

A-92,

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



1 - 3779

М.Р.Атаян, Ж.К.Карамян, А.А.Кузнецов,
Н.Н.Мельникова, Б.Чадраа

ИЗУЧЕНИЕ π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С УЧАСТИЕМ
СТРАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,0 ГЭВ/С

II. Идентификация каналов реакций и сечения
образования Λ^0 и K^0 -частиц в различных конечных
состояниях

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

1 - 3779

М.Р.Атаян, Ж.К.Карамян, А.А.Кузнецов,
Н.Н.Мельникова, Б.Чадраа

ИЗУЧЕНИЕ π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С УЧАСТИЕМ
СТРАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,0 ГЭВ/С

II. Идентификация каналов реакций и сечения
образования Λ^0 и K^0 -частиц в различных конечных
состояниях

Направлено в ПТЭ

7280/3 чр.



Для многих физических исследований, выполняемых с помощью пропановой пузырьковой камеры, очень важно найти способы выделения отдельных каналов ядерных реакций.

В данной работе излагается методика выделения каналов реакций на примере анализа 2-лучевых π^-p взаимодействий, сопровождающихся образованием странных частиц.

В эксперименте были использованы снимки с 24-литровой пропановой пузырьковой камеры^{/1/}, облученной π^- -мезонами с импульсом $(4,00 \pm \pm 0,06)$ Гэв/с^{/2/}. Всего было просмотрено дважды 123000 кадров.

С помощью критериев отбора π^-p взаимодействий в пропане^{/3/} было найдено ≈ 4500 событий с видимым распадом одной или двух V^0 -частиц. Все найденные события измерялись на полуавтоматах ОИЯИ и об- считывались по соответствующим программам^{/4,5/} на ЭВМ ЛВТА ОИЯИ.

Анализ V^0 -частиц проводился так, как это описано в работе^{/3/}. В таблице 1 суммированы данные о числе V^0 -событий с различной множественностью заряженных частиц в звезде, находящихся в специально выбранном эффективном объеме камеры^{/3/}.

§1. Программа идентификации, ее назначение

Идентификация различных каналов реакций проводилась с помощью программы 10-10^{/6/}, которая выделяла наиболее вероятную гипотезу о процессе взаимодействия и позволяла уточнить значения параметров от-

дельных следов частиц в звезде. По числу участвовавших во взаимодействии частиц события были разделены на 3 группы:

1) незарегистрированных частиц в событии нет (события с 4 уравнениями связи);

2) имеется одна незарегистрированная нейтральная частица (события с одним уравнением связи);

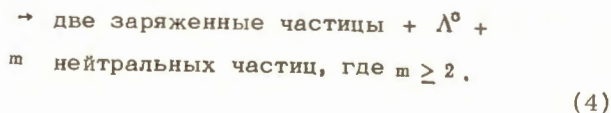
3) предполагается две и более нейтральных частицы.

Программа 10-10 давала возможность разделять события, относящиеся только к 1 и 2 группам. Относительно 3 группы событий заключение можно было сделать только путем исключения гипотез, относящихся к двум первым группам.

Все события, прошедшие программу 10-10, нами анализировались, и для каждого события выбирался один наиболее вероятный канал реакции (или несколько, если событие не удавалось интерпретировать однозначно).

§2. Критерии отбора каналов реакций

События с идентифицированным Λ^0 -гипероном и с 2 заряженными частицами могли образоваться в π^-p взаимодействиях в следующих каналах реакций:



Для событий с идентифицированным K^0 -мезоном возможны реакции

$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} K^{0} (\Lambda^{0} \Sigma^{0}) \quad (5)$$

$$\rightarrow K^{+} \pi^{-} \bar{K}^{0} (n) \quad (6)$$

$$\rightarrow K^{-} \pi^{+} K^{0} (n) \quad (7)$$

$$\rightarrow p K^{-} K^{0} (\pi^{0}) \quad (8)$$

$$\rightarrow p \pi^{-} K^{0} (\bar{K}^{0}) \quad (9)$$

→ две заряженные частицы + K^{0} + n
нейтральных частиц с $m \geq 2$.

(10)

События с заряженными Σ^{\pm} гиперонами в данной работе не анализировались.

Каждое событие сравнивалось с одной из указанных выше гипотез, приводилась оценка χ^2 для каждой гипотезы соответственно и вычислялся квадрат недостающей массы M_x^2 по формуле

$$M_x^2 = (E_0 + E_{\pi} + \sum_1 \sqrt{p_1^2 + m_1^2})^2 - (p_0 + p_p + \sum_1 p_1)^2$$

События интерпретировались как однозначно относящиеся к одному из указанных выше конечных состояний (1+10) в том случае, если:

- 1) для данной гипотезы процесс минимизации функционала сходил;
- 2) χ^2 для событий с одним уравнением связи был меньше 2,7, что соответствовало вероятности $W(\chi^2 > \chi_{кр}^2) = 0,1$, χ^2 для событий с четырьмя уравнениями связи был меньше 13;

3) квадраты недостающих масс для соответствующих гипотез о незарегистрированных нейтральных частицах находились в пределах, указанных ниже (13);

4) ионизационные измерения позволяли однозначно идентифицировать заряженные вторичные частицы;

5) визуальная картина, кинематика распадов и остановок частиц в камере соответствовала той или иной гипотезе;

6) для событий, прошедших разномасштабные гипотезы, предпочтение отдавалось гипотезе с числом уравнений связи, равным 4.

На рис. 1,2 приведены распределения квадрата недостающей массы (M_x^2) для случаев с зарегистрированным в камере Λ^0 -гипероном, образующимся в реакциях (1) и (2). Исходя из распределений M_x^2 и величины ошибки ΔM_x^2 , нужно было выбрать критерии отбора по квадрату недостающих масс. Оценка величины ΔM_x^2 была сделана следующим образом. Известно, что M_x^2 можно разложить в ряд Тейлора

$$M_x^2 = M_{x_{\text{ист}}}^2 + \sum_i \frac{\partial M_x^2}{\partial p_i} \delta p_i + \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{\partial^2 M_x^2}{\partial p_i \partial p_j} \delta p_i \delta p_j,$$

где p_i — параметры — значения импульсов и углов для заряженных частиц и V^0 -частиц, а δp_i — ошибки измеренных параметров. Если ошибки δp_i невелики, можно ограничиться линейными членами в этом разложении; в этом приближении функция χ^2 запишется в виде

$$\chi^2 = \left(\frac{M_x^2 - M_{x_{\text{ист}}}^2}{\Delta M_x^2} \right)^2.$$

На рис. 3 и 4 представлены двумерные распределения $M_x^2 - \chi^2$ для событий, прошедших различные гипотезы (1-10). Видно, что точки ложатся около параболы; параметр параболы определяет величину ΔM_x^2 в предположении отсутствия корреляции между M_x^2 и ΔM_x^2 . На основании этих данных были получены оценки ΔM_x^2 для каждой гипотезы соответственно, а именно, величина $\frac{\Delta M_x^2}{M_x^2}$ в районе массы Λ^0 -гиперона составляла $\approx 7\%$, в районе массы нейтрона $\approx 11,5\%$, для массы K^0 -мезона $\left(\frac{\Delta M_x^2}{M_x^2} \right) \approx 12,5\%$, для π^0 -мезона $\approx 50\%$.

Таким образом, были выбраны следующие интервалы квадратов недостающих масс для различных частиц, которые не были зарегистрированы в камере

$$\begin{aligned}
- 0,1 &\leq M_0^2 \leq 0,1 \text{ (Гэв)}^2 \\
- 0,15 &\leq M_{\pi^0}^2 \leq 0,15 \text{ " } \\
- 0,1 &\leq M_{K^0}^2 \leq 0,4 \text{ " } \\
- 0,4 &\leq M_n^2 \leq 1,2 \text{ " } \\
0,8 &\leq M_{\Lambda^0}^2 \leq 1,8 \text{ " }
\end{aligned}
\tag{13}$$

Отбор по M_x^2 тесно связан с отбором по χ^2 . На рис. 5,6 приведены распределения χ^2 для событий с одной вылетевшей нейтральной частицей, а также для событий без нейтральных частиц, у которых квадраты недостающих масс лежат как в допустимых пределах, так и вне их. Из рисунков видно, что в первом случае экспериментальные распределения χ^2 близки к теоретическим, во втором — существенно от них отличаются. Исходя из экспериментальных распределений по χ^2 , были определены критерии отбора событий по величине χ^2 (2).

Для разделения событий с разным числом уравнений связи были оценены вероятности осуществления различных гипотез^{/7/}. Для случаев, характеризуемых четырьмя и одним уравнениями связи, отношение вероятностей для значений $\chi_4^2 = 2$ и $\chi_1^2 = 1$ равнялось $\frac{\omega_4}{\omega_1} = 100$, а для граничных значений $\chi_4^2 = 13$ и $\chi_1^2 = 2,7$ эти вероятности были примерно одинаковы. Поэтому, если значение χ^2 для событий с четырьмя и одним уравнениями связи лежали в доверительных интервалах

$\chi^2 \leq 2,7$; $\chi^2 \leq 13$, то гипотезе с 4 уравнениями связи отдавалось предпочтение перед другими, характеризуемыми одним уравнением связи.

Кроме кинематических критериев, применяемых при идентификации каналов реакции, были использованы ионизационные измерения на следах заряженных частиц. На основании полученных данных^{/8/} π^+ -мезоны можно было отличить от протонов до импульса $p \approx 1,1$ Гэв/с, а π^\pm -мезоны от K^\pm -мезонов — до импульса $\approx 0,7$ Гэв/с.

Итак, в результате идентификации с применением вышеприведенных критериев отбора все события были разделены на следующие группы:

(1) однозначно идентифицированные события (проходит только одна

гипотеза); (2) неоднозначно идентифицированные события (проходят две и более гипотез); (3) события, у которых образовывалось m нейтральных частиц, причем $m \geq 2$. (группа $m \pi^0$); (4) события с $M_x^2 < 0$, у которых значения M_x^2 не попадали в допустимые интервалы квадратов недостающих масс (13) (группа $M_x^2 < 0$).

В таблицах II и III приведены данные о числе событий в каждой из этих групп для случаев с идентифицированными Λ^0 -гиперонами и K^0 -мезонами. Ниже проводится анализ каждой из этих групп событий соответственно.

§3. Анализ неоднозначно интерпретированных событий

Изучение событий, которые не удалось интерпретировать однозначно, показало, что к ним относятся случаи, у которых плотность ионизации трека быстрой заряженной частицы не позволяла однозначно установить массу частицы, и χ^2 имели близкие значения для обеих конкурирующих гипотез. Неоднозначно идентифицированные события могли влиять на физические результаты. Поэтому надо было хотя бы приблизительно знать, в каком отношении и как эти события можно было разделить по отдельным каналам реакций.

В работе^{/9/} было показано, что в случае 2 конкурирующих гипотез с одинаковым числом уравнений связи их относительная вероятность определяется через функции правдоподобия и связана с χ^2 значениями как

$$\rho(I, II) = \frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{1 + \exp [1/2 (\chi_{II}^2 - \chi_I^2)]}{1 + \exp [-\frac{1}{2} (\chi_{II}^2 - \chi_I^2)]},$$

где ω_1 и ω_2 — частоты рассматриваемых процессов. В предположении $\omega_1 = \omega_2$ была рассчитана $\rho(I, II)$ для событий, которые удовлетворяли 2 гипотезам одновременно. Однако большинство неразделенных случаев имели значение $\rho(I, II)$, близкое к 1 (см. рис. 7), поэтому таким способом удалось разделить очень малую часть событий.

Для кинематического анализа неразделенных событий были построены функции $\beta = \frac{R_{\text{нейтр}}}{R_{\text{заряж}}}$ для конечных состояний $\pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$ и $K^+\pi^-\Lambda^0 \pi^0$, где $R_{\text{нейтр}}$ и $R_{\text{заряж}}$ — импульсы частиц, полученные с помощью программы 10-10. Из рис. 8 видно, что основная часть событий находится в области $\beta \approx 1$, а меньшая — в области $\beta \ll 1$. Большая часть неразделенных событий обусловлена тем, что для случая равенства $R_{K^0} = R_{K^+}$ (или $R_{\pi^+} = R_{\pi^-\pi^0}$) гипотезы отличаются только перестановкой масс положительно заряженных и нейтральных частиц, а χ^2 имеют близкие значения, т.к. все параметры вторичных частиц одинаковы. Неоднозначно идентифицированные события с быстрой заряженной частицей в области $\beta \approx 1$ можно разделить между конкурирующими каналами реакции пропорционально числу однозначно идентифицированных случаев в этой области.

У событий с $\beta \ll 1$ неоднозначность идентификации на основе χ^2 связана с большими ошибками в измерении импульса заряженной частицы. Однако доля этих событий мала, поэтому все события из этой группы были разделены аналогично тому, как это делалось для событий с $\beta \approx 1$. Для того, чтобы оценить влияние неоднозначно идентифицированных событий на физические результаты, были построены диаграммы Далитца для гипотез $\pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$ и $K^+\pi^-\Lambda^0 \pi^0$ (рис. 9). Из этого рисунка видно, что распределение точек поля почти равномерно, и нет каких-либо сгущений в области известных резонансов. Следовательно, можно считать, что учёт этой группы событий не должен сильно менять физические результаты.

§4. Анализ событий с $M_x^2 < 0$

Существование этой группы событий может быть связано либо с большими ошибками измерения параметров, либо с вкладом событий квази-свободных взаимодействий π^- -мезонов с ядром углерода в пропановой пузырьковой камере /10/. Однако проведенный анализ (рис. 10,11) не позволил однозначно отождествить эти события ни с одной из указанных выше причин. Поэтому необходимо было оценить вклад событий π^- -взаимодействий в этой группе и затем провести разделение их между различными каналами реакций. Очевидно, что наибольший вклад в группу с M_x^2

дают события двух типов: реакции, где вылетевшей нейтральной частицей является π^0 мезон (а) и события, в которых все частицы зарегистрированы (б).

С помощью программы ФОРС/11/ были разыграны события, удовлетворяющие гипотезам $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 K^0$ и $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 K^0 \pi^0$. При розыгрыше предполагалось, что ошибки, приписываемые импульсу каждой частицы, составляли 10% и 20% от присвоенного им значения согласно законам сохранения импульса. На рис. 12 приведены распределения квадратов недостающих масс для этих событий после подсчета их по программе 10-10. На рис. 13 экспериментальные распределения по M_x^2 для всех отобранных нами событий, относящихся к группам (а) и (б), сравнивались с распределениями событий, рассчитанных по ФОРС. Видно, что из-за ошибок измерений определенная доля случаев попадает в область отрицательных недостающих масс за пределами (13). Соответствующий вклад их от числа однозначно идентифицированных событий составляет $\approx 14\%$ для событий (б) и $\approx 18\%$ для событий типа (а).

Все эти случаи, взятые из группы $M_x^2 < 0$, были разделены между соответствующими каналами реакций пропорционально числу однозначно идентифицированных событий. Оставшиеся события относим к взаимодействиям π^- мезонов с квазисвободным нуклоном ядра углерода, что составляет $\approx 19\%$ от всех 2-лучевых событий. Данная оценка примеси событий на углероде совпадает с результатами, полученными нами другим способом и приведенными в работе/12/.

§5. Оценка примеси π^0 -мезонов в выделенных каналах реакции

В результате описанного выше метода выделения каналов реакций все события были разделены по соответствующим каналам. Однако из-за больших ошибок измерений в пропановой пузырьковой камере не исключено присутствие событий с π^0 -мезонами. Нами была сделана оценка доли такого рода событий следующими способами. Прежде всего, это можно было сделать с помощью γ -квантов, зарегистрированных в камере. В нашем случае γ -кванты, в основном, могут образовываться в резуль-

тате распадов Σ^0 гиперонов ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$) и π^0 -мезонов. Выбирались события типа $K^+ \pi^- \bar{K}^0 (n)$, $p K^- K^0$, $p \pi^- K^0 (\bar{K}^0)$ и другие, в которых заряженные частицы были хорошо идентифицированы и не могли рождаться Σ^0 гипероны. По числу γ -квантов с учётом эффективности их регистрации в камере было найдено число событий с π^0 -мезонами в этих реакциях. Оказалось, что события указанного типа составляют $- 17 \pm 8\%$.

Другой способ заключался в оценке примеси π^0 мезонов по числу событий с двумя идентифицированными частицами (типа $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 K^0$, $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 K^0 \pi^0$). Суть этого метода состояла в следующем; пропуская события типа $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 K^0 \pi^0$ по программе 10-10 в предположении, что только одна V^0 -частица была зарегистрирована в камере, можно было применить к ним все указанные выше критерии отбора каналов реакций. Этим методом было установлено, что реакция $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 K^0 \pi^0$ проходит в 80% случаев и $\approx 20\%$ событий переходит в другой канал.

Таким образом, на основании вышеизложенного, примесь событий с π^0 мезонами среди выделенных каналов могла быть не больше 20%.

86. Оценка возможности выделения каналов реакций в пропановой пузырьковой камере

В таблицах II и III приведены результаты идентификации событий по каналам реакций в пропановой пузырьковой камере с выделенными Λ^0 - и K^0 - частицами. Среди 327 событий с Λ^0 -гипероном только по χ^2 - критерию удовлетворяли одной гипотезе 170 случаев, что составляло $\approx 50\%$ всех событий. Остальные события оказались неразделенными. Далее, вводя ограничения на величину квадрата недостающей массы и используя данные ионизационных измерений, часть неразделенных событий удалось разделить: 73 события были переведены в группу однозначно идентифицированных событий; 15 - в группу π^0 и 13 событий в группу с $M_x^2 < 0$. Число событий, оставшихся неразделенными, составило 20%.

Для событий с зарегистрированным K^0 -мезоном ситуация оказалась более сложной. В этом случае кинематическая программа позволила идентифицировать только 30% событий. Применяя все критерии отбора и данные ионизационных измерений, процент разделенных событий удалось повысить до 60.

Таким образом, основные результаты проведенного анализа по выделению каналов реакций в π^-p взаимодействиях с рождением странных частиц при 4 Гэв/с, приводят к следующим выводам:

1). Показано, что с помощью программы идентификации 10-10 и соответствующих критериев отбора в случае идентифицированных V^0 -частиц можно выделить каналы реакций в пропановой пузырьковой камере.

2). Большую роль в выделении каналов реакций играют ионизационные измерения. Благодаря данным ионизационных измерений и критериям, приведенным выше, процент идентифицируемых событий удается повысить до 80 в случае Λ^0 -гиперонов, и 60 - для K^0 -мезонов. Эта оценка сравнима с результатами работы/13/.

87. Сечения рождения странных частиц при импульсе

4,0 Гэв/с

Проведенный анализ всех 2-лучевых событий с видимым распадом Λ^0 -гиперона или K^0 -мезона позволил вычислить сечения рождения странных частиц при импульсе π^- -мезонов 4,0 Гэв/с.

Сечения парциальных каналов вычислялись по формуле

$$\sigma_i = \frac{N_i W_i}{n L \pi^-},$$

где n - число протонов в 1 см³, L_{π^-} - полный пробег пионов до взаимодействия, N_i - число зарегистрированных событий, соответствующих той или иной гипотезе о процессе, W_i - полная поправка, связанная с ограниченным размером камеры, с эффективностью просмотра, с нейтральными модами распада нестабильных частиц, с малыми длинами до распада V^0 частиц.

Значения этих поправок и способы их вычисления были ранее описаны в работе/3/.

В таблице IV приведены сечения рождения Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов, образующихся в различных конечных состояниях. Необходимо заметить, что для некоторых каналов реакций определение сечений производилось с помощью событий различных типов, различной топологии. Так, реакция $\pi^+ \pi^- K^0 (\Lambda^0_{\Sigma^0})$ могла быть результатом отбора 2-лучевых событий с одним V^0 (либо Λ^0 -гипероном, либо K^0_1 - мезоном) или с двумя V^0 - частицами $\Lambda^0 + K^0_1$. Сечение этой реакции определялось независимо по числу событий как с Λ^0 -гипероном, так и с K^0_1 -мезоном, и бралось среднее значение этих величин. Для реакции $p K^- K^0 \pi^-$ сечение вычислялось по событиям, где был зарегистрирован хотя бы один K^0_1 - мезон. Для случаев с двумя V^0 -частицами, идентифицированными как $K^0_1 K^0_1$ мезоны, вычислялось сечение $p K^0_1 K^0_1 \pi^-$. Исходя из этой величины, можно было вычислить число событий этого типа с одним зарегистрированным K^0_1 мезоном. Сравнивая это число с наблюдаемым, мы получили сечение реакции $p K^0_1 K^0_2 \pi^-$.

В таблице IV для сравнения приведены сечения различных каналов, полученные при анализе данных с водородной 81-сантиметровой камеры (821 событие) при той же энергии π^- мезонов/14/. Видно, что в пределах ошибок эти данные совпадают. Небольшое различие в величине сечений наблюдается для случаев с заряженными K^\pm - мезонами. Возможно, что большая величина сечения, полученного в нашей работе для событий этого типа, объясняется примесью случаев с Σ^\pm гиперонами, анализ которых нами не был проведен.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность за помощь в работе и полезные обсуждения В.И.Морозу, Ю.А.Трояну, А.В.Никитину, Э.Г.Бубелеву, а также сотруднице Ереванского физического института Н.Г.Григорян. Авторы благодарны также группам лаборантов, участвовавших в обработке экспериментального материала.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан и др. ПТЭ 1, 41 (1959).
2. Ким Хин Ин и др. Препринт ОИЯИ Р-2092, Дубна, 1965.
3. Б.П.Банник и др. Отчёт ОИЯИ Б-1-1-3528, Дубна, 1967 г.
Препринт ОИЯИ 1-3682, Дубна 1968 г.
4. О.В.Благодарова и др. Препринт ОИЯИ № 2005, Дубна 1965.
5. А.Ф.Лукьянцев и др. Препринт ОИЯИ 1959, Дубна 1965.
6. З.М.Иванченко и др. Препринт ОИЯИ Р-2399, Дубна 1965.
7. В.И.Мороз и др. Препринт ОИЯИ Р10-2935, Дубна 1966.
8. Б.П.Банник и др. Препринт ОИЯИ 2617, Дубна 1966.
9. А.А.Тяпкин. Препринт ОИЯИ, Е-2353, Дубна, 1965.
10. Д.К.Копылова и др. Препринт ОИЯИ, 1186, Дубна 1963.
11. В.Ф.Комолова и др. Препринт ОИЯИ 2007, Дубна 1965.
12. Б.П.Банник и др. Препринт ОИЯИ 1-3096, Дубна 1966.
13. В.Иванов и др. Препринт ОИЯИ Р1-3595, Дубна 1967.
14. I. Bartsch et al. Nuovo Cimento 43 A1010 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 марта 1968 года.

Таблица 1

Множественность	Λ°		K°			Итого
	Λ°K°	Λ°	K ₁ °	K ₁ °	K ₁ °	
0	53	227	34		195	509
2	49	493	21		454	1017
4	8	87	2		59	156
Итого:	110	807	57		708	1682

Таблица 2

Группы событий	Число событий
$\pi^+ \pi^- \Lambda^0 (K^0)$	82
$K^+ \pi^- \Lambda^0 (\pi^0)$	55
$K^+ \pi^- \Lambda^0$	51
неразделенные события	51
$\pi \pi^0$	104
$M_x^2 < 0$	150

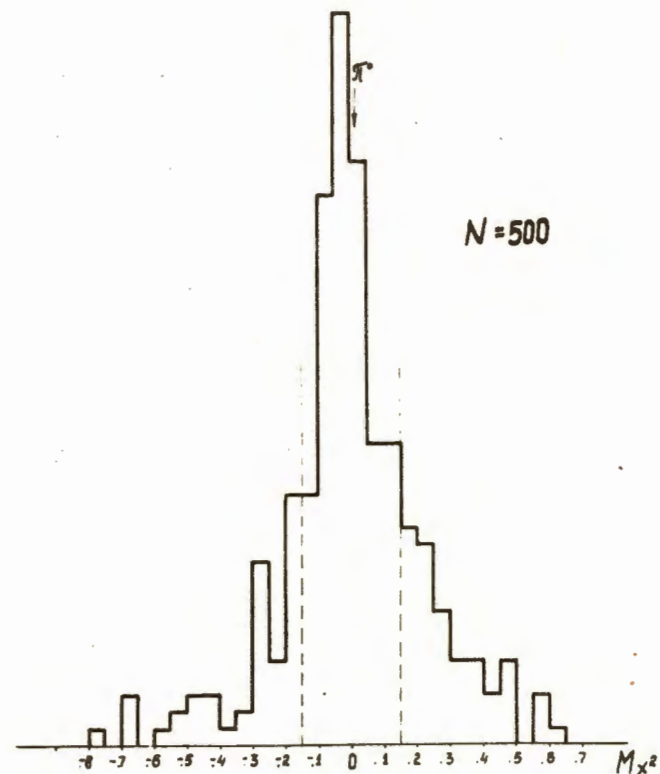
Таблица 3

Группы событий	Число событий
$\pi^+ \pi^- K^0 (\Lambda^0)$	22
$K^+ \pi^- \bar{K}^0 (n)$	35
$\pi^+ K^- K^0 (n)$	31
$p K^- K^0 (\pi^0)$	20
$p \pi^- K^0 (\bar{K}^0)$	17
$p K^- K^0$	20
неразделенные события	120
$\pi \pi^0$	95
$M_x^2 < 0$	94

Таблица 4

Сечения рождения странных частиц

Конечные состояния	σ эксп. $\pm \Delta\sigma$ $\mu\text{б}$	N случаев	$\sigma_{H_2} \pm \Delta\sigma$	N случаев
$\pi^+\pi^-\text{K}^0(\Lambda^0_{\Sigma^0})$	154 ± 14	121	195 ± 21	78
$\text{K}^+\pi^-\pi^0(\Lambda^0_{\Sigma^0})$	98 ± 10	81	93 ± 17	30
$\text{K}^+\pi^-(\Lambda^0_{\Sigma^0})$	89 ± 11	77	133 ± 21	31
$p\pi^-\text{K}_1^0\text{K}_1^0$	$9,0 \pm 3$	14	16 ± 9	3
$p\pi^-\text{K}_1^0\text{K}_2^0$	$39,3 \pm 20,0$	31	20 ± 10	11
$p\text{K}^-\text{K}^0$	67 ± 15	30	98 ± 25	15
$p\text{K}^-\text{K}^0\pi^0$	63 ± 11	29	64 ± 21	9
$\text{K}^+\pi^-\text{K}^0(n)$	147 ± 18	69	78 ± 23	12
$\pi^+\text{K}^-\text{K}^0(n)$	126 ± 17	56	101 ± 25	17
$\pi^+\pi^-\text{K}^0\pi^0(\Lambda^0_{\Sigma^0})$	85 ± 21	17	63 ± 26	6
$\pi^+\pi^-\text{K}_1^0\text{K}_1^0(n)$	10 ± 5	6	16 ± 8	3
$p\pi^-\text{K}_1^0\text{K}_1^0(\pi^0)$	6 ± 4	3	5 ± 5	1

Рис.1. Распределение квадратов недостающих масс для событий, прошедших гипотезу $\text{K}^+\pi^-\Lambda^0\pi^0$.

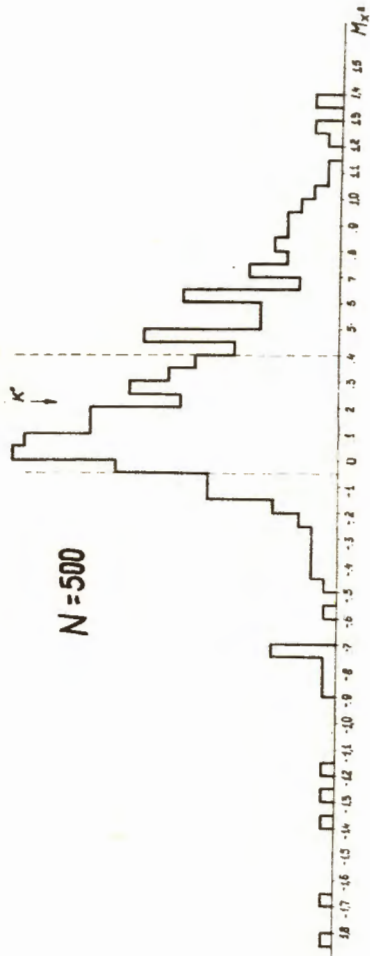


Рис. 2. Распределение квадратов недостающих масс для событий, прошедших гипотезу $\pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$

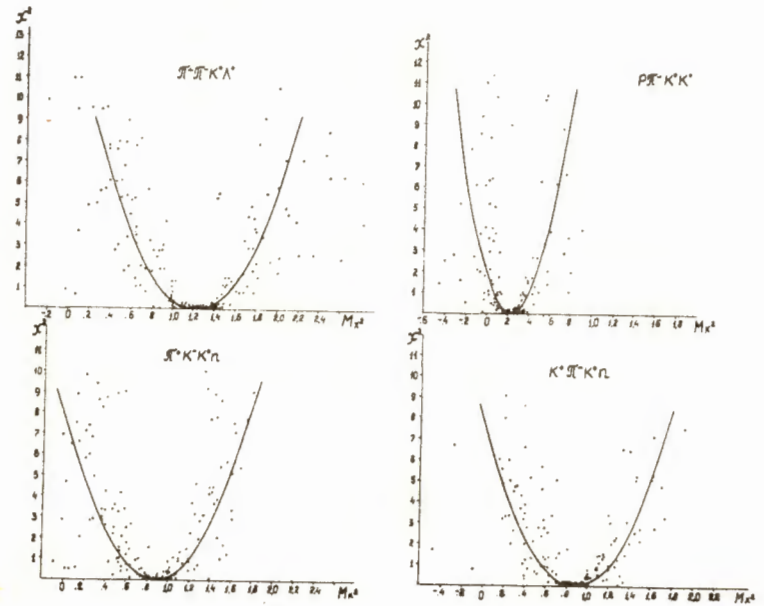


Рис. 3. Распределение $M_x^2 - \chi^2$ для реакций $\pi^+\pi^-K^0(\Lambda^0)$ р $\pi^+K^0(\bar{K}^0)$, $\pi^+K^-K^0(\pi)$, $K^+\pi^-K^0(\pi)$

$\pi^+\pi^-\Lambda^0(K^0)$

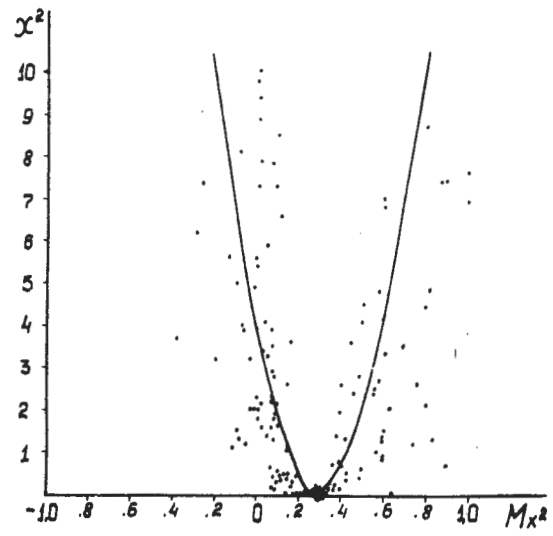


Рис. 4. Распределения $M_x^2 - \chi^2$ для событий $\pi^+\pi^-\Lambda^0(K^0)$

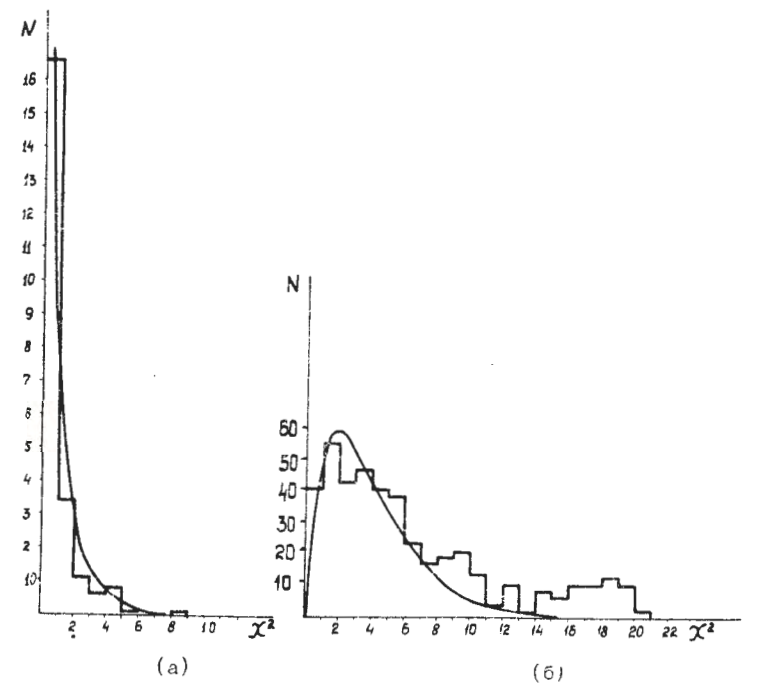
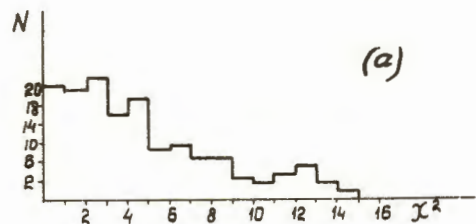
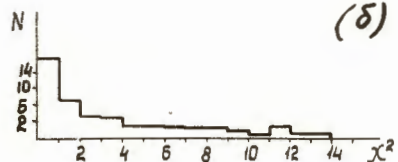


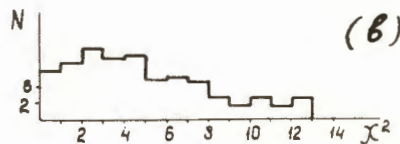
Рис. 5. χ^2 -распределения для событий с одним уравнением связи (а) и с четырьмя уравнениями связи (б), у которых M_x^2 лежат в допустимых пределах.



(a)



(б)



(в)

Рис. 6. χ^2 -распределения для событий с одним уравнением связи, у которых (а) — M_x^2 лежат вне допустимых пределов, (б) — те же события, у которых параметры измерены с ошибками

$\frac{\Delta p}{p} > 20\%$; (в) события, параметры которых измерены с ошибками $\frac{\Delta p}{p} < 20\%$.

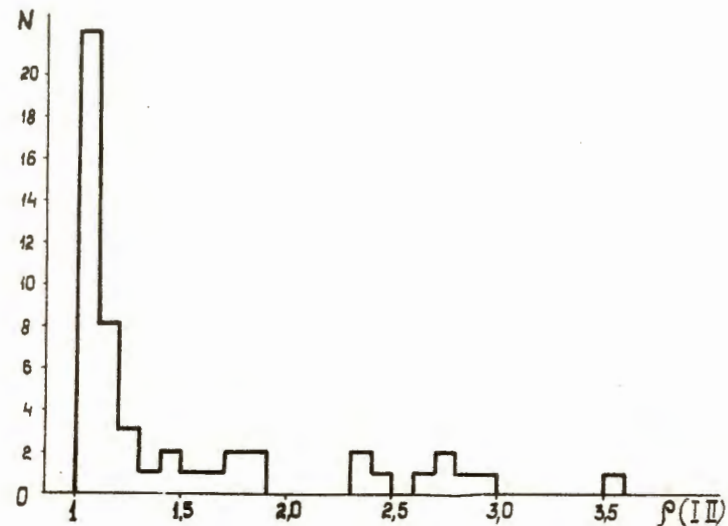


Рис. 7. Распределение $\rho(I, II)$ для неоднозначно интерпретированных событий.

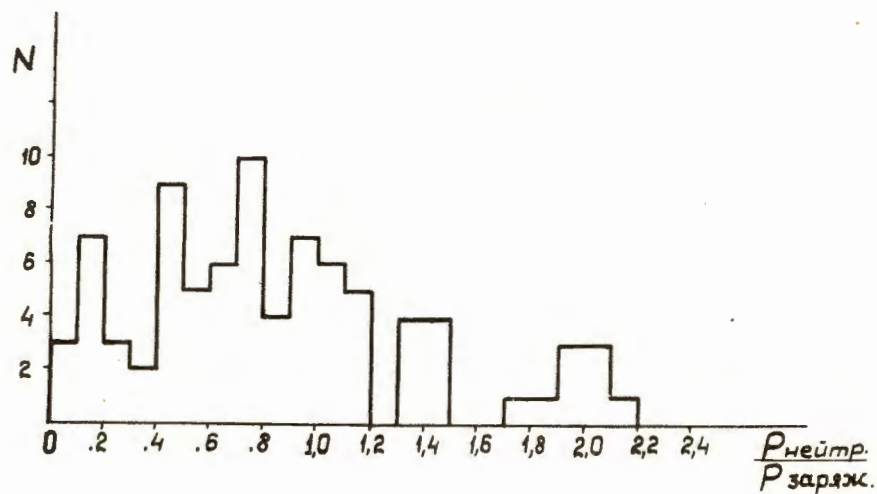


Рис. 8. Отношение $\beta = \frac{R_{\text{нейтр}}}{R_{\text{заряж}}}$ для событий, прошедших гипотезы $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 (K^0)$ и $K^+ \pi^- \Lambda^0 (\pi^0)$

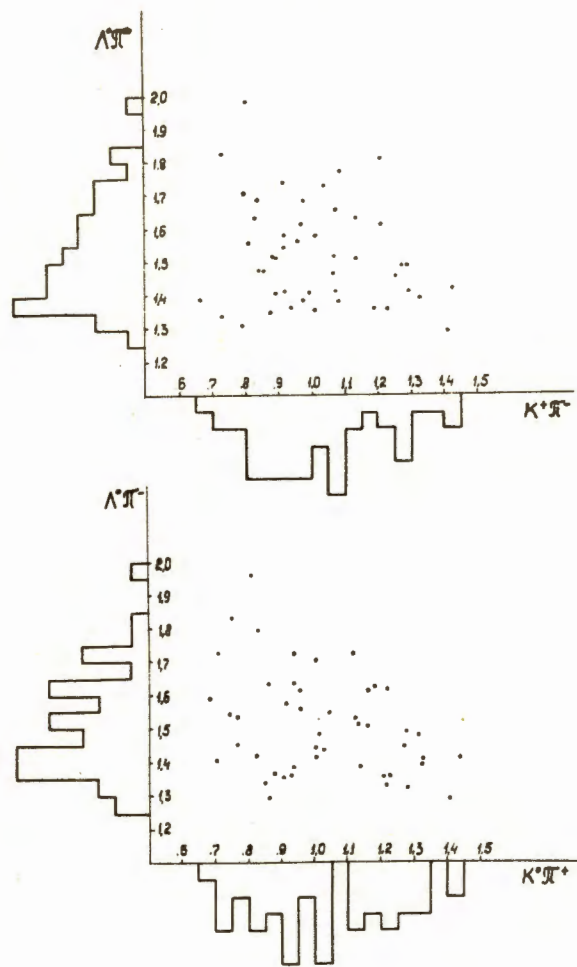


Рис. 9. Диаграммы Далитца для событий, удовлетворяющих 2 гипотезам а) $K^+ \pi^- \Lambda^0 (\pi^0)$, б) $\pi^+ \pi^- \Lambda^0 (K^0)$

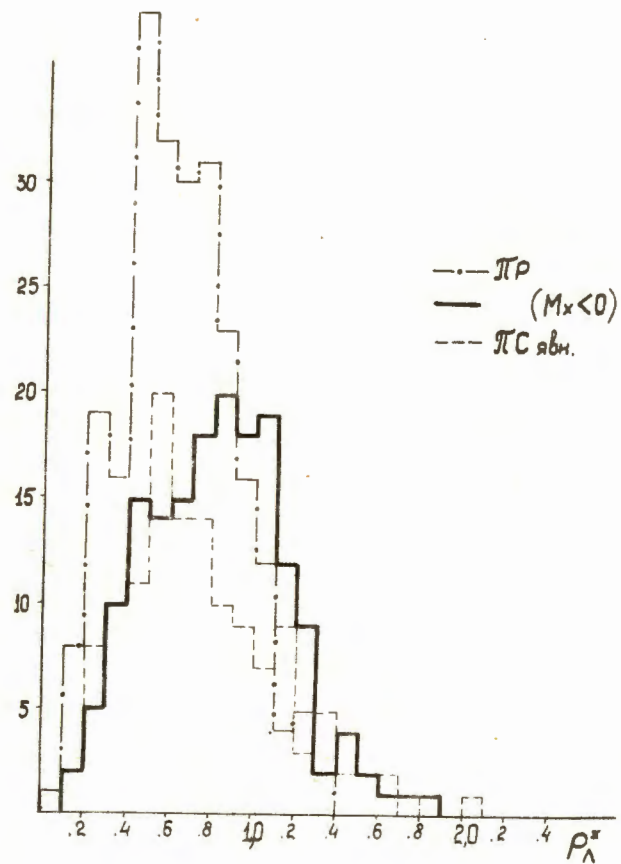


Рис. 10. Сравнение импульсных распределений $\rho_{\Lambda^0}^*$ для групп событий $\pi\pi$, $\pi\pi$ и $M_x^2 < 0$

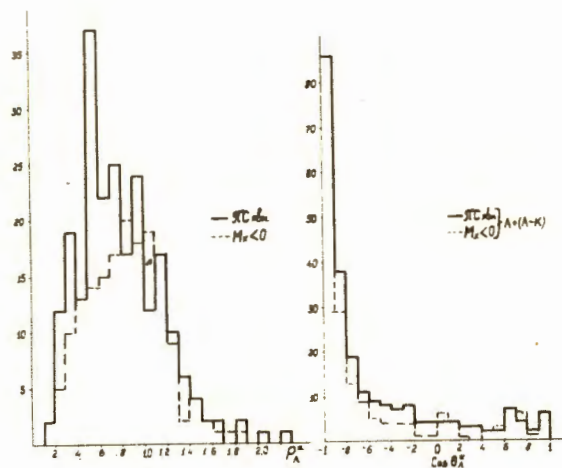


Рис. 11. Сравнение кинематических характеристик π^+ событий и группы $M_x^2 < 0$

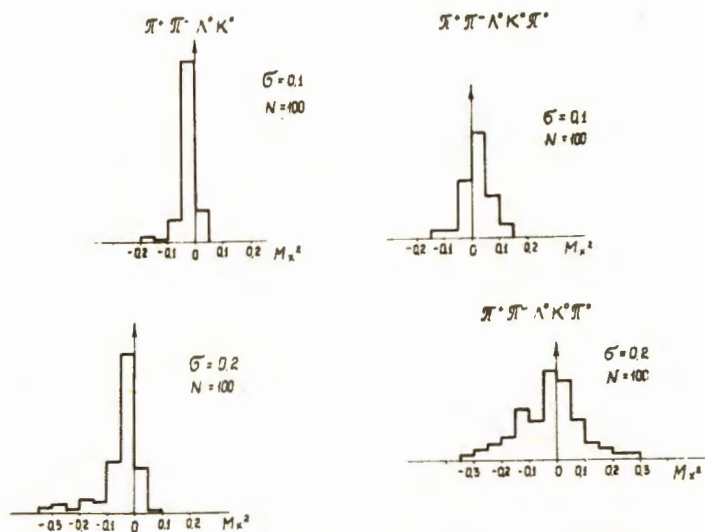


Рис. 12. M_x^2 распределения для событий $\pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$ и $\pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0 \pi^0$, генерируемых программой ФОРС для $\sigma = 0,1$ и $\sigma = 0,2$.

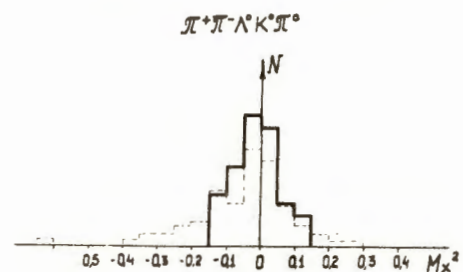
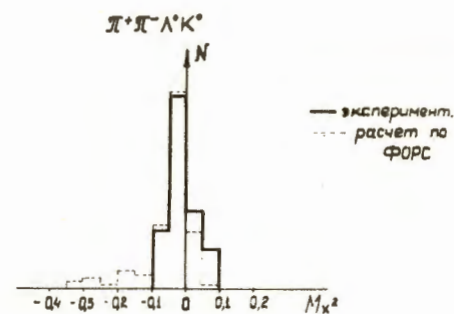


Рис. 13. Сравнение экспериментальных распределений M_x^2 для реакций с 4 уравнениями связи и реакции $\pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$, рассчитанной по ФОРС (а) и экспериментальных распределений M_x^2 для реакций с вылетевшим π^0 мезоном и реакцией $\pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0 \pi^0$, рассчитанной по ФОРС (б).