



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2005-138

На правах рукописи
УДК 539.12

МЕЛКУМОВ
Георгий Леонович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР $Pb+Pb$
ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2005

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

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Виктор Викторович
ГЛАГОЛЕВ

доктор физико-математических наук,
профессор

Игорь Михайлович
ГРАМЕНИЦКИЙ

доктор физико-математических наук

Лариса Александровна
ТИХОНОВА

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерных исследований РАН, г. Москва.

Защита диссертации состоится « ____ » _____ 2005 года в

« ____ » часов на заседании диссертационного совета

Д-720.001.02 в Лаборатории высоких энергий Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2005 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. Относительно дальней целью и главной мотивацией этих экспериментов является поиск так называемой кварк-глюонной плазмы (КГП) и изучение ее свойств. Теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает, что при высокой плотности энергии может произойти фазовый переход к новому состоянию материи, состоящей из свободных кварков. Хотя физика КГП фундаментально описывается КХД теорией, многие концепции могут быть исследованы в рамках термодинамического подхода, где многочастичные состояния описываются несколькими макроскопическими переменными (температура, плотность, энтропия и т.д.). В современных экспериментах такие глобальные свойства исследуются методом сравнения с моделями, что позволяет определить эти переменные.

Наряду с термодинамическими моделями широко применяются микроскопические модели, в которых динамика столкновений основана на генерации КХД-процессов с последующим перерассеянием рожденных частиц и образованием каскада адронов. Одной из главных задач физики релятивистских ионов является определение измеряемых величин или, как говорят, «наблюдаемых», которые могли бы характеризовать динамику взаимодействия релятивистских ядер.

Таковыми «наблюдаемыми» являются спектры адронов, их распределения по поперечному импульсу и продольной быстрой. Важным объектом изучения являются легкие ядра. Формирование легких ядер, часто обозначаемых нуклонными кластерами, чувствительно к динамическим свойствам источника испускания частиц и к таким глобальным характеристикам как размер области взаимодействия. Такого рода исследования позволяют прояснить детали процесса образования ядерных кластеров и определять распределения нуклонов в системе столкновения. Кроме того, анализ спектров частиц позволяет делать предположения о возможных сценариях эволюции системы, образованной в ультрарелятивистских ядерных столкновениях и исследовать такие вопросы динамики реакций, как потери энергии нуклонами в процессе столкновения ядер, затрачиваемые на возбуждение системы и образование новых частиц (ядерный «стоппинг»), а также степень термального равновесия образующейся системы.

Важное место в современной физике занимает изучение антиматерии. Повышенный выход антибарионов в столкновениях релятивистских ядер рассматривается как проявление экзотических состояний и возможное формирование КГП. Так как в начальном состоянии сталкивающиеся ядра не содержат антибарионов, рождение этих частиц полностью определяется

динамикой взаимодействия. Экспериментальные данные по взаимодействию релятивистских тяжелых ионов имеют важное значение не только в ядерной физике, но и в космологии и астрофизике.

Столкновения ядер при релятивистских энергиях интенсивно исследуются на различных ускорителях мира. Основными центрами экспериментов являются синхротрон (AGS) и коллайдер релятивистских тяжелых ионов (RHIC) в Брукхевене и протонный синхротрон (SPS) в ЦЕРН. Исследования будут продолжены на коллайдере (LHC) в ЦЕРН при существенно больших энергиях ядер. Важное место отводится экспериментам в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в Дубне, где ускорение ядер было осуществлено в 70-е годы прошлого столетия.

Один из основных экспериментов по тяжелым ионам осуществляется на установке NA49 – «Большой адронный спектрометр для исследования взаимодействий ядер свинца» на SPS в ЦЕРН. Программа исследований была существенно расширена. Большой акцептанс установки NA49 и способность осуществлять идентификацию частиц позволяют изучать рождение адронов в широкой области энергий и включают в себя систематические исследования рождения частиц в зависимости от прицельного параметра столкновений и размеров сталкивающихся ядер, а также изучение более элементарных взаимодействий, таких как $p+p$, $p+Pb$ и столкновений легких ядер C+C и Si+Si. Основными физическими задачами, решаемыми с помощью этой установки, являются исследование образования заряженных адронов (π , K , p) и легких ядерных кластеров, нейтральных K -мезонов и странных гиперонов (Λ , Ξ , Ω), измерение пространственно-временных характеристик реакций с использованием метода корреляций, поиск динамических флуктуаций, возникающих от события к событию. («Event-by-Event» флуктуации) и т.д.

Цель работы

Целью работы являлось измерение и анализ спектров заряженных частиц π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и дейтронов для исследования образования адронов во взаимодействиях релятивистских ядер Pb+Pb в интервале энергий от 20 до 158 ГэВ/нуклон и в широкой области центральности столкновений. Одной из главных задач для проведения экспериментов являлось создание 900-канального времяпролетного детектора с временным разрешением $\sigma \sim 70$ -80 пс, включая разработку методики калибровки времяпролетных измерений и идентификации заряженных частиц.

Научная новизна работы

- Реализована методика создания 900-канальной времяпролетной системы со средним временным разрешением $\sigma \approx 75$ пс.
- Разработана и реализована процедура калибровки измерений и идентификации заряженных частиц по измерению ионизации и времени

пролета частиц, позволяющая идентифицировать заряженные частицы π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , d в широком импульсном интервале ($0 < p < 14$ ГэВ/с и $0 < p_T < 2,5$ ГэВ/с).

- Измерены и проанализированы спектры по поперечной массе адронов π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , d в реакции Pb+Pb в широком интервале энергий (20-158,4 ГэВ) и центральности столкновения ядер. Определены выходы частиц (множественности), параметры наклона спектров (температуры) и средние поперечные массы частиц в центральной области быстрого.
- Измерены энергетические зависимости, а также зависимости от центральности и поперечной массы параметра коалесценции дейтрона B_2 , получены значения для радиуса источника частиц по модели коалесценции.
- Исследована систематика параметров наклона в широкой области масс рожденных частиц от пионов до дейтронов.
- Определены отношения выходов частиц \bar{p}/p и $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в широком интервале энергий ускорителя SPS и центральности столкновений ядер.
- Проведен сравнительный анализ полученных результатов с данными при низких и высоких энергиях, соответственно, с ускорителями AGS и RHIC, а также с предсказаниями современных моделей для описания столкновений релятивистских ядер.

Научно-практическая значимость работы

Результаты, полученные при анализе заряженных адронов и дейтронов в столкновениях Pb+Pb, важны для исследования динамики ядерных взаимодействий при высоких энергиях, физики многочастичных состояний сильнодействующих частиц, выбора сценариев развития систем, образованных в ультрарелятивистских ядерных столкновениях, лежащих в основе современных теоретических моделей генерации частиц.

900-канальный времяпролетный детектор в течение ряда лет успешно функционирует в составе адронного детектора в эксперименте NA49 в ЦЕРН на пучках адронов и ядер ускорителя SPS. Накопленный опыт может быть использован при создании времяпролетных систем в экспериментах на современных ускорителях, в том числе и ускорителях релятивистских ядер.

Реализованные процедуры коррекции времяпролетной информации хорошо зарекомендовали себя при реконструкции событий во взаимодействиях типа $p+p$, $p+Pb$ и $Pb+Pb$ и могут применяться как основа для калибровки измерений в экспериментах, использующих сцинтилляционные детекторы с высоким временным разрешением. Методика идентификации частиц, моделирования в условиях эксперимента и анализа спектров частиц, созданная в рамках данной работы, легко адаптируются для анализа данных в других экспериментах на ускорителях при более низких и высоких энергиях.

Автор защищает:

1. Результаты измерения и анализа поперечных спектров заряженных адронов π^{\pm} , K^{\pm} , p , и дейтронов, рожденных в столкновениях Pb+Pb при энергиях пучка, равных 20, 30, 40, 80 и 158A ГэВ.

2. Результаты измерения и анализа зависимостей от энергии и центральности в столкновении ядер Pb+Pb:

а) выходов заряженных частиц, параметров наклона спектров и средние поперечные массы частиц π^{\pm} , K^{\pm} , p , и d ;

б) параметров коалесценции дейтронов B_2 и радиусов источника, полученных из измерений B_2 в рамках модели коалесценции;

в) отношения выходов частиц $\langle p \rangle$ и $\langle d \rangle$ и сравнение с предсказаниями теоретических моделей.

3. Результаты анализа “стоппинга” (торможения) в центральных столкновениях ядер Pb+Pb при энергии 158A ГэВ.

4. Результаты работы по созданию 900-канального времяпролетного детектора в составе большого адронного спектрометра установки NA49 в ЦЕРН.

5. Результаты работы по созданию методики калибровки временных измерений в многоканальном детекторе и идентификации частиц на основе времяпролетных измерений и данных об ионизационных потерях частиц.

Апробация работы и публикации

Результаты, лежащие в основе диссертации, были доложены на совещаниях коллаборации NA49, совещаниях и семинарах по релятивистской ядерной физике, международных конференциях по ультрарелятивистским ядерным столкновениям «Кварковая материя» (Гейдельберг, Германия, 1996; Цукуба, Япония, 1997; Турин, Италия, 1999; Стони Брук, США, 2001; Нант, Франция, 2002; Будапешт, Венгрия, 2005), а также на международных симпозиумах «Многочастичная динамика», (Крым, Украина, 2002; Краков, Польша, 2003); Международной конференции «Ядро-ядерные столкновения» (Москва, 2003) и международном совещании «Многочастичные процессы» (Турин, Италия, 2000).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-20].

Объем и структура работы

Диссертационная работа изложена на 152 страницах, состоит из введения, шести глав и заключения, содержит 54 рисунка, 12 таблиц и список цитируемой литературы из 138 наименований.

Содержание диссертации

В первой главе приводится описание установки NA49 [1] и ее основных элементов, обеспечивших регистрацию частиц в условиях большого акцептанса, измерение импульсов частиц с высоким разрешением и надежной идентификацией.

Широкоапертурный многоцелевой адронный спектрометр NA49 (рис.1) предназначен для регистрации заряженных частиц в экспериментах на пучках адронов и ядер ускорителя SPS в ЦЕРН. Система мониторингирования пучка из триггера включает в себя сцинтилляционные счетчики и счетчик с радиатором и кварцевого стекла, который служит стартовым сигналом для времяпролетной системы, а также газовый черенковский счетчик. В корпусе газового счетчика располагается свинцовая мишень толщиной 224 мг/см^2 , что составляет 0,54% от ядерной длины взаимодействия. На линии пучка установлены координатные детекторы, 3 идентичные пропорциональные камеры для измерения положения частиц в пучке. Считывание информации осуществляется с катодных стрипов. Координатная точность детекторов составляет 40 мкм.

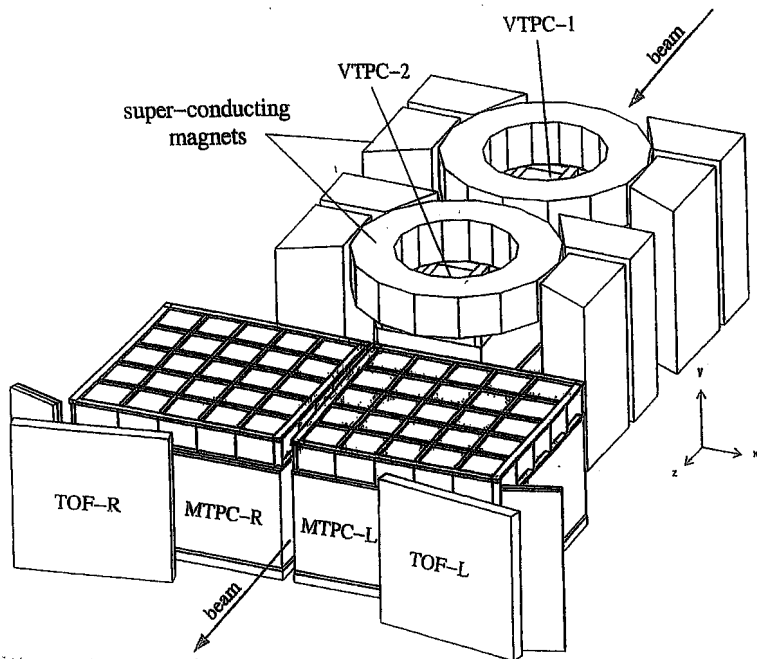


Рис. 1. Схема эксперимента NA49 в перспективном плане. Показаны ключевые элементы установки – времяпроекционные камеры внутри сверхпроводящих магнитов VTPC-1 и VTPC-2 и вне магнитов MTPC-L и MTPC-R, времяпролетные детекторы TOF-R и TOF-L. Детекторы пучка и калориметры RCAL и VCAL установлены, соответственно, до и после указанных элементов.

Основу установки составляют 4 времяпроекционные камеры ТРС с общим объемом 50 м^3 , что обеспечивает регистрацию и надежную реконструкцию более 1000 треков заряженных частиц в одном событии взаимодействия ядер Pb+Pb при энергии 158A ГэВ. Две из них, VTRC-1 и VTRC-2, установлены в магнитном поле, создаваемым двумя сверхпроводящими магнитами. Две другие камеры, MTRC-R и MTRC-L, расположены за магнитами на расстоянии $\sim 10 \text{ м}$ от мишени по обе стороны от линии пучка. ТРС предназначены для измерения траектории и импульса заряженных частиц, а также ионизационных потерь частиц dE/dx в газе, заполняющим объем камер. Общее число электронных каналов регистрации всех ТРС составляет 182000. Точность восстановления импульса в камерах составляет $\Delta p/p = 0,3\%$, а разрешение по ионизации dE/dx равно $\sim 4\%$. Это позволяет проводить идентификацию заряженных частиц в диапазоне импульсов $10 < p < 100 \text{ ГэВ}/c$.

Времяпролетные детекторы TOF-R и TOF-L обеспечивают идентификацию заряженных частиц в интервале импульсов $3 < p < 14 \text{ ГэВ}/c$.

Калориметр RCAL предназначен для измерения распределения по поперечной энергии частиц в ядерных взаимодействиях. Он состоит из слоев свинца, железа и пластического сцинтилляторы и имеет длину, эквивалентную $7 \lambda_{\text{int}}$ (λ_{int} - длина ядерного взаимодействия).

Калориметр VCAL расположен на расстоянии $\sim 25 \text{ м}$ от мишени. Он также состоит из слоев железа, свинца и сцинтиллятора и имеет продольный размер, эквивалентный $8,5 \lambda_{\text{int}}$. Коллиматор ограничивает аксептанс калориметра, вследствие чего в калориметре регистрируются непровзаимодействующие фрагменты (спектаторы) ядра. Установкой порога для величины сигнала с фотоумножителей калориметра задается степень центральности взаимодействия. При значении порога $E_{\text{veto}} < 8 \text{ ТэВ}$ выделяются 5% наиболее центральных взаимодействий в реакциях Pb+Pb, что эквивалентно диапазону значений прицельного параметра столкновений $0 < b < 3,5 \text{ фм}$.

Во второй главе представлен времяпролетный детектор TOF, созданный в ОИЯИ (Дубна). В ней описаны основные элементы системы, вопросы создания и работы детектора в составе установки NA49.

Времяпролетный детектор TOF [1,2] выполнен на основе сцинтилляционных счетчиков [3,4] и состоит из двух детекторов, симметрично расположенных по обе стороны от оси пучка. Каждый детектор состоит из 891 счетчика. Основой счетчика являются пластический сцинтиллятор прямоугольной формы двух типов, p-terphenyl+POPOP и Viscon, и фотоумножители типов ФЭУ-87 и Philips. Сцинтиллятор приклеен к фотокатоду ФЭУ с помощью оптического клея Viscon BC-600. К каждому ФЭУ присоединен делитель напряжения. Каждые 11 счетчиков собраны в жесткие светоизолирующие кассеты, которые устанавливаются на передвижной механической ферме таким образом, что сцинтилляционные пластики всех счетчиков TOF детектора образуют сегмент сферической поверхности, обращенной к мишени (рис. 2).

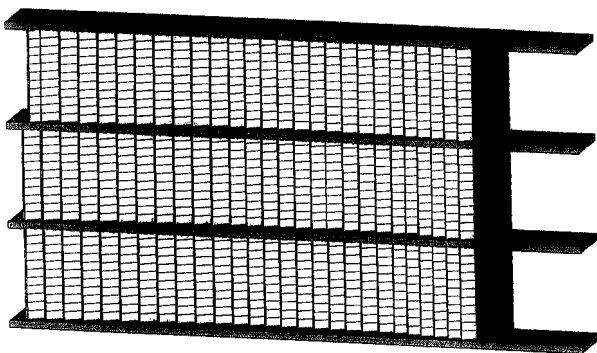
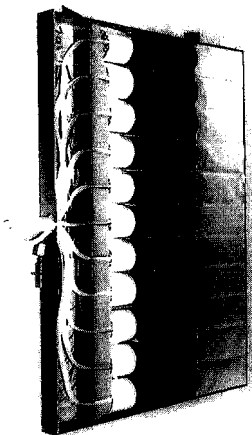


Рис. 2. *Левый:* Общий вид кассеты и 11 счетчиков в сборке: сцинтилляторы, обернутые фольгой, фотоумножители с делителями напряжения внутри цилиндрических экранов и кабели.

Правый: Расположение сцинтилляционных пластиков TOF детектора.

Испытания счетчиков, проведенные на пучках синхрофазотрона ОИЯИ и ускорителя SPS в ЦЕРН, показали реальную возможность создания на их базе времяпролетных детекторов с разрешением менее 80 пс [3,4]. Основным параметром времяпролетного детектора – усредненное временное разрешение составляет $\sigma \sim 75$ пс. Это позволяет надежно идентифицировать заряженные частицы π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p} , d с импульсом до 14 ГэВ/с. Система высоковольтного питания TOF реализована на основе стандарта CAEN, а электроника регистрации, состоящая из модулей дискриминаторов и преобразователей TDC и QDC, выполнена в стандарте VME и FASTBUS.

В процессе эксперимента осуществляется установка и контроль значений порогов дискриминаторов, последовательное сканирование всех каналов преобразователей, проверка работоспособности всех регистров каналов, считывание значений пьедесталов и запись результатов работы на диск. Эта информация используется при анализе данных с TOF детектора.

Третья глава посвящена методике калибровки TOF детектора и описанию процедур для корректного восстановления времяпролетной информации. Основными этапами калибровки TOF [2,4] являются: определение точного местоположения каждого счетчика в пространстве, амплитудная нормировка сигналов со счетчиков, учет времени распространения света в сцинтилляторе, а также зависимость момента срабатывания от амплитуды сигнала в счетчике.

При геометрической калибровке треки, восстановленные в TPC, экстраполируются на плоскость TOF детектора. Затем осуществляются сдвиги и

вращения счетчиков в пространстве, добиваясь максимального количества попаданий в счетчик треков при наличии в нем сигнала.

Так как амплитудные распределения сигналов со счетчиков TOF в каналах QDC имеют заметный разброс, то переход к амплитуде Q_{norm} , нормированной на значение сигнала в максимуме распределения для каждого счетчика, позволяет унифицировать критерий отбора треков для улучшения качества временной информации, вводя ограничение $0,8 < Q_{norm} < 1,6$.

Для временной калибровки используются треки пионов, которые надежно выделяются по распределению ионизационных потерь в ТРС. Разность $(T-T_\pi)$ измеренного в TOF времени T и вычисленного времени пролета для пионов T_π используется в процедуре определения коррекций. Время пролета T_π вычисляется по измеренному в ТРС импульсу и длине трека. Такой метод калибровки позволяет компенсировать индивидуальные задержки в каждом отдельном канале регистрации и определять абсолютное значение времени пролета частиц. Коррекции проводятся на основе описания зависимости величины $(T-T_\pi)$ от координаты точки попадания трека в сцинтиллятор, амплитуды сигнала в данном счетчике, а также от амплитуды стартового счетчика.

В качестве иллюстрации на рис. 3 представлены зависимость $(T-T_\pi)$ от координаты точки попадания трека и от амплитуды сигнала в счетчике до и после применяемых коррекций. Далее осуществляется компенсация временной

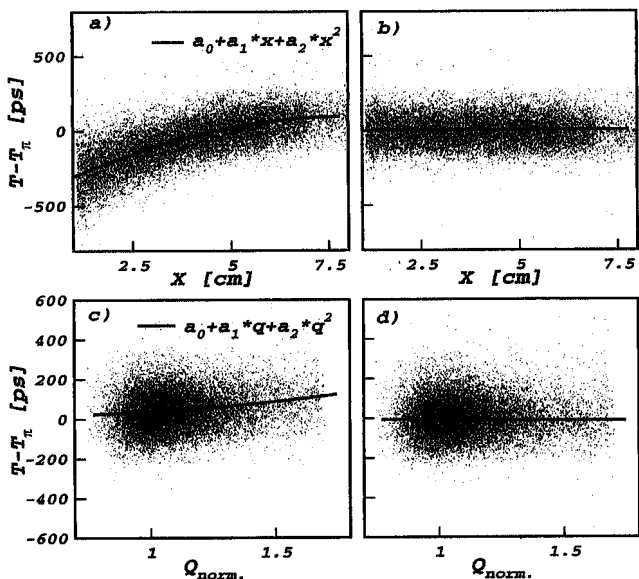


Рис. 3. Зависимость измеренного времени от координаты частицы в сцинтилляторе и амплитуды сигнала в счетчике до коррекции (а, с) и после коррекции (b, d).

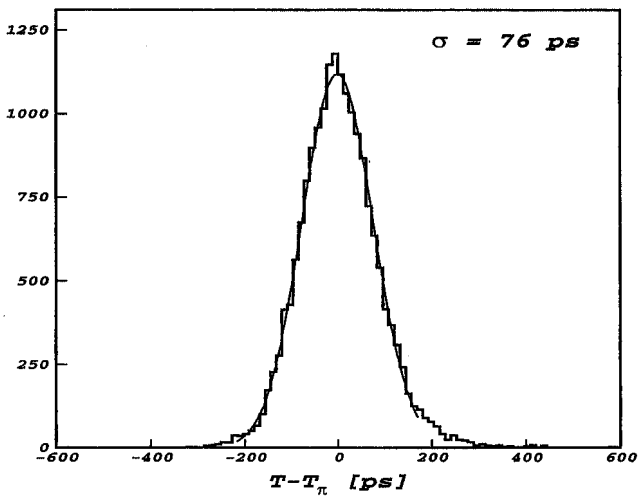


Рис. 4. Распределение разности времен $T - T_{\pi}$, где T – скорректированное время пролета частиц-пионов, T_{π} – соответствующее время, вычисленное из измеренного импульса пионов.

нестабильности TOF детектора. Полученное в результате коррекций типичное распределение величины $T - T_{\pi}$, характеризующее усредненное временное разрешение системы, приведено на рис. 4. Процедура калибровки используется при реконструкции событий в реакциях Pb+Pb, p+Pb и p+p.

В четвертой главе изложена методика идентификации заряженных частиц [2], осуществляемых в эксперименте на основе измерений времени пролета в TOF и ионизационных потерь частиц в газе TPC, вместе с процедурой, необходимой для восстановления инклюзивных спектров идентифицированных частиц.

Были выработаны следующие основные критерии отбора треков частиц:

- Трек должен быть реконструирован в камере MTPC за магнитом и, по крайней мере, в одной из камер VTPC в магните, причем последняя точка на треке должна быть вблизи граничной стенки TPC.
- При попадании двух и более частиц в один счетчик TOF треки исключаются из дальнейшего анализа ввиду невозможности идентифицировать их по времени пролета.
- Точка попадания трека в сцинтиллятор не должна быть ближе 1 мм от края сцинтиллятора.
- Для исключения конверсии гамма-квантов, попавших в сцинтиллятор вместе с заряженной частицей, в анализе отбираются случаи, для которых значение нормированной амплитуды сигнала в счетчике Q_{norm} удовлетворяет условию $0,8 < Q_{norm} < 1,6$. При идентификации дейтронов применяется более жесткое условие $0,8 < Q_{norm} < 1,2$.

Отобранные таким образом треки, попавшие в TOF детектор, проходят затем процедуру идентификации, которая основывается на анализе двумерной зависимости ионизационных потерь частиц dE/dx в газе TPC и квадрата эффективной массы частиц m^2 , полученной из измерения времени пролета в TOF. Распределение указанной зависимости для двух импульсных интервалов представлено на рис. 5.

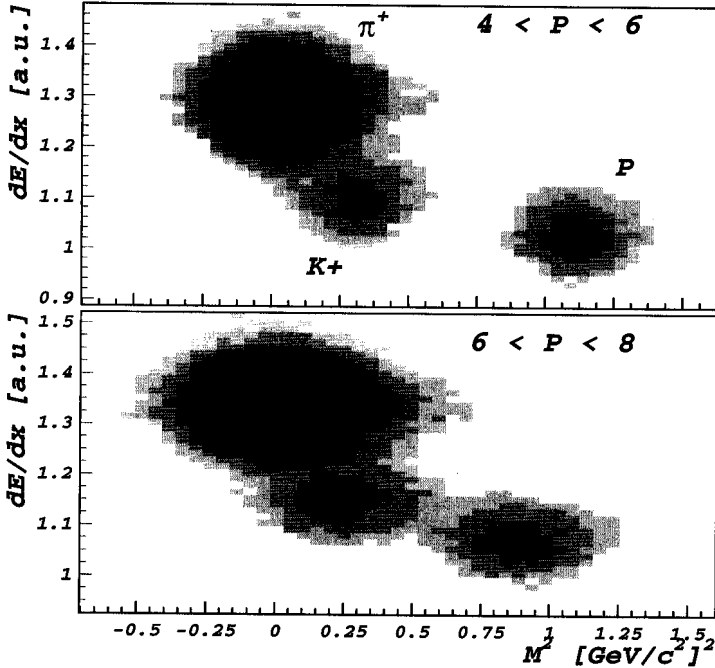


Рис. 5. Двумерные распределения ионизационных потерь частиц dE/dx в TPC и квадрата эффективных масс M^2 по измерению в TOF детекторе.

Распределения событий по величине m^2 при определенных ограничениях на величину dE/dx показано на рис. 6. На нем демонстрируются возможности отбора заряженных частиц, в частности, протонов, дейтронов и антипротонов для физического анализа данных, обсуждаемого в последующих главах.

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 проводятся на основе экспериментальных распределений dE/dx от m^2 , используя для этого функциональное описание распределений. Приводится детальное описание процедуры определения параметров двумерных распределений для всех типов

частиц. Отмечены особенности процедуры идентификации дейтронов. Эффективность процедуры идентификации с использованием критериев отбора треков составляет в среднем $\approx 70\%$. В завершении описывается процедура построения двумерных распределений по быстрой и поперечному импульсу p_t (поперечной массе m_t) идентифицированных частиц – π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и d (рис. 7), на основе которых проводится анализ спектров частиц, обсуждаемых в диссертации.

В этой же главе рассматриваются также вопросы моделирования установки и определения геометрической эффективности регистрации частиц в акцептансе времяпролетного детектора с помощью пакета GEANT, которые также задаются в виде двумерной зависимости $p_t(m_t)$ от y . Необходимым элементом анализа является моделирование для учета в исходном распределении частиц, являющихся продуктом распадов гиперонов.

Геометрическая эффективность изменяется от 90% для $p_t < 0,3$ ГэВ/с до 10% при больших значениях поперечного импульса. Определены коэффициенты коррекций на потери частиц для пионов и каонов из-за распадов и вследствие ядерного взаимодействия для всех типов частиц.

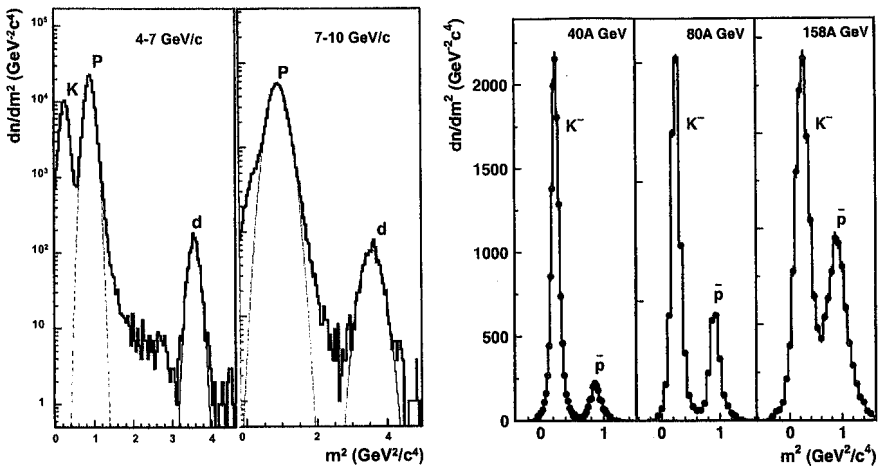


Рис. 6. Распределения по квадрату эффективных масс m^2 идентифицированных частиц - протонов, дейтронов, каонов и антипротонов.

Эффективность реконструкции треков в акцептансе TOF детектора близка к 100%. Вклад частиц от распадов гиперонов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 158,4 ГэВ составляет около 20% для протонов и примерно 35% для антипротонов.

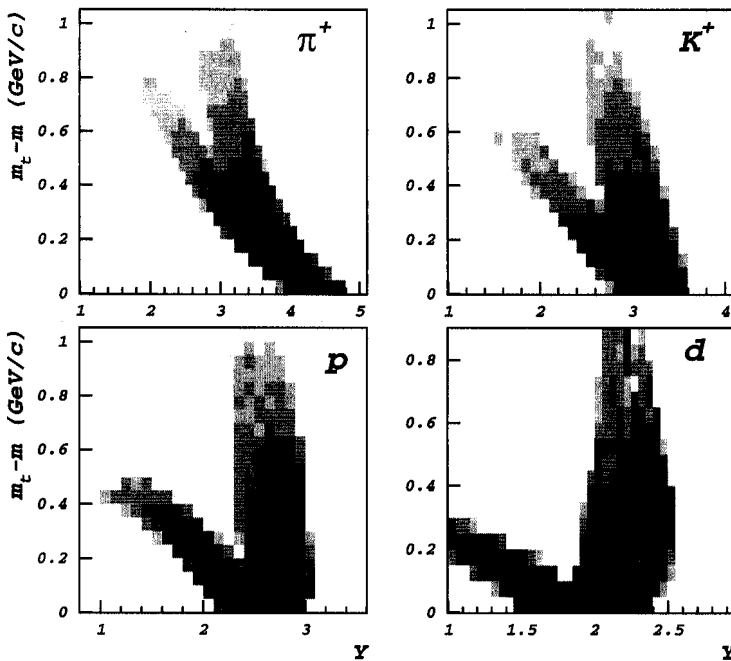


Рис. 7. Распределения по быстроте и поперечному импульсу частиц π , K , p и d , идентифицированных в TOF детекторе в реакции Pb+Pb при 158A ГэВ.

В пятой главе представлены результаты по исследованию рождения протонов и дейтронов в широкой области центральности столкновений ядер Pb+Pb (так называемые minimum bias события) при максимальной энергии налетающих ядер ускорителя SPS 158A ГэВ и в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях пучка 20, 30, 40, 80 и 158A ГэВ [5-10]. Соответственно, два типа триггеров были применены при наборе данных в эксперименте.

Для центральных столкновений главным триггерным детектором был калориметр, расположенный под нулевым углом к пучку (ZDC), в котором измеряется энергия E_{ZDC} непрореагировавших фрагментов пучка и спектаторных нуклонов. При наборе minimum bias событий взаимодействия Pb+Pb использовался черенковский счетчик, в газовом объеме которого располагалась мишень. Счетчик вырабатывал сигнал, который осуществлялся запрет на запуск установки в случае отсутствия взаимодействия в мишени.

Сортировка событий по центральности осуществлялась разбиением их на 6 интервалов в распределении энергии E_{ZDC} в калориметре ZDC. Для каждого интервала определялось среднее число нуклонов, участвующих во взаимодействии $\langle N_{part} \rangle$, вычисляя полное число рожденных барионов вне области фазового пространства, занимаемого спектаторными частицами. Для

этого использовались спектры заряженных частиц, измеренные в эксперименте NA49 в широком интервале телесного угла, близкого к 2π . Во втором подходе оценивалось количество спектаторных частиц в событии, используя энергию, выделенную спектаторными частицами в ZDC калориметре. Этот метод основывается на использовании генератора событий и моделировании отклика калориметра по программе GEANT. Оценка величины прицельного параметра « b » в столкновении ядер также основана на измерении энергии E_{ZDC} , которая связана с прицельным параметром соотношением, полученным из моделирования. В дополнение, так называемое число “раненых нуклонов” $\langle N_w \rangle$ было получено по модели Глаубера для ядро-ядерных столкновений. Значения параметров для шести интервалов по центральности столкновений, используемых в анализе, приведены в таблице 1.

Таблица 1

№	E_{ZDC}/E_{beam}	Доля от σ_{tot} (%)	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_w \rangle$	b (fm)
1	0–0.25	0-5	366±8	361	0-3.4
2	0.25–0.40	5-12	309±10	304	3.4-5.3
3	0.40–0.58	12-23	242±10	226	5.3-7.4
4	0.58–0.71	23-33	178±10	158	7.4-9.1
5	0.71–0.80	33-43	132±10	110	9.1-10.2
6	0.80–1.00	43-100	85±6	53	10.2-14.00

В анализе участвуют треки с одиночным попаданием в TOF детектор, т.е. исключаются двойные попадания треков и конверсия гамма-квантов в пластике сцинтиллятора. Соответствующая неэффективность определяется из экспериментальных данных и учитывается при расчете выхода частиц (множественности). Затем треки проходят процедуру идентификации, используя процедуру «обрезания» по dE/dx и m^2 , чтобы отобрать дейтроны и протоны и исключить пионы и большую часть каонов. Величины коррекций, учитывающих долю исключенных из анализа дейтронов (протонов) и примесь фона в результате применения обрезаний, определялись из экспериментальных распределений dE/dx и m^2 .

Примесь протонов от слабых распадов странных барионов (так называемые feeddown протоны) определялась моделированием по GEANT распадов Λ и Σ гиперонов в условиях экспериментальной установки и последующей реконструкции распадных протонов по всей цепочке обработки реальных событий. При генерировании брались распределения в фазовом пространстве, полученные в экспериментах NA57 и NA49 на ускорителе SPS по рождению Λ частиц, включая Λ от распадов Σ^0 -гиперонов. Полный вклад распадных протонов оказался равным 20-25%. Коррекция данных, учитывающая геометрическую эффективность регистрации частиц (поправка на акселтанс) осуществлялась также с использованием программы GEANT. Эффективность

реконструкции треков, летящих в пределах акцептанса TOF детектора, 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 дейтронов и протонов (рис. 8). Распределения фитировались выражением, представляющим сумму двух экспоненциальных функций:

$$\frac{d^2n}{m_t dm_t dy} = C_1 e^{-(m_t - m)/T} + C_2 e^{-(m_t - m)/T'}, \quad (1)$$

первая из которых содержит параметр наклона T для участка распределения, где $m_t > 0,2$ ГэВ/ c^2 . Численные значения параметра наклона T и выхода частиц (множественности) dn/dy приведены в таблице 2. Выход частиц dn/dy получен интегрированием параметризованного представления функции фитирования (1) во всем интервале поперечной массы m_t . Таблица содержит также средние значения поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$.

Таблица 2

Частицы	Центральность (% от σ_{tot})	dn/dy	T (МэВ)	$\langle m_t \rangle - m$ (МэВ)
Дейтроны	0-5	0.33±0.03	425±39	540±50
	5-12	0.27±0.03	421±44	530±48
	12-23	0.21±0.03	416±38	491±45
	23-33	0.12±0.02	330±33	380±38
	33-43	0.08±0.01	279±28	315±32
	43-100	0.04±0.01	279±35	315±39
Протоны	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

Рассмотрены основные источники систематических ошибок при анализе данных. Для дейтронных измерений ошибка в определении параметра наклона T составила 40-50 МэВ почти независимо от степени центральности, а для выхода дейтронов dn/dy полная ошибка изменяется от 15 до 30%, соответственно, в центральных и периферийных интервалах. Суммарная неопределенность в протонных данных составляет около 15 МэВ для наклона T , а для выхода частиц dn/dy слегка варьируется от 5 до 10%, соответственно, для центральных и периферийных столкновений.

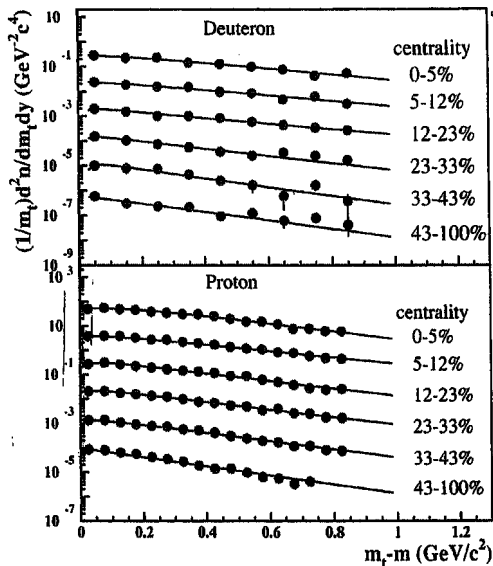


Рис. 8. Распределения по поперечной массе дейтронов в интервале быстрот $2,0 < y < 2,5$ и протонов в интервале $2,4 < y < 2,8$ при различных центральностях столкновений Pb+Pb при 158A ГэВ. Кривые – результат фитирования экспериментальных данных по формуле (1). Каждый последующий спектр, начиная с центральности 0-5%, уменьшен в 10 раз.

Дейтронные спектры при меньших энергиях ускорителя SPS получены в области центральных быстрот для интервалов

$1,4 < y < 2,2$ (20A ГэВ, $u_{c.m.} = 1,88$); $1,5 < y < 2,2$ (30A ГэВ, $u_{c.m.} = 2,08$);

$1,7 < y < 2,2$ (40A ГэВ, $u_{c.m.} = 2,22$) и $1,9 < y < 2,3$ (80A ГэВ, $u_{c.m.} = 2,57$),

а для протонов интервал быстрот составляет

$1,5 < y < 2,2$ (20A ГэВ); $1,6 < y < 2,3$ (30A ГэВ);

$1,9 < y < 2,3$ (40A ГэВ) и $2,2 < y < 2,6$ (80A ГэВ).

Процедура анализа проводилась аналогично описанному выше анализу данных при энергии 158A ГэВ. На рис. 9 приведены спектры дейтронов и протонов при энергиях пучка 20, 30, 40, 80 и 158A ГэВ вместе с кривыми, полученными фитированием двумя экспонентами по формуле (1). Численные значения выхода частиц dn/dy , параметра наклона t и средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ представлены в таблице 3.

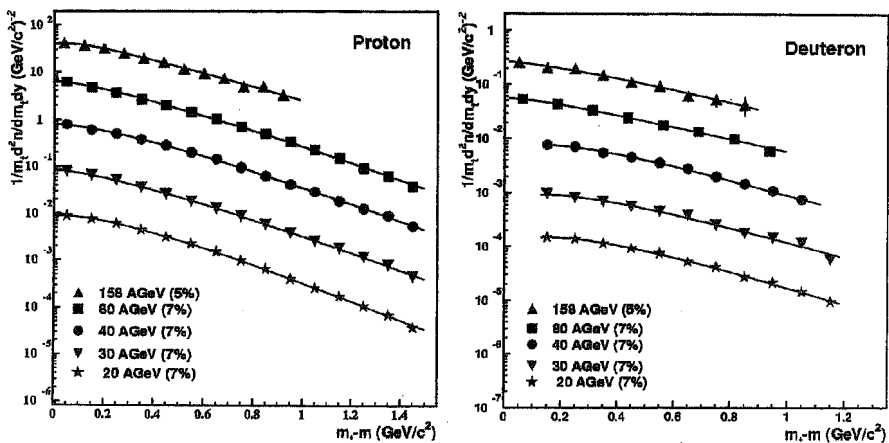


Рис. 9. Распределения по поперечной массе дейтронов и протонов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях 20, 30, 40, 80 и 158.4 ГэВ. Кривые – результат фитирования по формуле (1).

Таблица 3

Частицы	E_{beam} (A ГэВ)	dn/dy	T (MeV)	$\langle m_t \rangle - m$ (MeV)
Дейтроны	158	$0,33 \pm 0,03$	425 ± 39	540 ± 50
	80	$0,59 \pm 0,04$	360 ± 15	467 ± 20
	40	$1,02 \pm 0,05$	339 ± 9	444 ± 13
	30	$1,38 \pm 0,15$	334 ± 19	434 ± 25
	20	$2,11 \pm 0,19$	330 ± 21	432 ± 26
Протоны	158	$29,6 \pm 0,9$	308 ± 9	413 ± 13
	80	$30,1 \pm 1,0$	260 ± 11	364 ± 16
	40	$41,3 \pm 1,1$	257 ± 11	367 ± 16
	30	$42,1 \pm 2,0$	265 ± 10	362 ± 14
	20	$46,1 \pm 2,1$	249 ± 9	352 ± 13

Из анализа данных по взаимодействию ядер Pb+Pb при энергии пучка 158.4 ГэВ следует, что спектры дейтронов по поперечной массе m_t значительно жестче протонных спектров и это особенно выражено в центральных столкновениях. Видно, что при всех центральных столкновениях величина $\langle m_t \rangle - m$ для дейтронов больше, чем для протонов, причем для обеих частиц она уменьшается с уменьшением центральности, сближаясь к значению $\langle m_t \rangle - m = 200-250$ МэВ в случае наиболее периферийных столкновений. Аналогичное поведение характерно для параметра наклона T . Очевидно также, что

отклонение спектров при малых поперечных массах m , от описания единой экспоненциальной функции наблюдается при всех пяти значениях энергий пучка. Увеличение параметра наклона с увеличением массы, отклонение спектров от единой экспоненты при малых m , а также эволюция этих свойств с изменением центральности и энергии столкновения ядер, относятся к числу основных эффектов, вызванных радиальным коллективным расширением, возникающим в системе столкновения релятивистских тяжелых ядер.

Распределения по поперечной массе при максимальной энергии ускорителя SPS были измерены для широкого спектра частиц. Результаты показали, что параметр наклона распределений постоянно растет с ростом массы частиц [5,8,10,11]. Такое поведение объяснялось релятивистской суперпозицией локального термального распределения частиц с полем скоростей, созданным радиальным коллективным потоком, возникающим в системе столкновения релятивистских ядер. Возможное отклонение от такого поведения наблюдалось для тяжелых частиц, содержащих странные валентные кварки. Последующие эксперименты NA49 существенно расширили область изучения систематики параметров наклона (температуры), дополнив их данными при более низких энергиях ускорителя SPS и расширив спектр исследуемых частиц от пионов до дейтронов [10,12,13]. Эти результаты представлены на рис. 10.

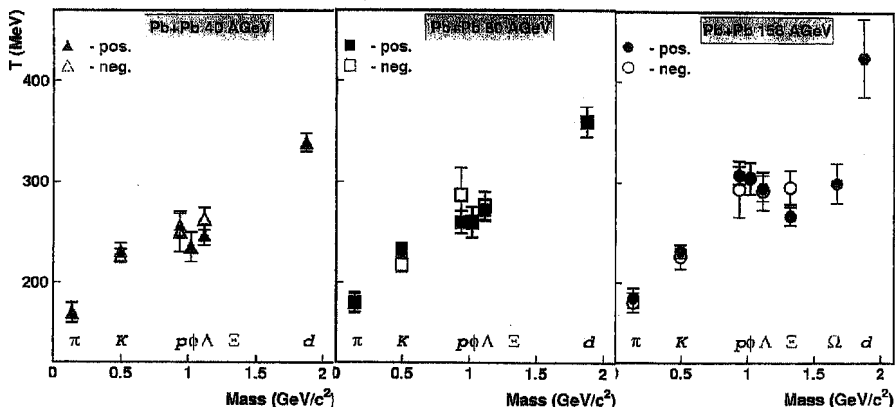


Рис. 10. Параметры наклона T для частиц π , K , p , d , ϕ , Λ , Ξ и Ω , измеренных в эксперименте NA49 вблизи значений средней быстроты в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях пучка 40, 80 и 158.4 ГэВ. Сплошными и открытыми символами обозначены, соответственно, положительные и отрицательные частицы. Результаты для π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и d получены из анализа данных по времени пролета частиц. Ошибки указаны статистические.

Считается наиболее вероятным, что дейтроны образуются вследствие коалесценции (слияния) протонов и нейтронов из-за пространственно-

импульсной корреляции на поздней стадии реакции. Измерения дейтронов вместе с протонными измерениями позволяют определить важный для физического анализа параметр коалесценции B_2 , который может быть вычислен из выражения (2) для кластера из двух нуклонов, т.е. $A = 2$.

$$E_A \frac{d^3 N_A}{dp^3} = B_A \left(E_p \frac{d^3 N_p}{dp^3} \right)^A, \quad P_A = A p_p \quad (2)$$

В моделях коалесценции это соотношение устанавливает связь между инвариантным сечением образования легких ядер с массой A и сечением рождения нуклонов. На рис. 11 и в таблице 4 представлены значения B_2 , измеренные в интервале быстрот $2,0 < y < 2,5$ в зависимости от количества нуклонов N_{part} , участвующих во взаимодействии Pb+Pb [8,9,13].

Таблица 4

$\langle N_{part} \rangle$	366	309	242
$B_2 \cdot 10^4 (\text{ГэВ}^2/c^3)$	$4,5 \pm 1,0$	$6,5 \pm 1,5$	$10,0 \pm 2,5$
$\langle N_{part} \rangle$	178	132	85
$B_2 \cdot 10^4 (\text{ГэВ}^2/c^3)$	$16,0 \pm 4,0$	$27,0 \pm 8,0$	$32,0 \pm 9,0$

Сильная зависимость B_2 от центральности может интерпретироваться как результат расширения эффективного объема источника испускания частиц в центральных столкновениях тяжелых ядер.

В моделях коалесценции устанавливается соотношение между параметром B_2 и размером источника испускания частиц. Считается важным учитывать динамику столкновения при рассмотрении механизма коалесценции. В модели, основанной на формализме матрицы плотности и учитывающей при коалесценции коллективное расширение, выводится соотношение между величиной B_2 и объемом однородности V_{hom} (эффективным объемом области взаимодействия) в виде $B_2 \propto 1/V_{hom}^{1/3}$. Таким образом можно вычислить эквивалентный радиус $R_{coal} = V_{hom}^{1/3}$ из модели коалесценции и сравнить его с радиусом $R_{HBT} = (R_{side}^2 \cdot R_{long})^{1/3}$, полученным из анализа Бозе-Эйнштейновских корреляций НВТ интерферометрии. Здесь R_{side} и R_{long} – эффективные поперечный и продольный размеры области излучения частиц, полученных из корреляционных измерений. Используя предписание модели и данные по измерению B_2 , получены значения R_{coal} для каждого интервала центральности. Результаты представлены на рис. 11. Радиус R_{HBT} , полученный из недавних результатов NA49, также показан на рисунке в виде затененной области, ширина которой характеризует оценку неопределенности в измерении. Из данных видно, что с увеличением N_{part} эффективный радиус источника, определенный из B_2 , растет быстрее, чем радиус, полученный из НВТ анализа. По мере приближения к центральному столкновению это отличие становится более очевидным.

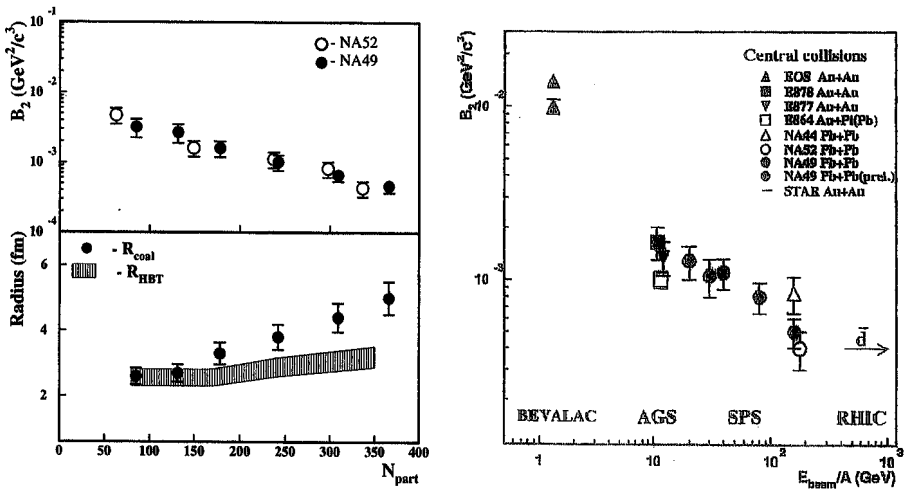


Рис.11. *Верхний:* Параметр коалесценции для дейтронов B_2 во взаимодействиях Pb+Pb при 158A GeV в зависимости от числа взаимодействующих нуклонов N_{part} .

Нижний: Радиус источника R_{coal} из измерений B_2 в контексте модели коалесценции и радиус $R_{HBT} = (R_{side}^2 \cdot R_{long})^{1/3}$ из HBT анализа по корреляциям тождественных пионов, каонов и протонов.

Левый: Параметр коалесценции дейтронов B_2 в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях пучка E_{beam} , равных 20, 30, 40, 80 и 158A ГэВ на SPS (NA49) вместе с результатами при энергиях ускорителей BEVALAC, AGS и RHIC.

Были выполнены также измерения параметра коалесценции B_2 в зависимости от поперечной массы дейтронов $\langle m_t \rangle - m$ для трех областей центральности, соответствующих интервалам (0-12)%, (12-33)% и (33-100)% от полных сечений σ_{tot} . Результаты показали, что вероятность коалесценции B_2 растет при больших значениях m_t во всех трех группах событий по центральности. Такое поведение параметра B_2 есть следствие разницы в наклонах дейтронов и протонов и, как следует из теоретических рассмотрений, может быть обусловлено двумя факторами: наличием коллективных потоков с линейной формой радиальной скорости и равномерным распределением плотности нуклонов в объеме источника испускающей частиц.

Значения параметров коалесценции определены также для дейтронов, рожденных в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях 20, 30, 40 и 80A ГэВ. Они представлены на рис. 11 и в таблице 5.

Таблица 5

$E_{beam} (A \text{ ГэВ})$	20	30	40	80	158
$B_2 \cdot 10^4 (\text{ГэВ}^2/c^2)$	$13,0 \pm 3,0$	$11,0 \pm 3,0$	$11,5 \pm 2,5$	$8,0 \pm 1,5$	$5,0 \pm 1,0$

Полученные результаты свидетельствуют о том, что с уменьшением энергии пучка наблюдается непрерывный рост параметра коалесценции. В интервале между энергией AGS и максимальной энергией SPS этот рост определяется фактором ~ 3 .

Как рассматривалось выше, параметр наклона поперечных спектров T включает в себя две составляющие - температуру на стадии freeze-out T_{fo} и компоненту поперечного потока. В таком представлении параметр наклона T может быть выражен как $T = T_{fo} + m \langle \beta_T \rangle^2$, где β_T - скорость поперечного потока. Однако использование такого упрощенного представления обладает недостатком, так как при попытке извлечения T_{fo} и β_T возникает зависимость от интервала, в котором был измерен параметр наклона. Более того, предположение о фиксированной скорости потока является сильным упрощением. Чтобы преодолеть эти проблемы и избежать сложностей с плотностью начальной энергии и уравнением состояния при расчетах по гидродинамической модели, многие исследования в настоящее время осуществляются с использованием так называемой «blast wave» параметризации (взрывная волна).

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

$$\frac{d^2 n}{m_T dm_T dy} \propto m_T K_1 \left(\frac{m_T \cosh \rho}{T_{fo}} \right) I_0 \left(\frac{p_T \sinh \rho}{T_{fo}} \right) \quad (3)$$

Совместное фитирование этой функцией поперечных спектров частиц разного типа позволяет определить температуру T_{fo} на поздней стадии развития фэйрбола на стадии кинетического freeze-out и среднее значение скорости поперечного потока β_T ($\rho = \tanh^{-1} \beta_T$).

На рис. 12 показаны распределения по поперечной массе m_t [13,15], полученные в эксперименте NA49 по взаимодействию ядер Pb+Pb для π^- , K^- , K^+ , p , \bar{p} , d , ϕ , Λ и $\bar{\Lambda}$ при энергиях налетающих ядер 40, 80 и 158A ГэВ, а также для тяжелых гиперонов Ξ и Ω при 158A ГэВ. Спектры при 20 и 30A ГэВ представлены в [20].

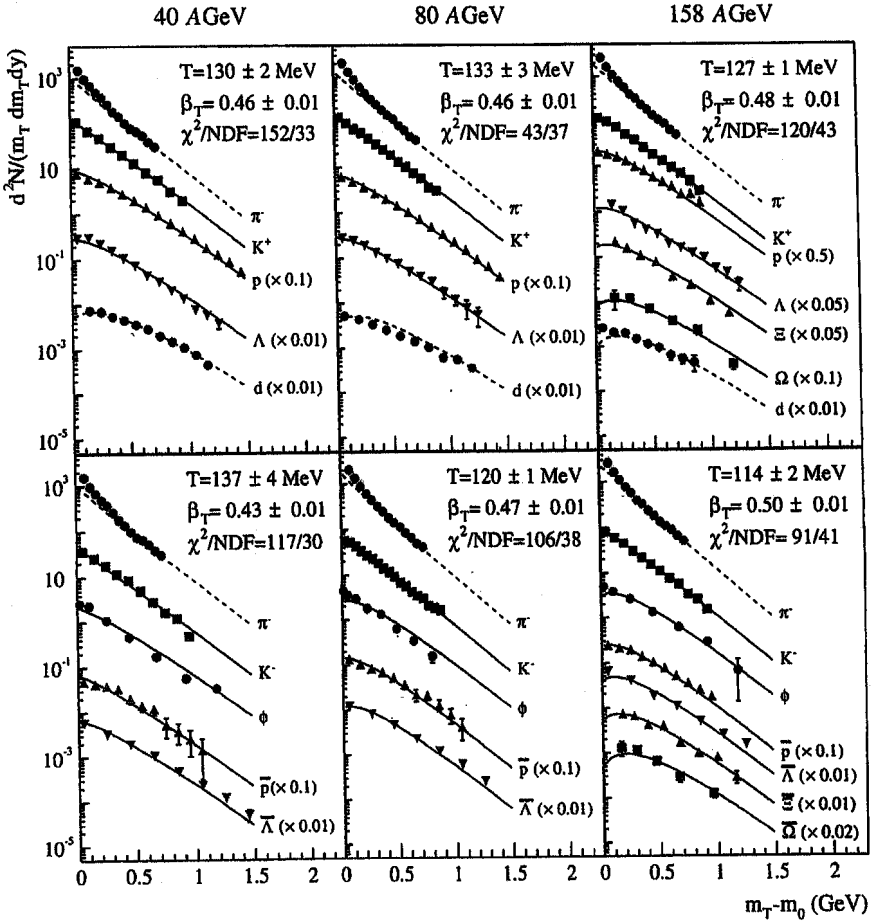


Рис. 12. Спектры частиц по поперечной массе в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях пучка 40, 80 и 158A ГэВ. Линиями показан результат фитирования выражением (3).

Следует отметить, что спектры для π , K , K^+ , p , \bar{p} и d [10,12] получены из анализа данных с использованием измерений времени пролета в TOF, а для Λ и $\bar{\Lambda}$, Ξ и Ω [16-18] использовались измерения в TPC, идентифицируя гипероны по топологии распада.

Полученные в результате анализа усредненные значения параметров составили $T_{f_0} \approx 120-130$ МэВ и $\beta_T \approx 0,45-0,50$ [13,15]. Оказалось, что не только спектры π , K , p и Λ частиц хорошо описываются таким фитированием, но также и спектры мультистранных барионов Ξ и Ω . Считалось, что мультистранные барионы будут значительно слабее подвержены влиянию коллективных потоков или вовсе не испытывать какого-либо эффекта из-за очень малых сечений неупругих взаимодействий этих частиц в ядре.

Шестая глава посвящена вопросу образования антипротонов во взаимодействиях ядер Pb+Pb. Аналогично процедурам, описанным в предыдущих главах, были получены распределения антипротонов по поперечной массе при энергии 158A ГэВ [13,15], интегрированные по измеренному интервалу быстрот, которые представлены на рис. 13. Полученные на основе m_t -спектров выходы частиц dn/dy , параметры наклона T и средние поперечные массы $\langle m_t \rangle - m$, приведены в Таблице 6.

Таблица 6

Частица	Центральность (% от σ_{tot})	dn/dy	T (МэВ)	$\langle m_t \rangle - m$ (МэВ)
Антипротоны	0-5	$1,66 \pm 0,17$	291 ± 15	381 ± 18
	5-12	$1,27 \pm 0,11$	299 ± 15	393 ± 16
	12-23	$1,05 \pm 0,08$	274 ± 22	370 ± 45
	23-33	$0,76 \pm 0,06$	269 ± 29	320 ± 35
	33-43	$0,55 \pm 0,05$	255 ± 28	309 ± 32
	43-100	$0,33 \pm 0,04$	236 ± 26	284 ± 28

Для выхода антипротонов оценка систематической ошибки составила 10%, а для параметра наклона – 5% при слабой зависимости этих оценок от степени центральности.

Инвариантные спектры при более низких энергиях SPS 20, 30, 40 и 80A ГэВ [13,15,20] были получены при отборе 7% наиболее центральных взаимодействий Pb+Pb, что соответствует среднему числу взаимодействующих нуклонов $\langle N_{part} \rangle = 349$. Спектры получены вблизи центральных быстрот в тех же интервалах, что и для протонов, представленных в предыдущей главе. Спектры по поперечной массе приведены на рис. 13, а численные значения для dn/dy , T и $\langle m_t \rangle - m$ сведены в таблице 7.

Таблица 7

Частицы	$E_{beam}(A \text{ ГэВ})$	dn/dy	$T(\text{МэВ})$	$\langle m_t \rangle - m$ (МэВ)
Антипротоны	158	$1,66 \pm 0,17$	291 ± 15	388 ± 20
	80	$0,87 \pm 0,07$	283 ± 30	385 ± 41
	40	$0,32 \pm 0,03$	246 ± 35	355 ± 51
	30	$0,16 \pm 0,02$	290 ± 45	395 ± 60
	20	$0,06 \pm 0,01$	279 ± 64	394 ± 60

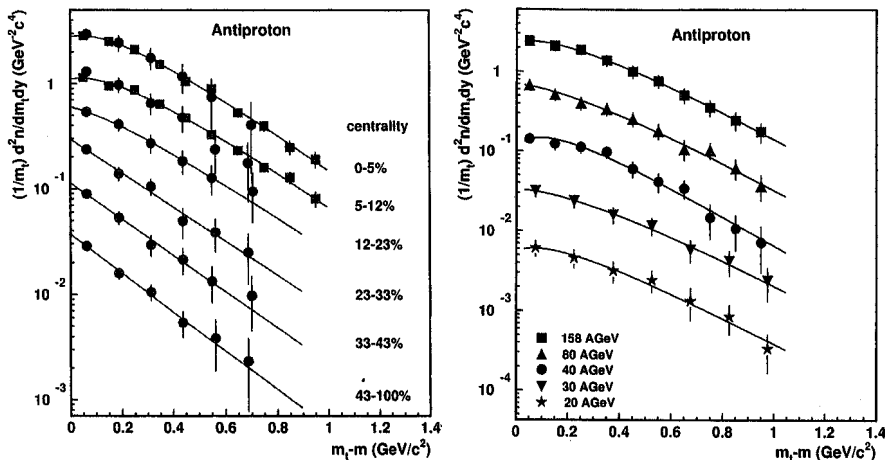


Рис. 13. *Левый*: Распределения по поперечной массе антипротонов в интервале быстрот $2,4 < y < 2,8$ ($y_{c.m.} = 2,9$) для шести групп событий по центральности в столкновениях Pb+Pb при 158,4 ГэВ.

Правый: Распределения по поперечной массе антипротонов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях пучка 20, 30, 40, 80 и 158,4 ГэВ. Сплошные линии – результаты фитирования данных по формуле (1). Для наглядности каждый последующий спектр для \bar{p} и p занижен в 2 раза.

Видно, что аналогично протонным спектрам, спектры антипротонов становятся более «жесткими» при переходе от периферических к центральным столкновениям с более выраженным характером отклонения спектров при малых m_t от экспоненциального Больцмановского распределения. Отмеченные особенности в поведении спектров в зависимости от центральности столкновений объясняются в рамках современных гидродинамических моделей сильным коллективным расширением (радиальными потоками) как следствие большого давления, возникающего на начальной стадии столкновения ультррелятивистских ядер.

Существенная разница между антипротонами и протонами обнаружена в характере зависимости выхода частиц (множественности) от центральности столкновений. Обе эти величины растут с увеличением центральности, но при этом выход протонов растет примерно в 2 раза быстрее. Отношение выхода dn/dy для \bar{p} и p к числу участвующих нуклонов N_{part} в зависимости от N_{part} для шести групп событий по центральности показаны на рис. 14. Рост отношения $(dn/dy)/N_{part}$ с центральностью для p очевиден и он связан с усилением стоппинга нуклонов по мере увеличения центральности во взаимодействиях ядер, в то время как для \bar{p} это отношение остается почти постоянным.

Следует отметить, что в адронной физике, основанной на теории струй, заложенной в модели UrQMD, имеет место повышенный выход антипротонов в центральных взаимодействиях ядер и процесс аннигиляций компенсирует повышенный выход \bar{p} и этим объясняется близкая к постоянной зависимость отношения выходов \bar{p} к N_{part} от центральности столкновения.

Таким образом, барионная плотность при взаимодействии ядер, значительная при относительно низких энергиях, существенно влияет на выход антипротонов последствием аннигиляции барион-антибарионной пары в центральных столкновениях на AGS и SPS, но не на RHIC, где плотность барионов в зоне столкновения существенно меньше. Эти свойства в выходе протонов и антипротонов приводят к существенной зависимости отношения \bar{p}/p от центральности, которая показана на рис. 14.

На рис. 15 приведена энергетическая зависимость отношения \bar{p}/p по результатам измерений на SPS [16], а также на AGS и RHIC. Численные значения этого отношения представлены в таблице 8. Из рисунка видно как осуществляется переход от так называемой системы, «богатой» барионами на AGS, через промежуточную область энергий SPS к почти «свободной» от барионов центральной области быстрот на RHIC.

Таблица 8

E_{beam} (A ГэВ)	\bar{p}/p	$\bar{\Lambda}/\bar{p}$
158	$0,058 \pm 0,005$	$1,09 \pm 0,15$
80	$0,028 \pm 0,003$	$1,22 \pm 0,14$
40	$0,0078 \pm 0,0010$	$1,31 \pm 0,19$
30	$0,0038 \pm 0,0008$	$1,81 \pm 0,37$
20	$0,0013 \pm 0,0002$	$1,72 \pm 0,58$

Данные, полученные в том же эксперименте по исследованию антилямбда гиперонов ($\bar{\Lambda}$) в центральных столкновениях Pb+Pb [17,18,20], позволяют провести сравнительный анализ образования странных и нестранных антибарионов при всех пяти энергиях налетающих ядер. В первую очередь, это связано с возможностью исследования отношения выходов частиц $\bar{\Lambda}/\bar{p}$.

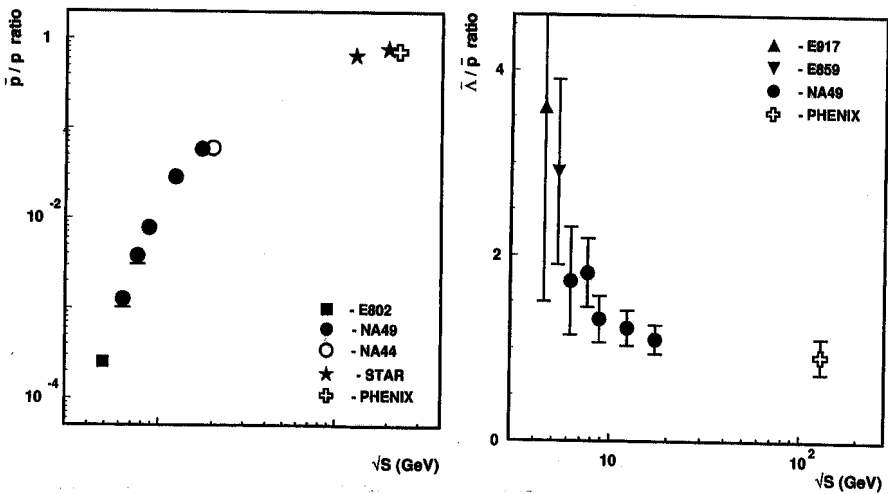


Рис. 15. Отношения выходов частиц \bar{p}/p и $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в зависимости от энергии в системе центра масс нуклонов \sqrt{s} в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях SPS (NA49) и в центральных столкновениях Au+Au при низких и высоких энергиях, соответственно, на AGS и RHIC.

Измеренные величины для отношения $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в центральных столкновениях Pb+Pb при энергиях 20, 30, 40, 80 и 158А ГэВ [16] приведены в таблице 8, а сами результаты показаны на рис. 15 вместе с данными измерений на AGS и RHIC. Видно, что отношение $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ монотонно возрастает от ~ 1 до значения ~ 2 при переходе, соответственно, от максимальной энергии SPS 158А ГэВ к меньшим энергиям 20 и 30А ГэВ и, скорее всего, подтверждают большое значение этого отношения ($\bar{\Lambda}/\bar{p} \sim 3$), полученное при энергиях AGS (11-14А ГэВ). Эти результаты, будучи измеренные с большими ошибками, рассматривались, тем не менее, как указание на повышенный выход странности и возможное образование кварк-глюонной плазмы.

В основе моделей, исследующих отношение $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ и зависимость этого отношения от центральности, заложены два основных процесса – рождение частиц $\bar{\Lambda}$ и \bar{p} и последующее их поглощение. Такая концепция достаточно хорошо описывает полученные экспериментальные данные при максимальной энергии SPS применительно к микроскопической модели UtQMD, а результаты модельных исследований сводятся к тому, что наблюдаемые эффекты в поведении отношения $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ вызваны, скорее всего, поглощением этих частиц в

ядерной среде более сильным для \bar{p} и относительно слабым для $\bar{\Lambda}$. Однако, при меньших энергиях существующие модельные расчеты не в состоянии воспроизвести ни большое значение отношения $\bar{\Lambda}/\bar{p}$, ни резкую зависимость этого отношения от центральности. И это остается пока без теоретического объяснения.

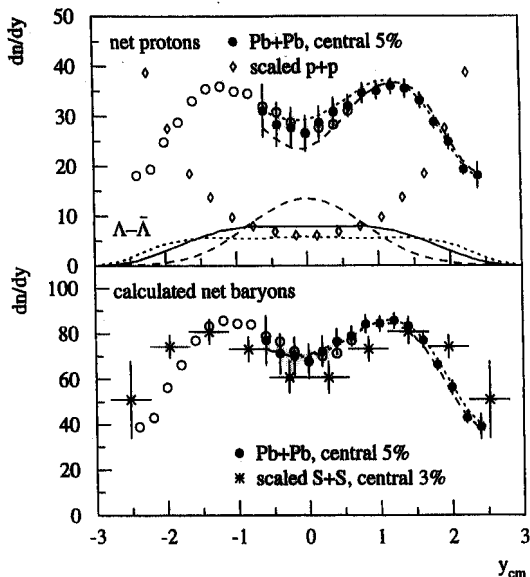


Рис. 16. Быстротные распределения для разности выходов частиц $dn/dy(p - \bar{p})$ (net протоны) и $dn/dy(B - \bar{B})$ (net барионы) в центральных столкновениях Pb+Pb при 158A ГэВ. Для сравнения показаны распределения для реакций $p+p$ и $S+S$.

Энергетические потери сталкивающихся ядер, затрачиваемые на образование частиц и возбуждение всей системы, приводят к смещению продольной быстроты взаимодействующих нуклонов в сторону быстроты системы центра масс реакций. Это явление, называемое стоппингом, исследуется на основе быстротных распределений для разности выходов протонов и антипротонов $dn/dy(p - \bar{p})$, а также барионов и антибарионов $dn/dy(B - \bar{B})$.

Благодаря большому акцептансу установки NA49 эти измерения были выполнены практически во всей кинематической области реакции Pb+Pb при энергии 158A ГэВ, используя при анализе данных измерения ионизационных потерь частиц dE/dx . Результаты представлены на рис. 16 в форме быстротных

распределений частиц для разностей выходов ($p-\bar{p}$) и ($B-\bar{B}$) [8,19]. При этом выходы протонов и антипротонов вблизи центральной бытроты (быстроты системы центра масс $u_{c.m.}$) - области, наиболее важной при изучении стоппинга, были выполнены с использованием времяпролетных измерений с TOF детектора, обеспечивших надежную идентификацию частиц p и \bar{p} . Наличие провала в обоих распределениях свидетельствует о том, что при энергиях SPS не происходит полного торможения, а имеет место частичная прозрачность сталкивающихся ядер. Ширина распределений и величина провала в центре распределений при $u_{c.m.} = 0$ для Pb+Pb и S+S столкновений указывают на несколько большую степень торможения во взаимодействиях ядер Pb+Pb. Можно также сделать вывод, что величина потерь начальной кинетической энергии нуклонами ядра практически насыщается в ядерных столкновениях при максимальной энергии ускорителя SPS.

В заключении изложены основные результаты диссертационной работы:

1. Впервые выполнены исследования образования протонов, антипротонов и дейтронов во взаимодействиях релятивистских ядер Pb+Pb при энергиях 20, 30, 40, 80 и 158A ГэВ в интервале между максимальными энергиями ускорителей AGS и SPS.
2. На основе методических исследований под руководством автора создан уникальный 900-канальный времяпролетный детектор (TOF) с высоким разрешением $\sigma \approx 70$ пс, являющийся одним из ключевых детекторов в исследованиях на установке NA49 – большом адронном спектрометре в пучках ядер и адронов ускорителя SPS в ЦЕРН.
3. Разработана методика калибровки измерений, обеспечившая высокое разрешение по времени пролета при реконструкции событий в реакциях $p+p$, $p+Pb$ и $Pb+Pb$.

Разработана и реализована процедура идентификации заряженных частиц π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и ядер дейтронов в широком интервале импульсов $3 < p < 14$ ГэВ/с на основе измерений ионизационных потерь частиц в TPC и времени пролета частиц в TOF детекторе.

4. Впервые измерены инклюдивные¹ спектры пионов, каонов, протонов, антипротонов и дейтронов в широкой области энергий и центральности взаимодействующих ядер Pb+Pb. Показана сильная зависимость формы спектров по поперечной массе от центральности столкновений ядер. Спектры дейтронов значительно жестче протонных, особенно в центральных столкновениях, где спектры проявляют также заметное отклонение от экспоненциального Больцмановского распределения. Для широкого спектра частиц π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , ϕ , Λ , $\bar{\Lambda}$ и d показано, что в центральных столкновениях

Pb+Pb при энергиях 40, 80 и 158.4 ГэВ параметр наклона растет с увеличением массы частиц.

5. Впервые выполнен всесторонний анализ образования дейтронов посредством механизма коалесценции нуклонов в широкой области энергий, центральности столкновений ядер и поперечной массы дейтронов. Показано, что параметр коалесценции B_2 (вероятность коалесценции нуклонов) значительно уменьшается с ростом энергии и центральности, отражая, тем самым, увеличенный объем системы, образованной в центральных столкновениях ядер Pb+Pb. Отмечено также, что параметр B_2 увеличивается с ростом поперечной массы дейтронов.

Показано, что с увеличением центральности и энергии радиус источника, полученный в контексте модели коалесценции, растет быстрее, чем радиус, измеренный по корреляциям тождественных частиц.

6. Показано, что полученные результаты (пп. 4 и 5) подтверждают предсказанные свойства спектров частиц и параметров коалесценции, в рамках современного представления о том, что в центральных ядро-ядерных столкновениях наряду с термальным движением возникают сильное гидродинамическое расширение и радиальные коллективные потоки.

Дополнительное подтверждение этому получено в результатах фитирования поперечных спектров частиц π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , ϕ , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ и Ω с учетом гидродинамического расширения. Определены основные параметры – температура и скорость радиальных потоков на конечной стадии развития системы (файрбола), образующейся в центральных столкновениях Pb+Pb.

7. Впервые обнаружено, что величина средней поперечной массы протонов и антипротонов в центральных столкновениях Pb+Pb в интервале 20-158.4 ГэВ практически не зависит от энергии, что может быть указанием на возможное проявление при этих энергиях одновременно двух фаз в системе – адронной и партонный фазы.

В то же время показано, что различие в выходе протонов и антипротонов в зависимости от центральности является следствием двух доминирующих процессов – усиления стоппинга протонов и аннигиляции антипротонов в центральных столкновениях Pb+Pb.

8. Впервые измерены отношения множественностей частиц \bar{p}/p и $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в центральных взаимодействиях Pb+Pb при 20-158.4 ГэВ.

Показано, что в указанном интервале энергий отношение \bar{p}/p изменяется почти на два порядка величины, наглядно демонстрируя характер перехода от так называемой системы, «богатой» барионами на AGS, через промежуточную область на SPS к почти «свободной» от барионов области центральных быстрых при энергиях RHIC.

Показано, что отношение $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ монотонно возрастает с уменьшением энергии пучка от величины ~ 1 при 158A ГэВ до значения ~ 2 при 20 и 30A ГэВ. Этот результат вместе с данными на при энергиях 10-14A ГэВ ($\bar{\Lambda}/\bar{p} \sim 3$) не имеет удовлетворительного объяснения и не воспроизводится в теоретических расчетах с использованием существующих моделей для описания релятивистских ядерных столкновений.

9. Выполнен анализ энергетических потерь взаимодействующих ядер, затрачиваемых на образование частиц и возбуждение всей системы – явления стоппинга в ядрах. На основе быстротных распределений протонов и антипротонов показано, что в центральных столкновениях ядер Pb+Pb при максимальной энергии SPS не происходит полного торможения, а имеет место частичная прозрачность сталкивающихся ядер.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. S.Afanasiev, T.Alber..., G.L.Melkumov et al. The NA49 large acceptance hadron detector. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A430, 210 (1999).
2. С.В.Афанасьев, А.Ю.Исупов..., Г.Л.Мелкумов и др. Многоканальный времяпролетный детектор в составе адронного спектрометра эксперимента NA49 в ЦЕРН. Краткие сообщения ОИЯИ, №5 (85)-97, 1997, с.69.
3. S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov..., G.L.Melkumov et al. Scintillation counters for multichannel time-of-flight system. Acta Phys. Slovaca, vol. 44 (1994), No. 6, p. 451; Краткие сообщения ОИЯИ, № 25(62)-93, 1993, с. 34.
4. С.В.Афанасьев, Л.Я.Жильцова..., Г.Л.Мелкумов и др. Сцинтилляционные детекторы для прецизионных временных измерений. Краткие сообщения ОИЯИ, № 1 (81)-97, 1997, с. 45.
5. S.V.Afanasiev, T.Anticic..., G.L.Melkumov et al. Deuteron production in central Pb+Pb Collisions at 158A GeV. Phys. Lett. B 486 (2000) 22.
6. G.L.Melkumov. Deuteron production in central Pb+Pb collisions at 158A GeV. Труды Межд. совещ. «Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ», Словакия, Стара Лесна, 2000, с. 161-171.
7. J.Bächler, D.Barna..., G.L.Melkumov et al. Correlations and fluctuations in Pb+Pb collisions. Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) 92 (2001) 7-15.

8. G.Roland, H.Appelshäuser..., G.L.Melkumov et al. Recent results in central Pb+Pb collisions from experiment NA49. Nucl.Phys. A 638 (1998) 91.
9. G.L.Melkumov. Deuteron and proton production in Pb+Pb collisions at 40, 80 and 158A GeV. Proceedings of XXXII Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics. Alushta, Crimea, 2002 (World Scientific 2003), p.121-125.
10. T.Anticic, B.Baatar..., G.L.Melkumov et al., Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb+Pb collisions at relativistic energies. Phys. Rev. C69, 024902 (2004).
11. T.Alber, H.Appelshäuser..., G.L.Melkumov et al. Kaon-, Λ - and $\bar{\Lambda}$ -production in Pb+Pb-collisions at 158 GeV per nucleon. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 1817-1825.
12. S.V.Afanasiev, T.Anticic..., G.L.Melkumov et al. Energy dependence of pion and kaon production in central Pb+Pb collisions, Phys.Rev. C 66, 054902 (2002).
13. M. van Leeuwen, S.V.Afanasiev..., G.L.Melkumov et al. Recent results on spectra and yields from NA49. Nucl. Phys. A 715 (2003) 161.
14. Ch.Blume, S.V.Afanasiev..., G.L.Melkumov et al. Results on correlations and fluctuations from NA49. Nucl. Phys. A 715 (2003) 55.
15. C.Alt, T.Anticic..., G.L.Melkumov et al. Strangeness from 20A GeV to 158A GeV. J.Phys.G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 119-128.
16. A.Mischke, S.V.Afanasiev..., G.L.Melkumov et al. Energy dependence of Λ and $\bar{\Lambda}$ production at CERN-SPS energies. Nucl. Phys. A 715 (2003) 453.
17. T.Anticic, B.Baatar..., G.L.Melkumov et al. Λ - and $\bar{\Lambda}$ production in Pb+Pb collisions at 40, 80 and 158A GeV. Phys. Rev. Lett. 93, 022302 (2004).
18. Ch.Blume, C.Alt..., G.L.Melkumov et al. Review of results from the NA49 collaboration. J.Phys.G: Nucl. Part. Phys. 31 (2005) 685-692.
19. H.Appelshäuser, J.Bächler..., G.L.Melkumov et al. Baryon stopping and charged particle distributions in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon. Phys.Rev.Lett. 82 (1999) 2471.
20. M.Gazdzicki, C.Alt..., G.L.Melkumov et al. Report from NA49. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 701-708.

Получено 14 сентября 2005 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 16.09.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,94. Уч.-изд. л. 2,64. Тираж 100 экз. Заказ № 55011.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/