

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-2005-38

На правах рукописи  
УДК 539.172.12

**ПЕЧЕНОВА**  
Ольга Юрьевна

**РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ  
ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CERES/NA45  
И ВЫДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 158 АГЭВ  
ПО АДРОННЫМ КАНАЛАМ РАСПАДА**

Специальность: 01.04.01 — приборы и методы  
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2005

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и в GSI (Германия).

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук профессор Ю.А.Панебратцев

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук А.Е.Дорохов  
кандидат физико-математических наук А.В.Жилин

Ведущее научное учреждение:  
РАН Институт ядерных исследований, г. Москва

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2005 г.

Защита диссертации состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2005 г. в \_\_ час на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) по адресу: 141980, г.Дубна, ОИЯИ, ЛВЭ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук

В.А.Арефьев

## Общая характеристика работы

В современной экспериментальной физике высоких энергий одна из актуальных задач – поиск указаний на частичное восстановление киральной симметрии в горячей и плотной ядерной материи. Этому посвящен эксперимент CERES/NA45. Основной задачей эксперимента является регистрация и изучение электрон-позитронных пар  $e^+e^-$  в ядро-ядерных взаимодействиях в диапазоне псевдобыстроты  $2.1 < \eta < 2.65$  при ультрарелятивистских энергиях на ускорителе SPS в ЦЕРНе. Исследование векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\Phi$  дают уникальную возможность изучения динамики взаимодействия тяжелых ионов при ультрарелятивистских энергиях и в частности изучения ранней стадии существования материи, которая, как предполагается, представляла собой в тот момент кварк-глюонную плазму.

Спектрометр CERES/NA45 (рис. 1) дает возможность исследования лептонной и адронной мод распада  $\rho$ -мезона, который очень чувствителен к восстановлению киральной симметрии.

В работе используются данные сеанса октября 2000 года, во время которого регистрировались ядро-ядерные Pb+Au взаимодействия при энергии 158 АГэВ. Полученная статистика составляет 29 млн. событий с центральными взаимодействиями (~14.5 Тб) и 3 млн. событий с периферическими взаимодействиями (~1.5 Тб). Автор принимал участие в наборе и on-line мониторинге качества собираемых данных.

Процесс обработки данных, полученных во время сеанса, осуществляется с помощью таких вычислительных средств, как COOL (*CERES Object Oriented Library*), ROOT, CASTOR (*CERN Advanced STORAGE Manager*) и многих других библиотек программных средств. Автор установил, настроил, адаптировал весь комплекс объектно-ориентированного C++ программного обеспечения эксперимента CERES/NA45 на PC-ферме в Дубне для обработки данных.

Автор участвовал во всех этапах обработки данных, в том числе и в мониторинге на этапе создания DST в формате ROOT-дерева.

Перед тем как изучать и анализировать физические процессы, динамику ядро-ядерных взаимодействий, необходимо решить важную задачу – повысить качество реконструкции событий, тем самым приблизить разрешение установки по импульсу, а следовательно и по эффективной массе, получаемое в результате реконструкции события, к проектной величине.

Калибровка детекторов в целом и отдельных блоков детектора в частности является одной из составляющих частей работы по улучшению разрешения.

### Цель исследований

Целью исследований, предпринятых в части геометрической калибровки, является:

- разработка и реализация быстрого метода геометрической калибровки детекторов, который позволяет с высокой точностью определять относительные пространственные положения детекторов;
- определение геометрического положения силиконового детектора SiDC2 относительно силиконового детектора SiDC1, определение количества и номеров “мертвых” анодов детектора SiDC1 и детектора SiDC2 (рис. 1);
- усовершенствование способа расчета углов треков с учетом кривизны зеркала детектора RICH2;
- определение геометрического положения детектора TPC относительно силиконовых детекторов SiDC,

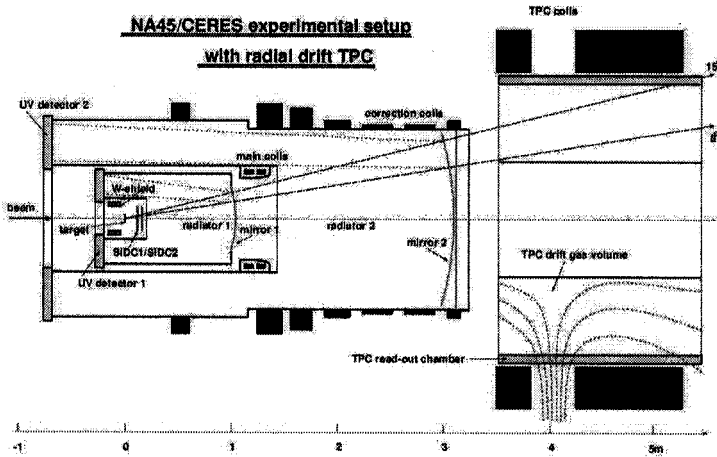


Рис. 1. Спектрометр CERES/NA45.

разработка и реализация различных подходов проверки качества реконструкции событий;

- определение поправок для z-координаты каждого из 13-ти дисков мишени.

Целью физических исследований, предпринятых в рамках данной работы, является:

- восстановление  $\Lambda^0$  и  $K^0$ -мезона и получение для них значений массы и ширины;
- восстановление спектра эффективных масс  $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и получение количественных оценок рождения резонанса  $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и сравнение их с моделированными данными;
- влияние на эффект применения ограничения на угол эмиссии распадающей частицы (спин-четность  $\rho^0$ -мезона  $J^P = 1^-$ );
- определение отношения  $\pi^+/\pi^-$  для реальных данных;

- восстановление спектра эффективных масс  $\Delta^{++}(1232) \rightarrow \pi^+ p$  и получение количественных оценок рождения резонанса  $\Delta^{++}(1232)$  и сравнение их с моделированными данными;
- влияние на эффект применения ограничения на угол эмиссии распадной частицы (спин-четность  $\Delta^{++}$  изобары  $J^P = 3/2^+$ ).

### **Научная новизна**

Научная новизна работы заключается в успешной разработке и применении быстрого метода геометрической калибровки детекторов, позволяющего определять геометрическое положение одного детектора относительно другого, одной части детектора относительно другой. Быстродействие метода существенно превосходит обычные методы геометрической калибровки. Вместе с этим предложены и реализованы на реальных экспериментальных данных различные подходы для многостороннего детального анализа качества расчета электрического и магнитного полей, качества фитирования треков, качества выполненной геометрической калибровки детекторов, частей детекторов, дисков мишени. Усовершенствован способ расчета углов треков с учетом кривизны зеркала детектора RICH2, что позволило повысить эффективность мэтчинга (сшивка отдельных участков трека из разных детекторов) между детекторами SiDC и TPC на 10%.

Выполненная работа в комплексе с другими работами по калибровке установки позволила улучшить качество реконструкции событий: на текущий момент импульсное разрешение составляет  $\sim 4\%$ .

Для подавления огромного комбинаторного фона (в области резонанса фон на 5 порядков превышает эффект), для усиления выделения исследуемых резонансов в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии 158 АГэВ были разработаны следующие подходы:

#### **для $\rho^0$ -мезона**

- применение ограничения на угол эмиссии распадной частицы в системе покоя резонанса, соответствующего спин-четности  $\rho^0$ -мезона  $J^P = 1^-$ ;
- исследование, моделирование и аппроксимация полиномом спектра отражений резонансов ( $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $K^*(892) \rightarrow K \pi$ ,  $\Delta^0 \rightarrow \pi^+ p$  и другие) в рассматриваемый спектр эффективных масс  $\pi^+ \pi^-$ ;

#### **для $\Delta^{++}$ изобары**

- применение ограничения на угол эмиссии распадной частицы в системе покоя резонанса, соответствующего спин-четности изобары,  $J^P = 3/2^+$ ;
- добавление в фон из перемешанных событий отражения интерференции тождественных частиц, которое намоделировано посредством применения весов, полученных из распределения величины  $Q_{inv}$  в предположении двух частиц в паре пионами.

Получены параметры исследуемых резонансов, масса и ширина, которые близки к данным из "Review Of Particle Physics". Расхождения – в пределах одной статистической ошибки. В пределах точности смещение массы и изменение ширины исследуемых резонансов не наблюдается.

Для исследуемых резонансов получены значения количества рожденных  $\rho^0$ -мезонов и  $\Delta^{++}$  изобар на одно реальное событие. Эти величины и величины, полученные из модели UrQMD 1.3, достаточно близки. Расхождения – в пределах одной статистической ошибки.

Определено отношение заряженных пионов  $\pi^+/\pi^-$  на реальных данных в ядро-ядерном взаимодействии при энергии 158 АГэВ. Полученное значение находится в хорошем соответствии с данными других экспериментов при различных энергиях взаимодействия, если рассматривать зависимость отношения заряженных пионов от энергии взаимодействия.

**Практическая ценность работы** определяется тем, что ее результаты могут быть использованы в других экспериментах:

- при калибровке детекторов установки: определение относительного пространственного положения детекторов внутри детекторной системы, детальный анализ качества реконструкции событий;
- при исследовании широких резонансов, таких как  $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\Delta^{++}(1232) \rightarrow \pi^+\rho$  в ядро-ядерных взаимодействиях при ультрарелятивистских энергиях в условиях огромного комбинаторного фона;
- при исследовании отношения заряженных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях при ультрарелятивистских энергиях.

#### **Апробация работы и публикации**

Полученные результаты докладывались на научных семинарах в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, на рабочих и коллаборационных совещаниях 2001, 2002 и 2003 гг коллаборации CERES/NA45 в GSI (Дармштадт, Германия) и в Гейдельбергском Университете (Гейдельберг, Германия). По материалам диссертации опубликовано 6 работ.

#### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка используемой литературы. Объем диссертации 114 страниц, работа содержит 63 рисунка и 2 таблицы. Библиография содержит 47 наименований.

#### **Основные результаты:**

- разработан и применен быстрый метод геометрической калибровки детекторов, отдельных частей детектора;
- реализованы различные подходы для детального анализа качества реконструкции событий;
- выделен  $\rho^0$ -мезон в адронной моде распада в ядро-ядерных Pb+Au взаимодействиях при энергии 158 АГэВ и получены его количественные оценки;

- выделена  $\Delta^{++}$  изобара в ядро-ядерных Pb+Au взаимодействиях при энергии 158 АГэВ и получены ее количественные оценки.

## Содержание работы

В первой главе подробно описана экспериментальная установка CERES/NA45 (рис. 1), имеющая полный азимутальный аксептанс,  $0 < \varphi < 2\pi$ , и полярный аксептанс в интервале углов  $8^\circ < \theta < 15^\circ$ , что соответствует интервалу псевдобыстрот  $2.1 < \eta < 2.65$ .

Пучок ядер свинца взаимодействует с неподвижной мишенью – с ядрами золота. Рожденные в этом взаимодействии частицы проходят через два силиконовых детектора (SiDC1, SiDC2), затем пересекают радиаторы черенковских детекторов (RICH1, RICH2) и отклоняются в азимутальном направлении в детекторе TPC, помещенном в магнитное поле с дрейфом в радиальном направлении. Мишень, силиконовые детекторы и черенковские детекторы находятся вне магнитного поля.

Во время сеанса 2000 года использовалась неподвижная мишень, состоящая из 13 золотых дисков диаметром 600 мкм и толщиной 35.7 мкм, расположенных вдоль направления пучка на расстоянии 1.64 мм друг от друга. Силиконовые детекторы SiDC1 и SiDC2 отстоят от мишени на расстоянии 9.2 см и 13 см, соответственно. Лоренц-фактор RICH-детекторов равен 32 ( $\gamma_{th}=32$ ). Длина детектора TPC составляет 2 м и расположен детектор на расстоянии (3.7-5.7) м от мишени. Внутренний радиус детектора – 48.6 см, внешний радиус – 132 см. Детектор TPC состоит из 16 камер вдоль азимутального направления. Вдоль оси пучка ( $z$ ) TPC разделена на 20 плоскостей, т.е. максимально возможное количество хитов на TPC-треке – 20. Это позволяет точно определить импульс частицы и дополнительно идентифицировать электроны с помощью величины энергетических потерь  $dE/dx$ . Помимо этого, в данной главе описываются этапы реконструкции события. Автор участвовал во всех этапах обработки данных, в том числе и в мониторинге на этапе создания DST в формате ROOT-дерева.

Во второй главе говорится о калибровке детекторов. Был разработан и реализован быстрый метод геометрической калибровки для определения величины геометрических смещений с помощью аппроксимации экспериментальных данных, используя набор аналитических функций. Метод может быть применен для определения смещения одного детектора относительно другого или одной части детектора относительно другой его части. Предполагается, что детекторы расположены перпендикулярно к направлению пучка.

Для того чтобы соединить сегменты трека, реконструированные в двух детекторах, необходимо определить шесть значений: величины смещений детектора вдоль  $X$ -,  $Y$ -,  $Z$ -осей и углы поворота вокруг этих осей. Предполагается, что треки реконструированы независимо в двух детекторах и равномерно распределены внутри аксептанса. Необходимо иметь параметры

этих треков (например полярный и азимутальный углы), чтобы определить соответствующие друг другу пары треков из разных детекторов.

Метод основан на преобразовании координатной системы с помощью переноса и вращения, которое можно описать уравнением:  $\mathbf{P2}=\mathbf{P1}\cdot\mathbf{A}+\mathbf{B}$ , где  $\mathbf{A}$  – матрица вращения,  $\mathbf{B}$  – вектор переноса. Матрица вращения характеризуется углами вращения  $\alpha, \beta, \gamma$  вокруг  $X-, Y-, Z$ -осей, соответственно. Вектор переноса  $\mathbf{B}$  характеризуется линейными смещениями  $x_{offset}, y_{offset}, z_{offset}$  вдоль  $X-, Y-, Z$ -осей, соответственно:  $\mathbf{B}=(x_{offset}, y_{offset}, z_{offset})$ .

На рис. 2 показаны азимутальный угол трека  $\varphi$  и полярный угол трека  $\Theta$  в детекторе. Этот метод использует одновременное фитирование полученных на экспериментальных данных

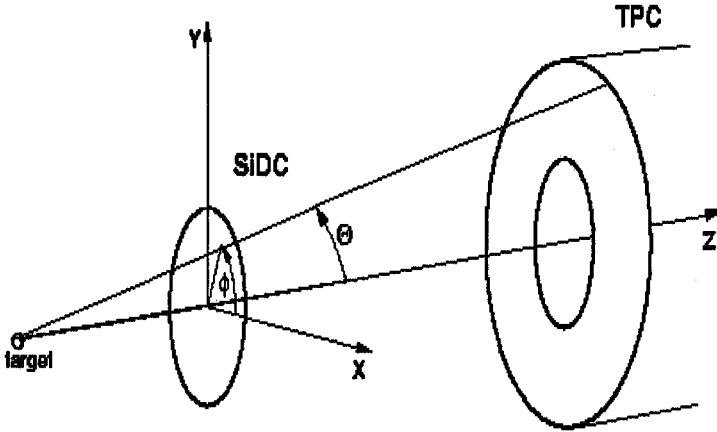


Рис. 2. Азимутальный ( $\varphi$ ) и полярный ( $\Theta$ ) углы в детекторах.

зависимостей  $\Delta\varphi(\varphi)$  и  $\Delta\Theta(\varphi)$ , используя функции  $F1$  и  $F2$ :

$$\overline{\Delta\varphi} = F1(\varphi, x_{offset}, y_{offset}, \alpha, \beta, \gamma), \quad \overline{\Delta\Theta} = F2(\varphi, x_{offset}, y_{offset}, z_{offset}, \alpha, \beta, \gamma),$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{detector1} - \varphi_{detector2}, \quad \Delta\Theta = \Theta_{detector1} - \Theta_{detector2},$$

где  $\varphi$  – азимутальный угол трека,  $\Theta$  – полярный угол трека,  $\alpha, \beta, \gamma$  – углы вращения вокруг осей  $X, Y, Z$ , соответственно.

$$\Delta\varphi = \arctg \frac{y_1}{x_1} - \arctg \frac{y_2}{x_2}, \quad \Delta\Theta = \arctg \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{z_1} - \arctg \frac{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{z_2} \quad (1)$$

В этом случае предполагается, что детекторы имеют цилиндрическую форму. Для того чтобы получить средние величины  $\overline{\Delta\varphi}$  и  $\overline{\Delta\Theta}$ , нужно проинтегрировать уравнения (1) по радиальному акцептансу детектора 2. В общем случае нужно интегрировать по сечению детектора, перпендикулярному оси  $z$ .



$$\overline{\Delta\varphi} = \frac{\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Delta\varphi(R) dR}{R_{\max} - R_{\min}}, \quad \overline{\Delta\Theta} = \frac{\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Delta\Theta(R) dR}{R_{\max} - R_{\min}},$$

где  $R_{\max}$  и  $R_{\min}$  – максимальный и минимальный радиусы детектора 2, соответственно.

Данный метод был реализован для спектрометра CERES/NA45 (рис. 1). Калибровка была выполнена в два этапа:

1. SiDC1 + SiDC2 (определение смещений для SiDC2 относительно SiDC1)
2. SiDC + TPC (определение смещений для TPC относительно SiDC).

Предполагается, что поток частиц не зависит от угла  $\Theta$ . Зависимости  $\Delta\varphi(\varphi)$  и  $\Delta\Theta(\varphi)$ , полученные на основе экспериментальных данных, были одновременно профитированы функциями  $F1$  и  $F2$ . Вид функций  $F1$  и  $F2$  зависит от геометрии экспериментальной установки и от направления координатных осей.

На рис. 3 показана зависимость  $\Delta\varphi(\varphi)$  на интервале по  $\varphi \in [0; 6.28 \text{ rad}]$  и  $\Delta\Theta(\varphi)$  на интервале по  $\varphi \in [6.28; 12.56 \text{ rad}]$ . Распределение, полученное на экспериментальных данных, показано черными звездочками, результаты

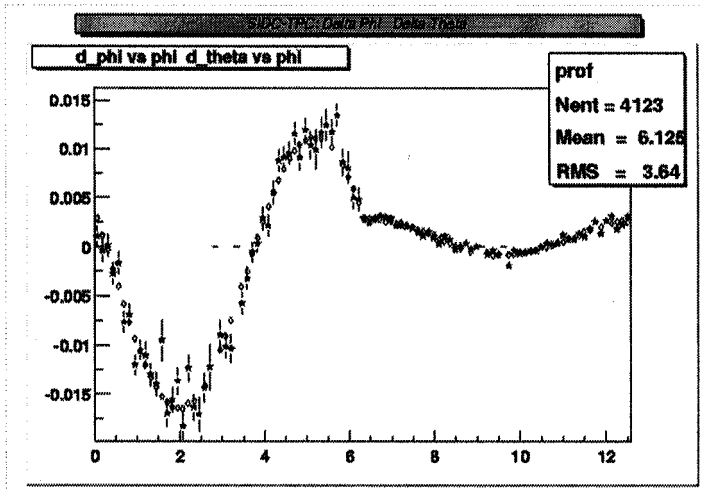


Рис. 3. Фитирование зависимостей  $\Delta\varphi(\varphi)$  (на интервале  $[0; 6.28 \text{ rad}]$ ) и  $\Delta\Theta(\varphi)$  (на интервале  $[6.28; 12.56 \text{ rad}]$ ), полученных на экспериментальных данных. Звездочки соответствуют реальным данным, ромбы – фитирующим функциям.

фитирования – ромбами. Предполагалось, что распределения  $\Delta\varphi(\varphi)$  и  $\Delta\Theta(\varphi)$  можно аппроксимировать функцией Гаусса с величинами  $\sigma$ , сравнимыми с разрешениями детектора по углам  $\varphi$  и  $\Theta$ , соответственно. После выполнения геометрической калибровки остается небольшое рассогласование в мэтинге, которое может быть вызвано негеометрическими причинами (скорость дрейфа, электрическое, магнитное поля и др.). Единицы измерения на рисунке – радианы. Результаты геометрической калибровки приведены в Таблице 1.

Необходимо, чтобы систематические ошибки средних величин экспериментальных данных были незначительны по сравнению со статистическими ошибками.

Таблица 1. Мэтчинг между детекторами SiDC и TPC.

	$\Delta\varphi$	$\Delta\Theta$	$\sigma_{\Delta\varphi}$	$\sigma_{\Delta\Theta}$
<i>До геометрических калибровок</i>	-3.3	0.0	14.1	2.7
<i>После геом.калибровки SiDC 2 и мишенныххдисков</i>	-2.5	-1.5	12.9	2.5
<i>После геом.калибровки TPC</i>	0.0	0.0	4.2	1.3

Главная особенность предложенного метода – использование средних величин  $\Delta\varphi$  и  $\Delta\Theta$  в каждом бине азимутальной величины  $\varphi$  (горизонтальная ось на рис. 3). Поэтому для калибровки одного детектора требуются доли секунды. Для подобной калибровки обычным методом, при котором используются координаты множества хитов в каждом бине (в данном случае более 30 тысяч), понадобилось бы значительно большее время, от нескольких часов до нескольких недель, в зависимости от величины используемой статистики.

Помимо этого в части геометрической калибровки были выполнены следующие работы.

Для области мишени были рассчитаны поправки на геометрическое положение каждого из 13 дисков, анализируя зависимость  $\Delta\Theta_{S1-S2}(v_z)$ , где  $\Delta\Theta_{S1-S2} = \Theta_{S1} - \Theta_{S2}$ ,  $\Theta_{S1}$  и  $\Theta_{S2}$  – полярные углы хитов в силиконовых детекторах SiDC1 и SiDC2, соответственно,  $v_z$  – фитированная z-координата вершины взаимодействия, т.е. z-координата одного из дисков мишени. Ошибка определения z-позиции каждого диска мишени составила 9.5 мкм.

Для силиконовых детекторов были определены количество и номера «мертвых» анодов, геометрические параметры обоих детекторов.

Для детектора TPC на данном этапе был выполнен большой объем работ. Эти работы касались детального анализа качества реконструкции событий, а именно: качества расчета электрического и магнитного полей, качества фитирования треков в TPC, качества выполненной геометрической калибровки; усовершенствования расчета углов треков с учетом кривизны зеркала детектора RICH2; геометрического положения TPC относительно детектора SiDC.

Для анализа качества реконструкции были предложены и реализованы несколько подходов. В одном из них анализировалась величина отклонения хита от фитированного трека, т.е. от точки пересечения полученного трека данной плоскости ТРС (в которой находится хит). Величины отклонений рассматривались в азимутальном и радиальном направлениях в зависимости от азимутального угла  $\varphi$  и в зависимости от радиального значения  $r$ . Эти зависимости анализировались в целом для всего ТРС и отдельно для каждой из 20 плоскостей. Кроме этого аналогичные зависимости изучались для каждой из 16 камер ТРС. Для примера на рис. 4 показаны зависимости  $\Delta r(r)$  в каждой из 16 камер.

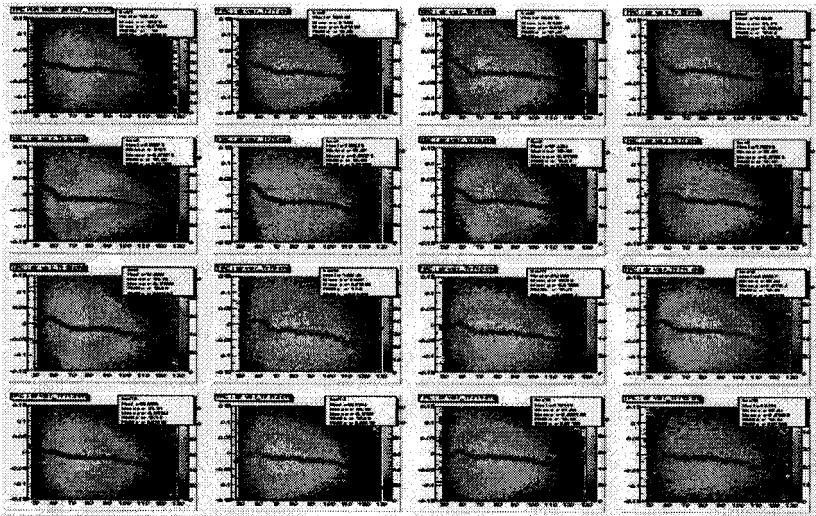


Рис. 4. Зависимости  $\Delta r(r)$  в камерах №№ 0-15 в детекторе ТРС. Крупными точками показаны средние значения отклонения  $\Delta r$  в каждом бине радиального направления  $r$  (горизонтальная ось).

Для того чтобы выявить, нет ли периодически повторяющихся эффектов в камерах в азимутальном направлении (это касалось, в основном, расчета магнитного поля), анализировался мэтчинг между силиконовыми детекторами SiDC и детектором ТРС ( $\Delta\theta$  и  $\Delta\varphi$ ) в зависимости от азимутального угла  $\varphi$ , причем угол  $\varphi$  пересчитывался (брался кратным) на первую камеру или на первые две камеры. Если подобный периодический эффект присутствовал, то при таком рассмотрении, при наложении всех камер на одну (или на две), амплитуда эффекта существенно возрастала, и он становился очевидным. Описанные зависимости рассматривались в разных диапазонах угла  $\varphi$ .

Помимо этого на этапе калибровок был усовершенствован способ расчета углов треков, учитывая кривизну зеркала детектора RICH2. В предыдущем анализе полагали, что кривизна зеркала незначительная и ею можно

пренебречь, считая зеркальную поверхность плоской из-за большого радиуса зеркала детектора RICH2 ( $R_{RICH2\ MIRROR} = 799.6$  см). Однако после усовершенствования расчета эффективность мэтчинга между детекторами SiDC и детектором TPC выросла на 10%, т.е. количество комбинаций в корреляционном пике увеличилось на 10%. Учет точных координат вершины взаимодействия при расчете углов приводит к дополнительному уточнению величин углов.

Качество мэтчинга непосредственно связано с импульсным разрешением и зависит от качества калибровки детекторов. Для проверки качества калибровки установки одновременно анализировался мэтчинг между детекторами SiDC1 и TPC, а также между детекторами SiDC2 и TPC, чтобы понять причины возможного рассогласования между сегментами трека. На рис. 5 показаны зависимости средних величин отклонений углов  $\Delta\varphi(\varphi)$  и  $\Delta\varphi(\Theta)$  (левая часть

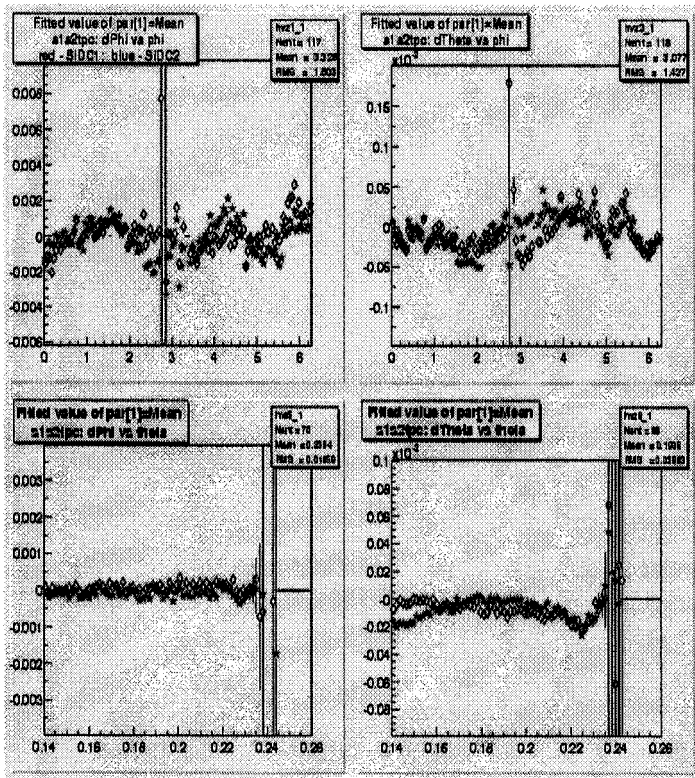


Рис. 5. Мэтчинги между детекторами SiDC1-TPC (звездочки) и SiDC2-TPC (ромбы).

рисунка),  $\Delta\Theta(\varphi)$  и  $\Delta\Theta(\Theta)$  (правая часть рисунка). Звездочками изображен мэтчинг между детекторами SiDC1 и TPC, ромбами – между детекторами

SiDC2 и TPC. Структура зависимости  $\Delta\theta(\theta)$  между детекторами SiDC1 и TPC в нижней правой части рисунка указывает на необходимость коррекции скорости дрейфа в силиконовом детекторе SiDC1.

Все описанные работы в комплексе с другими работами по калибровке установки позволили повысить качество реконструкции событий: пространственное разрешение в детекторе TPC составляет следующие величины:  $\sigma(\Delta r) \approx 710$  мкм,  $\sigma(\Delta\varphi) \approx 400$  мкрад. Проектные значения соответствующих величин следующие:  $\sigma(\Delta r) \approx 600-700$  мкм,  $\sigma(\Delta\varphi) \approx 200-300$  мкрад. Выполненные работы в комплексе с другими работами по калибровке спектрометра позволили улучшить качество реконструкции событий.

На текущий момент импульсное разрешение составляет  $\sim 4\%$ .

**Третья глава** посвящена моделированию. Использовалась модель UrQMD 1.3, с помощью которой были смоделированы 2776 центральных ( $b_{imp} < 3.2$  фм) событий в ядро-ядерном взаимодействии при энергии 158 АГэВ. Были построены спектры отражений различных резонансов в исследуемый спектр эффективных масс  $\pi^+\pi^-$ . Помимо этого, были получены количественные оценки рождения  $\rho(770)^\circ$ -мезона в адронной моде и  $\Delta^{++}$  изобары, построены различные спектры для определения отношения заряженных пионов, рассчитаны различные отношения заряженных частиц.

**Четвертая глава** посвящена исследованию адронной моды распада резонанса  $\rho(770)^\circ \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Эта мода распада составляет  $\sim 100\%$ . Проанализировано 21.2 миллионов центральных Pb+Au столкновений.

Для обеспечения наиболее высокой точности определения импульса и для обеспечения корректности моделирования фона был сделан следующий отбор событий, треков и пар: события с множественностью в интервале  $320 < M < 420$ ; длинные треки с количеством хитов не менее 18 (из 20 возможных); предполагаемые пионы с величиной  $dE/dx < 280$  (в единицах ADC); отбирались пары с открытым углом не менее 8 мрад.

С помощью данного отбора была восстановлена  $\Lambda^\circ$ . На рис. 6 показан спектр инвариантных масс  $\pi$ -р. Фон аппроксимирован полиномом второй степени. В результате аппроксимации  $\Lambda^\circ$  функцией Гаусса получены следующие параметры – масса и ширина:  $M = 1112 \pm 3.2$  МэВ/ $c^2$ ;  $\Gamma = 6.2 \pm 0.3$  МэВ/ $c^2$ . Результат хорошо согласуется с данными из “Review of Particle Physics”:  $M = 1115 \pm 0.006$  МэВ/ $c^2$ . Величина  $\chi^2/ndf$  при аппроксимации результирующего спектра равна 0.95. Величины полученных параметров подтверждают качество данного отбора событий, треков и пар.

При построении спектра эффективных масс  $\pi^+\pi^-$  для каждой пары  $\pi^+\pi^-$  в событии вычислялась величина инвариантной массы.

Для моделирования фона использовался метод перемешанных событий (mixed event technique). При этом множественности в перемешиваемых событиях отличались не более чем на 3%.

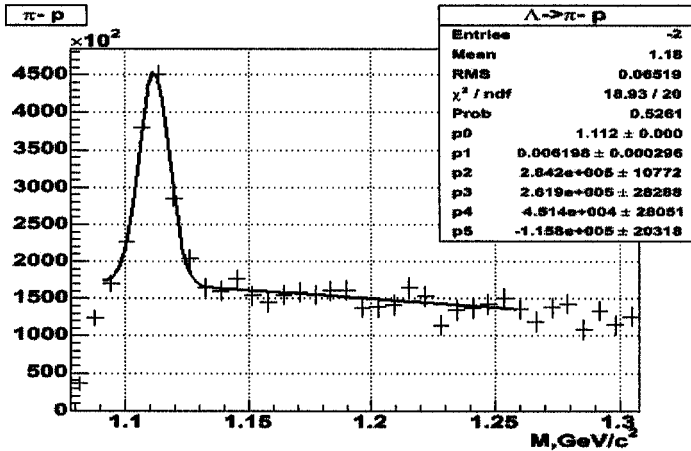


Рис. 6. Спектр инвариантных масс  $\pi^+\pi^-$ .

На рис. 7 показан спектр эффективных масс  $\pi^+\pi^-$  после вычитания нормированного фона. Фон нормировался по правой части спектра,  $M_{\pi^+\pi^-} > 0.92$  ГэВ/с<sup>2</sup>. В области  $\rho^0$ -мезона мы можем наблюдать эффект усиления (enhancement). На этом же спектре мы видим четкий пик от  $K^0$ -мезона (497 МэВ/с<sup>2</sup>) и эффект в области  $\Omega$ -мезона (1270 МэВ/с<sup>2</sup>), более четко он виден на нижней части рисунка, где показано отношение Сигнал/Фон. Кроме этого в данный спектр могут давать вклад другие эффекты, отсутствующие в перемешанном фоне, например отражения различных резонансов: распады  $\Delta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K^{*0}(892) \rightarrow K\pi$  в случае неверной идентификации частиц, двухступенчатые распады  $K_1(1400)$ ,  $K^*(1410)$ ,  $K^*(1680)$  и отражение  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов в случае трехчастичного распада  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ .

Согласно результатам моделирования, используя модель UrQMD 1.3, спектры отражений  $\Delta^0$ -изобары,  $K^{*0}$ - и  $\omega$ -мезонов вносят значимый вклад в спектр эффективных масс  $\pi^+\pi^-$ .

Из-за большой разницы в статистиках реальных (21.2 миллион событий) и моделированных событий (~1000 событий) для сглаживания спектров отражений применялась аппроксимация полиномом пятой степени в диапазоне эффективных масс 0.46-1.18. На рис. 7 экспериментальный спектр (утолщенная сплошная линия) был аппроксимирован функцией Гаусса для  $K^0$ -мезона, функцией Брейта-Вигнера для  $\rho^0$ -мезона и полиномом пятой степени, полученным при описании спектра отражений  $\Delta^0$ -изобары,  $K^{*0}$ - и  $\omega$ -мезонов. Различными линиями показаны основные вклады в спектр эффективных масс:  $K^0$ -мезон (тонкая сплошная линия), отражения  $\Delta^0$ -изобары,  $K^{*0}$ - и  $\omega$ -мезонов (линия пунктир-точка) и  $\rho^0$ -мезон (пунктирная линия). Величина  $\chi^2/ndf$  при аппроксимации результирующего спектра (рис. 7, утолщенная сплошная линия) составила 1.16. Полученные значения массы и ширины для  $\Lambda^0$  ( $M=1112 \pm 3.2$  МэВ/с<sup>2</sup>,  $\Gamma=6.2 \pm 0.3$  МэВ/с<sup>2</sup>) и  $K^0$ -мезона ( $M=489 \pm 4.5$  МэВ/с<sup>2</sup>,

$\Gamma=22\pm 1.5 \text{ МэВ}/c^2$ ) говорят о том, что систематический сдвиг по эффективной массе в пределах статистических ошибок отсутствует.

Количественная оценка числа  $\rho^0$ -мезонов на реальное событие в акцептансе спектрометра CERES составила величину  $1.10\pm 0.20$ . Это значение находится в хорошем соответствии с моделированными данными, полученными с помощью UrQMD 1.3 ( $0.97\pm 0.02$ ). Расхождение между реальными и моделированными данными составляет величину, приблизительно равную одной ошибке.

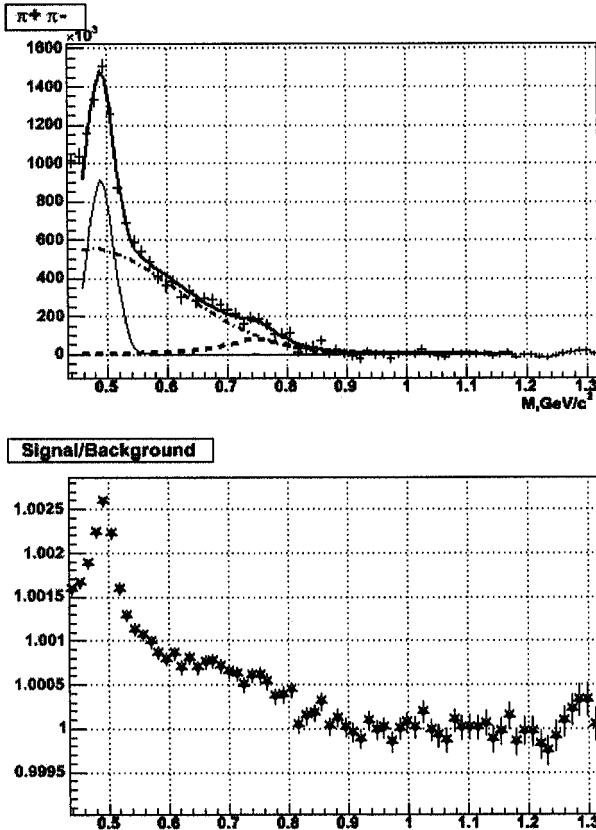


Рис. 7. Распределение инвариантной массы  $\pi^+\pi^-$  после вычитания нормированного фона из перемешанных событий (верхняя часть рисунка) и отношение Сигнал/Фон (нижняя часть рисунка). Вклады в спектр показаны различными линиями (верхняя часть). Подробнее см. текст.

Статистическая значимость  $\rho^0$ -мезона в данном спектре составляет 5.2 стандартных отклонений.

В данном анализе для усиления выделения резонанса использовался тот факт, что спин-четность  $\rho^0$ -мезона  $J^P = 1^-$ . Угловое распределение продуктов распада  $\rho(770)^0$ -мезона соответствует зависимости  $a + b \cdot \cos^2\Theta$ , где  $\Theta$  - угол эмиссии частицы распада в системе покоя резонанса относительно направления полета  $\rho^0$ -мезона в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов (нуклон ядра пучка – нуклон ядра мишени). Распределение  $\cos\Theta$  для пар пионов из области инвариантных масс 0.695-0.845 (область  $\rho^0$ -мезона) показано на рис. 8. В этом случае коэффициент  $b > 0$ . Применялись ограничения  $|\cos\Theta| > 0.7$  и  $|\cos\Theta| > 0.8$ .

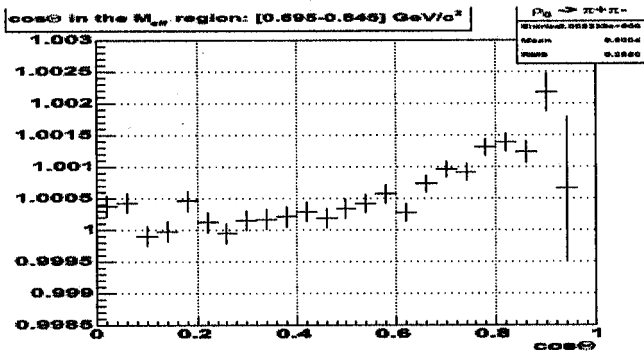


Рис. 8. Распределение  $\cos\Theta$  для пар из области инвариантных масс  $\rho^0$ -мезона.

Применение ограничения  $|\cos\Theta| > 0.8$  показано на рисунке 9. С учетом результатов аппроксимации функцией Брейта-Вигнера на рис. 9 и ширины бина (26 МэВ/с<sup>2</sup>) получены следующие значения массы и ширины:  $M=743 \pm 29$  МэВ/с<sup>2</sup>;  $\Gamma=140 \pm 47$  МэВ/с<sup>2</sup>. Эти величины достаточно близки к данным из "Review of Particle Physics":  $M=769 \pm 0.8$  МэВ/с<sup>2</sup>;  $\Gamma=150.2 \pm 0.8$  МэВ/с<sup>2</sup>. Статистическая значимость  $\rho^0$ -мезона в данном спектре составляет 6.8 стандартных отклонений.

Количественная оценка влияния данного ограничения следующая: доля  $\rho^0$ -мезона после применения ограничения составляет приблизительно 60% от количества  $\rho^0$ -мезона до применения ограничения, доля  $K^0$ -мезона - приблизительно 25% от количества  $K^0$ -мезона до применения ограничения. Это не противоречит предположению, что  $K^0$ -мезон распадается изотропно ( $J=0$ ), а  $\rho^0$ -мезон в соответствии с зависимостью, пропорциональной  $\cos^2\Theta$  ( $J=1$ ).

Очевидно, что применение ограничения на  $\cos\Theta$  приводит к усилению статистической значимости эффекта: фон уменьшается более чем на порядок,



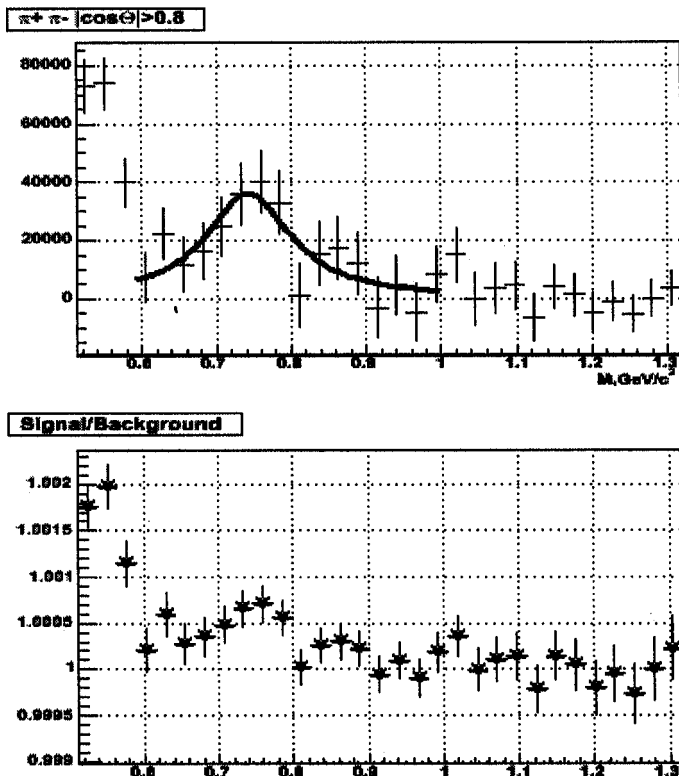


Рис. 9. Спектр  $\pi^+\pi^-$  после использования ограничения  $|\cos\Theta|>0.8$  и вычитания нормированного фона (верхняя часть) и отношение Сигнал/Фон (нижняя часть рисунка).

а выход  $\rho^0$ -мезона -  $\sim$  в 1.5 раза. Статистическая значимость  $\rho^0$ -мезона при этом становится равной 6.8 стандартных отклонений.

Для пар из области  $\rho^0(770)$ -мезона получен спектр  $m_t - m_0$ , где  $m_t$  – поперечная масса  $\rho^0(770)$ -мезона. На рис. 10 полученный спектр аппроксимирован функцией  $A \cdot \exp(-(m_t - m_0)/T)$ , где  $T$  – инверсный параметр наклона (inverse slope parameter). По вертикальной оси отложена величина  $1/(m_t - m_0) \cdot dN/d(m_t - m_0)$ . Результат аппроксимации на рис. 10;  $T = 182 \pm 29$  МэВ. Полученное значение не противоречит данным других экспериментов.

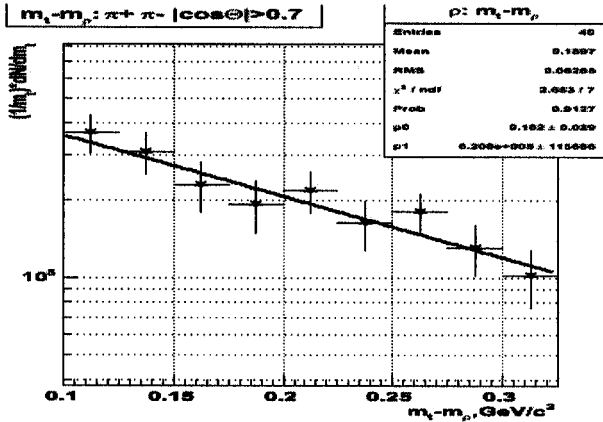


Рис. 10. Спектр  $m_{\pi^+\pi^-}$ , полученный для пар пионов из области  $\rho^0$  ( $770$ )-мезона. Проанализировано 12.6 миллионов событий.

**Пятая глава** посвящена исследованию адронной моды распада резонанса  $\Delta^{++}(1232) \rightarrow p\pi^+$ . Эта мода распада составляет более 99%. Проанализировано 18.3 миллионов центральных Pb+Au столкновений.

Для обеспечения наиболее высокой точности определения импульса и для обеспечения корректности моделирования фона в данном анализе был использован следующий отбор: события с множественностью в интервале  $320 < M < 420$ ; длинные треки с количеством хитов не менее 18 (из 20 возможных); предполагаемые пионы с величиной  $dE/dx < 280$  (в единицах ADC), предполагаемые протоны с величиной  $dE/dx < 280$ , если величина импульса более 1 ГэВ/с, в противном случае – ограничение по величине  $dE/dx$  не делается; пары с открытым углом не менее 8 мрад.

Качество данной методики подтверждает результат восстановления  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ , найденные параметры – масса и ширина:  $M = 1112 \pm 3.2$  МэВ/с<sup>2</sup>,  $\Gamma = 6.2 \pm 0.3$  МэВ/с<sup>2</sup> (рис. 6).

Для дальнейшего анализа необходима величина отношения положительных и отрицательных пионов. Для определения отношения  $\pi^+/\pi^-$  в реальных данных эксперимента NA45 использовались частицы с импульсом менее 1 ГэВ/с и величиной энергетических потерь  $dE/dx < 280$  (единицы ADC), так как в этой части импульсного спектра лучше работает идентификация частиц. Для отобранных частиц построена зависимость искомого отношения от величины  $m_{\pi^+\pi^-}$ , где  $m_{\pi^+}$  – поперечная масса пиона. На рис. 11 показаны полученная на реальных данных зависимость (черные точки), зависимость из эксперимента NA44 (черные звездочки), зависимость из модели UrQMD 1.3,

где отобраны только  $\pi$ -мезоны (белые символы), и зависимость из модели UrQMD 1.3, в которой есть примесь других частиц –  $K^+$  (2.5% от  $\pi^+$ ),  $K^-$  (1.3% от числа  $\pi^-$ ) и  $p$  (1.7% от числа  $\pi^+$ ) (треугольники). Вклады других частиц ничтожно малы:  $\Sigma^+$  – 0.05%,  $\Xi^-$  – 0.01% и т.д.

Отношение  $\pi^+/\pi^-$ , полученное из модели UrQMD 1.3 для частиц с импульсом менее 1 ГэВ/с, равно  $0.952 \pm 0.005$  для акцептанса спектрометра CERES и  $0.950 \pm 0.002$  для 4 $\pi$ -акцептанса; для частиц с любым импульсом –  $0.958 \pm 0.003$  (акцептанс спектрометра CERES) и  $0.956 \pm 0.001$  (4 $\pi$ -акцептанс).

Отношение  $\pi^+/\pi^-$  для реальных данных определялось по средней части спектра (в интервале 0.06-0.11). Эта часть спектра хорошо согласуется с NA44, который совпадает с экспериментом NA45 по энергии и близок по акцептансу. Полученное значение равно  $0.914 \pm 0.015$ . На рис.12 показана выполненная коррекция зависимости на примесь других частиц, используя модель UrQMD 1.3. Черные круги соответствуют зависимости до коррекции, пустые квадраты – после коррекции. После выполненной коррекции величина отношения составила  $0.915 \pm 0.015$ . Полученное значение  $0.915 \pm 0.015$  для эксперимента NA45 находится в хорошем согласии с данными других

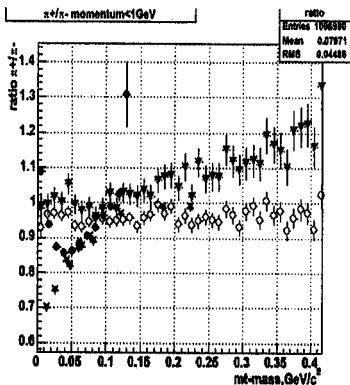


Рис. 11. Зависимости отношения  $\pi^+/\pi^-$  от величины  $mt-m_0$ . Пустые круги – только  $\pi$ -мезоны, UrQMD 1.3; треугольники – то же, но с примесью других частиц ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ); черные круги – NA45; черные звезды – NA44.

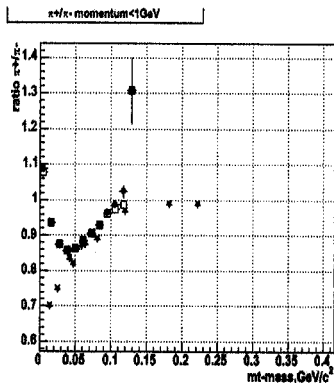


Рис. 12. Зависимости  $\pi^+/\pi^-$  от  $mt-m_0$  до коррекции (черные круги) и после коррекции (пустые квадраты) на примесь других частиц ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ), используя модель UrQMD 1.3.

экспериментов, если рассматривать зависимость данного отношения от энергии взаимодействия (рис. 13).

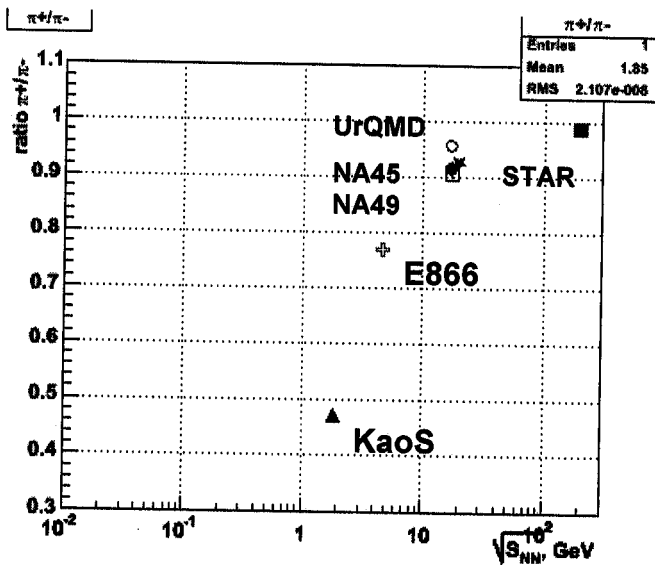


Рис. 13. Зависимость отношения  $\pi^+/\pi^-$  от энергии взаимодействия. Данные различных экспериментов: STAR – звездочка и заполненный квадрат, NA49 – пустой квадрат, модель UrQMD 1.3 – пустой круг, NA45 – черный круг, E866 – пустой крест, KaoS – черный треугольник.

При построении спектра эффективных масс  $\pi^+\pi^-$  для каждой пары  $\pi^+\pi^-$  в событии вычислялась величина инвариантной массы, предполагая каждую отобранную положительную частицу пионом, а затем - протоном.

Для моделирования фона использовался метод перемешанных событий (mixed event technique). При этом множественности в перемешиваемых событиях отличались не более чем на 3%.

Неверная идентификация частиц приводит к вкладу значительной части реальных пионов в спектр эффективных масс  $\pi^+\pi^-$  в предположении, что эти пионы являются протонами. Следовательно, в спектре эффективных масс  $\pi^+\pi^-$  существует отражение интерференции тождественных частиц (в данном случае интерференции  $\pi^+\pi^+$ ). Мы можем наблюдать аналогичный вклад отражения интерференции тождественных частиц ( $\pi^-\pi^-$ ) в спектр эффективных масс отрицательных частиц  $\pi^-\pi^-$ . Далее будет показано сравнение этих спектров.

На рисунке 14 мы можем видеть отражение интерференции тождественных частиц в спектр эффективных масс  $\pi^+\pi^-$  для пар, удовлетворяющих условию  $Q_{inv} < 50 \text{ МэВ}$  (предполагая, что две частицы в паре являются пионами),

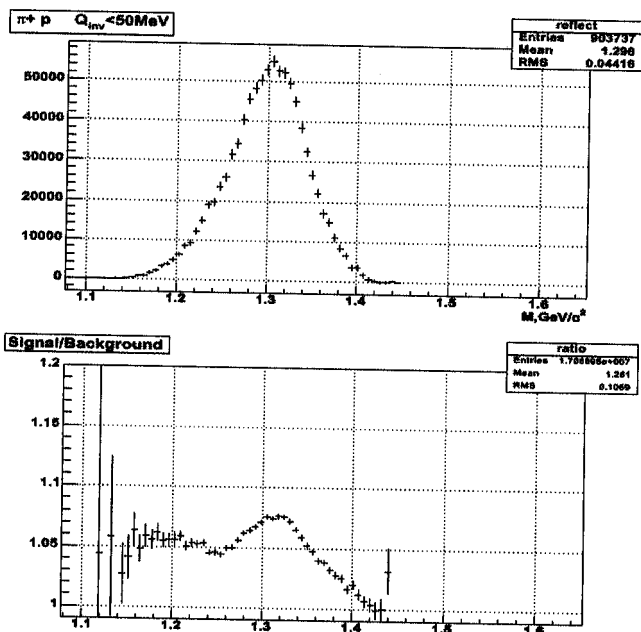


Рис. 14. Отражение интерференции тождественных частиц в спектр эффективных масс  $\pi^+ p$ . Статистика - 2.7 миллиона событий.

где величина  $Q_{inv} = \sqrt{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 - (E_1 - E_2)^2}$ . В условии отбора

используется величина 50 МэВ, т.к. эффект интерференции тождественных частиц (в данном случае пионов) сконцентрирован в этой области.

Область отражения интерференции в спектр эффективных масс 1.14-1.42 ГэВ/с<sup>2</sup> перекрывается с областью  $\Delta^{++}(1232)$  резонанса (1.12-1.36).

Еще один вклад в распределение инвариантных масс  $\pi^+ p$  – это отражения различных резонансов из-за неверной идентификации частиц. Из-за этих эффектов выделение  $\Delta^{++}$  изобары затруднено.

Поэтому в данном анализе были применены следующие процедуры:

- усиление выделения резонанса, используя ограничение на угол эмиссии распадной частицы в системе покоя резонанса;
- подавление отражения интерференции тождественных частиц посредством применения весов при моделировании фона;
- учет отражения резонансов для выделения  $\Delta^{++}(1232)$  резонанса из результирующего спектра  $\pi^+ p$ .

В данном анализе для усиления выделения исследуемого резонанса использовался тот факт, что спин-четность  $\Delta^{++}(1232)$  изобары,  $J^P = 3/2^+$ . Угловое распределение продуктов распада  $\Delta^{++}(1232)$  изобары соответствует

зависимости  $a + b \cdot \cos^2 \Theta$ , где  $\Theta$  - угол эмиссии частицы распада в системе покоя резонанса относительно направления полета  $\Delta^{++}(1232)$  изобары в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов (нуклон ядра пучка – нуклон ядра мишени). Как и в случае  $\rho^0$ -мезона, угловое распределение оказалось возрастающей функцией  $\cos \Theta$  ( $b > 0$ ). Применялось ограничение  $|\cos \Theta| > 0.8$ .

Подавление отражения интерференции тождественных частиц было сделано посредством применения весов при моделировании фона. На рис 15 приведено

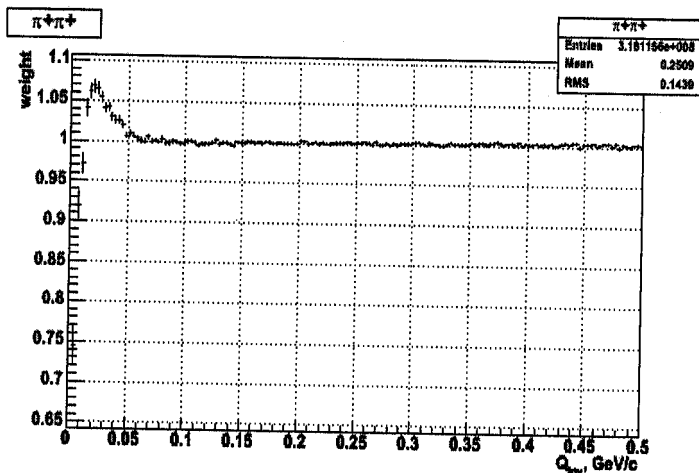


Рис. 15. Величины  $Q_{inv}$  для положительных частиц, которые используются для определения весов (вертикальная ось) при моделировании фона.

распределение величины  $Q_{inv}$  для положительных пионов, показано отношение Сигнал/Фон. Сигнал означает комбинации пар из реального события, Фон – комбинации пар из перемешанных событий. Для того чтобы учесть отражение интерференции тождественных частиц в спектр эффективных масс  $\pi^+\pi^+$ , при моделировании фона по методу перемешанных событий (mixed events technique) использовались веса. Это означает, что во время моделирования фона для каждой пары  $\pi^+\pi^+$  вычислялась величина  $Q_{inv}$ , предполагая, что частицы в паре являются  $\pi^+$  мезонами, и с помощью этой величины определялся вес, который использовался при занесении эффективной массы пары  $\pi^+\pi^+$  в гистограмму фоновых комбинаций. Тем самым было смоделировано отражение интерференции тождественных частиц в фоне. На рисунке 16 показан спектр эффективных масс после вычитания нормированного фона. Нормировка фона выполнялась по правой части спектра,  $M_{eff} > 1.7$  ГэВ/с<sup>2</sup>. На правой части рисунка показан спектр эффективных масс после применения ограничения  $|\cos \Theta| > 0.8$ . Абсолютно

аналогичная процедура выполнена для отрицательных частиц (применение величин  $Q_{inv}$  для пар  $\pi^-\pi^-$  для определения весов при моделировании фона, вычитание нормированного фона и применение ограничения по  $\cos\Theta$ ).

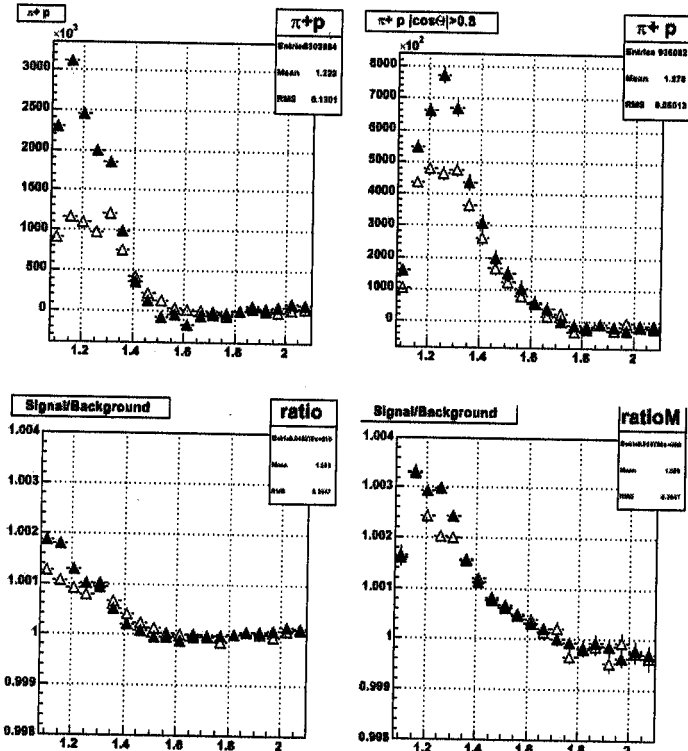


Рис. 16. Спектры эффективных масс  $\pi^+p$  (темные символы) и  $\pi^-p$  (светлые символы) после вычитания нормированного фона. На правой части рисунка показаны спектры после применения ограничения  $|\cos\Theta|>0.8$ .

Темные символы соответствуют спектру положительных частиц (предполагая  $p\pi^+$ ), светлые символы – спектру отрицательных частиц (предполагая  $p\pi^-$ ). В области  $\Delta^{++}$  резонанса мы можем видеть четкую разницу в спектрах.

Из рис. 16 видно, что помимо резонанса  $\Delta^{++}(1232)$  в спектре существуют дополнительные эффекты. В полученные спектры могут давать вклады отражения различных двухступенчатых распадов:  $K_1(1270)$  (и  $K_1(1400)$ ,  $K_2^*$ ,  $K^*(1410)$ ,  $K^*(1680)$ )  $\rightarrow K^*(892)\pi$ , затем  $K^*(892)\rightarrow K\pi$ ;  $K_1(1270)$  (и  $K_2^*$ ,  $K^*(1410)$ ,  $K^*(1680)$ )  $\rightarrow \rho(770)\pi$ , затем  $\rho\rightarrow\pi\pi$ ;  $a_1\rightarrow\rho(770)\pi$ , затем  $\rho\rightarrow\pi\pi$ ;  $a_0\rightarrow\eta\pi$ , затем  $\eta\rightarrow\pi\pi$ .

Отражения резонансов содержатся в распределении инвариантных масс  $\pi^+\pi^-$  из-за неверной идентификации частиц, когда за протон принимается реальный К-мезон или реальный  $\pi$ -мезон. Вклады от данных отражений резонансов в спектр положительных и отрицательных частиц приблизительно идентичны. Следовательно, мы можем исключить отражения резонансов из распределения инвариантных масс  $\pi^+\pi^-$  путем вычитания спектра отрицательных частиц из спектра положительных частиц. В спектре отрицательных частиц содержится  $\bar{\Delta}$ , но вклад ее невелик: отношение  $\bar{\Delta}/\Delta^{++}$  составляет 0.02 (из модели UrQMD 1.3). При вычитании спектра надо учесть разницу в количестве положительных и отрицательных пионов ( $\pi^+/\pi^- \sim 0.915$ ). Доля каонов достаточно мала, из модели UrQMD 1.3 получены следующие соотношения:  $K^+/\pi^+ = 0.025$ ,  $K^-/\pi^- = 0.013$ . Доля пионов составляет 85% от всех заряженных частиц, поэтому значимым в данном случае является только соотношение пионов.

На рисунке 17 показан результат вычитания спектров, принимая во внимание разницу в количестве положительных и отрицательных пионов.

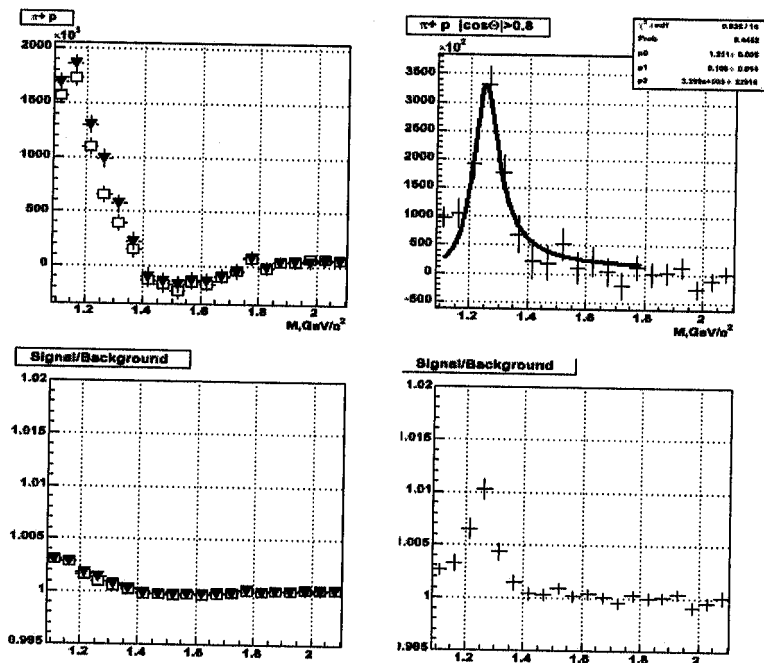


Рис. 17. Результат вычитания спектров: спектр положительных частиц – спектр отрицательных частиц. На правой части рисунка показаны спектры после применения ограничения  $|\cos\Theta| > 0.8$ . Пустые квадраты на левой части рисунка соответствует применению противоположного ограничения  $|\cos\Theta| < 0.8$ .



На левой части рисунка показано дополнительное распределение (пустые квадраты), оно получено в результате применения противоположного ограничения  $|\cos\Theta| < 0.8$ . Ограничение действует не локально, а вдоль всего спектра эффективных масс.

Результаты определения параметров  $\Delta^{++}$  изобары, массы и ширины, следующие:  $M=1251\pm 26$  МэВ/с<sup>2</sup>;  $\Gamma=108\pm 29$  МэВ/с<sup>2</sup>. Эти величины достаточно близки к данным из "Review of Particle Physics":  $M=1230-1234$  МэВ/с<sup>2</sup>;  $\Gamma=115-125$  МэВ/с<sup>2</sup>. Статистическая значимость пика – 6.95 стандартных отклонений.

Количественная оценка числа  $\Delta^{++}$  изобар на реальное событие в акцептансе спектрометра CERES составила величину  $1.13\pm 0.16$ . Учтены только статистические ошибки. Количество  $\Delta^{++}$  изобар на одно событие в акцептансе спектрометра CERES, полученное с помощью модели UrQMD 1.3, следующее:  $1.00\pm 0.02$ . Расхождение между реальными и моделированными данными составляют величину, приблизительно равную одной ошибке.

Для пар из области  $\Delta^{++}(1232)$  изобары получен спектр  $m_t-m_0$ , где  $m_t$  – поперечная масса  $\Delta^{++}(1232)$  изобары. На рис. 18 полученный спектр аппроксимирован функцией  $A \cdot \exp(-(m_t-m_0)/T)$ , где  $T$  – инверсный параметр наклона (inverse slope parameter).

По вертикальной оси отложена величина  $1/(m_t-m_0) \cdot dN/d(m_t-m_0)$ . Влияние акцептанта существенно в первых бинах, до  $0.07$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Это следует из результатов моделирования. Аппроксимация была сделана, исключив первые бины (влияние акцептанта) и последние бины (статистически не обеспечены). Результат аппроксимации на рис. 18:  $T = 204\pm 6.4$  МэВ для интервала быстроот  $2.0 < y < 2.4$ . Полученный результат не противоречит данным других экспериментов.

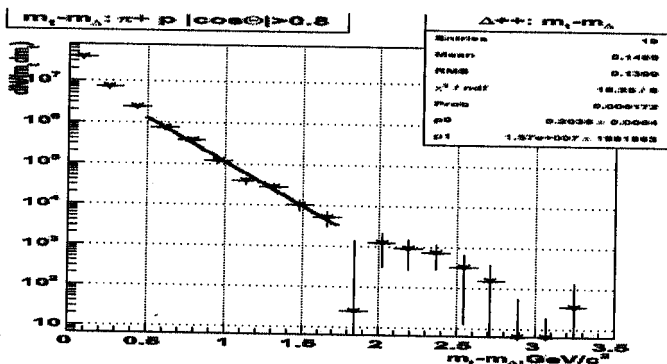


Рис. 18. Спектр  $m_t-m_0$ , построенный для области  $\Delta^{++}(1232)$  изобары.

В заключении перечислены выполненные работы и приведены основные ее результаты. Работа была выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и в GSI в Дармштадте.

### Список публикаций

1) Fast method for geometric calibration of detectors and for matching testing between two detectors.

By O.Yu. Petchenova (Dubna, JINR), JINR-E1-2002-12, Feb 2002. 11pp.  
Published in Nucl.Instrum.Meth.A501:375-385,2003

2) D. Adamova et al. By CERES Collaboration. May 2003. 28pp.  
Published in Nucl.Phys.A727:97-119,2003  
e-Print Archive: nucl-ex/0305002

3) D. Adamova et al. By CERES Collaboration. Jul 2002. 5pp.  
Published in Phys.Rev.Lett.90:022301,2003  
e-Print Archive: nucl-ex/0207008

4) D. Adamova et al. By CERES collaboration. Jul 2002. 24pp.  
Published in Nucl.Phys.A714:124-144,2003  
e-Print Archive: nucl-ex/0207005

5) A. Marin for CERES Collaboration "New results from CERES", QM-2004, proceedings

6) Ю. Панебратцев, О. Печенова "Рождение  $\rho^0$ -мезона в центральных Pb+Au взаимодействиях при энергии 158 АГэВ", депон. сообщ. ОИЯИ Б1-1-2005-7

Получено 29 марта 2005 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования  
с оригинала, предоставленного автором.

Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 30.03.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,97. Тираж 100 экз. Заказ № 54839.

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

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)