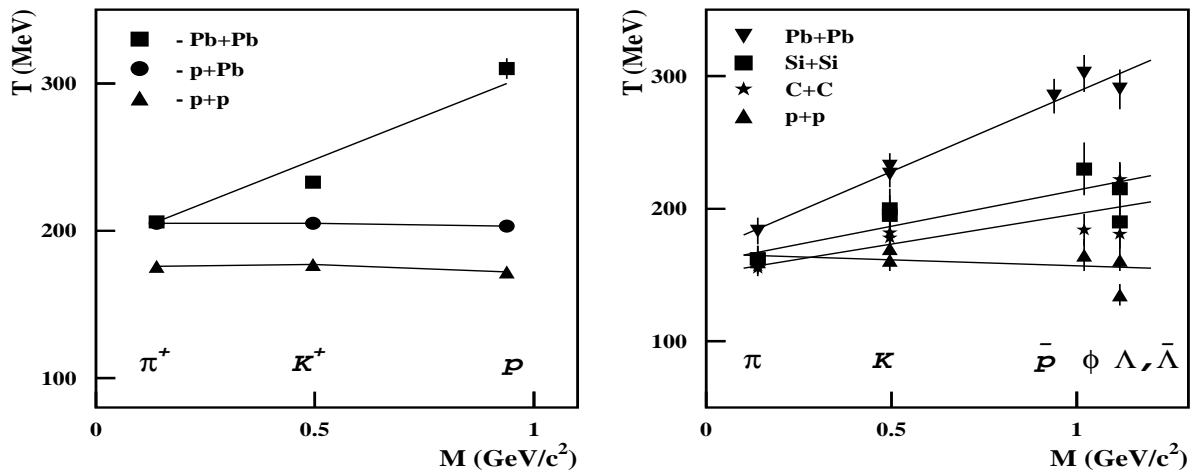


Рис 8. Зависимость параметра наклона T от массы покоя частиц (слева) в реакциях $p+p$, $p+Pb$ и центральных столкновениях ядер $Pb+Pb$, а также (справа) в реакции $p+p$ и центральных столкновениях ядер $C+C$, $Si+Si$ и $Pb+Pb$ при энергии $158A$ ГэВ.

Полученные результаты в форме зависимости параметров наклона T от массы частиц π^+ , K^+ и p в реакциях $p+p$, $p+Pb$ и в центральных столкновениях $Pb+Pb$ при энергии 158 ГэВ на нуклон [2, 4] представлены на рис. 8. В $p+p$ и $p+Pb$ взаимодействиях значения параметров наклона остаются практически постоянными, в то время как в центральных столкновениях $Pb+Pb$ увеличение этого параметра с ростом массы частиц очевидно. Следует отметить также, что сама величина наклона для $p+Pb$ несколько выше, чем в $p+p$ взаимодействиях. Это, возможно, связано с так называемым эффектом Кронина, который заключается в повышенном выходе частиц с большими поперечными импульсами в $p+A$ столкновениях по сравнению с $p+p$ взаимодействиями.

В эксперименте NA49 были проведены также измерения и выполнен анализ данных по взаимодействиям легких ядер C+C и Si+Si, в пучках, полученных в качестве фрагментов первичных ядер Pb, выведенных из ускорителя SPS.

Систематика параметров наклона с включением данных в центральных столкновениях C+C и Si+Si представлена на рис. 8 [2, 4]. Видно, что рост параметра наклона с увеличением массы частиц, отсутствующий в реакции p+p, становится заметным уже в C+C столкновениях и это может быть указанием на то, что формирование коллективных эффектов начинается уже в центральных столкновениях легких ядер и продолжает существенно возрастать с увеличением размеров сталкивающихся систем. Это наглядно показано на рис. 9, в котором представлена компиляция данных NA49 по систематике параметров наклона поперечных спектров в широкой области исследуемых частиц, начиная от пионов до дейтронов, включая странные частицы, образованные в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии пучка 158 ГэВ на нуклон [5].

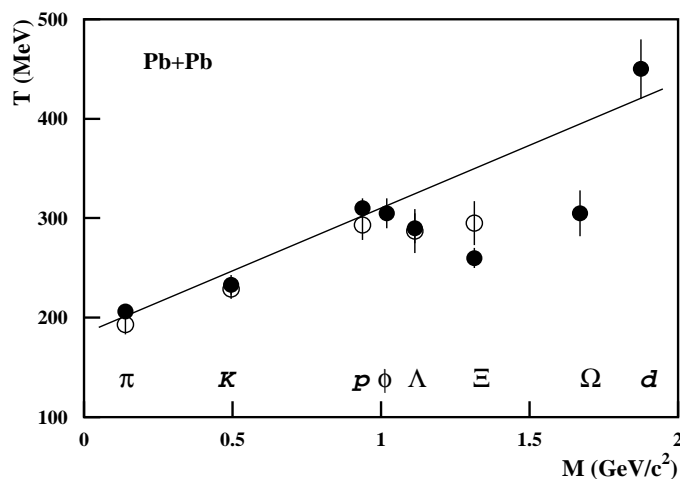


Рис 9. Зависимость параметра наклона T от массы частиц (\bullet) и античастиц (\circ) в центральных столкновениях ядер Pb+Pb при энергии 158А ГэВ.

Результаты показали, что параметр наклона распределений по поперечной массе постоянно растет с ростом массы рассматриваемых частиц и увеличением числа взаимодействующих нуклонов в сталкивающихся ядрах. Такое поведение объяснялось релятивистской суперпозицией локального термального распределения рожденных частиц с полем скоростей, созданным радиальным коллективным потоком при взаимодействии тяжелых ионов. Отклонение от такого поведения, линейного роста параметра наклона с увеличением массы, которое наблюдается для странных барионов, и в большой степени для мультистранных частиц Ξ и Ω , обсуждается в литературе и объясняется существенно меньшим сечением их взаимодействия с нуклонами

внутри ядра.

Важно отметить, что спектры по поперечному импульсу частиц отражают состояние системы, образованной в результате взаимодействия ядер на поздней стадии развития, стадии кинетического freeze-out'a , когда система еще связана термально и подвержена лишь упругому взаимодействию между конститuentами.

Измеряемый параметр наклона, включает в себе две составляющие: актуальную температуру на стадии freeze-out'a T_{f_0} и компоненту поперечного потока. В таком представлении параметр наклона T может быть выражен как:

$$T = T_{f_0} + m \langle \beta_T \rangle^2, \quad (5)$$

где $\langle \beta_T \rangle$ - средняя скорость поперечного потока, m - масса частицы. Однако, использование такого представления, в частности, предположение о фиксированной скорости потока является сильным упрощением. В настоящее время при расчетах по гидродинамической модели, многие исследования осуществляются с использованием так называемой "blast wave" параметризации (ударная волна, взрывная волна).

В рамках гидродинамической картины, m_t -спектры частиц чувствительны к поперечным потокам, а сами характеристики потоков определяются в результате фитирования спектров выражением:

$$\frac{dN}{m_T dm_T dy} \propto m_T K_1 \left(\frac{m_T \cosh \rho}{T_{f_0}} \right) I_0 \left(\frac{p_T \sinh \rho}{T_{f_0}} \right), \quad (6)$$

где $\rho = a \tanh^{-1} \beta_T$ - поперечная быстрота, а $\beta_T = \beta_s (r/R_{max})^n$ зависит от выбранной формы (профиля) потока и скорости потока β_s на поверхности фэйрбола, а I_0 и K_1 - модифицированные функции Бесселя.

Распределения по поперечной массе m_t , полученные в эксперименте NA49 по взаимодействию ядер Pb+Pb для π^- , K^- , K^+ , p , \bar{p} , d , φ , Λ и $\bar{\Lambda}$, а также для Ξ и Ω при энергии налетающего ядра 158A ГэВ [1,3], совместно фитировались по формуле (6). Результаты для π^- , K^- , K^+ , p , \bar{p} и d получены с использованием данных по времени пролета в TOF, а для Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ и Ω по измерениям в TPC, идентифицируя их по топологии распада и эффективной массе.

Полученные в результате анализа усредненные значения параметров составили $T_{f_0} = 120 - 130$ МэВ и $\beta_T = 0.45 - 0.50$ [1], что находится в разумном согласии с данными, полученными из совместного анализа корреляций тождественных пионов и спектров частиц. Аналогичные параметры были получены при энергии ускорителя RHIC и составили $T_{f_0} = 110$ МэВ, несколько меньшее значение, чем на SPS, но большее значение для скорости поперечных потоков $\beta_T = 0.55 - 0.60$, что может объясняться большим давлением в системе.

В четвертой главе представлены результаты анализа данных по рождению протонов и антипротонов в широкой области центральности в столкновениях ядер Pb+Pb при максимальной энергии налетающих ядер ускорителя SPS равной 158А ГэВ [5, 7]. В обработке данных были использованы 320 тысяч событий с отбором центральных столкновений и 735 тысяч событий без ограничения по центральности (так называемые "minimum bias" события).

Для центральных столкновений главным триггерным детектором был *Veto*-калориметр, расположенный под нулевым углом к пучку, в котором измеряется энергия E_{Veto} непрореагировавших фрагментов пучка и спектральных нуклонов.

При наборе "minimum bias" событий Pb+Pb использовался черенковский счетчик, в котором газ заполнял область непосредственно за мишенью. Счетчик вырабатывал сигнал, с помощью которого осуществлялся запрет на запуск установки в большинстве случаев отсутствия взаимодействия ядер пучка с мишенью.

В процессе обработки сортировка событий по центральности осуществлялась разбиением их на 6 интервалов по распределению энергии E_{Veto} в *Veto*-калориметре. Для каждого интервала определялось среднее значение количества нуклонов, участвующих во взаимодействии $\langle N_{part} \rangle$, вычисляя экспериментально полное число барионов, уносимых заряженными частицами вне фазового пространства, занимаемого spectatorными частицами. Для этого использовались спектры заряженных частиц, измеренные в эксперименте NA49 в широком интервале телесного угла, близкого к 2π , дополняя расчеты лишь небольшой экстраполяцией данных в область быстроты частиц в пучке. Моделирование с использованием генераторов событий VENUS и RQMD позволяло установить соотношение между $\langle N_{part} \rangle$ и диапазоном прицельного параметра столкновения b в каждом из 6 интервалов событий по центральности.

Во втором подходе оценивалось количество spectatorных частиц в событии, используя непосредственно энергию, выделенную spectatorными фрагментами пучка в *Veto*-калориметре. Этот метод основывается на использовании генератора событий и моделировании отклика калориметра по программе GEANT. Оценки величины $\langle N_{part} \rangle$ с использованием измеренных спектров частиц и энергии в *Veto* хорошо согласуются и в дальнейшем при анализе используется их среднее значение, а величина разброса между ними служит в качестве оценки систематической неопределенности величины $\langle N_{part} \rangle$. Оценка величины прицельного параметра b также основана на измерении энергии E_{Veto} , которая связана с b соотношением, полученным из моделирования. В дополнение, так называемое число *раненых нуклонов* $\langle N_{wound} \rangle$ было получено по модели Глаубера для ядро-ядерных столкновений. Значение параметров для шести интервалов по центральности столкновений, используемых в анализе данных, приведены в таблице 4.

Таблица 4. Разбиение событий Pb+Pb столкновений на интервалы от центрального (№1) до периферийного (№6) при анализе данных. Приводятся отношения энерговыделения в $Veto$ -калориметре к энергии пучка E_{Veto}/E_{beam} и соответствующая величина сечения(доля от σ_{tot}), среднее число нуклонов, участвующих в реакции $\langle N_{part} \rangle$ и ”раненых” нуклонов $\langle N_{wound} \rangle$, а также предельные значения прицельного параметра b .

№	E_{Veto}/E_{beam}	Доля от $\sigma_{tot}(\%)$	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{wound} \rangle$	Интервал $b(\text{fm})$
1	0-0.25	0-5	366	357 ± 22	2.3 ± 0.9
2	0.25-0.40	5-12	309	288 ± 28	4.5 ± 0.8
3	0.40-0.58	12-23	242	211 ± 30	6.4 ± 0.8
4	0.58-0.71	23-33	178	146 ± 25	8.1 ± 0.8
5	0.71-0.80	33-43	132	99 ± 22	9.5 ± 0.8
6	0.80-1.00	43-100	85	42 ± 16	11.8 ± 1.0

Вкратце, основные элементы обработки данных для получения инклюзивных спектров протонов и антипротонов сводятся к следующему.

В анализе участвуют только треки с одиночным попаданием в сцинтилляционные пластики TOF детектора, т.е. исключаются двойные попадания треков и случаи конверсии гамма квантов в пластике сцинтиллятора, сопровождающие заряженную частицу. Соответствующая неэффективность определяется из экспериментальных данных и учитывается при расчете выхода частиц.

Затем треки проходят процедуру идентификации, используя отбор по величине dE/dx и m^2 (так называемая процедура ”обрезания” по dE/dx и m^2), чтобы отобрать антипротоны и протоны и исключить пионы и большую часть каонов. Эти ”обрезания” выбираются с тем, чтобы оптимизировать долю выделенных частиц и минимизировать присутствие фона от других заряженных частиц. Величины коррекций, учитывающих долю исключенных из анализа антипротонов и протонов, и примесь фона оценивалась из параметризованного представления экспериментальных распределений dE/dx и m^2 .

Среди идентифицированных протонов присутствует примесь протонов от слабых распадов странных барионов (так называемые feeddown протоны), которые при реконструкции ошибочно восстанавливаются как треки, идущие от первичного взаимодействия ядер, и должны быть вычтены из протонных спектров. Коррекция указанного фона определялась моделированием по GEANT-у распадов Λ и Σ гиперонов в условиях экспериментальной установки и последующей реконструкции распадных протонов по всей цепочке программ реконструкции реальных событий. При генерации гиперонов брались их распределения в фазовом пространстве, полученные в экспериментах WA97/NA57 и NA49 на ускорителе SPS по рождению Λ частиц, включая Λ

от распадов Σ^0 -гиперонов. Небольшой вклад фона протонов от распадов Σ^+ вычислялся моделированием по программе RQMD.

Полный вклад распадных протонов оказался равным 20-25% и почти независимым от центральности столкновений, а спектр таких протонов по поперечной массе m_t хорошо описывается экспоненциальной функцией с параметром наклона T , медленно изменяющемся от 240 МэВ до 210 МэВ, соответственно, для наиболее центральных и периферических взаимодействий Pb+Pb при 158А ГэВ. Оценка примеси антипротонов от слабых распадов антигиперонов была выполнена с использованием данных по рождению $\bar{\Lambda}$, полученных на том же экспериментальном материале в эксперименте NA49 и составила величину около 35%.

Так как оценка большей части фона осуществлялась на основе экспериментальных результатов, систематическая неопределенность, вносимая коррекцией протонных спектров, учитывающей вклад от слабых распадов странных барионов, оценивается небольшой величиной, равной 5-10%, которая слабо зависит от степени центральности столкновений.

Коррекция данных, учитывающая геометрическую эффективность регистрации частиц в детекторе (поправка на аксептанс), осуществлялась с использованием программы GEANT моделирования частиц в установке.

Эффективность реконструкции треков оценивалась с помощью так называемого метода "embedding tracks"- вложения моделированных треков в реальное событие, обработки таких событий и определения доли восстановленных треков из числа моделированных. Для треков, летящих в пределах аксептанса TOF детектора, эффективность реконструкции оказалась близкой к 100%.

После применения всех коррекций были получены спектры по поперечной массе ($m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$, m -масса частицы) для антипротонов и протонов (рис. 10). Экспериментальные точки распределения фитировались выражением, представляющим сумму двух экспоненциальных функций:

$$\frac{d^2 N}{m_t dm_t dy} = C_1 \cdot e^{-(m_t - m)/T} + C_2 \cdot e^{-(m_t - m)/T'}, \quad (7)$$

одна из которых содержит параметр наклона T распределения для участка $m_t - m > 0.2$ ГэВ/ c^2 , где спектр хорошо описывается одиночной экспонентой, а другая функция учитывает дефицитную часть в спектре при малых m_t , где наблюдается отклонение от экспоненты, вклад которой составляет около 10% в центральном столкновении и уменьшается, практически, до нуля в периферических столкновениях Pb+Pb.

Как показал анализ результатов, формула (7) хорошо воспроизводит данные, что особенно важно для центральных взаимодействий, где отклонение в экспериментальных распределениях от обычного термального распределения

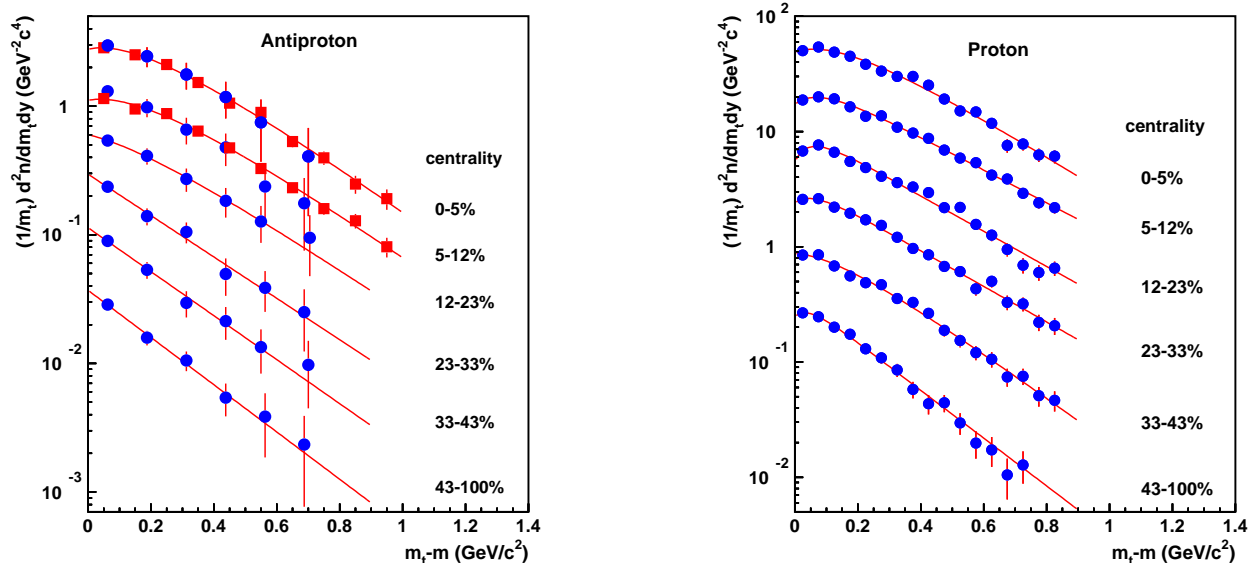


Рис 10. Распределение по поперечной массе антипротонов и протонов в интервале быстрот $2.4 < y < 2.8$ ($y_{c.m.}=2.9$) для шести групп событий по центральности в столкновениях Pb+Pb при энергии 158А ГэВ. Сплошными линиями обозначены результаты фитирования данных по формуле (7). Для наглядности каждый последующий спектр занижен в 2 раз.

Больцмановского типа выражено в большой степени.

Полученные на основе m_t - спектров, выход частиц dn/dy , параметры наклона T и средние значения поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$, представлены в таблице 5. Выход частиц dn/dy , получен интегрированием параметризованного представления функций фитирования во всем интервале поперечной массы m_t . При определении величины $\langle m_t \rangle - m$, усредненной по всей кинематической области, осуществлялась небольшая экстраполяция спектров при больших m_t , находящихся за пределами измерения. Для этого использовалась формула (7). Экстраполируемая часть спектра составила не более 10% от полного числа частиц в спектре.

Среди основных источников систематических ошибок при анализе полученных результатов рассматриваются неопределенности в величине коррекций на неэффективность регистрации при отборе одиночных заряженных треков в сцинтилляционных счетчиках TOF детектора, а также коррекций, связанных с процедурой идентификации частиц (обрезание по dE/dx и m^2) и вычитанием фона. Дополнительная систематическая ошибка привносится коррекцией, учитывающей протоны (антипротоны) от распадов странных барионов (антибарионов). Кроме того, при вычислении выхода частиц dn/dy производится экстраполяция спектров за пределами области измерения, предполагая определенную форму описания m_t - распределения, что также может внести вклад в систематическую ошибку измерения.

Таблица 5. Выход частиц dn/dy , параметр наклона T и средняя поперечная масса $\langle m_t \rangle - m$ для антипротонов и протонов ($2.4 < y < 2.8$) при различных центральных в столкновениях Pb+Pb при 158A ГэВ. Ошибки приведены статистические.

Частица	Центральность (% от σ_{tot})	dn/dy	T (МэВ)	$\langle m_t \rangle - m$ (МэВ)
\bar{p}	0-5	1.66 ± 0.17	291 ± 15	384 ± 19
	5-12	1.27 ± 0.11	299 ± 15	393 ± 16
	12-23	1.05 ± 0.08	274 ± 22	370 ± 45
	23-33	0.76 ± 0.06	269 ± 29	320 ± 35
	33-43	0.55 ± 0.05	255 ± 28	309 ± 32
	43-100	0.33 ± 0.04	236 ± 26	284 ± 28
p	0-5	29.6 ± 0.9	308 ± 9	413 ± 13
	5-12	22.2 ± 0.6	308 ± 9	415 ± 14
	12-23	14.5 ± 0.4	276 ± 9	362 ± 12
	23-33	9.8 ± 0.3	273 ± 10	355 ± 12
	33-43	5.7 ± 0.2	245 ± 10	315 ± 13
	43-100	2.9 ± 0.1	216 ± 10	259 ± 12

Суммарная неопределенность в протонных данных складывается из приблизительно одинаковых по величине систематических и статистических ошибок и составляет около 15 МэВ для наклона T , а для выхода частиц dn/dy варьируется от 5 до 10% в случае, соответственно, для центральных и периферических столкновений. Для выхода антипротонов оценка систематической ошибки составила около 10%, а для параметра наклона около 5% при слабой зависимости этих величин от степени центральности.

Из рассмотрения распределений по поперечной массе m_t во взаимодействиях Pb+Pb при энергии 158A ГэВ (рис. 10) и результатов фитирования (таблица 5), следует, что распределения становятся более "жесткими" по мере продвижения от периферических столкновений к центральным. Значения параметра наклона T и средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ увеличиваются в центральных столкновениях, хотя следует отметить, что такое поведение несколько отличается для антипротонов и протонов, а именно, протонный наклон растет чуть быстрее, чем наклон антипротонов (рис. 11). Отклонение от экспоненциального распределения при малых значениях m_t является другой характерной особенностью спектров, которая сильнее выражена в центральных столкновениях ядер. Такое поведение спектров в зависимости от центральности столкновений объясняется в рамках современных гидродинамических моделей коллективным расширением (радиальными потоками) как следствие давления, возникающего на начальной стадии взаимодействия релятивистских ядер и рассматривается в качестве еще

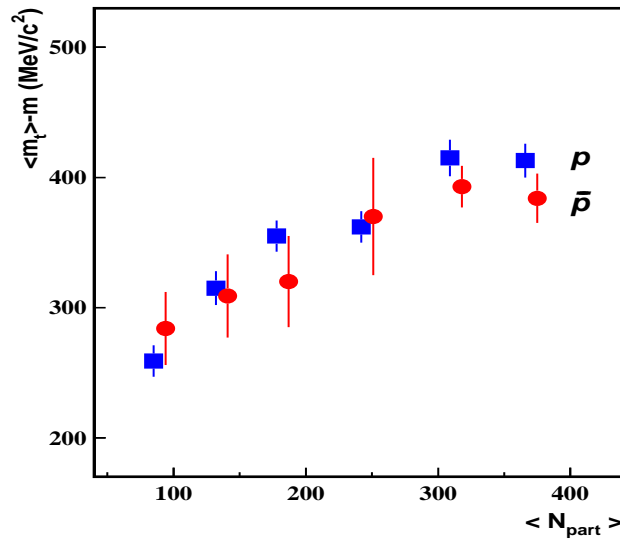


Рис 11. Зависимость средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ для антипротонов и протонов от числа нуклонов N_{part} , участвующих в Pb+Pb столкновениях при энергии 158А ГэВ.

одного признака коллективного движения, возникающего при столкновении ядер в дополнение к тем, которые были отмечены в предыдущей главе при обсуждении систематики параметров наклона поперечных спектров частиц.

Интересно отметить, что в пределах ошибок форма поперечных спектров для \bar{p} и p мало отличаются несмотря на то, что большая часть протонов является носителями барионных зарядов первоначальных сталкивающихся ядер, в то время как антипротоны образуются, главным образом, в результате парного рождения. Это может указывать на схожесть динамики, которой подвержены обе частицы при столкновении ядер, включающей в себя, главным образом, термальное движение и коллективные радиальные потоки, формирующие поперечные спектры частиц.

Существенная разница между антипротонами и протонами обнаружена в характере зависимости выхода частиц (множественности) от центральности столкновений ядер Pb+Pb при энергии пучка 158А ГэВ [6, 7]. Обе эти величины растут с увеличением центральности, но при этом выход протонов растет примерно в 2 раза быстрее. Это показано на рис. 12, где представлено отношение выхода частиц dn/dy для \bar{p} и p к числу нуклонов N_{part} , участвующих во взаимодействии в зависимости от N_{part} для шести групп событий по центральности. Рост отношения $(dn/dy)/N_{part}$ с увеличением центральности для p очевиден, в то время как для \bar{p} это отношение остается почти постоянным.

Образование антипротонов во взаимодействиях Pb+Pb при максимальной энергии SPS изучалось с использованием микроскопической транспортной модели UrQMD. Оно показало, что присутствуем аннигиляции (поглощения)

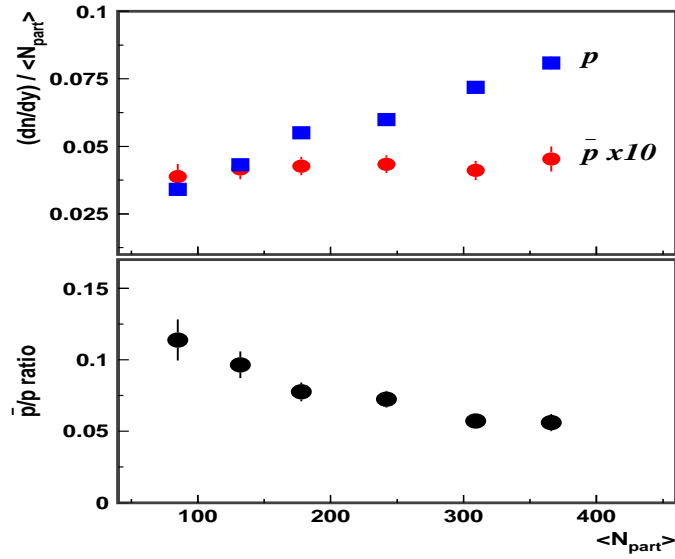


Рис 12. Выход частиц dn/dy для антипротонов и протонов, нормированный на число участвующих во взаимодействии нуклонов N_{part} и отношение выходов \bar{p}/p в зависимости от N_{part} в столкновении ядер Pb+Pb при энергии 158.4 ГэВ.

антипротонов можно объяснить близкую к постоянной величину отношения $(dn/dy)/N_{part}$ при изменении центральности, наблюдаемую в эксперименте. В то же время, при исключении из рассмотрения аннигиляции, а это - опция, при которой модель дает разумное описание большинства реакций в центральных столкновениях Pb+Pb при максимальной энергии SPS, расчеты показывают примерно двухкратный рост отношения при переходе от периферических к центральным столкновениям, именно то, что наблюдается в данном эксперименте для протонов, которые не подвержены аннигиляции. Существенное замечание в этих работах сводится к тому, что в адронной физике, основанной на теории струн, заложенной в модели UrQMD, имеет место повышенный выход антипротонов в центральных взаимодействиях ядер и процесс аннигиляций компенсирует повышенный выход \bar{p} и приводит к почти постоянной зависимости отношения выхода \bar{p} к N_{part} от центральности столкновения.

Указанные выше свойства выход протонов и антипротонов приводят к существенной зависимости отношения \bar{p}/p от центральности, которая показана на рис. 12. Непрерывно возрастая при переходе от центральных столкновений к периферическим, это отношение достигает значения, примерно равного двум. Этот результат находится в хорошем количественном согласии с данными для Au+Au взаимодействия при 11.7A ГэВ на ускорителе AGS. Более того, данные подтверждают наблюдаемую тенденцию, демонстрируя еще более резкий рост отношения \bar{p}/p при переходе к малым системам, и это видно также из результатов, приведенных в предыдущей

главе для реакций $p+p$ и $p+Pb$. В противоположность этому, отношение \bar{p}/p , измеренное на ускорителе RHIC, показывает слабую зависимость от центральности столкновения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 130$ ГэВ и, практически, отсутствие её при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Таким образом, барионная плотность при взаимодействии ядер, значительная при низких энергиях, существенно влияет на выход антипротонов посредством аннигиляции барион-антибарионных пар в центральных столкновениях на AGS и SPS, но не на RHIC, где плотность барионов, образующаяся в процессе взаимодействия ядер, существенно меньше.

Что касается характера поведения протонов, важно отметить, что по мере перехода от периферических к центральным столкновениям ядер изменяется быстрое распределение протонов так, что протоны все больше смещаются в область центральных быстрой. Последнее происходит из-за увеличения числа бинарных столкновений в центральных взаимодействиях ядер и это то, что называется усилением стоппинга, которым также объясняется наблюдаемые зависимости от центральности выхода протонов и антипротонов, и отношения \bar{p}/p , представленные на рис 12.

В заключении сформулированы основные выводы диссертации:

1. Выполнена обработка экспериментальных данных, которая включает в себя калибровку времяпролетной информации, идентификацию заряженных частиц по измерениям времени пролета в TOF детекторе и ионизационным потерям частиц в трековых камерах TPC, коррекцию данных для определения выхода частиц, построения инклюзивных спектров частиц и проведения физического анализа на основе этих спектров.
2. Впервые измерены инклюзивные спектры частиц π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} в условиях одной экспериментальной установки (адронный детектор NA49 на ускорителе SPS в ЦЕРН), позволившие провести сравнительный анализ их характеристик во взаимодействиях $p+p$, $p+Pb$ и центральных столкновениях ядер $Pb+Pb$ при энергии 158 ГэВ/нуклон. Выполнены исследования образования частиц p и \bar{p} в широкой области центральности взаимодействующих ядер $Pb+Pb$ при энергии 158 ГэВ/нуклон.
3. Для широкого спектра частиц выполнен анализ зависимости параметров наклона распределений по поперечной массе m_t (поперечному импульсу p_t). Показано, что значения параметров наклона возрастают с ростом массы частиц и размером сталкивающихся ядер, но остаются, практически, постоянными во взаимодействиях $p+p$ и $p+Pb$.
4. Показана сильная зависимость формы и параметров поперечных спектров p и \bar{p} от степени центральности в столкновениях ядер $Pb+Pb$. Параметры наклона и средние значения поперечных масс

спектров p и \bar{p} увеличиваются при переходе от периферических взаимодействий к центральным взаимодействиям ядер. В центральных столкновениях ядер при малых значениях поперечных масс m_t в спектрах наблюдается заметное отклонение от экспоненциального Больцмановского распределения.

5. Полученные результаты (пп. 3 и 4) подтверждают предсказанные свойства инклюзивных поперечных спектров частиц, полученных в рамках современного представления о том, что в центральных ядроядерных взаимодействиях наряду с термальным движением частиц возникает сильное гидродинамическое расширение и коллективные радиальные потоки.
6. Показано, что выход протонов, нормированный на число взаимодействующих нуклонов в сталкивающихся ядрах Pb+Pb, увеличивается с ростом центральности столкновений, а выход антипротонов остается почти постоянным. Такое различие в выходах частиц может быть следствием двух доминирующих процессов - усилением стоппинга (торможения) нуклонов и аннигиляцией антипротонов в плотной ядерной среде по мере продвижения от периферических к центральным столкновениям ядер Pb+Pb.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. M. van Leeuwen, T.Anticic, B.Baatar *et al.*, Recent results on spectra and yields from NA49. Nucl.Phys. A 715 (2003) 161.
2. C.Hohne, S.V.Afanasiev, T.Anticic, B.Baatar *et al.*, System size dependence of strangeness production at 158A GeV. Nucl.Phys. A 715 (2003) 474.
3. V.Friese, C.Alt, T.Anticic, B.Baatar *et al.*, Strangeness from 20A GeV to 158A GeV. J.Phys. G: Nucl.Part.Phys. 30 (2004) 119–128.
4. I.Kraus, S.V.Afanasiev, T.Anticic, B.Baatar *et al.*, System size dependence of strangeness production at 158A GeV. J.Phys. G: Nucl.Part.Phys. 30 (2004) 583–588.
5. T.Anticic, B.Baatar *et al.*, Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb+Pb collisions at relativistic energies. Phys.Rev. C 69, 024902 (2004).
6. C.Hohne, C.Alt, T.Anticic, B.Baatar *et al.*, Results from NA49. Nucl.Phys. A 774 (2006) 35.
7. C.Alt, T.Anticic, B.Baatar *et al.*, Energy and centrality dependence of \bar{p} and p production and the $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ ratio in Pb+Pb collisions between 20A GeV and 158A GeV. Phys.Rev. C 73, 044910 (2006).