

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

14-01

P1-2001-14

В.А.Беляков

СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ pC -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
С ПРЕДСКАЗАНИЯМИ МОДЕЛИ
КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с

2001

1. Введение

При изучении структуры нуклонов и ядер, механизмов взаимодействия элементарных частиц широко применяются различные теоретические модели (каскадно-испарительные, кварк-глюонные и др.). Алгоритмы, заложенные в теоретических моделях, дают возможность воспроизвести механизм образования частиц и предсказать их характеристики.

При этом возникает большая задача тщательной проверки моделей по генерации искусственных событий. Так как ускорители RHIC (Брукхейвен) и LHC (ЦЕРН) еще не предоставили в наше распоряжение экспериментальную информацию (ускоритель LHC еще и не создан), то приходится проверять предсказания моделей на экспериментальных событиях, полученных при других энергиях.

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ имеется большой набор экспериментальной информации, полученной при облучении 2-метровой пропановой пузырьковой камеры пучками протонов (от 1 до 10 ГэВ/с), ядрами дейтерия, гелия и углерода (от 2,3 до 5,1 ГэВ/с на нуклон) и с разными ядерными мишенями. В частности, при импульсе 4,2 А ГэВ/с накоплено около 80 тысяч обработанных событий в условиях 4 π -геометрии.

Введение ряда поправок [1] на заряженные частицы в пропановых событиях придало физическим характеристикам реальное содержание. Таким образом, качество экспериментальных пропановых событий теперь близко к качеству моделированных событий. Это дает возможность для широкого количественного сравнения физических характеристик. Получены достоверные выводы по результатам проверки моделей.

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ проводится сравнение экспериментальных данных, полученных в $p+C$ -взаимодействиях при облучении пропановой пузырьковой камеры пучком протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с, с предсказаниями модели кварк-глюонных струн.

2. Модель кварк-глюонных струн

Для расчетов процессов множественного образования частиц в области больших энергий предложена модель кварк-глюонных струн (МКГС) [2].

Эта модель является детальной реалистичной микроскопической моделью на основе струнной феноменологии адронных взаимодействий. В МКГС заложен непerturbативный подход к КХД. Она рассчитана на описание процессов взаимодействия адрон-адрон, адрон-ядро, ядро-ядро через образование одной или нескольких струн.

На концах струны находятся валентные кварки или дикварки. Струны рвутся из-за рождения из вакуума пар кварк-антикварк. Через некоторое время образуются адроны. Масса струны не фиксирована, а определяется независимой генерацией кварков на концах струны с учетом зависимости от энергии

налетающего адрона. После формирования все родившиеся адроны имеют обычное сечение взаимодействия с нуклонами (в том числе и в ядре).

Инклюзивные спектры вторичных частиц определяются сверткой импульсных распределений дикварков, валентных и морских кварков в сталкивающихся частицах и функцией фрагментации кварков и дикварков в адроны.

Распад струны, имеющей малую длину, происходит внутри ядра, а с большой длиной – вне ядра. Пионы чаще образуются от струн, имеющих малую длину. В модели учитывается, что продукты распада струны (стабильные адроны, резонансы) могут снова взаимодействовать с другими адронами. В МКГС впервые введена возможность столкновения струн между собой, т.е. перерасеяния кварков и дикварков без процесса адронизации. Фрагментация струн в адроны рассматривается независимо от присутствия других струн или адронов. Необходимые параметры для МКГС были взяты из экспериментов адрон-адрон и адрон-ядро.

В МКГС не рассматривается образование испарительных нуклонов. Модель также не включает образование кварк-глюонной плазмы и эффектов коллективной динамики на адронном или струнном уровне. Для ускорения счета в МКГС не включены описания процессов упругого рассеяния нуклонов на ядрах, дифракционное рассеяние, испускание легких фрагментов из ядра (дейтерий, тритий) и перерасеяние нуклонов.

МКГС успешно описывает процессы с образованием адронов, содержащих легкие u -, d - и s -кварки. Модель правильно передает форму кинематических распределений частиц.

Для предсказания процессов рождения частиц в области ультравысоких энергий в МКГС [3] включены разделы по образованию очарованных частиц с включением пертурбативного подхода. При низких и средних энергиях модель описывает образование частиц в мягких процессах, а при коллайдерных – в полужестких, которые доминируют в этой области энергий.

3. О качестве сравнения предсказаний моделей с экспериментом

Сравнение предсказаний моделей с результатами эксперимента приводится во многих работах. Анализ этих работ показал, что сравнение делается по небольшому числу характеристик элементарных частиц:

- средние значения множественности частиц,
- средние величины импульсов,
- средние величины поперечных импульсов,
- средние значения продольной быстроты,
- зависимость множественности частиц в событии от величины энергии пучка, от массы ядер мишени,
- распределения по кинематическим переменным.

Однако средние величины не передают тонкости поведения исследуемых характеристик частиц. Во многих программах-генераторах моделирования событий не введены двухчастичные корреляции характеристик частиц. В

частности, невключение в алгоритм моделирования процессов дифракционного рассеяния занижает выход вторичных частиц в области значений энергии первичной частицы.

Авторы работ оценку сравнения модели и эксперимента проводят исключительно на качественном уровне. Часто используется логарифмирование масштаба по оси ординат, что несколько снижает наглядность приведенных на графиках данных при их сравнении. Практически всегда приводятся одномерные распределения для сравнения^{*)}.

4. Особенности эксперимента и сравнения с МКГС

Для сравнения с моделью кварк-глюонных струн были использованы данные по ядерным взаимодействиям, полученные с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной на синхрофазотроне ОИЯИ пучком протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с.

Точность измерения импульса вторичных частиц в магнитном поле установки составила в среднем 12 % (максимум распределения ошибок приходится на величину 6-8 %). Углы были измерены в среднем с точностью 0,5° или лучше. При отборе измерений максимальная относительная ошибка импульса частиц была принята равной 30 %.

Все отрицательно заряженные частицы считались π^- -мезонами. Примеси других отрицательно заряженных частиц составляют не более 3%. π^+ -мезоны с импульсом меньше 0,5 ГэВ/с надежно идентифицировались. Всем положительно заряженным частицам с импульсом больше 0,5 ГэВ/с были присвоены две вероятности. По одной вероятности частица считалась протоном, а с другой вероятностью бралась π^+ -мезоном.

Для получения правильных физических характеристик частиц в изучаемых нами взаимодействиях были введены разные поправки [1]. Отметим корректировку направления первичного трека, поправку на частицы с короткими следами (у них не были измерены импульсы, среднее значение поправки составило $1,056 \pm 0,009$), на пропущенные частицы (крутые следы, средняя поправка $1,263 \pm 0,014$). Вероятность частицы быть протоном с поправками составила в среднем $0,844 \pm 0,002$, для π^+ -мезонов – $0,244 \pm 0,002$, поправка на отрицательно заряженные мезоны – $1,072 \pm 0,002$.

70% взаимодействий на углеродной мишени от ожидаемого их числа выделялось по пяти признакам [1] однозначно. Оставшиеся события разделялись по мишени углерод или протон с помощью введения статистических весов. Эти веса вводились таким образом, чтобы суммарные числа событий на водороде и на углероде соответствовали числам, которые ожидалось из известных сечений неупругих взаимодействий, найденных электронной методикой. Введение весов

^{*)} Двумерные распределения дают информации в 4 раза больше по сравнению с одномерными.

на пропущенные частицы, неизмеримые треки и на природу ядра-мишени завершило решение длительной методической проблемы – как надежно работать с мишенью из разных ядер, которые входят в состав пропана.

Влияние поправок на форму распределений обсуждается в приложении.

Так как налетающая частица является протоном (а не ядром), то стриппинговых фрагментов ядра-снаряда не было. От мишени-ядра углерода образуются испарительные протоны. Согласно расчетам [4] и опытной проверке [5], испарительные нуклоны с изотропным распределением с вероятностью около 0,96 имеют импульс в лабораторной системе не больше 150 МэВ/с. Но следы протонов с такими импульсами в пропане меньше 2 мм и не могут быть измерены. Вследствие такого обстоятельства никакие медленные протоны из физических распределений не исключались. По оценкам импульсное распределение испарительных нуклонов оканчивается при значении 0,3 ГэВ/с. Исключение из физических распределений медленных протонов с импульсом меньше 0,3 ГэВ/с, конечно, полностью ликвидирует присутствие испарительных протонов в распределениях. Однако такой подход приводит к удалению из распределений и протонов-участников с импульсами от 0,15 до 0,30 ГэВ/с. Экспериментальные оценки показали, что при таком подходе возникают потери протонов-участников. Эти потери могут составить около 22 % от всех протонов-участников.

По модели кварк-глюонных струн было рассчитано (промоделировано)

15 тысяч событий разной множественности частиц, представляющих взаимодействия протонов с ядром углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с. Далее эти события были приближены к условиям, в которых проводятся поиск и измерения реальных вторичных заряженных частиц на снимках с 2-метровой пропановой лужерывковой камеры. Информация по каждому смоделированному событию включала дополнительно количество спектаторных нейтронов и протонов, величину прицельного параметра, указание на источник образования частиц (дельта-изобара, ро-резонанс и т.д.). Например, распределение величин прицельного параметра заключено от нуля до четырех ферми, среднее значение равно примерно два ферми с дисперсией один ферми.

Для выяснения механизмов взаимодействия частиц и ядер используют сравнение предсказаний моделей и физических результатов экспериментов. Например, опытные данные сравнивались с предсказаниями МКГС неоднократно. В работе [6] с результатами $p+p$ -взаимодействия при импульсе 19,2 ГэВ/с, в работе [7] – с $p+Ag$ и $p+Xe$ при 200 А ГэВ/с, в работе [8] – с $p+p$ -взаимодействиями при кинетической энергии 68 ГэВ, в работе [9] – с взаимодействиями $(d, He, C) + (C, Ta)$ при импульсе 4,2 А ГэВ/с, в работе [10] – с $p+C$ -взаимодействиями при импульсе 4,2 ГэВ/с.

Однако надо заметить, что в указанных выше работах сравнение с предсказаниями МКГС делалось выборочно по небольшому числу физических характеристик. Приводимые в статьях гистограммы показывают распределения одной физической величины (множественность отрицательных частиц, продольная компонента быстроты, поперечный импульс, энергетический спектр

π -мезонов и т.д.). Количественные оценки для сравнения двух распределений (опыт и модель) ни в одной цитируемой выше работе не приведены.

В предлагаемой работе сравнение опытных данных $p+C$ -взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с и предсказаний МКГС выполнено по максимальному числу имеющихся физических характеристик вторичных частиц. Особое внимание было уделено сравнению двумерных распределений, которые более информативны, чем одномерные.

Для количественной оценки сравнения двух распределений были использованы два критерия: непараметрический критерий Колмогорова и параметрический χ^2 -критерий.

Способ Колмогорова применяется в интегральных распределениях. В качестве количественной меры берется максимальное расхождение в каком-либо интервале. Другой критерий используется в дифференциальных распределениях, и учитываются расхождения во всех интервалах распределения. Так как число $p+C$ -взаимодействий составило 8370 событий, а число смоделированных по модели – 15000 событий, то высокий процент хорошего совпадения по критерию χ^2 надо ожидать при идеально хорошем совпадении. На практике такого не оказалось. Если более мягкий критерий Колмогорова чаще всего давал вероятность, равную единице, то более "требовательный" к форме распределения критерий χ^2 часто давал очень большие величины χ^2 на одну степень свободы (много больше единицы).

5. Сравнение по числу частиц в событии

Рассмотрим сопоставление экспериментальных данных $p+C$ -взаимодействий с предсказаниями МКГС.

В приводимых далее графиках для сравнения двух зависимостей (например, опыт и модель) по оси ординат величины выражены в относительных единицах.

Таблица 1

№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
1	вес (p)	
1	вес (π^+)	
1	вес (π^-)	
2	$n(p)/\text{соб.}$	555
2	$n(\pi^+)/\text{соб.}$	106
2	$n(\pi^-)/\text{соб.}$	62
3	$n(\pi^+)/n(p)$	95
3	$n(\pi^-)/n(p)$	7,2
3	$n(\pi^+)/n(\pi^-)$	26,5

В частности, используется нормировка площадей гистограмм на единицу.

Общие сведения по образованию частиц приведены в табл. 1. Число событий $p+C$ -взаимодействий составило 8370, число смоделированных для этой же реакции – 15000 событий.

В приводимых далее таблицах и рисунках использовано 14676 протонов, 5857 π^+ -мезонов и 3410 π^- -мезонов от $p+C$ -взаимодействий в пропановой камере. Среди событий по модели было 28882 протонов, 8979 π^+ -мезонов и 5225 π^- -мезонов.

Вероятность совпадения распределений данных из опыта и из модели по критерию Колмогорова равна единице. Величины χ^2 на одну степень свободы приводятся в последней колонке (здесь и далее в других таблицах). Ошибка к этой величине χ^2 везде составила 1,41 (в таблицах не приводится).

На рис.1 приведены зависимости поправочного коэффициента (веса) от величины импульса частицы (p , π^+ -мезон, π^- -мезон) для реальных $p+C$ -взаимодействий. Согласно модели (рис. 2) несколько больше множественность протонов, приходящихся на одно событие, при числе протонов, равном двум.

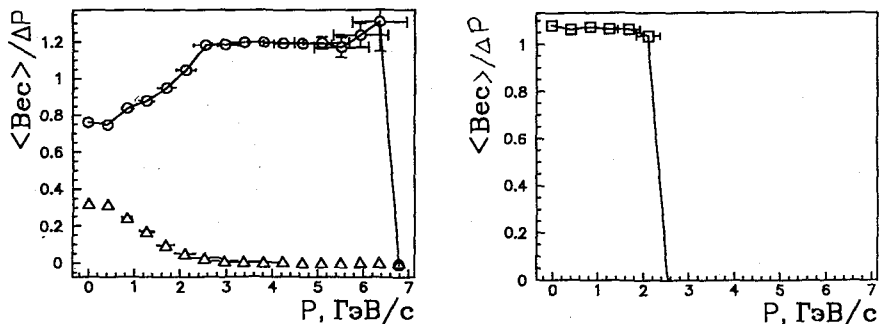


Рис. 1. Зависимость суммарной поправки (веса) от величины импульса частицы:
 ○ – протоны, Δ – π^+ -мезоны, □ – π^- -мезоны

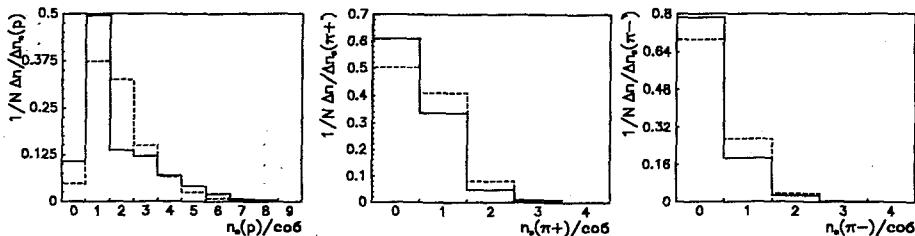


Рис. 2. Распределение событий по числу протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов
 — pC 4,2 - - - - МКГС

Для π^+ - и π^- -мезонов (рис.2) видно существенное расхождение опыта и модели для событий, где нет мезонов или имеется один мезон. На рис.3 видно качественное соответствие предсказаний модели и эксперимента по взаимному образованию пионов и протонов, а также π^+ - и π^- -мезонов.

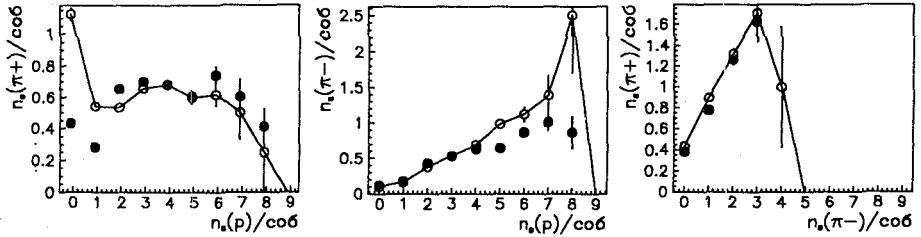


Рис. 3. Зависимость образования π^+ -мезонов от числа протонов, π^- -мезонов от числа протонов, π^+ -мезонов от числа π^- -мезонов в событиях
 ● – pC 4,2 ○ – МКГС

Традиционно сравнивают средние множественности (число частиц определенного сорта на одно событие) из эксперимента и из модели. Приведем эти данные для p+C- взаимодействий при 4,2 ГэВ/c :

протоны	$1,80 \pm 0,02$ (данная работа), $1,85 \pm 0,01$ (работа [11]), $1,85 \pm 0,01$ (МКГС);
π^+ -мезоны	$0,52 \pm 0,13$ (данная работа), $0,65 \pm 0,01$ (работа [11]), $0,59 \pm 0,01$ (МКГС);
π^- -мезоны	$0,37 \pm 0,13$ (данная работа), $0,40 \pm 0,01$ (работа [11]), $0,34 \pm 0,01$ (МКГС).

Величина средней множественности частиц является максимально обобщенной характеристикой взаимодействия. По этой величине (совпали опытные данные с моделью или не совпали) трудно определить, какие механизмы и какую долю во взаимодействиях эти механизмы имеют. Величины средних множественностей частиц по информативности значительно уступают гистограммам.

6. Сравнение энергетических распределений

Наряду с распределением импульсов частиц (лабораторная система, система центра масс реакции) сравнение было сделано для распределений по полной быстройте и по переменной А.М.Балдина - четырехмерной скорости. Результаты приведены в табл. 2а,б. Физические характеристики (здесь и далее) приводятся в

Таблица 2а

№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
4	P (p)	227
4	P (π^+)	4,3
4	P (π^-)	4,7
5	P* (p)	196
5	P* (π^+)	5,9
5	P* (π^-)	7,7
6	P _t (p)	171
6	P _t (π^+)	19,2
6	P _t (π^-)	12,1

Таблица 2б

№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
7	ρ (p)	629
7	ρ (π^+)	172
7	ρ (π^-)	68
8	$\langle r \rangle$ и $r_{ }$ (p) с.ц.м.	274
8	$\langle r \rangle$ и $r_{ }$ (π) с.ц.м.	242
9	Θ глав. ось	28
10	$\langle r \rangle$ и $r_{ }$ (p) глав. ось	76
10	$\langle r \rangle$ и $r_{ }$ (π) глав. ось	73
11	b_i (p)	140
11	b_i (π^+)	4,8
11	b_i (π^-)	2,5
	ξ и η (p)	47,9
	ξ и η (π)	3,6
12	ξ (p)	87
12	η (p)	17,5
13	ξ (π)	10,8
13	η (π)	3,1

лабораторной системе. Для характеристик , приводимых в системе центра масс с.ц.м. реакции, делается специальное пояснение (знак *). На гистограммах статистические ошибки не приводятся. Зная числа частиц (см. на стр. 6) , эти ошибки нетрудно вычислить.

Для распределений на рис. 8 величина вероятности по критерию Колмогорова равна 0,88 (протоны) и 0,80 (пионы). Для остальных распределений в табл. 2б вероятность равна единице.

На графиках (рис. 4-6,9,11,13) видно, что имеется качественное согласие распределений, полученных из эксперимента и по модели. Средние значения величин импульса протона и его поперечного импульса равны $1,316 \pm 0,007$ и $0,445 \pm 0,002$ ГэВ/с (из работы [11]), для π^- -мезонов равны

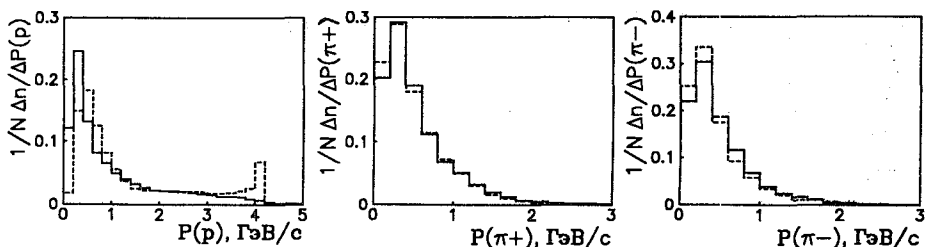


Рис. 4. Импульсное распределение протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов в лаб. системе
 ——— рС 4,2 - - - - МКГС

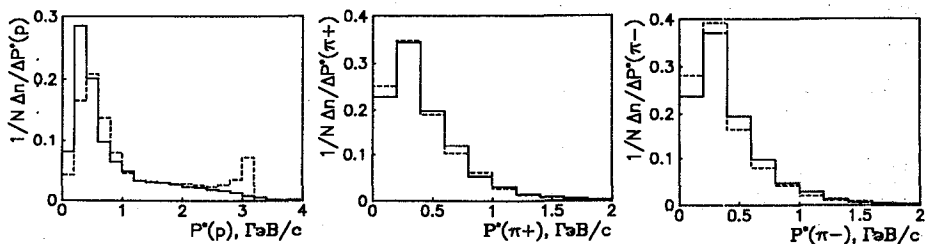


Рис. 5. Импульсное распределение протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов в с.ц.м. реакции
 ——— рС 4,2 - - - - МКГС

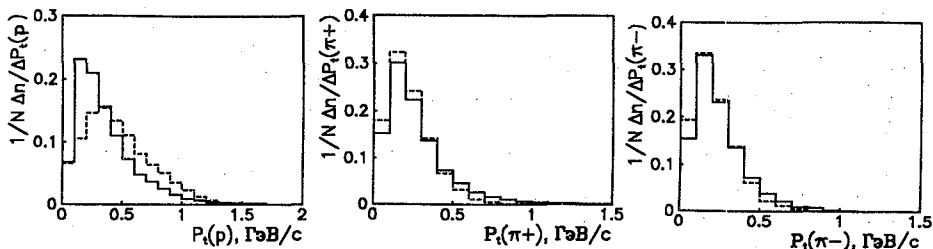


Рис. 6. Распределение поперечных импульсов протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов
 ——— рС 4,2 - - - - МКГС

0,507±0,007 и 0,248±0,003 ГэВ/с (из работы [11]). Среднее значение продольной быстроты для π^- -мезонов равно 0,832±0,013 (из работы [12]).

Несовпадение наблюдается в одномерных гистограммах для "полной" быстроты ρ (рис. 7). Она определяется согласно формуле:

$$\rho = \ln \frac{E + p}{m_0},$$

где E - полная энергия частицы,
 p - импульс частицы,
 m_0 - масса покоя частицы.

Термин "полная" быстрота введен условно для отличия ее от быстроты по Фейнману, которая определяется по формуле

$$y = 0,5 \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}}$$

и является только продольной компонентой от ρ .

Согласно предсказаниям модели распределение по полной быстроте для протонов и пионов шире, чем на опыте (рис. 7).

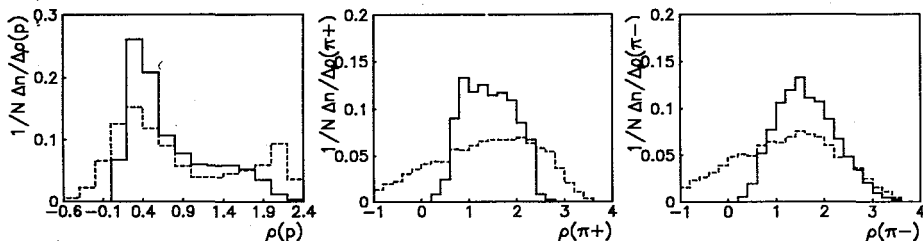


Рис. 7. Распределение полной быстроты для протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов
 — pC 4,2 - - - - МКГС

Для распределений типа "чайки" [13] в с.ц.м. реакции (двумерный график $\langle p_{\perp} \rangle$ - поперечный импульс и $p_{||}^*$ - продольная компонента импульса частицы) ожидался некий "провал" в с.ц.м. реакции вблизи значения $p_{||}^* = 0$ из проведенных ранее экспериментов по взаимодействию частиц. Для протонов и пионов (рис. 8) поведение экспериментальных данных можно трактовать как наличие "провала" (черные кружочки на обоих графиках).

Помочь прояснить ситуацию по поведению поперечного импульса и возможному механизму образования частиц может переход в систему главной оси события [14]. Для ее нахождения искали направление максимальной вытянутости события в импульсном пространстве с помощью переменной "траст" по формуле

$$T = \max_i \frac{\sum_i P_{ii}}{\sum_i P_i}$$

Эта переменная эффективно работает при больших энергиях падающей частицы и при доминирующей роли периферического механизма образования частиц.

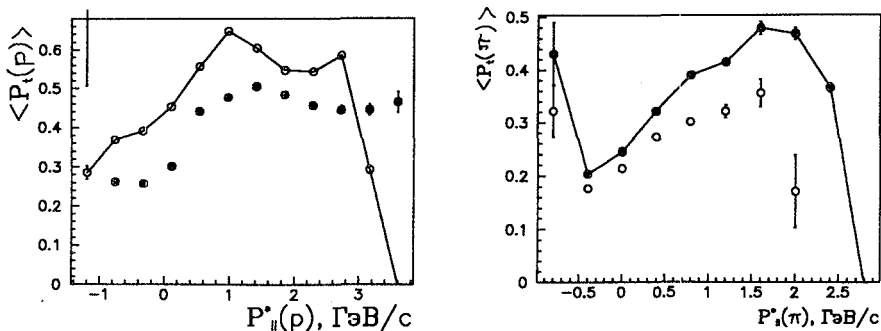


Рис. 8. Зависимость среднего поперечного импульса от величины продольной компоненты импульса для протонов и π -мезонов в с.ц.м. реакции
 ● — pC 4,2 ○ — МКГC

Для импульса налетающего протона, равного 4,2 ГэВ/с, более предпочтительно использовать переменную "сферисити":

$$S = \min \frac{3 \sum_i (p_{ii})^2}{2 \sum_i (P_i)^2}$$

Для $p+N$ -взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с (практически взаимодействия $p+C$ сводятся к этой реакции) быстрота между двумя нуклонами $\rho(p,N) = 2,20$. Для с.ц.м. системы $p+N$ $\rho=1,10$. Для самой легкой изобары $N(1232)$ быстрота между продуктами ее распада $\rho(p,\pi)=1,52$. Для легкого пионного резонанса ρ -мезона (770) быстрота между пионами от его распада $\rho(\pi,\pi)=3,36$. Таким образом, для $p+N$ -взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с продукты от распада резонансов будут располагаться по обе стороны от точки, в которой находится с.ц.м. реакции $p+N$. Переменная "сферисити" не зависит от механизма образования и распада резонансов. График распределения событий по этому углу приведен на рис. 9.

Главная ось события является более естественной, т.е. не вносит кинематических искажений в углы и импульсы образования частиц. Известное по экспериментальным работам превышение поперечных импульсов протонов над

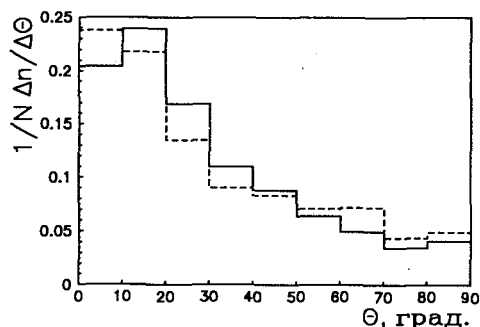


Рис. 9. Распределение событий по углу отклонения главной оси события от направления пучкового протона
 — pC 4,2 - - - - МКГС

величиной поперечных импульсов пионов проявляется в лабораторной системе, но не в системе главной оси события. Практически величина поперечного импульса перестает зависеть от массы покоя частицы (проверялось на Λ-гиперонах, протонах и пионах [14]).

Графики распределения типа "чайки" относительно главной оси представлены на рис. 10 (протоны, пионы). Характер распределений $\langle p \rangle$ и p_{\perp} изменился. В

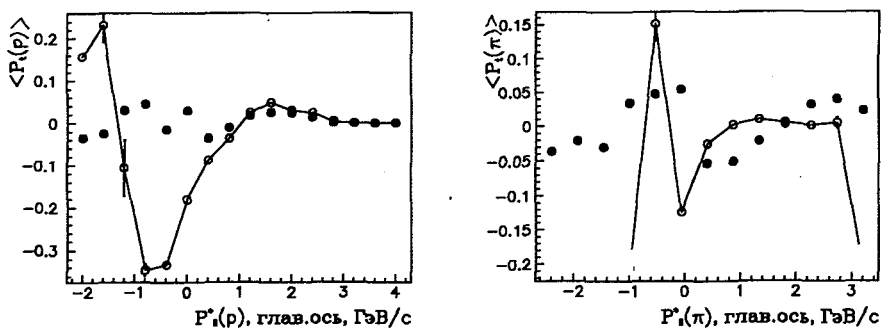


Рис. 10. Зависимость среднего поперечного импульса от величины продольной компоненты импульса для протонов и π -мезонов в системе главной оси события

● — pC 4,2

○ — МКГС

направлении вперед (главная ось проходит через точку сцм. реакции) величины поперечных импульсов частиц выравниваются около нуля по опытным данным и для модели после $p_{\parallel}^* = 1,0$ ГэВ/с. Для направления назад в с.с.м. (система

главной оси) наблюдается существенное расхождение данных опыта и модели. В моделированных событиях поперечные импульсы нуклонов и пионов возрастают (по сравнению с нуклонами и пионами, летящими вперед в с.ц.м. реакции).

Распределения по величине b_i — 4-скорости протонов и пионов (относительно ядра-мишени) качественно совпадают для опыта и модели (рис. 11).

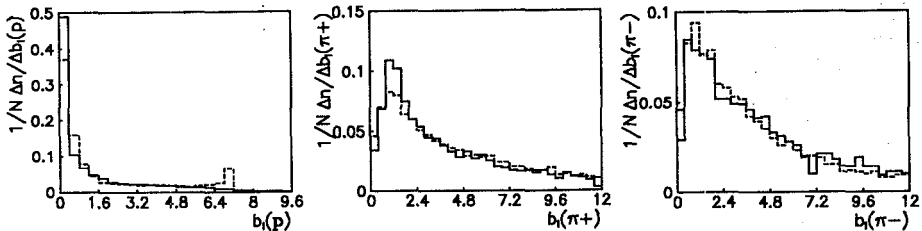


Рис. 11. Распределение 4-скорости протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов (относительно ядра-мишени)
 ——— рС 4,2 - - - - - МКТС

Переменная Балдина для одной частицы вычислялась по формуле

$$b_i = 2 * \left(\frac{E_i}{m_i} - 1 \right).$$

Для сравнения данных опыта и модели в пространстве скоростей Лобачевского [15] была подготовлена двумерная таблица ξ и η по переменным:

$$\xi = \text{arctg} (p_t / m_0) \quad \text{и}$$

$$\eta = 0,5 \ln [(E+p_{||}) / (E-p_{||})],$$

где ξ - поперечная компонента быстроты,
 η - продольная компонента быстроты.

Использование пространства скоростей Лобачевского имеет особую специфику.

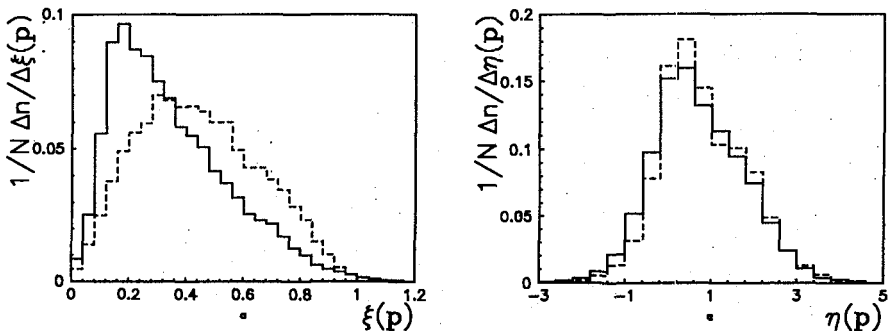


Рис. 12. Распределение поперечной быстроты $\xi(p)$ и продольной быстроты $\eta(p)$ протонов
 ——— рС 4,2 - - - - - МКТС

Она характеризуется тем, что величины ξ и η , вычисленные для одной частицы, определяют точку в пространстве скоростей Лобачевского, положение которой никак не зависит от параллельного переноса системы отсчета вдоль базовой прямой, соединяющей точки налетающей частицы и мишени.

Результаты сравнения данных опыта и модели по совместному распределению ξ и η приведены в табл. 2б. Получено удовлетворительное (протоны) и хорошее (пионы) согласие. Сравнение данных опыта и модели отдельно по переменной ξ и по переменной η приведено на рис. 12 для протонов и на рис. 13 для пионов. Согласие опыта и модели хорошее для величин $\eta(p)$, $\xi(\pi)$, $\eta(\pi)$ и неудовлетворительное для величины $\xi(p)$.

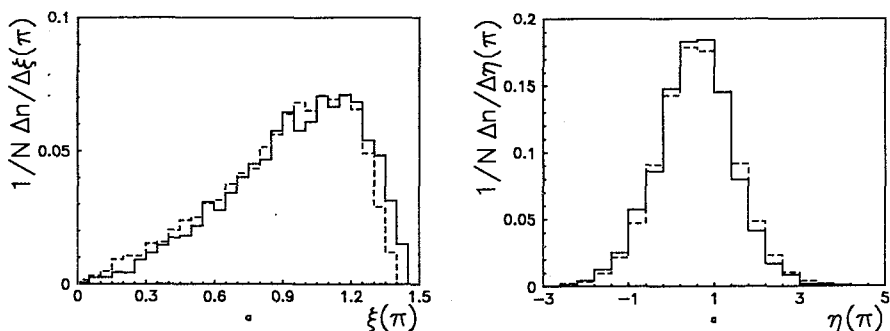


Рис. 13. Распределение поперечной быстроты $\xi(\pi)$ и продольной быстроты $\eta(\pi)$ пионов
 ——— рС 4,2 - - - - - МКГС

7. Угловые распределения

Одномерные гистограммы с распределениями величин $\cos \Theta$ в лабораторной системе для протонов, π^+ - и π^- -мезонов приведены на рис. 14. Аналогичные распределения в с.ц.м. реакции приведены на рис. 15. Величины критерия согласия опыта и модели приведены в табл. 3. За небольшим исключением графика $\cos \Theta^*(p)$ совпадение результатов по угловому распределению частиц опыта и модели удовлетворительное.

Для полноты проверки угловых распределений были получены распределения азимутальных углов ϕ для проекций вторичных треков частиц на плоскость, перпендикулярную направлению пучковой частицы. При учете методических поправок, связанных с экспериментом в пропановой пузырьковой камере, распределение азимутальных углов протонов и пионов должно быть изотропным. Такие ожидания проявились на эксперименте.

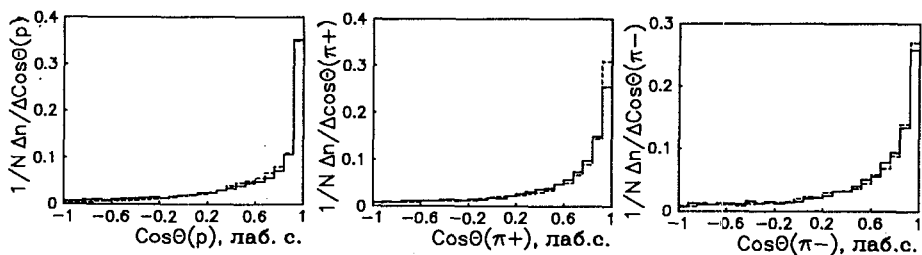


Рис. 14. Угловое распределение протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов (лаб. сист.)
 ——— рС 4,2 - - - - МКГС

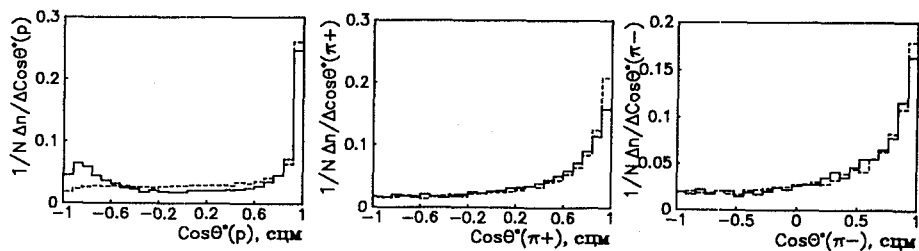


Рис. 15. Угловое распределение протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов (с.ц.м. реакции)
 ——— рС 4,2 - - - - МКГС

Таблица 3

№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
14	$\cos \Theta (p)$	13,6
14	$\cos \Theta (\pi^+)$	3,7
14	$\cos \Theta (\pi^-)$	1,3
15	$\cos \Theta^*(p)$	75
15	$\cos \Theta^*(\pi^+)$	4,6
15	$\cos \Theta^*(\pi^-)$	1,45
16	$\varphi(p)$	2,0
16	$\varphi(\pi)$	0,60

Сравнение опытных и моделированных данных показало их удовлетворительное совпадение для протонов и пионов (рис. 16).

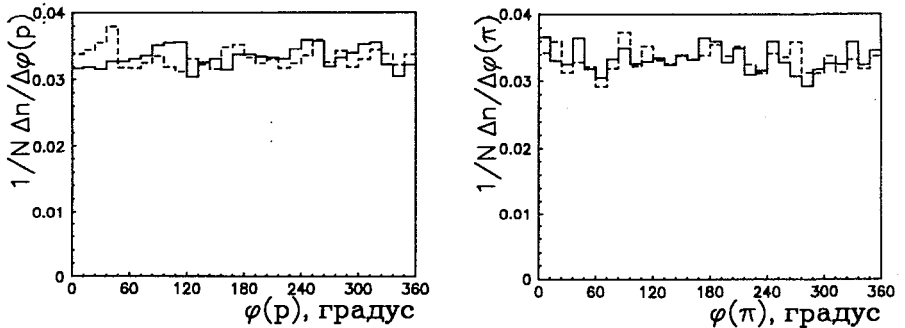


Рис. 16. Распределение азимутальных углов $\varphi(p)$ для протонов и π -мезонов
 ——— рС 4,2 - - - - МКГС

8. Распределение эффективных масс

С помощью этой физической характеристики запрагиваются параметры двух частиц и их взаимное энергетическое расположение. В этих распределениях может проявиться влияние резонансных состояний или ядерных эффектов. Распределения по эффективной массе можно видеть на рис. 17.

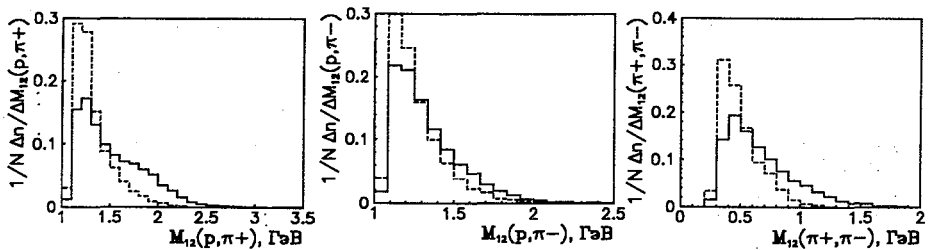


Рис. 17. Распределение эффективных масс $M_{12}(p, \pi^+)$, $M_{12}(p, \pi^-)$, $M_{12}(\pi^+, \pi^-)$
 ——— рС 4,2 - - - - МКГС

Наряду с величиной эффективной массы имеет смысл рассмотреть поведение другой физической величины, называемой быстротой, между двумя частицами. В выражении для квадрата эффективной массы

$$M_{12}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos \Theta_{12})$$

содержимое внутри скобок можно эквивалентно заменить на $m_1 m_2 \text{ch} \rho_{12}$, где ρ_{12} является быстротой между частицами 1 и 2.

Новый вид выражения для квадрата эффективной массы будет такой :

$$M_{12}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \text{ch} \rho_{12}.$$

Выражение несколько упростилось. Величины m_1 и m_2 являются массами покоя, т. е. константами. Видно, что ρ_{12} является аргументом для M_{12}^2 . Гиперболический косинус является сильно нелинейной функцией. Неудивительно, что распределение M_{12} по сути деформирует истинное распределение величины ρ_{12} (аргумента всего выражения). Искажения на графике M_{12} проявляются в том, что с левой стороны (для примера) распределение $M_{12}(p, \pi)$ "сжимается", а с правой стороны графика "растягивается" [16]. Такие нарушения формы распределения могут привести к возможному появлению ложного максимума в левой части графика и к исчезновению истинного максимума в правой части графика.

Распределение по скорости между двумя частицами (назовем ее "эффективной скоростью") не подвержено искажениям. Величина эффективной скорости определяется из формулы

$$\rho_{12} = \text{arch} [(M_{12}^2 - m_1^2 - m_2^2) / 2m_1 m_2].$$

Для эксперимента $p+C$ при 4,2 ГэВ/с распределение эффективной скорости ρ_{12} выглядит даже и несколько симметрично для пар (p, π^-) и (π^+, π^-) (рис. 18).

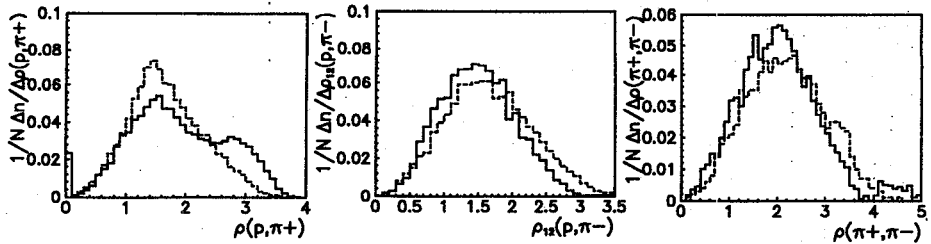


Рис. 18. Распределение эффективной скорости $\rho_{12}(p, \pi^+)$, $\rho_{12}(p, \pi^-)$, $\rho_{12}(\pi^+, \pi^-)$
 ——— pC 4,2 - - - - - МКГС

Результаты сравнения опыта и модели для эффективной массы и эффективной скорости приведены в табл. 4.

Число пар (p, π^+) составило 23055 (опыт) и 17019 (модель). Для пар (p, π^-) — 11215 (опыт) и 13790 (модель). Для пар (π^+, π^-) имели 6173 (опыт) и 5219 (модель).

Из сопоставления графиков опыта и модели для величин эффективных масс видно расхождение для комбинаций (p, π^+) , (p, π^-) , (π^+, π^-) . Для распределений по эффективной скорости несовпадение имеется для системы (p, π^+) . Для системы (p, π^-) и (π^+, π^-) согласно опыта и модели по форме распределения эффективной скорости удовлетворительное.

Таблица 4

№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
17	$M_{12}(p, \pi^+)$	370
17	$M_{12}(p, \pi^-)$	92
17	$M_{12}(\pi^+, \pi^-)$	88
18	$\rho_{12}(p, \pi^+)$	38
18	$\rho_{12}(p, \pi^-)$	14,7
18	$\rho_{12}(\pi^+, \pi^-)$	5

Отметим, что на всех трех распределениях по эффективной скорости нет явных пиков. В районе $\rho_{12} = 1,5$ для (p, π^+) имеется указание на проявление изобары $\Delta^{++}(1232)$. В системе (p, π^-) максимум всего распределения приходится на величину $\rho_{12} = 1,5$ и это нельзя считать указанием на изобару $\Delta^0(1232)$. В распределении пар (π^+, π^-) в районе $\rho_{12} = 3,36$ возможный резонанс $\rho_0(770)$ -мезон не виден. Величина $\rho_{12} = 3,36$ близка к максимальному значению $\rho_{12} = 5,0$. Из этого факта следует, что в p -С-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с других пионных резонансов тяжелее ρ_0 -мезона с распадом на два пиона не образуется. Кинематически разрешено образование изобар в p -N-взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с до масс, не превышающих значение эффективной скорости $\rho_{12} = 3,5$, т.е. до масс $M_{12} \approx 2,0$ ГэВ. Этому условию хорошо удовлетворяет распределение моделированных событий.

В распределении экспериментальных событий по эффективной скорости пар (p, π^+) (рис. 18) виден избыток величин правее значения $\rho_{12} = 2,5$. На графике (рис. 17) для $M_{12}(p, \pi^+)$ правее 2,1 ГэВ тоже виден избыток экспериментальных пар (p, π^+) . Для выяснения причин расхождения опыта и модели был проведен тщательный анализ кинематики образования пар (p, π^+) . Простой расчет показал, что для образования пар (p, π^+) с величинами M_{12} от 2,1 до 3,3 ГэВ импульс налетающего протона должен иметь значение от 4,6 до 9,3 ГэВ/с. Но как указано выше, импульс пучковых протонов равен 4,2 ГэВ/с. Следовательно, появление эффективных масс больше 2,1 ГэВ вызвано вторичными процессами в ядре углерода.

В этих событиях отметим следующие характеристики вторичных протонов и π^+ -мезонов:

- протоны имели импульс $P = 1,4 - 4,2$ ГэВ/с, угол $\Theta = 3^\circ 40' - 35^\circ$ в лабораторной системе (широкий разброс значений), среднее значение поперечного импульса $\langle P_\perp \rangle = 0,653 \pm 0,078$ ГэВ/с.

Среднее значение поперечного импульса протонов на всей статистике равно $0,433 \pm 0,002$ ГэВ/с, что явно меньше.

π^+ -мезоны разделились на две группы :

- в одной группе пионы имели поперечные импульсы от 0,431 до 1,256 ГэВ/с и углы от 54° до 74° как результат вторичного взаимодействия в ядре углерода (компактная группа частиц),
- в другой группе пионы имели поперечные импульсы от 0,130 до 0,570 ГэВ/с и углы от 98° до 166° , импульсы от 0,3 до 0,7 ГэВ/с. Условно назовем эти частицы "кумулятивные пионы" (широкий разброс параметров). Для сравнения приведем среднее значение поперечного импульса пионов, полученное на всей статистике, равное $0,261 \pm 0,001$ ГэВ/с.

Такие тонкие детали эксперимента, по-видимому, не были заложены в МКГС, и они вызвали расхождение с опытом, т.е. в модели не были учтены особенности вторичных взаимодействий в ядре углерода.

9. Оценка числа событий с нейтральными частицами

Для определения доли событий с образованием нейтральных частиц во взаимодействиях $p+C$ при импульсе 4,2 ГэВ/с воспользуемся анализом распределения суммы $\Sigma P_{||}$ продольных компонент заряженных частиц в событии.

На рис. 19 показаны распределения величин $\Sigma P_{||}$ в эксперименте и по МКГС. Расхождение предсказаний модели и опыта в области больше 4 ГэВ/с обусловлено повышенными ошибками в измерении больших импульсов частиц (протонов). При отборе событий, в которых протоны имеют относительную точность измерения импульсов лучше 0,06, расхождение опыта и модели в области, больше 4 ГэВ/с, практически исчезает (правый график на рис. 19).

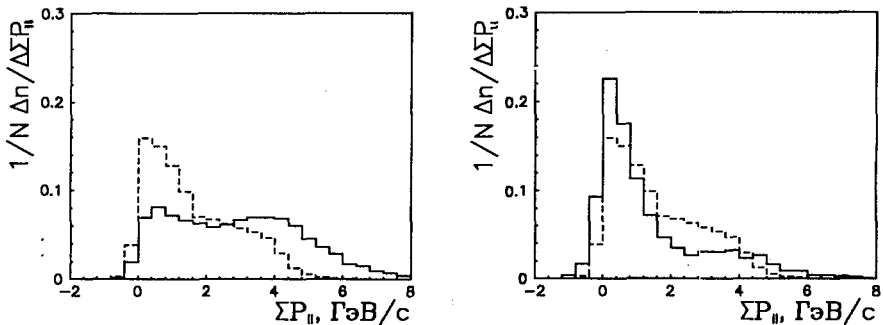


Рис. 19. Распределение суммы продольных компонент импульсов заряженных частиц в событии.

На правом рисунке приведены экспериментальные данные при относительной ошибке измерения импульсов меньше 0,06

— pC 4,2 - - - - МКГС

Используя среднюю относительную ошибку измерения импульсов протонов, равную $0,088 \pm 0,009$ (для импульсов протонов от 2,6 до 5,0 ГэВ/с), можно оценить область импульсов, для которых измеренная сумма ΣP_{II} соответствует импульсу протона-снаряда 4,2 ГэВ/с. Наличие событий в этой области означает отсутствие образования нейтральных частиц в событии.

Если для варьирования величины ΣP_{II} , равной примерно 4,2 ГэВ/с, ограничиться средней ошибкой, то область импульсов, где не образуются нейтральные частицы, будет определяться величинами от 3,93 ГэВ/с до правого конца распределения. В эту область попадает $27,2 \pm 0,3$ % событий (эксперимент) и $6,1 \pm 0,2$ % (модель). Доля событий с нейтральными частицами составит примерно 73% (эксперимент) и 94% (модель).

Если расчет провести с учетом двух средних ошибок (влево и вправо от величины 4,2 ГэВ/с), то доля событий с нейтральными частицами составит 69% (эксперимент) и 91% (модель). Расхождение между опытом и моделью остается.

10. Итоги

Двумерные распределения характеристик частиц предъявляют повышенные требования для хорошего совпадения экспериментальных данных и предсказаний модели, чем одномерные распределения. Это положение проявилось при рассмотрении двумерных распределений на рис. 8, 10 (большое расхождение). Одномерные распределения на рис. 4, 5, 6, 11 (для π^+ и π^-) и др. свидетельствуют об удовлетворительном согласии формы распределений.

По качеству совпадений все графики разделились на две группы. За критерий разделения была использована количественная мера $\ln(\chi^2/nd)$, где χ^2/nd – величина χ^2 на одну степень свободы. Натуральный логарифм был использован как хорошая информационная величина. Все графики разделились при величине $\ln(\chi^2/nd)$, равной 3,5. В первой группе с удовлетворительным качеством совпадения оказались характеристики частиц с $\ln(\chi^2/nd) < 3,5$ и во второй при неудовлетворительном качестве согласия с $\ln(\chi^2/nd) > 3,5$.

В первую группу попали 15 характеристик пионов, 4 от протонов и 5 двумерных распределений из 24 всех имеющихся в первой группе. Во второй группе имеется 20 характеристик частиц. В ней 9 характеристик, связанных с двумя частицами, 7 характеристик, связанных с протонами, и 4, связанные с пионами. Таким образом, заметно, что характеристики пионов моделируются явно лучше, чем характеристики протонов.

По общей совокупности проанализированных распределений можно заключить, что в количественном отношении предсказания модели не согласуются с опытными данными. Однако общая картина формы физических распределений модели близка к форме распределений опытных данных.

Модель кварк-глюонных струн, разработанная для больших энергий, вполне может применяться как первое приближение в области меньших энергий, т.е. в

районе десяти ГэВ. Другие проверки модели с целью выяснения ее универсальности желательно делать в области больше 500 ГэВ.

Автор благодарит профессора А.А.Кузнецова за предложение выполнить данную работу и М.Сулейманова за предоставление событий, рассчитанных согласно модели МКГС.

Автор выражает большую благодарность Е.Н.Кладницкой за советы и замечания по содержанию данной работы и по изложению полученных результатов.

Приложение

В ранних работах с использованием экспериментальных данных с пропановой пузырьковой камеры более чистыми от вклада других частиц считались π^- -

Таблица 5

№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
20	$n_s(\pi^-)$	17,6
20	$p(\pi^-)$	3,7
20	$p_t(\pi^-)$	1,5

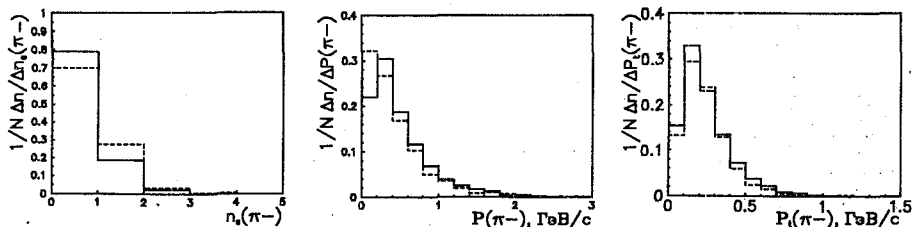


Рис. 20. Сравнение множественности образования π^- -мезонов в реальных событиях, их импульсов и поперечных импульсов :

- с учетом поправок согласно работе [1],
- без учета поправок

мезоны по сравнению с положительно заряженными частицами. Для них в работе [17] приведены характеристики по их множественности, импульсу в лабораторной системе, по поперечному импульсу и другие. После появления

работы [1] на частицы вводятся окончательные поправки. Так как средняя величина поправок (весов) к π^- -мезонам несколько превышала единицу, то расхождение формы распределений без поправок и с поправками не должно быть большим. Результаты сравнения приведены в табл. 5.

Было использовано 537 π^- -мезонов (опыт) и 5225 π^- -мезонов (модель).

На рис. 20 приведены распределения по множественности, импульсу в лабораторной системе и поперечному импульсу. Качество сравнения формы распределений экспериментальных данных с весами и без весов хорошее.

Литература

1. Бондаренко А.И. и др. Сообщение ОИЯИ P1-98-292, Дубна, 1998.
2. Лыкасов Г.И., Сергеенко М.Н. Ядерная физика, 1992, т.55, с.2502.
Шабельский Ю.М. Ядерная физика, 1992, т.55, с.2512.
Амелин Н.С., Бравина Л.В. и др. Ядерная физика, 1992, т.55, с.2537.
Акименко С.А., Будагов Ю. и др. Ядерная физика, 1993, т.56, с.83.
Тонеев В.Д. и др. Ядерная физика, 1993, т.56, с.159.
3. Amelin N.S. et al. Phys. Rev. C, 1995, v.52, p.362.
4. Беляков В.А., Богданович Е. Сообщение ОИЯИ P1-96-238, Дубна, 1996.
5. Беляков В.А., Богданович Е. Сообщение ОИЯИ P1-98-289, Дубна, 1998.
6. Амелин Н.С., Островидов А.И. Сообщение ОИЯИ P2-88-801, Дубна, 1988.
7. De Marzo C. et al. Phys. Rev. D, 1982, v.40, p.140.
8. Амосов В.В. и др. Ядерная физика, 1978, т.24, с.59.
9. Vaskovic S. et al. Phys. Rev. C, 1994, v.50, p.1097.
10. Amelin N.S. et al. Phys. Rev. C, 1992, v.46, p.1506.
11. Бондаренко А.И. и др. Ядерная физика, 1999, т.62, с.1612.
12. Баатар Ц. и др. Ядерная физика, 2000, т.63, с.909.
13. Баля Е. и др. Сообщение ОИЯИ P-2773, Дубна, 1966.
14. Brandt S. et al. Phys. Lett., 1964, v.12, p.57.
Danysz M., Wojcik W. Report IBJ № 807 / VI / PH, 1967.
Бартке Е и др. Сообщение ОИЯИ 1-82-864, Дубна, 1982.
15. Черников Н.А. ЭЧАЯ, 1973, т.3, с.773.
Бубелев Э.Г. Acta Phys. Polonica, 1964, v.26, p.279.
16. Вирясов Н.М. и др. Сообщение ОИЯИ P1-9528, Дубна, 1975.
17. Агакишиев Г.Н. и др. Ядерная физика, 1984, т.40, с.1209.