

Банник Б.П.

+

с 344.19

Б-232

Банник, Б.П.

Б1-1-3528.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Б.П.Банник, Ким Хи Ин, А.А.Кузнецов,
Н.Н.Мельникова, Б.Чадраа.

Б1-1-3528

ИДЕНТИФИКАЦИЯ V^0 - ЧАСТИЦ, РОЖДЕННЫХ В
П-р - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ
КАМЕРЕ.

Рукопись поступила
в ИЯИ СО АН СССР
.. 9 X 1967

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1967 год.

с.ф. 1978

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Введение.	1
1. Отбор событий и измерения.	1
2. Идентификация V° - событий методом χ^2 .	3
3. Сравнение экспериментальных распределений χ^2 с теоретическим. Выбор достоверной границы χ^2 - критерия.	7
4. Распределение χ^2 фоновых гипотез.	10
5. Дополнительная идентификация неразделенных событий.	11
6. Разделение неоднозначно-идентифицированных V° - событий.	12
7. Сравнение измеренных и подобранных величин параметров V° - событий.	13
8. Результаты идентификации V° - событий.	16
9. Литература	18

В настоящем отчете описываются результаты идентификации $\sqrt{0}$ -частиц в пропановой пузырьковой камере ПК-4 [1].

Камера облучалась Π^- - мезонами с импульсом $(4,00 \pm 0,06)$ Гэв/с на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

I. Отбор событий и измерения.

Поиск $\sqrt{0}$ - частиц, рожденных в $\Pi^- p$ - взаимодействиях, производился при визуальном просмотре пленок от пузырьковой камеры на репроекторах Лаборатории высоких энергий. Отбирались звезды с четным числом вторичных лучей ($n = 0, 2, 4, \dots$), сопровождающиеся $\sqrt{0}$ - событиями. Звезды должны были обладать рядом признаков, свойственных $\Pi^- p$ - взаимодействиям:^{x)}

а) В звезде не должно быть более одного черного следа. При этом не учитывались черные следы, имеющие кривизну отрицательного следа, или же имеющие на конце звезду или релятивистскую частицу, а также черные следы с длиной меньше 3 мм на пленке. Черные следы с длиной меньше 3 мм, так называемые "блобы", анализировались нами ранее в работе [2].

б) Звезда не должна иметь черного следа останавливающейся частицы, образующего угол больше 90° по отношению к первичному следу (последнее условие не относилось к черным следам определенного типа указанным в предыдущем пункте).

^{x)} В последствии, после идентификации $\sqrt{0}$ - события, принадлежность звезды $\Pi^- p$ - взаимодействию могла быть уточнена.

в) Суммарный заряд вторичных частиц должен быть равен нулю.

В работе [3] было показано, что потеря V° - событий с коротким пробегом одной из частиц распада приводит к систематической ошибке в угловых распределениях вторичных частиц. В связи с этим, при просмотре, V° - событиям такого рода уделялось специальное внимание.

Всего было просмотрено 126 тысяч кадров. Отобранные события просматривались вторично на стереолупах. Наблюдение просматриваемой картины на стереолупах позволило исключить из рассмотрения некоторую часть V° - частиц, не связанных со звездами.

При восстановлении пространственной картины изучаемого события в камере использовалась программа I-33 [4]. Все события, имеющие место в выбранном эффективном объеме камеры, обрабатывались с помощью программы 2-23 [5], которая позволяла получить кинематические параметры распада V° - частицы.

Изучаемые V° - события были вызваны распадом нейтральных Λ° - и K° -частиц,^{x)} а также некоторыми другими причинами, например, нейтральными звездами.

При идентификации V° - событий использовались данные измерений ионизации [6], энергия δ - электронов на следах вторичных частиц, а также соотношение пробег-энергия [7]хх).

х) Порог рождения Λ° - гиперона выше, чем энергия в с.ц.м. Π^- , равная 2.9 Гэв.

хх) В большинстве V° - случаев с импульсом положительно заряженной частицы меньшим 1 Гэв/с можно было надежно разделить Π^+ - мезоны и протоны.

Важнейшее значение при идентификации имело применение метода χ^2 . [13]

Законы сохранения накладывают на измеряемые параметры следов частиц 3 дополнительные уравнения связи. На основе этих уравнений можно было найти по методу χ^2 оптимальные значения параметров V° - события, наилучшим образом удовлетворяющие данной гипотезе (L° или K°).

2. Идентификация V° - событий методом χ^2 .

В предположении о двух конкурирующих гипотезах (L° и K°) по программе [5] вычислялись два значения χ^2 для каждого V° - события. Исключение составляли те события, для которых имело место одно из следующих обстоятельств:

- а) следам, которые образуют V° - события, соответствуют одинаковые знаки зарядов;
- б) оба следа V° - события расположены по одну сторону от направления полета нейтральной частицы;
- в) выполняется соотношение:

$$\sin(\Delta \sin \eta)^{-2} > T, \quad \text{где } \eta \text{ - угол компланарности,}$$

$$T \text{ - определенное положительное число.}$$

Вычисление величины χ^2 проводилось следующим образом. На основе законов сохранения энергии и импульса составлялся функционал

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n=5} \frac{(x_i - x_i^{\text{ч.м}})^2}{\sigma_i^2},$$

4.

где $x_i^{\text{ч.м}} = p_+, p_-, \cos \theta_+, \cos \theta_-, \cos \theta_{V^0}$,

p_+ и p_- - импульсы положительно и отрицательно заряженной частицы V^0 - события, $\cos \theta_+, \cos \theta_-$ - косинусы углов вылета этих частиц по отношению к направлению полета V^0 - частицы, $\cos \theta_{V^0}$ - косинус угла между ними;

углы выражаются через переменные p_+, p_- , а величина σ_i^2 - дисперсия χ^2 , оцененная на основе экспериментальных ошибок. Величина χ^2 минимизировалась [8] по двум переменным p_+ и p_- .

При этом в качестве начального приближения брались величины \bar{p}_+ и \bar{p}_- :

$$\bar{p}_+ = \frac{p_+(\Delta p_+)^2 + f_+(\Delta f_+)^2}{(\Delta p_+)^2 + (\Delta f_+)^2}; \quad \bar{p}_- = \frac{p_-(\Delta p_-)^2 + f_-(\Delta f_-)^2}{(\Delta p_-)^2 + (\Delta f_-)^2}.$$

Здесь

$$f_- = f_-(M_+, M_-, M_{V^0}, \theta_+, \theta_-, \theta_{V^0}),$$

$$f_+ = f_+(M_+, M_-, M_{V^0}, \theta_+, \theta_-, \theta_{V^0}),$$

$$\Delta f_{\pm} = \left[\left(\frac{\partial f_{\pm}}{\partial \theta_+} \right)^2 (\Delta \theta_+)^2 + \left(\frac{\partial f_{\pm}}{\partial \theta_-} \right)^2 (\Delta \theta_-)^2 + \left(\frac{\partial f_{\pm}}{\partial \theta_{V^0}} \right)^2 (\Delta \theta_{V^0})^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Через $\Delta p_+, \Delta p_-, \Delta \theta_+, \Delta \theta_-, \Delta \theta_{V^0}$ обозначены ошибки измерений импульсов и углов, а через M_+, M_-, M_{V^0} - массы вторичных частиц и V^0 - частицы. Величины \bar{p}_+ и \bar{p}_- - определялись отдельно для гипотезы $\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-$, и гипотезы $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Ошибки Δp_+ для этих двух гипотез были различны: для первой гипотезы - это ошибка импульса протона, для второй - Π^+ -мезона.

Таким образом, для каждого изучаемого V^0 - события были получены два значения χ^2 , соответствующие двум гипотезам (Λ^0 или K^0). Реально может осуществиться только одна гипотеза ("истинная" гипотеза). По отношению к ней вторая гипотеза (или второе событие) будет называться "фоновой". Если величина χ^2 для какой-либо гипотезы оказывалась меньше достоверной границы χ^2 - критерия $\chi_{кр}^2 = 9,2$ (см. ниже), то считалось, что данная гипотеза осуществляется. В соответствии с этим идентифицировалось V^0 - событие.

Если гипотезы Λ^0 и K^0 обе имели $\chi^2 > \chi_{кр}^2$, считалось, что V^0 - событие не относится к взаимодействию, которому оно было поставлено в соответствие ранее, до идентификации.

Если $\chi^2 < \chi_{кр}^2$ для обеих гипотез, то событие считалось "неразделенным" и подвергалось дальнейшему анализу. Такие события составляли 15-17% от числа всех V^0 - событий.

Вклад "фоновых" событий (как например, K^0 -мезонов при поиске Λ^0 - частиц, Λ^0 - частиц из соседних звезд и т.д.) в интервал $\chi^2 < 9,2$ сильно увеличивается при больших значениях ошибок.

В связи с этим представляет интерес проанализировать зависимость распределения χ^2 от возможных в данном эксперименте ошибок параметров.

Учитывая то, что в нашем эксперименте углы измеряются с достаточной степенью точности, можно ожидать, что соответствующие ошибки не существенно искажают распределение χ^2 . Поэтому для качественного анализа можно ограничиться изучением зависимости распределения χ^2 от ошибок измерений импульсов. ~~—————~~

— С этой целью рассматривались значения χ^2 , вычисленные для всех V^0 - событий. При этом, для каждого события, из двух значений χ^2 отбиралось одно, наименьшее.

В таблице I приведены средние значения $\bar{\chi}^2$, вычисленные для трех групп V^0 - событий, отличающихся величиной $(\frac{\Delta P}{P})_{max}$. Здесь $(\frac{\Delta P}{P})_{max}$ обозначает относительную ошибку измерения импульса, наибольшую для двух частей V^0 - события. Из таблицы видно, что с увеличением ошибок измерений импульсов величина $\bar{\chi}^2$ уменьшается. Такое изменение $\bar{\chi}^2$ легко объясняется, если предположить, что при расчете дисперсии σ_i^2 ее величина систематически завышается, причем для больших экспериментальных ошибок - в большей степени^{x)}.

Таблица I

$(\frac{\Delta P}{P})_{max}$	0 - 0,2	0,2 - 0,4	0,4
$\bar{\chi}^2$	$1,95 \pm 0,04$	$1,64 \pm 0,04$	$1,48 \pm 0,07$

x) См. сноску на стр. 14.

~~Кроме того, можно заметить, что большие ошибки измерений имеют место в основном для импульсов I Рэв/с, очевидно, это связано с геометрическими обстоятельствами. Можно видеть также, что точки, соответствующие наибольшим ошибкам измерений, расположены не симметрично относительно прямой. Это можно объяснить тем, что при измерении относительно малых импульсов величина импульса систематически занижается.~~

3. Сравнение экспериментальных распределений χ^2 с теоретическим. Выбор достоверной границы χ^2 - критерия.

Проверкой законности применения χ^2 - критерия может служить согласие экспериментального χ^2 - распределения с теоретическим.

В связи с этим было построено χ^2 - распределение для 110 случаев Λ^0 - и K^0 -частиц, которые были идентифицированы независимо от величины χ^2 по типу положительно заряженной частицы.

Последний определялся с помощью данных об ионизации, пробеге и импульсе, по визуальной картине распада или по энергии δ - электронов. Полученное распределение показано на рисунке I.

Здесь же в виде кривой приведено теоретическое χ^2 - распределение [9] для числа степеней свободы $n = 2$. Кривая нормирована на полное число событий.

На рис. I можно видеть, что экспериментальное распределение χ^2 согласуется с теоретическим, рассчитанным для $n = 2$.

Среднее значение χ^2 эксперим.

$$\overline{\chi^2}_{\text{экспер.}} = \frac{\sum N_i \chi_i^2}{\sum N_i} = 2,03$$

и его дисперсия

$$\sigma^2 = \frac{\sum N_i (\chi_i^2 - \overline{\chi^2}_{\text{экспер.}})^2}{\sum N_i} = 3,7$$

хорошо согласуются с параметрами теоретического χ^2 - распределения с числом степеней свободы $n = 2$.

Известно, что математическое ожидание χ^2 - распределения, т.е. среднее значение $\bar{\chi}^2$, должно быть равно числу степеней свободы, а его дисперсия - удвоенному числу степеней свободы. В нашем случае следует ожидать, что число степеней свободы $n = 3$. Таким образом, наблюдается несоответствие между ожидаемым распределением χ^2 и экспериментальным. Ожидалось распределение для $n = 3$. Наблюдается - для $n = 2$. Это несоответствие естественно объяснить сделанным ранее (§ 2) предположением о систематическом завышении дисперсий σ_i^2 . Такое завышение σ_i^2 очевидно должно приводить к снижению величины χ^2 . Другую причину несоответствия можно искать в том, что распределение ошибок измерений в данном эксперименте не является чисто гауссовским. Благодаря этому, в некоторых случаях, из-за больших ошибок измерений параметров, эти параметры эффективно не участвуют в процессе идентификации, другими словами, ослабляются связи, накладываемые на измеряемые величины требованием законов сохранения. Дело обстоит таким образом, будто фактическое число уравнений связи, а следовательно и число степеней свободы n , уменьшается.

Как бы то ни было, экспериментальное распределение χ^2 соответствует χ^2 - распределению для числа степеней свободы $n = 2$. Поскольку экспериментальное распределение было получено для V^0 - событий, идентифицированных независимо от величин x^i , позволительно считать, что при идентификации V^0 - событий применение χ^2 - распределения с числом $n = 2$ будет вполне законно.

x) Не исключено, что при этом имела место выборка событий.

В дальнейшем пренебрегается возможным влиянием этой выборки.

На этом основании в качестве доверительной границы χ^2 - критерия была выбрана величина $\chi_{кр}^2 = 9,2$.

На рис. 2 показано χ^2 - распределение для 439 случаев, идентифицированных как K^0 - события, с привлечением других выше упомянутых способов. Вместе с экспериментальной гистограммой нанесено теоретическое χ^2 - распределение для числа степеней свободы $n=2$, нормированное на полное число ~~событий~~ событий с $\chi^2 \leq 9,2$. Среднее значение $\bar{\chi}^2 = 2,17$ и среднеквадратичное отклонение $\sigma = 2,0$ экспериментального распределения хорошо согласуются с соответствующими теоретическими значениями ^{x)}.

На рис. 3 показаны аналогичные распределения для Λ^0 - гиперонов. Эти распределения тоже взаимно согласуются, хотя не так хорошо, как в случае K^0 - мезонов (для Λ^0 - гиперонов $\bar{\chi}^2 = 1,86$; $\sigma = 1,65$) ^{xx)}. Небольшое различие может быть понято в рамках уже сделанного выше (§ 2) предположения о завышении дисперсии σ_i^2 . Для этого следует учесть, что эффект завышения дисперсии σ_i^2 ; для K^0 - и Λ^0 - событий может быть разным благодаря различию в массах положительно заряженных частиц K^+ и Λ^+ - событий. По-видимому, для Λ^0 - событий этот эффект выражен сильнее.

x) Хорошее согласие между экспериментальным распределением и теоретическим, рассчитанным для $n=2$, указывает на то, что вышеупомянутая возможная выборка V^0 - событий не оказывает существенного влияния на вид экспериментального распределения χ^2 для K^0 - событий.

xx) Некоторые различия между экспериментальным χ^2 - распределением для Λ^0 - событий и теоретическим для $n=2$ указывают на то, что отмеченная выше выборка V^0 - событий действительно имеет место. Ее влияние на вид распределения χ^2 становится заметным в случае Λ^0 - гиперонов.

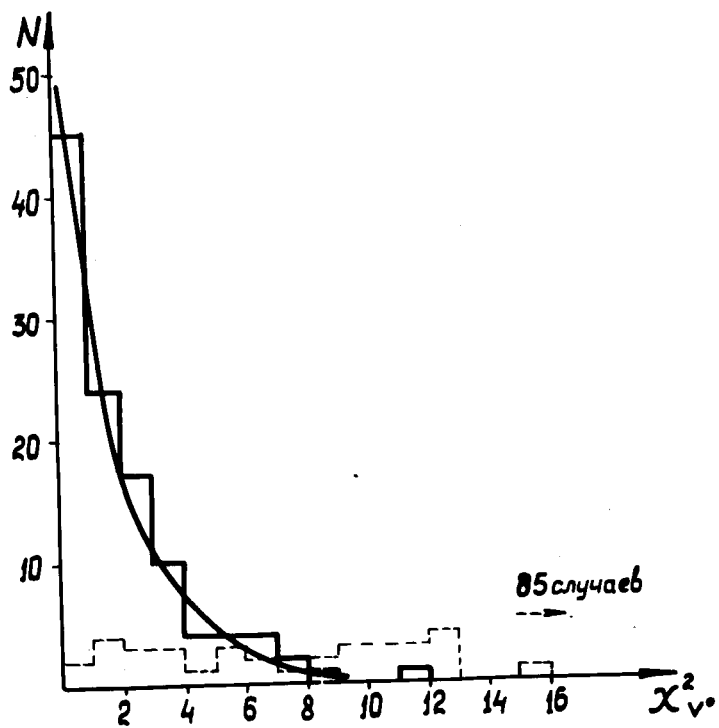


Рис. 1

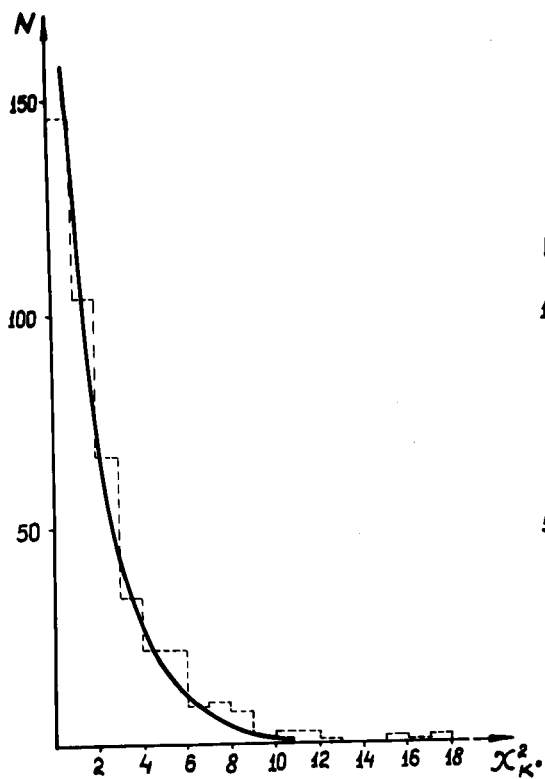


Рис. 2

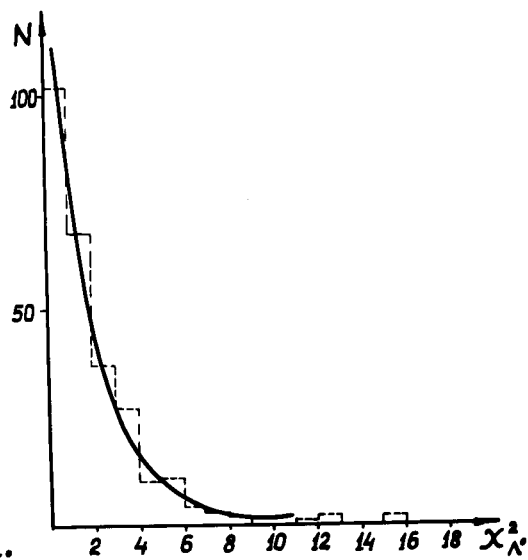


Рис. 3

4. Распределение χ^2 фоновых гипотез

Представляет интерес проанализировать χ^2 - распределение фоновых событий, особенно в области ниже выбранной достоверной границы $\chi_{кр}^2$.

На рис. I штрихованными линиями обозначено χ^2 - распределение конкурирующей фоновой гипотезы для V^0 , однозначно идентифицированных без привлечения метода χ^2 . Это распределение приблизительно дает распределение χ^2 всех фоновых событий. Из рисунка видно, что большинство случаев имеют большие значения χ^2 и лишь $\sim 20\%$ из них имеют χ^2 внутри выбранного интервала $\chi^2 < \chi_{кр}^2$.

Суммарное распределение χ^2 неразделенных случаев для гипотезы L^0 и K^0 представлено на рис. 4. а в виде гистограммы. Здесь же приведена теоретическая кривая с двумя степенями свободы, нормированная на половину случаев с $\chi^2 < 12$ х). Используя эти распределения, можно найти χ^2 распределение фоновых событий, предполагая, что χ^2 - распределение истинных V^0 - событий дается теоретической кривой.

Полученное χ^2 - распределение фоновых событий показано на рис. 4 б в виде гистограммы. Здесь же дана теоретическая кривая для $n = 2$. Видно, что она не описывает χ^2 - распределение фоновых событий.

х) При построении экспериментальной гистограммы в качестве достоверной границы распределения χ^2 использовалась величина $\chi_{кр}^2 = 12$.

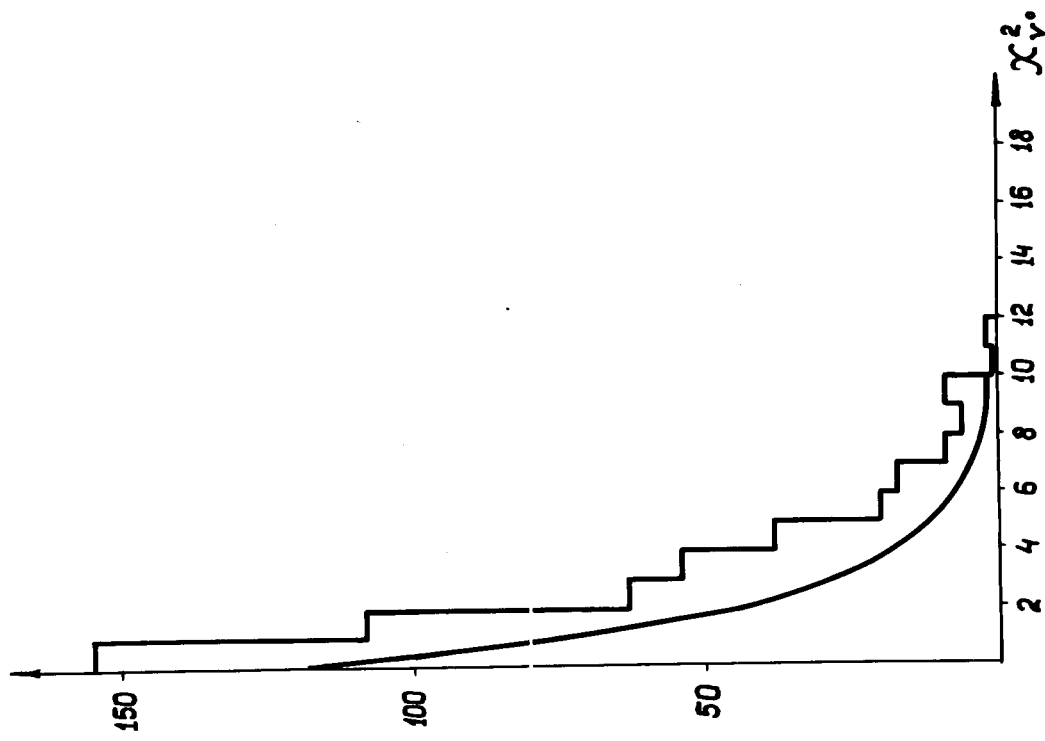


Рис. 4а

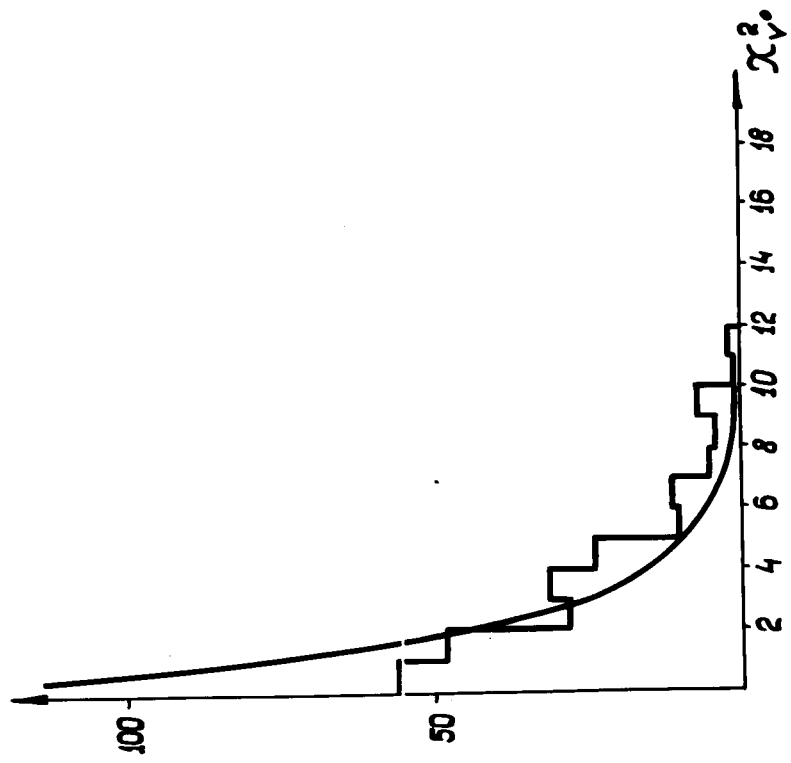


Рис. 4б

5. Дополнительная идентификация неразделенных событий.

Здесь уместно сделать следующие замечания. Гистограмма на рис.46 представляет распределение фона в интервале $\chi^2 < 12$.

Как будет известно (§ 6), более 90% неразделенных событий составляют Λ^0 - гипероны. Из этого следует, во-первых, что гистрограмма на рис.46 изображает фон от гипотезы K^0 , именно, распределение χ^2 для Λ^0 - частиц, рассчитанное при предположении гипотезы K^0 . Во-вторых, что фон от гипотезы Λ^0 в интервале $\chi^2 < 12$ значительно ниже, чем фон от гипотезы K^0 .

Зная о том, что большинство неразделенных событий составляют Λ^0 - гипероны, вместо теоретической кривой, рассчитанной для $n = 2$, строго говоря, следовало бы использовать другую кривую, точнее соответствующую χ^2 - распределению Λ^0 - гиперонов. Эта кривая (см. § 3) представляет более узкое распределение. Поэтому χ^2 - распределение фоновых событий, следует думать, является более пологим, чем это имеет место на рис.46.

Благодаря существенно разным распределениям фона для гипотез K^0 и Λ^0 , а также и некоторым различиям в распределениях для истинных гипотез K^0 и Λ^0 , надо полагать, что наиболее оптимальным вариантом разделения будет такой, когда для гипотез K^0 и Λ^0 будут установлены различные достоверные границы.

В некоторых случаях неразделенных событий проводилась дополнительная идентификация с учетом величины $\Delta\chi^2 = |\chi_{\Lambda}^2 - \chi_K^2|$, где χ_{Λ}^2 - величина χ^2 для гипотезы Λ^0 , χ_K^2 - для гипотезы K^0 . При выполнении условия $\Delta\chi^2 \geq 4,5$ считалось, что осуществляется гипотеза, имеющая меньшее χ^2 .

Согласно работам [10-11], отношение вероятности осуществления гипотез K^0 и Λ^0 равно

$$\frac{\omega_K}{\omega_\Lambda} \sim e^{\frac{\Delta x^2}{2}}.$$

В нашем случае, для $\Delta x^2 \geq 4,5$, это отношение равно 13 или больше. Таким образом, дополнительная идентификация по сути дела означала, что из двух гипотез отдавалось предпочтение одной, именно той, которая имела вероятность осуществления в 13 и более раз больше.

6. Разделение, неоднозначно идентифицированных, V^0 - событий.

Эта группа событий по компланарности и ряду других характеристик рождения V^0 - событий существенно не отличалась от остальных.

Для этой группы событий производился специальный анализ, так как она составляла довольно большую часть всех V^0 - событий. Измерялись все необходимые параметры для того, чтобы применить методы, упомянутые в § I.

Использование этих методов дало возможность существенно снизить число неразделенных случаев. Из 2650 V^0 - событий всего 450 оказались неоднозначно идентифицированными.

В дальнейшем разделение Λ^0 и K^0 из числа неразделенных событий производилось только с помощью статистических методов. При таком способе разделения нельзя указать, какие именно случаи являются Λ^0 - гиперонами, какие - K^0 - мезонами.

Оценка доли Λ^0 - гиперонов среди неразделенных событий производилась двумя наиболее часто используемыми методами.

I. Использование углового распределения продуктов распада V^0 - частиц в их системе покоя.

Экспериментальные угловые распределения Π -мезонов от распада идентифицированных K^0 -частиц в системе покоя K^0 - мезона относительно направления его импульса в л.с.к должны быть изотропными, так как спин K^0 - мезона равен нулю.

На рис. 5 представлено распределение угла вылета Π^+ -мезонов относительно направления K^0 - мезонов в системе покоя K^0 . Пунктиром выделено распределение тех же самых углов для положительных следов неразделенных V^0 - частиц в их системе покоя. Видно, что область выделения пунктиром явно нарушает изотропию распределения. Только 5-6 случаев можно отнести к K^0 , а остальные должны быть Λ^0 - гиперонами. Поэтому Λ^0 - гипероны составляют больше 90% всех неразделенных событий.

II. Метод "манчестерский параметр", который заключается в оценке доли Λ^0 и K^0 - мезонов с помощью числа точек распределения на плоскости P^+ и α , где

$$\alpha = \frac{P_+'' - P_-''}{P_+'' + P_-''} ,$$

дает такой же результат, как и метод I. Поэтому в дальнейшем все неразделенные события были взяты с весом 1:9 для K^0 и Λ^0 соответственно.

7. Сравнение измеренных и подобранных величин параметров V^0 - событий.

Метод χ^2 рассматривает каждое событие как целое при условии выполнения законов сохранения энергии и импульса в вершине данного типа взаимодействия. При этом измеренные параметры отдель-

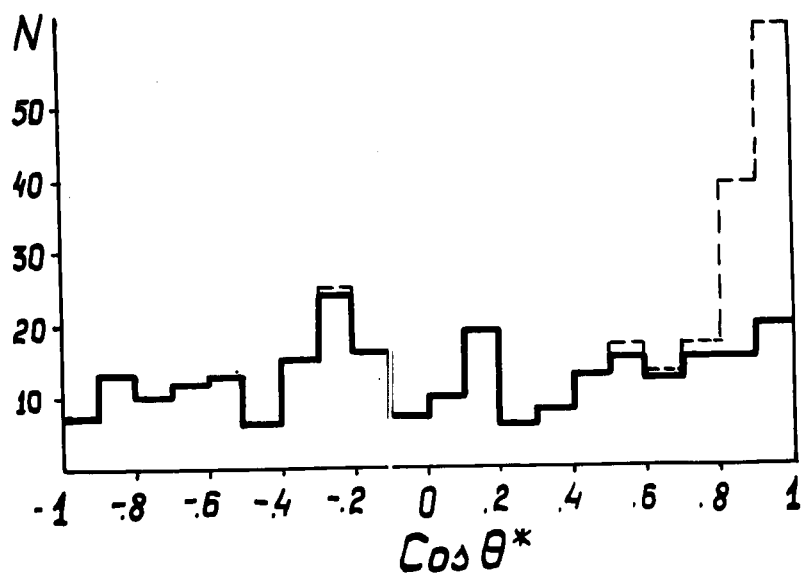
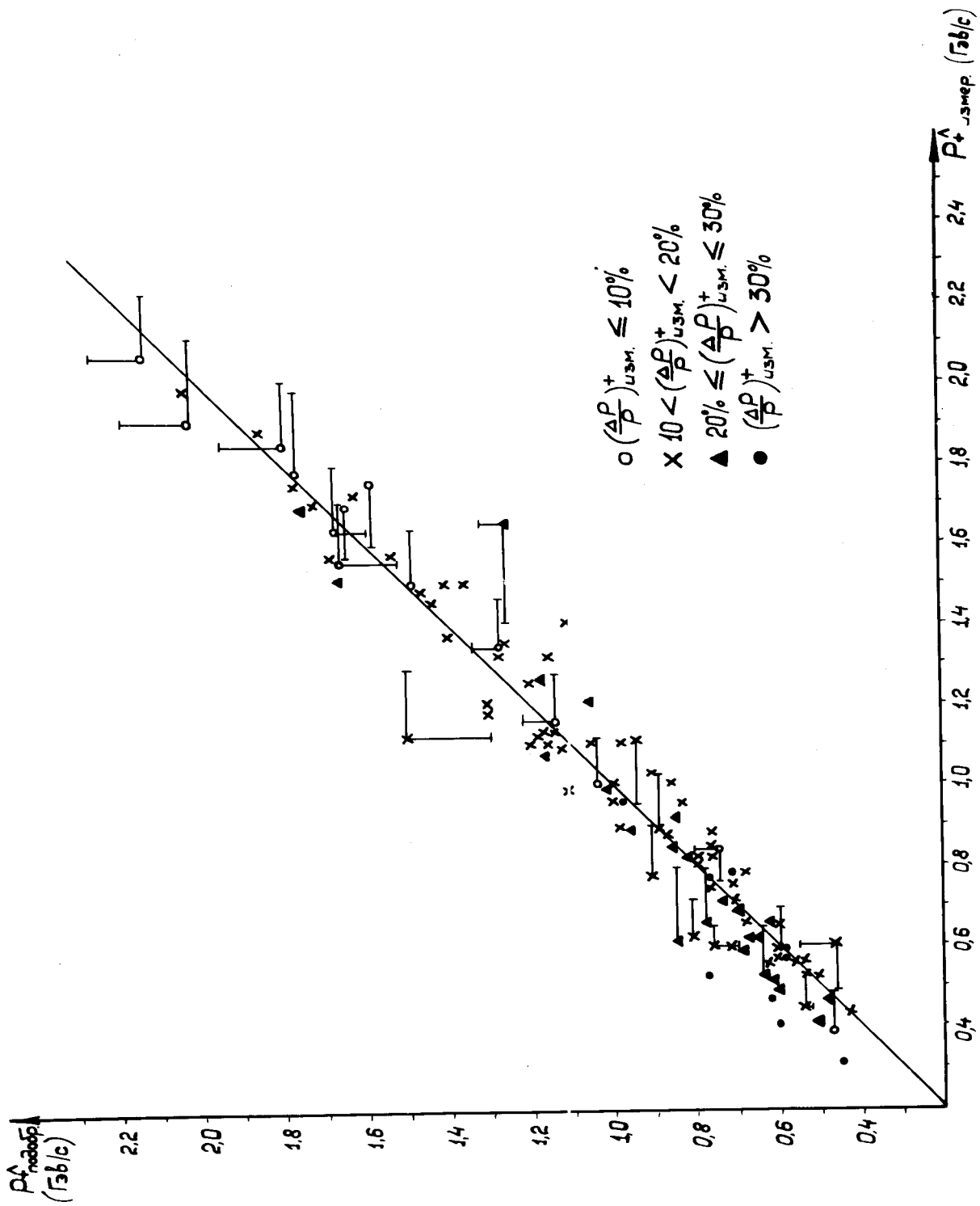


Рис. 5



ность применения метода χ^2 при идентификации V^0 - событий.

На рис. 7 показаны распределения относительных ошибок измерения импульсов отрицательно заряженных частиц от V^0 - событий и из звезд.

Распределение относительных ошибок импульсов в этих случаях не отличаются друг от друга (заметим, что средний импульс P_{π}^- для V^0 - события равен , для звезды $-(906 \pm 4 \frac{MeV}{c})$).

Распределение ошибок по различным интервалам оказывается следующим:

37% случаев находится в области	$\frac{\Delta P_-}{P_-} \leq 10\%$;
80% случаев находится в области	$\leq 20\%$;
90% "- "- "- "-	$\leq 30\%$;
10% "- "- "- "-	$> 30\%$.

Среднее квадратичное отклонение распределения равно

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta P_-}{P_-}\right)^2} = 0,10 \div 0,12.$$

Это означает, что величина $\frac{\Delta P_-}{P_-}$ мало зависит от импульса частицы P_- (в большинстве случаев изменяется в пределах $\sim 15\%$).

Для сравнения измеренных величин $\frac{\Delta P_+}{P_+}$ с подобранными значениями $\frac{\Delta P_+}{P_+}$ построены аналогичные распределения для протонов от распадов Λ^0 - гиперонов. Они показаны на рисунках 8а и 8б. Здесь можно видеть, что для подобранных значений средняя величина относительной ошибки меньше, а распределение уже, чем для измеренных значений. Все это указывает на то, что подобранные значения импульсов передают их истинные значения с относительно высокой точностью (в среднем $\sim 11\%$).

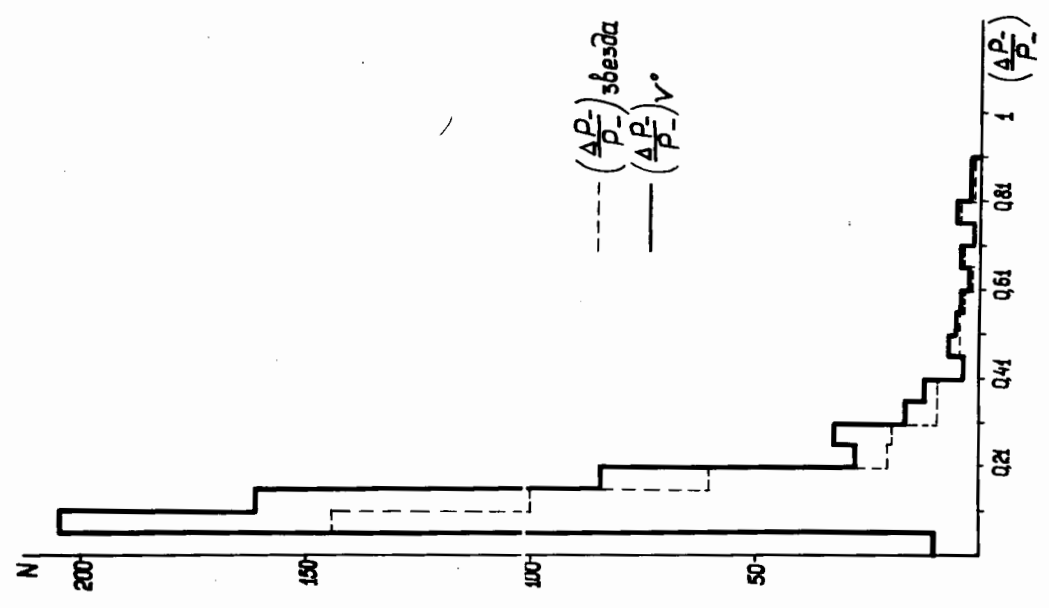
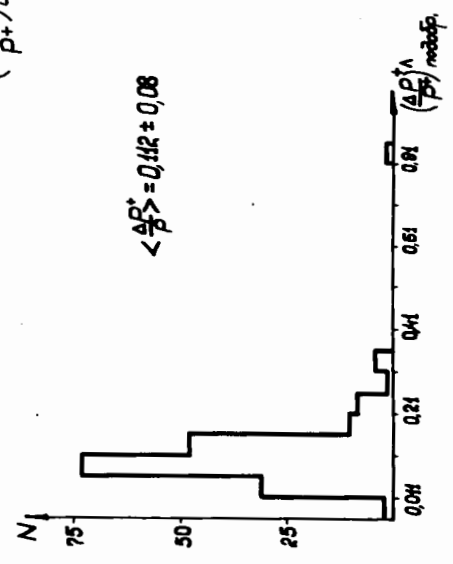
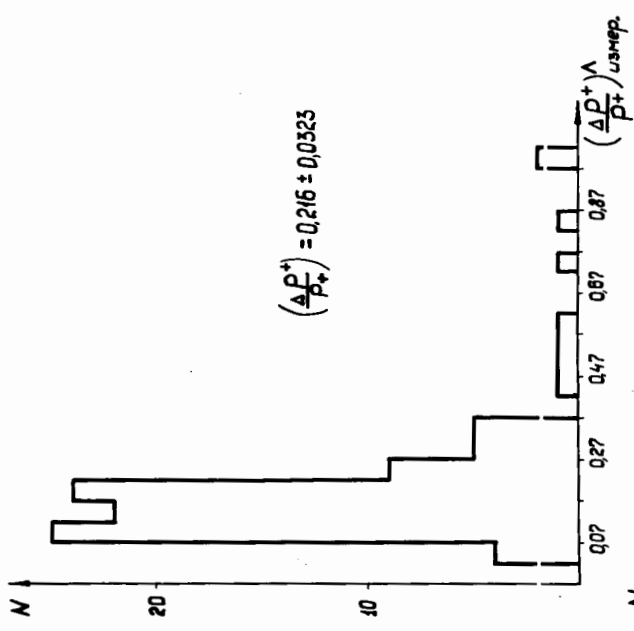


Рис. 8а Рис. 8б

Рис. 7

8. Результаты идентификации V^0 - событий

Всего было использовано 2640 V^0 - частиц, рожденных в Π^-p - взаимодействиях. После идентификации к Λ^0 - частицам было отнесено 1315 событий, к K^0 - мезонам - 1325. Неоднозначно идентифицированных оказалось 450. Около 90% последних следует считать Λ^0 - частицами, остальные - K^0 - мезонами.

Для иллюстрации правильности измерений и идентификации было построено распределение M_{Λ^0} эффективных масс V^0 - частиц, идентифицированных как Λ^0 - гипероны. Эффективные массы вычислялись по измеренным значениям импульсов протонов и Π^- - мезонов и углам между ними:

$$M_{\Lambda^0} = \left\{ 2[(P_+^2 + M^2)(P_-^2 + m^2) - P_+ P_- \cos \theta] + M^2 + m^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Здесь M и m - массы протона и Π^- - мезона.

Полученное распределение показано на рис. 9.

Среднее значение:

$$\overline{M}_{\Lambda^0} = (1109 \pm 18) \text{ Мэв.}$$

Аналогичное распределение для K^0 - мезонов показано на рис. 10.

$$\overline{M}_{K^0} = (500 \pm 36) \text{ Мэв.}$$

Эти экспериментальные значения хорошо согласуются с табличными значениями, приведенными в работе [12].

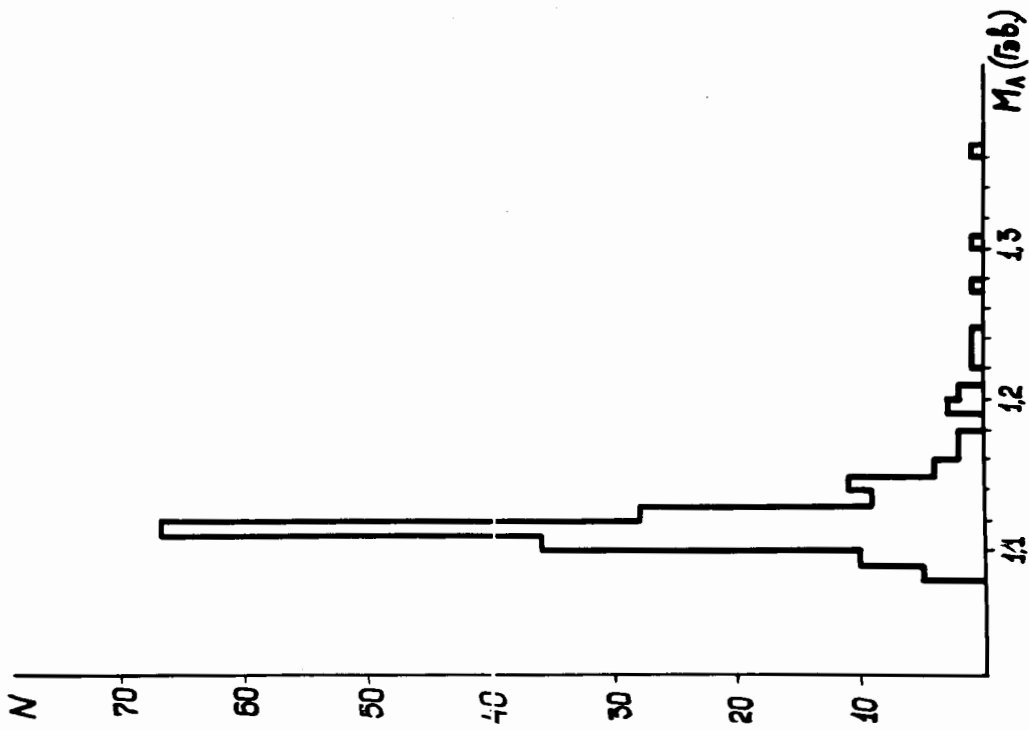


Рис. 9

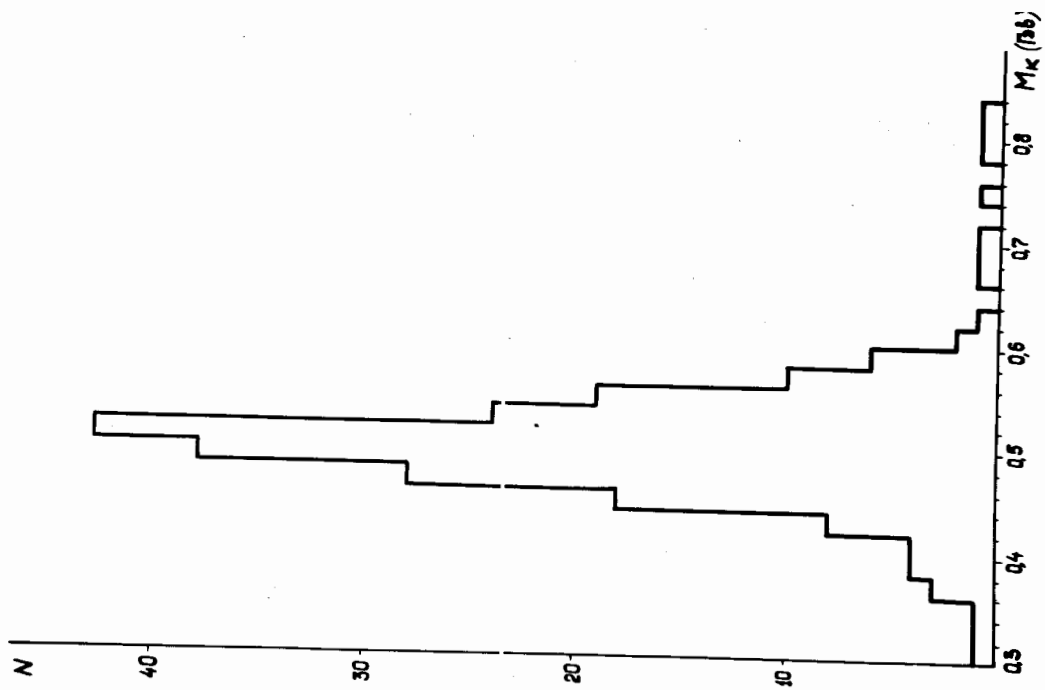


Рис. 10

В заключение авторы благодарят за помощь в работе сотрудников Физического института ГКАЭ (г.Ереван) М.Р. Атаян, Н.Г.Григорян, Ж.К.Карамян и А.Гаспарян, сотрудников НИИЯФ МГУ К.П.Вишневскую, и В.М.Попову и сотрудника вычислительного центра ОИЯИ А.И. Родионова. Авторы глубоко благодарят также В.И.Мороза и Э.Г. Бубелева за обсуждение методов анализа экспериментальных данных и группы лаборантов, участвовавших в измерениях и их обработке.

Благодаря
Бачкин
И.И.Морозов
Э.Г.Бубелев

ЛИТЕРАТУРА

1. Ван Ман-чан и др. ПТЭ, 1, 41, 1959.
2. Б.П.Банник и др. Препринт ОИЯИ 3096, Дубна, 1966.
3. В.И.Векслер и др. ОИЯИ. Б2-1133, 1961.
4. В.Ф. Вишневский и др. Препринт ОИЯИ, Р-1468, Дубна, 1963.
5. Т.Хофмокль. Препринт ОИЯИ 796, Дубна, 1961.
6. О.Благонравова и др. Препринт ОИЯИ 1959, Дубна, 1965.
6. Врана И. Препринт ОИЯИ 796, Дубна, 1961.
7. Б.П.Банник и др. Препринт ОИЯИ 2617, Дубна, 1966.
7. Ю.А.Александров и др. Пузырьковые камеры, Москва, 1963.
8. С.Н.Соколов. Препринт ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.
9. И.В.Дунин-Барковский и Н.В.Смирнов. Теория вероятностей и математическая статистика в технике, Москва, 1955. ✓
10. А.А.Тяпкин. Препринт ОИЯИ Е-2553, Дубна, 1965.
11. В.И.Мороз и др. Препринт ОИЯИ Р-10-2935, Дубна, 1966.
12. W. Barkas and A. Rosenfeld, ICRL 8030, 1963.