

с - 899

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 7893

СУПИЧАКОВ

Хамид Якубович

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
С БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ  
В  $\pi^- N$  -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ  
 $P = 40$  ГЭВ/С

Специальность 01-04-16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, профессор

М. И. СОЛОВЬЕВ,

кандидат физико-математических наук

А. А. ЮДШАЕВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

В. А. ШЕБАНОВ,

кандидат физико-математических наук

В. М. МАЛЫЦЕВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение -  
Московский инженерно-физический институт (г. Москва)

Автореферат разослан "22" мая 1974 г.

Защита диссертации состоится 11 мая 1974 г.

на заседании Ученого Совета Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московской области, ОИЯИ).

Учёный секретарь

*М. Ф. Дихачев*  
М. Ф. ДИХАЧЕВ

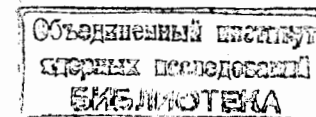
"20" мая 1974 года

СУПИЧАКОВ  
Хамид Якубович  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
С БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ  
В  $\pi^- N$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ  
 $P = 40$  ГЭВ/С

Специальность 01-04-16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



В последние годы процессы множественного рождения адронов при столкновениях частиц высоких энергий интенсивно изучаются как экспериментально, так и теоретически. Эти процессы интересны, в первую очередь, тем, что именно они при высоких и сверхвысоких энергиях являются доминирующими. Основные работы по этой тематике из-за трудностей экспериментальной методики посвящены преимущественно изучению взаимодействий, в которых образуются заряженные частицы. Справедливость тех или иных теоретических моделей также проверяется, в основном, экспериментальными данными по рождению заряженных частиц.

В связи со сложностью анализа многочастичных процессов при высоких энергиях и о возрастании доли процессов с числом нейтральных вторичных частиц больше двух существующие методы исследования пока не позволяют получить информацию о всех вторичных частицах. Поэтому продолжается поиск удобной параметризации характеристик столкновений.

Принципиально новым подходом<sup>/1/</sup> к проблеме изучения многочастичных процессов является исследование так называемых инклюзивных реакций (в терминологии Фейнмана<sup>/2/</sup>), под которыми понимаются такие реакции, где измеряются параметры только некоторых из вторичных частиц.

Сейчас существует довольно много моделей для описания множественных процессов: статистические<sup>/3,4/</sup>, мультипериферические<sup>/5/</sup>, фрагментационные<sup>/6/</sup> и т.п.

В последние годы благодаря работам Е.Л.Фейнберга и Д.С.Чернавского<sup>/4/</sup> появились новые возможности в описании множественных

венных процессов с помощью статистической теории Померанчука<sup>/3/</sup>.

Настоящая диссертация посвящена исследованию процессов с большой множественностью ( $n_{\pm} \geq 5$ ) в  $\pi^+N$  - столкновениях при импульсе  $P=40$  Гэв/с<sup>x</sup>) и некоторым методическим вопросам обработки событий, зарегистрированных в двухметровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ (ДТПК-500). Экспериментальные данные анализируются в рамках статистической теории Померанчука.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе дается обзор экспериментальных данных по множественному образованию  $\pi^{\pm}$ - мезонов в  $\pi^+N$ - и  $pp$ -взаимодействиях при энергии первичных частиц  $E \geq 7$  Гэв. Экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями некоторых теоретических моделей и эмпирическими формулами.

Во второй главе дано краткое описание экспериментальной установки. В § I этой главы описываются канал и пучок отрицательных  $\pi^-$  - мезонов. В этой же главе (§ 2) рассмотрена общая схема ДТПК-500.

ДТПК-500<sup>/7/</sup> имеет рабочий объем 500 литров, длину 215 см, ширину 65 см и глубину 43 см. Камера состоит как бы из двух половин, так как имеет две независимые системы фотографирования. Первую половину камеры фотографируют фотоаппараты 1-3, вторую половину - фотоаппараты 4-6. Камера работала в магнитном поле магнита СП-4П<sup>/7/</sup>. Среднее значение напряженности магнитного поля в рабочем объеме камеры составило 15,5 тыс. эрстед, максимальная неоднородность  $\sim \pm 15\%$ <sup>/8/</sup>. ДТПК-500 была наполнена пропаном  $C_3H_8$  (плотность в рабочих условиях  $\rho = 0,43 \pm 0,01$  г/см<sup>3</sup>).

x) Камера ДТПК-500 облучалась в пучке отрицательных пионов с импульсом  $(40 \pm 0,24)$  Гэв/с ускорителя ИФВЭ, г. Серпухов.

Изучение процессов множественного рождения частиц при высоких энергиях обычно связано с необходимостью регистрации возможно большого числа нейтральных  $\pi^0$ -мезонов. Для повышения эффективности регистрации высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов в пузырьковых камерах целесообразно применять жидкость с большой плотностью или помещать в камеру пластинку из тяжелого материала.

Нами был предложен способ размещения пластинки из свинца. При прохождении частиц через пластинку часть их претерпевает неупругие взаимодействия. Например, для свинцовой пластинки толщиной  $2X^0$  ( $X^0$  - радиационная длина)  $\sim 3,5\%$   $\pi^0$ -мезонов высоких энергий испытывают неупругие взаимодействия внутри пластинки. Остальная доля частиц претерпевает многократное рассеяние и выходит из пластинки со смещением координат. В результате получается, что след частицы как бы состоит из двух частей: одной - до и другой - за пластинкой, а между ними имеются неизвестные смещения и угол излома.

Нами применялся метод, в котором при определении параметров следов частиц, проходящих через пластинку, используется вся длина следа так, что точность в определении параметров следов остается почти такой, как если бы пластинки не существовало.

Метод основан на численном интегрировании уравнения движения заряженной частицы в тормозящей среде<sup>/9,10/</sup> с добавлением двух новых параметров: смещения координат и угла рассеяния при прохождении частицы через пластинку<sup>/11/</sup>.

Для проверки метода было образовано по 200  $\pi^-$ -мезонов при импульсах 1; 3 и 5 Гэв/с. Сначала были образованы треки (пластинка не существует) с помощью программы генерации фиктивных треков FICTIV<sup>/12/</sup> и обчисланы по программе ГЕОФИТ.

Средние значения импульсов генерированных частиц, их ошибок и  $\chi_{xy}^2$  приведены в первых трех столбцах таблицы I.

Затем с помощью специальной процедуры в процессе генерации треков был смоделирован искусственный эффект пластинки, т.е. смещение координат и изменение направления. Полученные треки были обчислены двумя способами:

1. Как обычные треки, то есть без учёта эффекта пластинки (смещения координат и угла излома). Средние значения импульсов, их ошибок и  $\chi_{xy}^2$  приведены в 4-6 столбцах табл. I. Табл. I показывает, что средние значения сильно различаются по сравнению с ранее полученными истинными значениями треков, а ошибки значительно увеличиваются.

2. С помощью предложенного метода. Средние значения параметров треков приведены в трех последних столбцах таблицы I. Видно, что хорошо восстановлены первоначальные, истинные средние значения параметров треков, а ошибки сравнимы с ошибками обычных треков.

В § 3 гл. 2 настоящей работы изложены данные по измерению магнитного поля в камере и определению оптических констант ДТК-500.

Третья глава посвящена описанию просмотра фотографий, отбора, измерения и обработки зарегистрированных событий с помощью соответствующей системы программ.

Просмотр фотоснимков проводился на больших просмотрных столах НС-1 и НС-2. Трижды просмотрено около 21 000 стержефотграфий и найдено 3 175  $\pi^-N$ -взаимодействий. Из полного числа ( 3 175 ) событий было отобрано по определенным критериям 1 120 случаев с  $5 \leq n_t \leq 12$ .

Таблица I

Трекы, не проходящие пластинку			Трекы, проходящие пластинку					
			Расчеты без учёта эффективности пластинки			Расчёты по нашему методу		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\langle P \rangle$ Мэв/с	$\langle \Delta P \rangle$ Мэв/с	$\langle \chi_{xy}^2 \rangle$	$\langle P \rangle$ Мэв/с	$\langle \Delta P \rangle$ Мэв/с	$\langle \chi_{xy}^2 \rangle$	$\langle P \rangle$ Мэв/с	$\langle \Delta P \rangle$ Мэв/с	$\langle \chi_{xy}^2 \rangle$
1003.4I	52.15	I.I2	I275.20	66.64	7.36	I007.77	48.34	I.43
2976.00	I72.60	I.58	5247.50	369.00	I4.24	2973.00	I55.65	I.II
5045.4I	322.26	I.03I	9273.30	II48.60	I6.67	5I33.4I	476.36	I.035

Измерения событий велись на полуавтоматах типа ПУОС, работающих на линии с БЭСМ-4. Обсчёт измеренных треков проводился по программе ГЕОФИТ<sup>/10/</sup>. Результаты геометрической реконструкции следов частиц записывались на магнитных лентах и выдавались на печать.

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ создана на языке ФОРТРАН программа полного подсчёта событий — от реконструкции координат точек до получения физических результатов<sup>/10/</sup>. Эта система программ постоянно расширяется и совершенствуется.

Иногда возникают трудности при геометрическом восстановлении пространственных координат некоторых следов. Дело в том, что продукты реакций элементарных частиц при высоких энергиях в большинстве своем получают большую энергию и летят в узком конусе вперед. Оказывается, что следы некоторых частиц не имеют характерных признаков, отличающих их друг от друга:  $\delta$  — электронов, вторичных взаимодействий, распадов и т.д., и обнаружить визуально изображения одних и тех же следов на разных снимках стереопары иногда невозможно. Процедура визуального поиска соответствующих следов на разных стереоснимках отнимает много времени при просмотре фильмов и измерениях событий.

В связи с этим нами на базе программ ГЕОФИТ был создан дополнительный блок "МАТЧН", осуществляющий поиск проекций каждого из неоднозначно-определяемых следов<sup>/22/</sup>.

Метод поиска проекций данного следа состоит в сравнении восстановленных пространственных координат этого следа по фотографиям первого, второго и третьего объективов (или 5-го, 6-го и 4-го). При этом, если мы имеем дело с подходящими проекциями на всех трех фотографиях, то пространственные координаты, восста-

новленные по снимкам, например, первого и второго объективов, естественно, должны совпадать с соответствующими координатами, восстановленными по снимкам первого и третьего объективов. Если же совпадения нет, то на каком-либо из объективов необходимо перейти к следующему следу и повторить проверку. Таким путем нужно перебрать все возможные комбинации проекций, пока не будет найдена их совокупность, соответствующая определенной достоверности. Ясно, что такой метод поиска соответствующих проекций годен лишь в том случае, если фотографирование одного и того же объекта производится минимум тремя объективами.

Подпрограмма МАТЧН в ГЕОФИТ вызывается управляющей программой. После осуществления переборки всех следов, измеренных на трех проекциях с правильными номерами следов, окончательный результат работы подпрограммы МАТЧН передается в программу ГЕОФИТ.

В этой же главе (§ 4) рассматривается определение параметров соединенных следов частиц, измеренных в разных половинах двухметровой пропановой камеры. Для ряда задач, выполняемых с помощью ДТПК-500, необходимо повысить точности в определении импульсов частиц и углов вылета<sup>/13/</sup>, что, как правило, связано с увеличением измеряемой длины следа. Особенно это относится к частицам с большими импульсами. Если взаимодействие произошло в первой (по пучку) половине камеры и некоторые наиболее быстрые частицы ушли во вторую ее половину, то для повышения точности определения характеристик этих энергичных частиц необходимо использовать всю длину следа из обеих половин камеры. Однако из-за наличия неучтенных искажений<sup>/14/</sup> при восстановлении пространственных координат две частицы одного и того же следа оказываются в большинстве случаев смещенными и повернутыми друг относительно друга.

Метод определения параметров соединенных следов аналогичен методу, примененному при определении параметров следов частиц, проходящих через пластинку, помещенную в ДПК-500/II/.

Средние значения импульсов первичных частиц, полученные по нашему методу, составляют  $(40.49 \pm 2.43)$  Гэв/с. Значение импульса первичной частицы, измеренное независимым способом по параметрам магнитной оптики канала, составляет  $(40 \pm 0.24)$  Гэв/с.

В главе 4 изложены полученные результаты по исследованию процессов с большой множественностью ( $n_{\pm} \geq 5$ )  $\pi^- N$ -столкновений /15,16/. Окончательно было отобрано 686 взаимодействий с протоном и 259 случаев с нейтроном. Наиболее полная информация получена о свойствах вторичных  $\pi^-$ -мезонов, так как все вторичные отрицательные частицы в подавляющем большинстве являются  $\pi^-$ -мезонами. Что касается положительных частиц (в предположении, что коэффициент перезарядки протона в нейтрон - 0.36), то примесь протонов среди положительных  $\pi^+$ -мезонов составляет приблизительно 15%/17/.

В таблицах 2 и 3 приведены средние значения полных импульсов в лабораторной системе координат (ЛСК) и системе центра масс (СЦМ)<sup>х</sup>) для  $\pi^- p$  и  $\pi^- n$ -взаимодействий с различной множественностью.

Из табл.2 и табл.3 видно, что в  $\pi^- N$ -столкновениях с  $5 \leq n_{\pm} \leq 8$  существуют высокоэнергетичные  $\pi^{\pm}$ -мезоны.

При наших энергиях для вторичных частиц из  $\pi^- p$ -взаимодействий, имеющих импульс  $P_{ЛСК} \geq 10$  Гэв/с, отношение числа отрицательных частиц к числу положительных равно  $1.7 \pm 0.1$ , а для  $P_{ЛСК} \geq 20$  Гэв/с -  $2.6 \pm 0.3$ . В  $\pi^- n$ -столкновениях эти величины равны  $1.8 \pm 0.2$  для  $P_{ЛСК} \geq 10$  Гэв/с и  $3.5 \pm 0.5$  для

х) Величины со звездочкой относятся к с.ц.м.

Таблица 2

$\pi^- p$  - взаимодействия (Гэв/с)

Множественность	$\langle P_{ЛСК} \rangle_{\pi^+}$	$\langle P_{ЛСК} \rangle_{\pi^-}$	$\langle P^* \rangle_{\pi^+}$	$\langle P^* \rangle_{\pi^-}$
6	$3.49 \pm 0.14$	$5.15 \pm 0.20$	$0.738 \pm 0.021$	$0.813 \pm 0.25$
8	$3.24 \pm 0.15$	$3.97 \pm 0.18$	$0.648 \pm 0.019$	$0.689 \pm 0.023$
10	$2.84 \pm 0.18$	$3.05 \pm 0.18$	$0.596 \pm 0.030$	$0.614 \pm 0.026$
12	$2.58 \pm 0.23$	$2.86 \pm 0.26$	$0.559 \pm 0.036$	$0.562 \pm 0.040$
Все	$3.231 \pm 0.085$	$4.192 \pm 0.108$	$0.671 \pm 0.012$	$0.697 \pm 0.013$

Таблица 3

$\pi^- n$  - взаимодействия (Гэв/с)

Множественность	$\langle P_{ЛСК} \rangle_{\pi^+}$	$\langle P_{ЛСК} \rangle_{\pi^-}$	$\langle P^* \rangle_{\pi^+}$	$\langle P^* \rangle_{\pi^-}$
5	$4.80 \pm 0.32$	$5.88 \pm 0.35$	$0.81 \pm 0.04$	$0.87 \pm 0.04$
7	$3.57 \pm 0.28$	$3.75 \pm 0.27$	$0.62 \pm 0.03$	$0.64 \pm 0.04$
9	$2.86 \pm 0.23$	$3.03 \pm 0.25$	$0.56 \pm 0.08$	$0.62 \pm 0.04$
11	$3.13 \pm 0.69$	$2.37 \pm 0.32$	$0.52 \pm 0.08$	$0.48 \pm 0.05$
Все	$3.81 \pm 0.17$	$4.40 \pm 0.18$	$0.66 \pm 0.02$	$0.72 \pm 0.02$



$P_{лск} \geq 20$  Гэв/с. Эти импульсные характеристики вторичных частиц в  $\pi^-N$ -столкновениях с  $n_{\pm} \geq 5$  указывают на выделенность ("лидирующих")<sup>х)</sup>  $\pi^-$ -мезонов, на сохранение первичным  $\pi^-$ -мезоном значительной доли энергии. Однако влияние "лидирующего"  $\pi^-$ -мезона на спектр вторичных частиц уменьшается с ростом множественности.

Вычисленные средние значения коэффициентов неупругости для  $\pi^-N$ -взаимодействий при импульсе первичного пions 40 Гэв/с с  $n_{\pm} \geq 5$  по формуле

$$K = \frac{E_0 - E_i}{E_0},$$

где  $E_0$  - полная энергия в ЛСК,  $E_i$  - энергия самой энергичной частицы среди вторичных отрицательных частиц, приведены в таблицах 4 и 5.

Таблица 4.

$\pi^-p$  - взаимодействия

$n_{\pm}$	6	8	10	12	Для всех $\pi^-p$
$\langle K \rangle$	$0.76 \pm 0.01$	$0.77 \pm 0.01$	$0.81 \pm 0.02$	$0.80 \pm 0.02$	$0.77 \pm 0.01$

Таблица 5.

$\pi^-n$  - взаимодействия

$n_{\pm}$	5	7	9	11	Для всех $\pi^-n$
$\langle K \rangle$	$0.74 \pm 0.02$	$0.80 \pm 0.02$	$0.81 \pm 0.02$	$0.86 \pm 0.03$	$0.77 \pm 0.01$

х) Среди вторичных частиц, образованных в неупругих взаимодействиях пионов с нуклонами при высоких энергиях, имеются частицы, которые стремятся сохранить энергию и направление движения первичного пions. Такие частицы принято называть лидирующими.

Как видно из таблиц 4 и 5, для  $n_{\pm} \geq 5$  доля энергии, передаваемая первичным пионом самым энергичным отрицательным пионом из данного взаимодействия, уменьшается незначительно с ростом множественности.

В таблицах 6 и 7 приведены средние значения поперечных ( $P_{\perp}$ ) и продольных ( $P_{\parallel}$ ) импульсов (лск) для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, образованных в  $\pi^-N$ -взаимодействиях разной множественности.

Таблица 6

$\pi^-p$  - взаимодействия

$n_{\pm}$	6	8	10	12
$\langle P_{\perp} \rangle_{\pi^+}$	$0.372 \pm 0.008$	$0.379 \pm 0.09$	$0.362 \pm 0.013$	$0.335 \pm 0.018$
$\langle P_{\parallel} \rangle_{\pi^+}$	$3.42 \pm 0.14$	$3.18 \pm 0.16$	$2.78 \pm 0.18$	$2.53 \pm 0.23$
$\langle P_{\perp} \rangle_{\pi^-}$	$0.356 \pm 0.008$	$0.366 \pm 0.009$	$0.337 \pm 0.023$	$0.326 \pm 0.018$
$\langle P_{\parallel} \rangle_{\pi^-}$	$5.10 \pm 0.20$	$3.92 \pm 0.18$	$3.00 \pm 0.18$	$2.81 \pm 0.26$

Таблица 7

$\pi^-n$  - взаимодействия

$n_{\pm}$	5	7	9	11
$\langle P_{\perp} \rangle_{\pi^+}$	$0.373 \pm 0.015$	$0.369 \pm 0.018$	$0.350 \pm 0.019$	$0.347 \pm 0.033$
$\langle P_{\parallel} \rangle_{\pi^+}$	$4.74 \pm 0.32$	$3.51 \pm 0.28$	$2.82 \pm 0.23$	$3.09 \pm 0.69$
$\langle P_{\perp} \rangle_{\pi^-}$	$0.371 \pm 0.014$	$0.336 \pm 0.015$	$0.329 \pm 0.015$	$0.283 \pm 0.031$
$\langle P_{\parallel} \rangle_{\pi^-}$	$5.83 \pm 0.35$	$3.70 \pm 0.27$	$2.97 \pm 0.25$	$2.33 \pm 0.32$

Из таблиц 6 и 7 видно, что с ростом множественности рождающихся частиц средние значения поперечных импульсов уменьшаются незначительно, в то время как средние значения продольных импуль-

сов (лск) существенно зависят от  $N_{\pm}$ , то есть быстрее уменьшаются с ростом множественности.

В § 6 четвертой главы рассматриваются импульсные и угловые распределения всех пионов, и они сравниваются с выводами статистической теории Померанчука<sup>/4/</sup>. Распределения вторичных  $\pi^-$ -мезонов по поперечным импульсам при энергии 40 Гэв с  $n_{\pm} \geq 5$  хорошо описываются статистической теорией, и при этом температура распада системы соответствует  $\sim 137$  Мэв. Результаты эксперимента при энергии 40 Гэв для  $\pi^-p$ -взаимодействий с множественностью  $n_{\pm} \geq 6$  близки к результатам, полученным для  $\pi^-p$ -взаимодействий при энергии 25 Гэв<sup>/18/</sup>.

Средняя энергия вторичных  $\pi^-$ -мезонов при наших энергиях ( $\bar{E}_{\pi^{\pm}} \approx E_{\pi^{\pm}}$ ) см. табл.2,3) значительно превышает предсказываемую величину ( $E_{\pi} \approx 0.43$  Гэв) статистической теорией<sup>/4/</sup>. Это говорит о том, что даже при больших множественностях ( $N_{\pm} \geq 5$ ) существуют нестатистически образованные ("лидирующие") пионы высокой энергии. Поэтому распределение по полным и продольным импульсам вторичных частиц неудовлетворительно описывается статистической теорией.

В § 7 этой же главы анализируются различные критерии выделения "лидирующих" частиц в  $\pi^-N$ -столкновениях с  $N_{\pm} \geq 5$ .

"Лидирующие" частицы выделяются по одному из трех параметров<sup>/19,20,21/</sup>:

- 1) по доле уносимой первичной энергии;
- 2) по минимальному углу вылета в ЛСК;
- 3) по минимальному передаваемому квадрату четырех-импульса.

Результаты измерения интегральных энергетических спектров вторичных заряженных пионов из  $\pi^-N$ -взаимодействий с  $N_{\pm} \geq 5$  при энергии 40 Гэв в ЛСК представлены на рис.1. Из рис.1 видно, что

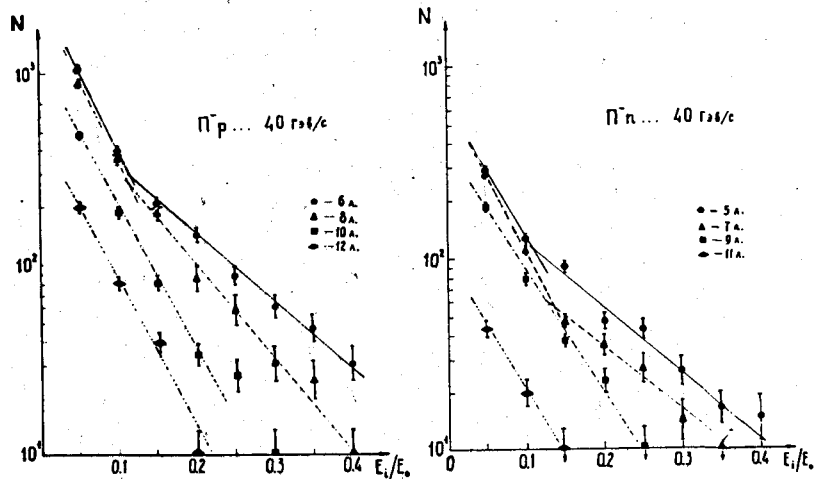


Рис. I. Интегральные энергетические спектры пионов в  $\Pi N$ -столкновениях.

в районе  $E_i \approx 0.125E_T$  ( $E_i$  - полная энергия вторичной частицы,  $E_T$  - полная энергия первичной частицы) для 5-, 6-, 7- и 8-лучевых звезд наблюдается изменение в ходе энергетического спектра, т.е. выделяются лидирующие частицы ( $E_i > 0.125E_T$ ).

Угловые распределения лидирующих пионов в с.ц.м. коллимированы в направлении первичного  $\Pi^-$ -мезона, т.е. они имеют предел по углу вылета  $0.7 < \cos \theta_i^* < 1.0$ .

В таблице 8 приведены средние значения поперечных импульсов лидирующих частиц, удовлетворяющих одновременно условиям  $E_i > 0.125 E_T$  и  $0.7 < \cos \theta_i^* < 1.0$  при различных множественностях.

Таблица 8

$n_{\pm}$	$\langle P_{\perp} \rangle_{\pi^-}$	$\langle P_{\perp} \rangle_{\pi^+}$
5	$0.500 \pm 0.039$	$0.446 \pm 0.030$
6	$0.524 \pm 0.025$	$0.510 \pm 0.025$
7	$0.586 \pm 0.056$	$0.401 \pm 0.036$
8	$0.640 \pm 0.033$	$0.492 \pm 0.032$
9	$0.476 \pm 0.042$	$0.549 \pm 0.027$
10	$0.521 \pm 0.042$	$0.633 \pm 0.093$

Сравнение таблиц 6, 7 и 8 показывает, что средние значения поперечных импульсов лидирующих  $\Pi$ -мезонов в целом больше, чем для всех пионов.

Чтобы проверить возможность образования лидирующих частиц в результате распада бозонных резонансов, были изучены системы  $\Pi^+ \Pi^-$ -мезонов в распределении их эффективных масс, соответствующих массе  $\rho^0$ -мезона. При этом было обнаружено, что лидирующие пионы разного знака заряда могут образоваться в  $\sim 10\%$  случаев в изучаемых реакциях от распада  $\rho^0$ -мезонов.

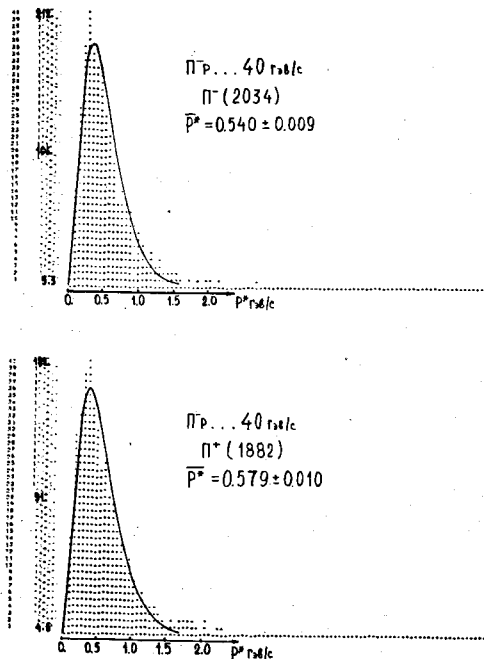


Рис. 2. Распределения полных импульсов  $\Pi^{\pm}$ -мезонов в сцм после исключения лидирующих частиц. Сплошная кривая рассчитана по формуле (I).

В этом же параграфе приводятся данные об образовании "изобарн"  $\Delta^{++}$  (1236). Показано, что в ( $\sim 15+18$ )%  $\Pi^- p$ -взаимодействии при импульсе первичного пиона 40 Гэв/с может образоваться изобара  $\Delta^{++}$  (1236).

В этой же главе приводятся результаты экспериментальных данных после исключения высокоэнергичных  $\Pi^+$ -мезонов (продукты распада некоторых изобар  $\Delta^{++}$  (1236), а также  $\Pi^+$ -мезонов от распада  $\rho^0$  и лидирующих частиц из  $\Pi^- N$ -взаимодействий. Результаты экспериментальных данных сравниваются с выводами статистической теории Померанчука.

На рис.2 показаны распределения полных импульсов  $P^*$ -остальных  $\Pi^\pm$ -мезонов в СЦМ. Кривые на этих рисунках рассчитаны по формуле<sup>4/</sup>:

$$\frac{dN(P^*)}{dP^*} = \frac{g_\pi}{(2\pi)^3} V e^{\frac{(P^*)^2}{2m\sqrt{1+(P^*/m)^2}}}, \quad (I)$$

где  $m$  - масса,  $g_\pi$  - внутренний статистический вес  $\Pi$ -мезона;  $z = 1/T$ ;  $V$  - объем, а  $T$  - температура распада системы. Результаты аппроксимации экспериментальных распределений этими кривыми приведены в табл. 9, где  $N$  - число степеней свободы.

Таблица 9

Тип столкновения	Тип частицы	$z = 1/T$	$\chi^2/N$
$\Pi^- p$	$\Pi^+$	$5.45 \pm 0.10$	45.8/26
	$\Pi^-$	$6.00 \pm 0.10$	60.3/27
$\Pi^- n$	$\Pi^+$	$5.28 \pm 0.19$	20.1/25
	$\Pi^0$	$6.16 \pm 0.20$	38.9/20

Как видно из рис.2 и табл.9, формула (I) удовлетворитель-

но описывает распределение полных импульсов остальных вторичных  $\Pi$ -мезонов.

Суммарные угловые распределения остальных  $\Pi$ -мезонов в СЦМ близки к симметричным.

В таблице 10 приведены средние значения полных (СЦМ) и поперечных импульсов остальных пионов и коэффициентов неупругости за вычетом лидирующих частиц для различных значений  $n_\pm$ .

Таблица 10

$n_\pm$	$\langle P^* \rangle_{\pi^\pm}$	$\langle P_\perp \rangle_{\pi^\pm}$	$\langle K \rangle$
5	$0.661 \pm 0.023$	$0.343 \pm 0.012$	$0.664 \pm 0.018$
6	$0.610 \pm 0.012$	$0.333 \pm 0.006$	$0.698 \pm 0.011$
7	$0.523 \pm 0.020$	$0.318 \pm 0.012$	$0.745 \pm 0.020$
8	$0.544 \pm 0.011$	$0.333 \pm 0.006$	$0.714 \pm 0.014$
9	$0.542 \pm 0.026$	$0.314 \pm 0.013$	$0.796 \pm 0.022$
10	$0.519 \pm 0.015$	$0.327 \pm 0.009$	$0.761 \pm 0.018$
для всех $\Pi^- p$	$0.563 \pm 0.007$	$0.331 \pm 0.004$	$0.715 \pm 0.008$
для всех $\Pi^- n$	$0.575 \pm 0.013$	$0.324 \pm 0.007$	$0.713 \pm 0.012$

Таблица 10 показывает, что средние значения сравниваемых величин в пределах ошибок одинаковы.

На рис.3 показаны суммарные распределения поперечных импульсов остальных пионов. Сплошная кривая - результат расчёта по формуле<sup>4/</sup>

$$\frac{dN(P_\perp)}{dP_\perp} = A_1 P_\perp^{3/2} e^{-a_1 P_\perp}, \quad (2)$$

где  $A_1$  - нормировочный множитель;  $a_1 = 1/T$ .  
Результаты аппроксимации экспериментальных данных по формуле

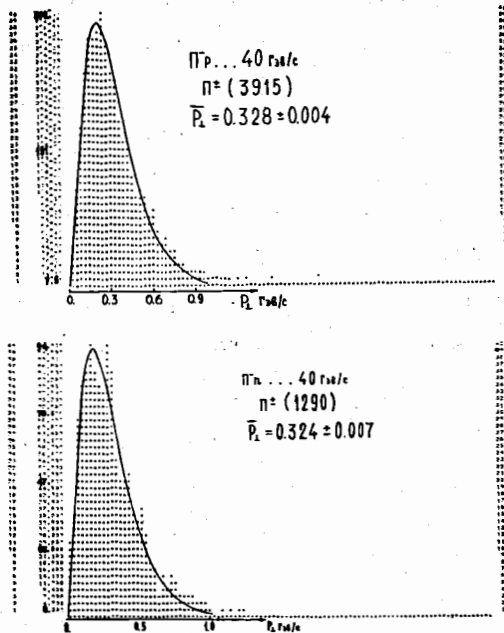


Рис.3. Суммарное распределение поперечного импульса остальных пионов с кривой, рассчитанной по формуле (2).

(2) приведены в таблице II.

Таблица II

Тип столкновения	$z = L/T$	$\chi^2/N$
$\pi^- p$	$7.96 \pm 0.09$	34.5/28
$\pi^- n$	$8.26 \pm 0.17$	43.4/28

Из рис.3 и табл.II видно, что формула (2) хорошо описывает экспериментальные данные при исключении лидирующих частиц и частиц от распада изобар и  $\rho^0$  - мезона.

На рис.4 представлены распределения продольных импульсов остальных  $\pi$ -мезонов из  $\pi^- p$  - взаимодействий. Сплошная кривая рассчитана по формуле (3)

$$\frac{dN(P_{||}^*)}{dP_{||}^*} = A_{||} \cdot e^{-z\sqrt{m^2 + (P_{||}^*)^2}} \cdot (1 + z\sqrt{m^2 + (P_{||}^*)^2}) \quad (3)$$

где  $A_{||}$  - нормировочный множитель,  $z = L/T$ .

Результаты аппроксимации экспериментальных данных этой кривой приведены в табл. I2.

Таблица I2

Тип столкновения	Тип частицы	$z = L/T$	$\chi^2/N$
$\pi^- p$	$\pi^+$	$4.20 \pm 0.11$	68.2/22
	$\pi^-$	$4.46 \pm 0.11$	76.2/22
$\pi^- n$	$\pi^+$	$4.20 \pm 0.22$	25.7/22
	$\pi^-$	$4.52 \pm 0.21$	46.5/20

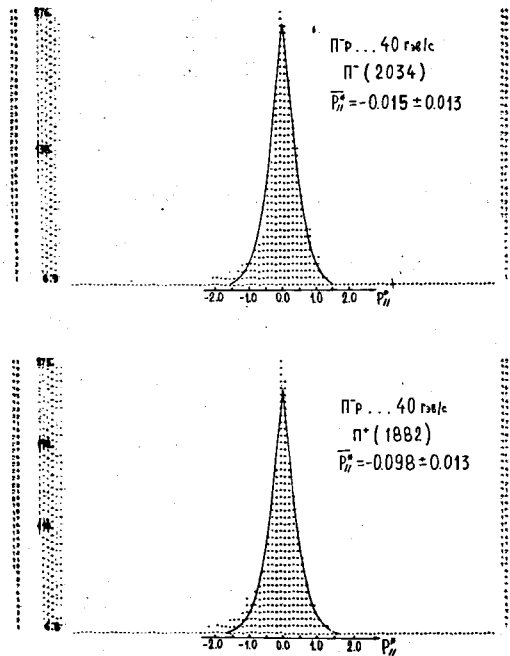


Рис. 4. Распределение продольных импульсов  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов из  $\pi^- p$  - взаимодействий с  $N \geq 6$ . Сплошная кривая рассчитана по формуле (3).

Результаты аппроксимации показывают, что функция (3) лучше согласуется с экспериментальными спектрами без участия лидирующих частиц и высокоэнергичных частиц от распадов изобар и  $\rho^+$ -мезонов.

Из анализа экспериментальных данных по множественному рождению частиц при энергии 40 ГэВ следует, что первичные частицы после взаимодействия стремятся сохранить направление своего первоначального движения, энергию и заряд.

Основные результаты и выводы, полученные в настоящей диссертации, могут быть сформулированы следующим образом:

1. Предложено размещение пластинки из тяжелого материала в 2-метровой пропановой пузырьковой камере с целью увеличения эффективности регистрации высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов и дан метод восстановления параметров следов заряженных частиц, прошедших через пластинку.

2. Для повышения точности определения характеристик энергичных частиц осуществлено программным путем на ЭВМ соединение первичных следов, образованных в первой и второй половинах камеры (сшивание).

3. Разработан метод поиска соответствующих проекций треков на стереофотографиях трехобъективной оптики. В программу ГЕОФИТ введен блок, осуществляющий поиск соответствующих проекций следов этим методом.

4. Изучены основные характеристики  $\pi^- N$  - взаимодействий с множественностью  $5 \leq N_{\pm} \leq 12$  при импульсе 40 ГэВ/с:

а) определена величина коэффициента неупругости в  $\pi^- N$ -столкновениях с  $N_{\pm} \geq 5$ . Доля энергии, идущей на образование частиц в  $\pi^- N$  - взаимодействиях с  $5 \leq N_{\pm} \leq 12$ , заключена в пределах

0.7+0.8 и возрастает с ростом множественности заряженных частиц;

б) статистическая теория хорошо описывает распределения поперечных импульсов вторичных заряженных  $\Pi$ -мезонов. Температура распада системы при этом соответствует  $\sim 137$  Мэв.

в) статистическая теория неудовлетворительно описывает распределения по полным и продольным импульсам всех вторичных заряженных  $\Pi$ -мезонов. Есть частицы, которые стремятся сохранить направление и большинство энергии налетающего пиона.

5. Изучены основные характеристики лидирующих частиц и установлено:

а) основную долю лидирующих частиц в  $\Pi^-N^-$ -столкновениях составляют отрицательные  $\Pi$ -мезоны ( $\sim 45\%$ ). В ряде случаев ( $\sim 10\%$ ) лидирующие частицы могут образоваться от распада  $\rho^+$ -мезона;

б) средние значения поперечных импульсов лидирующих частиц в целом больше, чем для всех  $\Pi$ -мезонов.

6. Исключение лидирующих частиц и частиц от распада некоторых изобар и  $\rho^+$ -мезонов в рассматриваемых множественностях  $\Pi^-N^-$ -взаимодействий приводит к существенному изменению характеристик вторичных пионов:

а) угловое распределение остальных пионов в СЦМ близко к симметричному;

б) коэффициент неупругости меняется незначительно и слабо зависит от числа вторичных заряженных частиц;

в) средние значения полных и поперечных импульсов уменьшаются, и в пределах ошибок не зависят от множественности.

7. Статистическая теория удовлетворительно описывает распределения по полным, поперечным и продольным импульсам вторичных

заряженных частиц без участия лидирующих частиц и частиц от распада некоторых изобар и  $\rho^+$ -мезонов.

Основные результаты настоящей работы докладывались на Международных конференциях по физике высоких энергий в Амстердаме (1971), Оксфорде (1972), Батавии (1972), Дубне (1973) и опубликованы в работах /8, II, 13, 15, 16/.



ЛИТЕРАТУРА

- I. A.A. Logunov, M.A. Mestvirishvili, Nguen Van Hieu, Phys.Lett., 25B, 611 (1967).
2. R.P. Feynman, Phys.Rev.Lett., 32, 71 (1970).
3. И.Я. Померанчук. ДАН СССР, 78, 889 (1951);  
Л.Д. Ландау. Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 51 (1953);
4. Е.Л. Фейнберг, УФН, 104, 539 (1971);  
И.Н. Сисакян, Е.Л. Фейнберг, Д.С. Чернавский.  
Труды ФИАН, т. 57, 164 (1972).
5. P. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, Nuovo Cim., 22, 569 (1961);  
26, 896 (1962).  
К.А. Тар-Мартirosян. ЖЭТФ, 44, 341 (1963);  
Chan Hong-Mo, I. Loskiwicz, Nuovo Cim., 57A, 93 (1968).  
И.М. Дремин, П.И. Ройзен, Д.С. Чернавский.  
Труды ФИАН, т. 57, 112 (1972).
6. M. Jacob, R. Slansky, Phys.Rev.Lett., 37B, 408 (1971);  
R. Hwa, C. Lam, Phys.Rev.Lett., 27, 1098 (1971).
7. M.P. Balandin, N.G. Borisov, Wang Yung-chang et al.  
NIM, 20, 110 (1963).
8. А.У. Абдурахимов, Ш.В. Иногамов, Т. Канарек и др.  
Препринт ОИЯИ, 13-6448, Дубна (1972)
9. Н.Ф. Маркова, В.И. Мороз, В.И. Никитина и др.  
Сообщения ОИЯИ, Р10-3768, Дубна (1968).
10. А.У. Абдурахимов, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев.  
Сообщения ОИЯИ, 1-5140, Дубна (1970).
11. Нгуен Дин Ты, М.И. Соловьев, Х.Я. Супичаков.  
Сообщения ОИЯИ, 1-5631, Дубна (1971).

12. А.У. Абдурахимов, К.П. Вишневская, Нгуен Дин Ты.  
Сообщения ОИЯИ, 1-5462, Дубна (1970)
13. А.У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В.А. Беляков и др.  
Сообщения ОИЯИ, 1-6967, Дубна (1973)
14. Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, Н.А. Смирнов, М.И. Соловьев.  
Сообщения ОИЯИ, 13-5942, Дубна (1971)
15. А.У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В.А. Беляков и др.  
Сообщения ОИЯИ, Р1-6326, Дубна (1972)
16. А.У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В.Г. Гришин и др.  
Сообщения ОИЯИ, Р1-7680, Дубна (1974).
17. Сотрудничество ДБЕКССГТУХ. Ядерная физика, т. 16, в. 5,  
989 (1972)
18. J.W. Elebert, A.R. Erwin, W.D. Walker et al., Nucl.Phys., B19,  
85 (1970); Phys.Rev.Lett., 20, 124 (1968).
19. В.С. Мурзин и Л.И. Сарычева. Космические лучи и их взаимодействие. Атомиздат, Москва (1968).
20. V. Borgan, I. Cinchesa, J. Cohen et al., Proc. 11th Int. Conf.  
on Cosmic Ray, Budapest (1969); Nuovo Cim., 66A, 11 (1970).
21. А.Г. Гайтинов, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников  
Журнал ядерная физика 13, 124 (1971)

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 апреля 1974 года.