

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ АН УЗ ССР

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория термоядерной энергии

Х.Я. СУЛТАНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ С БОЛЬШОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬЮ
В П⁺N - СТОЛКОВЕНИЯХ ПРИ P = 40 ГЭВ/С

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-
математических наук

Научные руководители:

доктор физ.-мат. наук
профессор

И.И. СОЛОВЬЕВ

кандидат физ.-мат. наук

А.А. ДУДИНОВ

Душанбе-Ташкент, 1974г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	I
Глава I. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ ПРЕДСКАЗАНИЯМИ	5
ВВЕДЕНИЕ	5
§ 1. Множественность вторичных частиц	6
§ 2. Энергетические характеристики рождающихся частиц	10
§ 3. Угловые распределения	14
§ 4. Поперечный импульс	16
§ 5. Лидирующие частицы	18
Глава II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА	20
ВВЕДЕНИЕ	20
§ 1. Канал и пучок отрицательных Π -мезонов	21
§ 2. 2-х метровая пропановая пузырьковая камера	23
§ 3. Магнитное поле и оптические константы	40
Глава III. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ СОБЫТИЙ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ В 2-х МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ	55
ВВЕДЕНИЕ	55
§ 1. Просмотр фотографий, критерии отбора П Π - взаимодействий; измерение импульсов и углов	57
§ 2. Система программ для подсчета событий	59
§ 3. Выбор эффективной области регистрации взаимодействий и определение ошибок изме- рения углов и импульсов вторичных частиц	67
§ 4. Определение параметров соединенных следов частиц, измеренных в разных положениях двухметрового пропановой камеры	76

Глава IV. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА π^+N - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С БОЛЬШОЙ ЧИСЛЕННОСТЬЮ ПРИ ПЛУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С	83
ВВЕДЕНИЕ	83
§ 1. Распределение событий по множественности зарядных вторичных частиц в топологическо- м сечении в π^+N - взаимодействиях	84
§ 2. Плупьсные распределения вторичных частиц	88
§ 3. Коэффициент неуругости	90
§ 4. Угловые распределения вторичных частиц	91
§ 5. Поперечный и продольный плупльс	92
§ 6. Сравнение экспериментальных данных с расче- тами по статистической теории	94
§ 7. Роль лидирующих частиц в π^+N - взаимо- действиях с множественностью $n_{\pm} \geq 5$ при $P = 40$ Гэв/с.	99
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ	105
ЛИТЕРАТУРА	109

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее характерных особенностей взаимодействий при высокой и сверхвысокой энергии является множественное образование частиц. Множественный процесс не может быть просто описан с точки зрения существующей квантовой теории поля. Одной из причин, затрудняющих такое описание, является большое число независимых переменных для конечного состояния с n частицами. При фиксированных полной энергии, массе частиц и учетных законах сохранения энергии и импульса число независимых переменных составляет $N = 3n - 4$ или $N = 3n - 5$, если допустить наличие симметрии взаимодействий относительно направления сталкивающихся частиц. Для двухчастичных реакций $N = 1$, в единственной независимой переменной является, например, четырехмерный перпендикулярный импульс t . Уже для трехчастичного состояния число степеней свободы равно 4 и увеличивается на 3 с каждой новой частицей.

В связи с вышеуказанными трудностями были предложены различные методы и модели, основанные на приближениях квантовой теории поля и на аналогиях с гидродинамикой и термодинамикой [1,2,3]. Это направление было развито затем в работах Р.Кагелорна, В.Л.Бейнберга^{*)} и др. [4,5], а также в модели периферических столкновений [6,7].

Редизонированная мультипериферическая модель рассматривается в работах К.А.Тер-Мартirosяна [8], Чана и др. [9]. В работе

^{*)} См. настоящую работу гл. IV, § 6.

В.А.Латвеса и А.Н.Танхелидзе /10/ неупругое рассеяние адронов представляется как обмен продольными и поперечными колебаниями четырехмерного релятивистского спинора, описываемого когерентными волновыми функциями.

Детальное изучение различных эксклюзивных каналов (все вторичные частицы зарегистрированы и их характеристики определены) при различных энергиях и множественностях дает полную информацию о динамике сильных взаимодействий.

В связи со сложностью анализа многочастичных процессов при больших энергиях и с возрастанием доли процессов с числом нейтральных вторичных частиц больше двух, существующие методы исследования боя не позволяют получить информацию о всех вторичных частицах. Поэтому продолжался поиск удобной параметризации характеристик столкновений.

Критически новым подходом /11,12/ к проблеме изучения многочастичных процессов является исследование так называемых инстантных реакций (в терминологии Фейзмана /13/), под которыми понимаются такие реакции, где измеряются параметры только некоторых из вторичных частиц. Этот метод /13/ основан на ограниченности поперечного импульса вторичной частицы и его относительности от продольного импульса.

*) Гильбертинский подход стал использоваться после работ А.А.Логусова с сотрудниками.

Эти модели с большим успехом применяются для описания ряда характерных процессов множественного рождения. Известно правое замечание Н.Н.Боголюбова на XV Международной конференции по физике высоких энергий в Виле (1970) о том, что каждая из моделей описывает часть данных и их можно рассматривать как эвристические средства для построения динамической теории адронных взаимодействий.

Однако, в настоящее время все еще не существует последовательной теории сильных взаимодействий, полностью описывающей все свойства неупругих процессов в широком диапазоне энергий.

Практически доступный на данном этапе развития физики высоких энергий путь изучения адронных столкновений заключается в применении модели, опирающейся на основные экспериментальные факты и проверка её на новом материале при больших энергиях.

К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по множественному рождению, который частично отражен в обзоре /14-18/.

Данная диссертация посвящена исследованию методических вопросов, связанных с обработкой P^+N - столкновений и экспериментальному изучению реакции $P^+N \rightarrow N + nP^+$ ($n = 5, 6, 7, \dots$) при импульсе первичных P^+ - мезонов 40 Гэв/с с помощью 2-х метровой протановой пузырьковой камеры ОЯИ.

Диссертация состоит из 4-х глав.

В первой главе дается обзор экспериментальных данных и сравнение с теоретическими предсказаниями ряда моделей.

Вторая глава посвящена экспериментальной установке.

В третьей главе описана методика обработки событий, зарегистрированных в 2-х метровой протановой камере.

В четвертой главе приводятся характеристики ΓN - взаимодействий с большой множественностью при импульсе P -мезонов $60 \text{ ГэВ}/c$ и дается их сравнение с предсказаниями статистической теории, эмпирическими формулами.

Материалы, помещенные в диссертацию, были получены автором в 1968-1973 г.г. Все основные экспериментальные исследования выполнены совместно с сотрудниками группы 2-х метровой пропановой пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ при осуществлении программы исследования взаимодействий Γ - мезонов с нуклонами и ядрами углерода.

Материалы, на основе которых написана диссертация, опубликованы в физических журналах и изданиях в виде препринтов или сообщений ОИЯИ (72,78,86,87,88,97).

Основные результаты были доложены на Международных конференциях по физике высоких энергий в Амстердаме (1971 г.), Оксфорде (1972 г.), Натани (1972 г.), Лувне (1973 г.).

Глава I.

ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ ПРЕДСКАЗАНИЯМИ

ВВЕДЕНИЕ

Исследование множественных процессов в настоящее время ведется очень интенсивно. Именно на этом пути можно получить новые сведения, т.к. многочастичные реакции при высоких и сверхвысоких энергиях являются доминирующими. Однако, до сих пор выполнено еще небольшое количество экспериментального материала по π^-N - взаимодействиям со множественностью вторичных заряженных частиц $N_{ch} \geq 5$ (к процессам большой множественности мы относим взаимодействия типа π^+P и π^-n с пятью и большим числом заряженных частиц в конечном состоянии).

В этой главе рассмотрены основные экспериментальные данные по изучению π^-N и Pn взаимодействиям при импульсах первичных $P > 7$ ГэВ/с. Данные экспериментов сравниваются с предсказаниями некоторых теоретических моделей и эмпирическими формулами.

Основными характеристиками π^-N и Pn столкновений является распределение по множественности вторичных частиц, топологические сечения, величина коэффициента неупругости, импульсные и угловые распределения вторичных частиц и корреляции

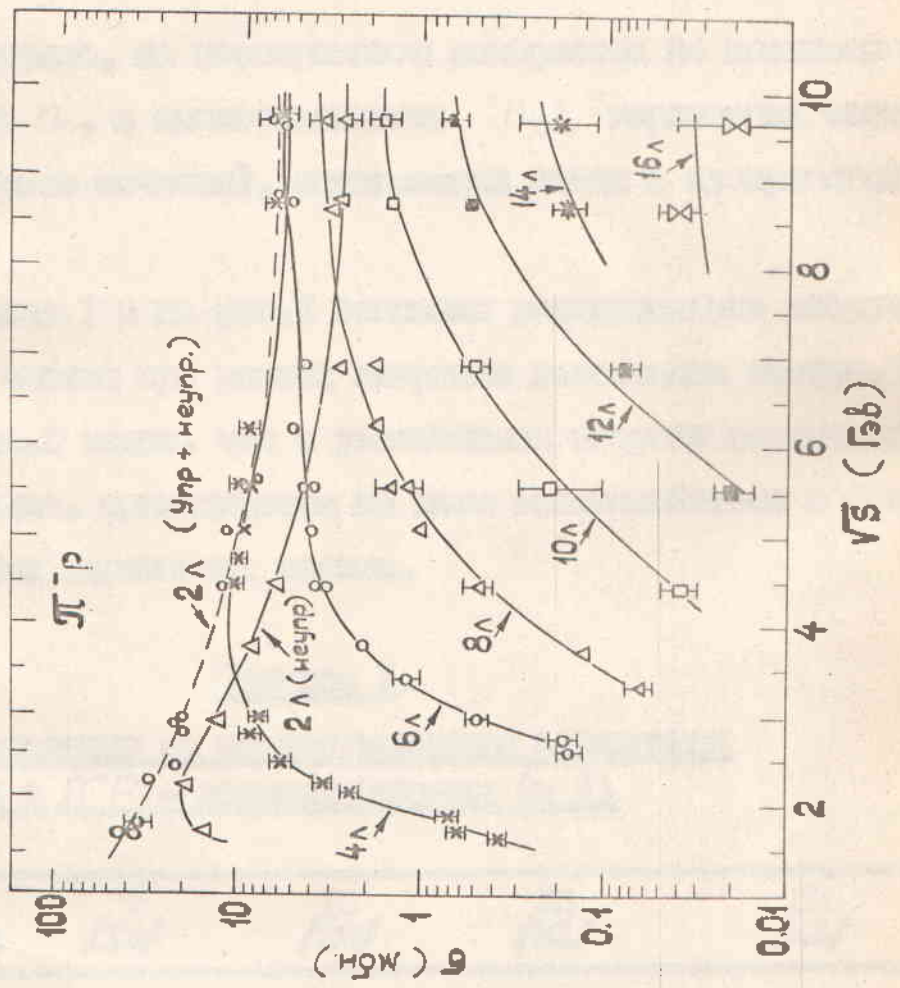


Рис. I

ИЗЛУЧЕНИИ.

§ 1. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВОЗРОЖДЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Как правило, на эксперименте измеряется не истинная множественность n , а множественность n_{ch} заряженных частиц (топологические сечения), оставляющих следы в пузырьковой камере.

В таблице I и на рис. I показаны распределения рожденных заряженных частиц при разных энергиях падающих частиц. Из табл. I и Рис. I видно, что с увеличением энергии падающих частиц растет сечение, приходящееся на долю взаимодействий с большим числом рожденных заряженных частиц.

Таблица I.

Распределения по множественности заряженных частиц в ПР - взаимодействиях (п 3)

n_{\pm} / Ряд, ГэВ/с	7 /19/	10 /20/	16 /21/	25 /22/
0	4.4 \pm 1.6	1.5 \pm 0.2	2.11 \pm 0.94	0.77 \pm 0.08
2	48.5 \pm 4.2	42.9 \pm 1.1	25.41 \pm 1.41	28.61 \pm 0.49
4	41.6 \pm 3.8	38.5 \pm 1.1	42.29 \pm 1.03	34.53 \pm 0.54
6	4.8 \pm 1.5	13.9 \pm 0.7	22.74 \pm 0.61	23.47 \pm 0.45
8	0.7 \pm 0.7	1.9 \pm 0.2	6.42 \pm 0.33	9.52 \pm 0.30
10		1.30 \pm 0.06	0.94 \pm 0.09	2.55 \pm 0.15
12			0.09 \pm 0.05	0.44 \pm 0.06
14			0.005 \pm 0.005	0.09 \pm 0.003
16				0.003 \pm 0.002

Для описания распределений событий по множественности заряженных частиц были предложены различные модели и эмпирические формулы:

1) Пуассоновское распределение для всех заряженных частиц.

$$P(n_{\pm}) = e^{-\langle n_{\pm} \rangle} \frac{\langle n_{\pm} \rangle^{n_{\pm}}}{n_{\pm}!}$$

2) Пуассоновское распределение для $\pi^+\pi^-$ - пар (Энт-1) / 25/

$$P\left[\frac{1}{2}(n_{\pm}-\alpha)\right] = e^{-\langle \frac{1}{2}(n_{\pm}-\alpha) \rangle} \frac{\langle \frac{1}{2}(n_{\pm}-\alpha) \rangle^{\left[\frac{1}{2}(n_{\pm}-\alpha)\right]}}{\left[\frac{1}{2}(n_{\pm}-\alpha)\right]!}$$

3) Пуассоновское распределение для вторичных заряженных пионов (Энт-2) / 25/

$$P(n_{\pm}-\alpha) = e^{-\langle n_{\pm}-\alpha \rangle} \frac{\langle n_{\pm}-\alpha \rangle^{(n_{\pm}-\alpha)}}{(n_{\pm}-\alpha)!}$$

4) Пуассоновское распределение для бачского сорта пионов (Сор: в Сильвер / 26/)

$$P(n) = \frac{1}{\int_0^1 (2g)} \cdot \frac{g^{2n}}{(n!)^2}$$

5) Формула, предложенная Бозони и др., в виде

$$P(n_{\pm}) = C^{-1} n_{\pm}^{\beta-1} \exp(-n_{\pm}/2\alpha),$$

где C - нормировочный множитель, α и β - свободные параметры [21].

б) формула Чиземского-Рыбинского [28] в виде

$$P(n_{\pm}) = \frac{2d}{D} e^{-d^2} \frac{d^{2d/D(n_{\pm} - \langle n_{\pm} \rangle - dD)}}{\Gamma[(d/D)(n_{\pm} - \langle n_{\pm} \rangle + dD) + 1]},$$

где $D = (\langle n_{\pm}^2 \rangle - \langle n_{\pm} \rangle^2)^{1/2}$ и d - свободный параметр.

В работе [21] для ПР - взаимодействий при импульсе $P = 25$ ГэВ/с распределение событий по множественности вторичных заряженных частиц хорошо описывается только с моделью Ганг-Г и эмпирическими формулами Бозеки- и Чиземского-Рыбинского.

Аналогичные результаты были получены в работах [29,30] для ПР - взаимодействий при импульсе $P = 40$ ГэВ/с.

Исследование зависимости средней множественности рожденных частиц (\bar{n}_{\pm}) от энергии представляет собой большой интерес с точки зрения проверки разных теоретических моделей.

В табл.2 и на Рис.2 показаны зависимость среднего числа заряженных частиц \bar{n}_{\pm} от энергии.

Таблица 2.

Значения средних множественностей $\langle n_{ch} \rangle$ заряженных частиц в ПР-взаимодействиях

$P_{\text{зад.}}$ ГэВ/с	7 [19]	10 [20]	16 [21]	25 [22]
$\langle n_{ch} \rangle$	3.00 ± 0.08	3.44 ± 0.02	4.3 ± 0.1	4.76 ± 0.1

- 8a -

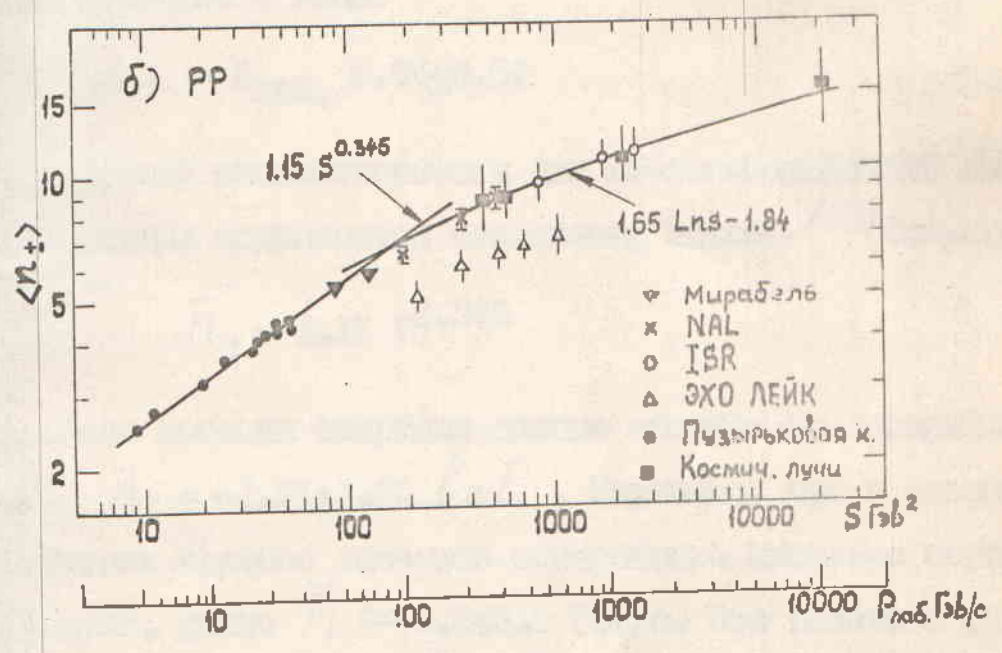
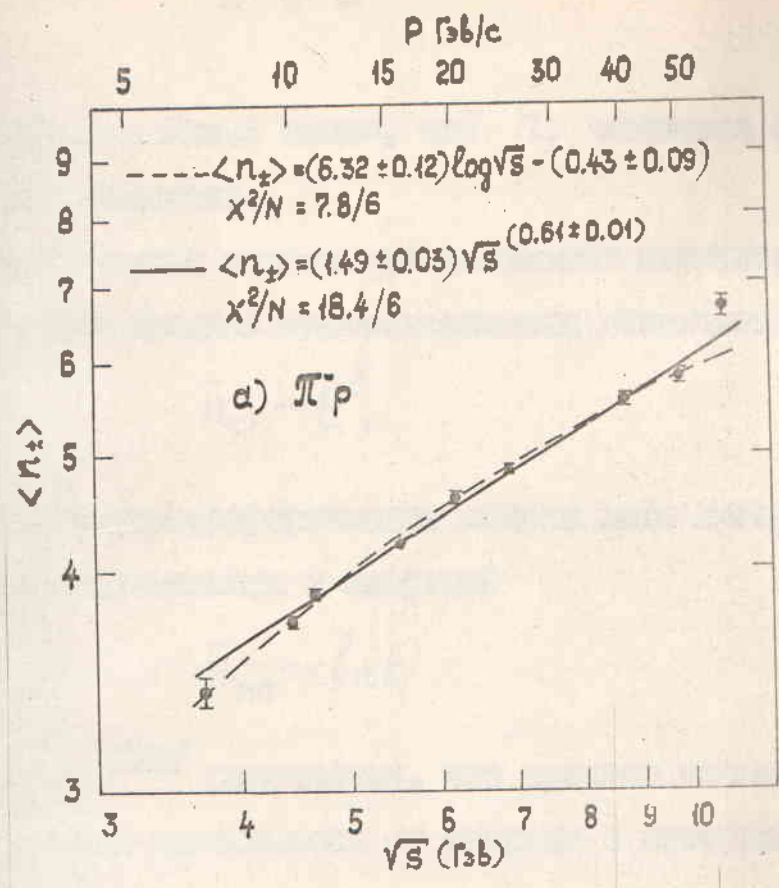


Рис. 2

Из табл.2 и Рис.2 видно, что \bar{n}_{\pm} меняется от энергии сравнительно медленно.

Статистические модели предполагают степенную зависимость от энергии для средней множественности вторичных частиц.

$$\bar{n}_{ст} \sim E^{\beta}, \quad (I.I.I)$$

тогда, так мультипериферические модели дают логарифмический рост средней множественности с энергией

$$\bar{n}_{мп} \sim \ln E \quad (I.I.2)$$

В работе [23] отмечается, что средняя множественность рождений частиц в зависимости от энергии в интервале $E_{\pi} = (16-60) \text{ ГэВ}$ может быть записана в виде:

$$\langle n_{ch} \rangle = E_{\text{лаб.}}^{0.36 \pm 0.04}$$

Рост средней множественности для PP-взаимодействий до серповидной энергии подчиняется степенному закону [30] (см. Рис.2).

$$\bar{n}_{\pm} = 1.15 E^{0.345}$$

При более высоких энергиях данные ложатся на логарифмическую кривую $\bar{n}_{\pm} = -1.85 \pm 1.65 \ln E$. Известно, что в сильных взаимодействиях среднее значение поперечного импульса ограничено и, примерно, равно $\bar{P}_1 \approx 0.3 \pm 0.5 \text{ ГэВ/с.}$ Эта величина фиксирует некоторую абсолютную шкалу и поэтому, естественно, предположить, что событие, для которого \bar{P}^* в СМ удовлетворяет условию $\bar{P}^* \sim \bar{P}_1$ может резко отличаться от события с очень боль-

$\bar{P}^* \gg \bar{P}_1$. Среднее значение импульса \bar{P}^* растет с ростом энергии первичной частицы (см. §2 гл. I наст. диссертации), тогда при достаточно высокой энергии с необходимостью наступает логарифмический режим /3/.

§ 2. Энергетические характеристики рождившихся частиц

Основные черты неупругих взаимодействий, которые будут рассмотрены в этом параграфе, одинаково проявляются как в энергетическом, так и в импульсном спектре.

Рассмотрим измеренные экспериментальные данные по зависимости средних энергий вторичных пионов $\langle E_n^* \rangle$ от энергии падающих частиц, зависимости средних импульсов от массы рождившихся частиц и зависимости $\langle E_n^* \rangle$ от множественности вторичных заряженных частиц в СЦ.

В таблице 3 приводятся величины $\langle E_n^* \rangle$ при разных энергиях первичной частицы в P_N и P^+N - взаимодействиях.

Таблица 3.

Энергия первичного протона (Гэв/с)	Литература	$\langle E_n^* \rangle$ (Гэв)	Энергия первичного мезона	Литература	$\langle E_n^* \rangle$ (Гэв)
6.2	/34/	0.38 ± 0.02	6.8	/39/	0.52 ± 0.02
9	/36/	0.42 ± 0.10	7.3	/40/	0.47 ± 0.03
24	/37/	0.52 ± 0.01	16.2	/41/	0.64 ± 0.02
25	/38/	0.54 ± 0.04	17	/42/	0.67 ± 0.02

Из таблицы 3 видно, существует некоторое различие в значениях $\langle E_n^* \rangle$ в указанных типах соударений - в случае π^-N - взаимодействия $\langle E_n^* \rangle$ на 20%-30% больше, чем $\langle E_n^* \rangle$ в PN взаимодействиях. По мере увеличения энергии первичной частицы $\langle E_n^* \rangle$ медленно возрастает.

В таблице 4 приведены значения средних импульсов частиц, образующихся в π^-P и PP соударениях.

Видно, что средний импульс $\langle P^* \rangle$ существенно зависит от массы вторичных частиц.

Таблица 4.

Энергия первичной частицы	Лин-ра	Тип взаимодействия	Вторичные частицы	$\langle P^* \rangle$	(Гэв/с)
7.3	/40/	π^-P	π^-	0.42 ± 0.03	
			P	0.93 ± 0.17	
25	/38/	PP	π^-	0.47 ± 0.03	
			K^0	0.73 ± 0.01	
			Λ^0	1.89 ± 0.09	

В таблице 5 приводятся для π^-P - взаимодействия $\langle P_{\pm}^* \rangle$ от известности энергии вторичных частиц K_{\pm} при энергии первичного π^- -мезона 16 Гэв /21/.

Таблица 5.

Вторичные частицы	$N_{\pm} = 2$	$N_{\pm} = 4$	$N_{\pm} = 6$	$N_{\pm} = 8$
π^-	1.2 ± 0.09	0.63 ± 0.04	0.51 ± 0.04	0.44 ± 0.07
π^+	0.86 ± 0.09	0.64 ± 0.04	0.52 ± 0.03	0.57 ± 0.07

Из таблицы 5 видно, что с ростом множественности величина уменьшается.

Статистическая теория Померанчука, развитая Е.Л.Фейнбергом [17], предсказывает $\langle E_n^* \rangle \approx 0.43$ Гэв и эта величина должна быть постоянной. Сравнение теоретической цифры 0.43 с экспериментальными данными не дает хорошего согласия. Потому, что при подсчете средних энергий в эксперименте значительный вклад дает "лицируемые" частицы и средняя энергия рожденных частиц возрастает с ростом энергии (см. табл. 3).

Известно [24, 31-33], что среди вторичных частиц, образующихся в неупругих взаимодействиях нуклонов с нуклонами при высоких энергиях, имеются частицы, которые стремятся сохранить энергию и направление движения первичного нуклона. Такие частицы принято называть лицируемыми, энергетически выделенными, "оскращенными" и т.д. Подробно с лицируемыми частицами остановимся в § 5 гл.

Средняя энергия вторичных частиц тесно связана с вопросом о величине энергии, затрачиваемой в неупругом взаимодействии на образование новых частиц. Количественной мерой неупругости слу-

коэффициент неупругости K , который определяется отношением энергии всех вторичных частиц, кроме наиболее энергичных частиц, к полной энергии сталкивающихся частиц [24, 34]:

$$K = \frac{\sum_{i=1}^{n'} E_i - E_{max}}{E_{пол}} \quad (1.2.1)$$

Изучение неупругости позволяет судить о виде периферических взаимодействий, характеризующихся малыми передачами энергии в центральных — большими передачами.

В таблице 6 приведены средние значения коэффициентов неупругости $\langle K \rangle$ в πN — соударениях.

Таблица 6.

P (Гэв/с)	Множественность	$\langle K \rangle$
7 /19/	все неупругие	0.46 ± 0.03
7.5 /43/	2-х лучевые	0.37 ± 0.04
	4-х лучевые	0.45 ± 0.02
16 /41/	2-х лучевые	0.20 ± 0.05
	4-х лучевые	0.31 ± 0.03
	6-ти лучевые	0.43 ± 0.07
	8-ми лучевые	0.41 ± 0.07
	все неупругие	0.30 ± 0.03

Как видно из таблицы 6, величина $\langle K \rangle$ скорее всего мало меняется с энергией, но при данной энергии наблюдается рост

коэффициента неупругости с увеличением множественности вторичных частиц.

Большинство теоретических моделей взаимодействия не дает точных предсказаний относительно величин K . В периферических моделях коэффициент неупругости зависит от предположения о том, какими диаграммами описываются процессы. В некоторых случаях он падает, в других — растет с энергией (см. стр. 217 *гд/*).

В гидродинамической теории множественного рождения процессе становления полностью неупругий, коэффициент неупругости должен быть близок к единице.

§ 3. Угловое распределение

Для явления механизма множественного рождения частиц большой интерес представляет изучение угловых распределений вторичных частиц в СМ.

Как известно, статистическая теория предсказывает isotропное распределение энергии между вторичными частицами. Вместе с тем, на эксперименте, как правило, обнаруживается, что есть частица, которая уносит большую долю энергии (см. §5 гд.1).

В работе *гд/* был построен вопрос не является ли наблюдаемая асимметрия углового распределения следствием энергетической неравности немногих частиц? Оказывается, наблюдаемая в СМ асимметрия углового распределения, может быть простым следствием неравномерного распределения частиц по энергии.

В работе /52/ отмечается, что симметричные звезды образуются пучками и пиксами на отдельных пучках легкого ядра, в то время как звезды, асимметричные вперед, образуются чаще пиксами при столкновении с массой меньшей, чем масса пучка. Это могут быть пионы и нисоны из мезонного облака, окружающего пучок /53/.

Угловое распределение вторичных частиц для этих взаимодействий, построенное в СМ III (ΠN) — столкновении, имеет симметричный вид. Предполагается, что эти события образовались в периферических взаимодействиях. Аналогичные результаты были получены в работе /19/ при энергии первичных нисонов 7 Гэв.

В работе /55/ изучены угловые распределения вылетающих частиц при энергии 45 Гэв и 60 Гэв во взаимодействиях $\Pi^+ p$ и $\Pi^- n$.

На рисунке 3 показаны угловые распределения частиц, образованных в $\Pi^- n$ — столкновениях при $E_{\text{лаб.}} = 6$ Гэв, как функции величины $\lg \tg \Theta_{\text{лаб.}}$ ($\Theta_{\text{лаб.}}$ — угол вылета в л.с.к.) отдельно для равных множественностей. В таком построении кривая гауссова типа свидетельствует изотропный разлет частиц в некоторой системе (γ_0) отсчета. Положение максимума кривой $\Theta_{\text{лаб.}}$ дает значение лоренц-фактора этой системы γ_0 в лабораторной системе. $\gamma_0 = -\lg \tg \Theta_{\text{лаб. max}}$. Прямая γ_c ($\Pi^- n$) указывает значение лоренц-фактора системы центра масс. Как видно из рис. 3 для $n_{\pm} = 11$ есть степень асимметрии. При $n_{\pm} \geq 13$ разлет в СМ I вполне симметричен.

- 15a -

$\pi n (E_{\text{наб}} = 60 \text{ БВ})$

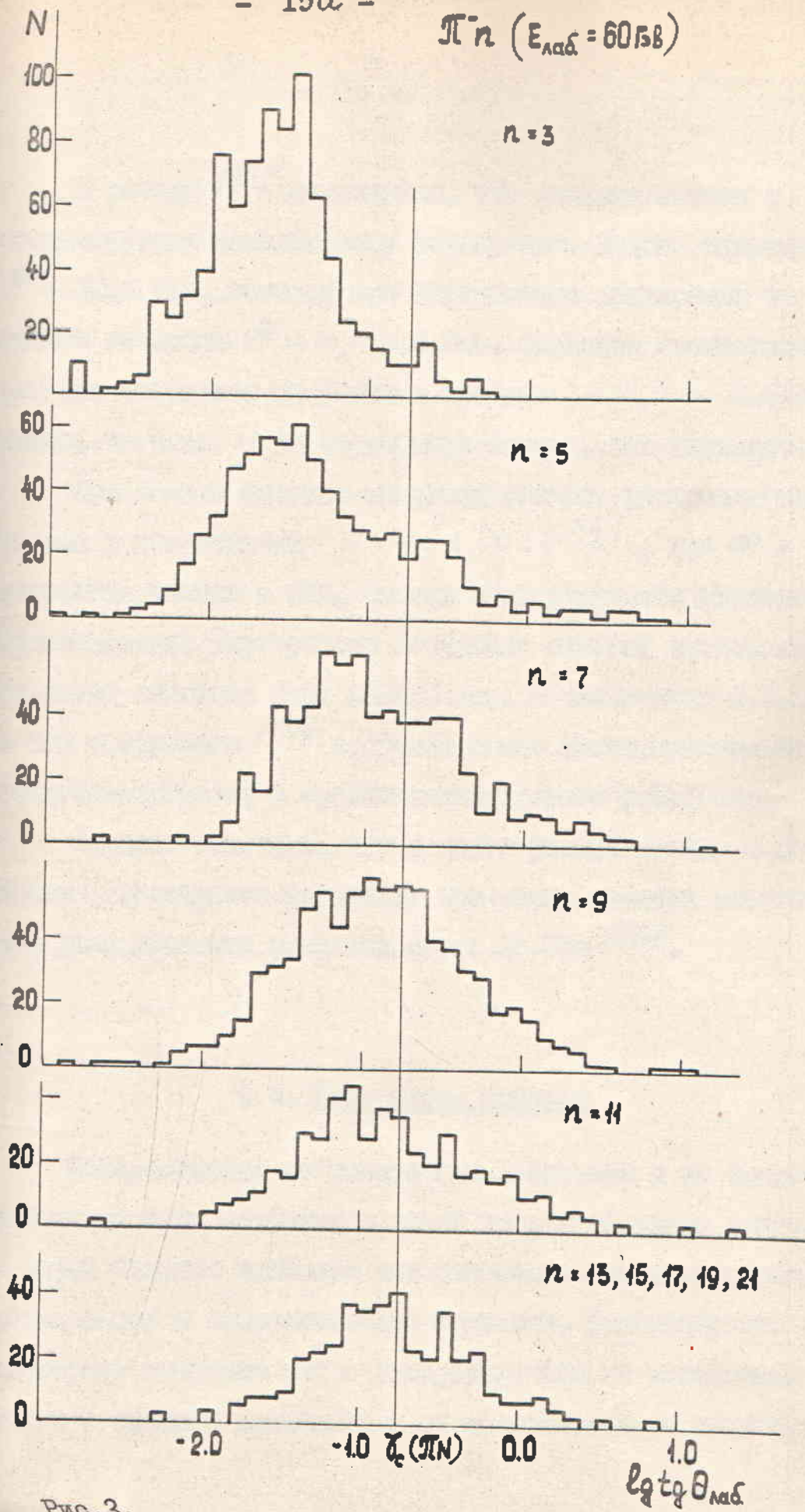


Рис. 3.

В работе /17/ отмечается, что взаимодействия с $n_{\pm} \geq 13$ соответствуют центральному соударению. Полная энергия в СМ $E^{\pm} \approx 10,5$ ГэВ, поэтому при центральном соударении на генерацию пионов остается $E^{\pm} - m_N \approx 9,6$ ГэВ. Согласно статистической теории это позволяет получить в среднем $\langle n_n \rangle \sim 9,6/0,43 \approx 22$ пиона, то есть ~ 14 заряженных пионов, что согласуется с $n_{\pm} \geq 13$.

При весьма высоких энергиях угловое распределение вторичных частиц в координатах $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta^*/2)$, где θ^* — угол вылета вторичных частиц в СМ, иногда обнаруживается дугорбость /16/. Существование дугорбости послужило основой экспериментального проверки гипотезы двух фаллерболов. В дальнейшем С.А.Славягинский и его сотрудники /18/ получили новые экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании одного фаллербола.

Следует отметить, что угловое распределение с двумя максимумами встречается не только при очень высоких энергиях, но и при ускорительных энергиях около 20 ГэВ /20/.

§ 4. Поперечный импульс

Распределения по поперечным импульсам и их средние значения могут быть получены в любой теории сильного взаимодействия и имеют большое значение для сопоставления экспериментальных результатов с теоретическими моделями. Целесообразно иметь достоверные сведения как о распределениях по поперечным импульсам, так и о средних значениях и их зависимости от множественности

вторичных заряженных частиц.

В таблице 7 приведены средние значения поперечных импульсов протонов и Π -мезонов нестимулированных $\Pi^{\pm}P$ - взаимодействий.

Таблица 7.

Поперечные импульсы	Импульсы первичной частицы в Гэв/с	Вторичные частицы		
		P	Π^+	Π^-
Π^+	8 /44/	441 \pm 10	351 \pm 4	320 \pm 5
Π^-	10 /20/	420 \pm 20	314 \pm 14	365 \pm 11
Π^-	11 /45/	460 \pm 16	334 \pm 8	376 \pm 8
Π^-	16 /46/	436 \pm 10	346 \pm 6	373 \pm 5

Из таблицы 7 видно, что \bar{P}_1 для протонов и Π -мезонов с увеличением энергии первичного пучка остаются почти одинаковыми.

В таблице 8 приведены средние значения поперечных импульсов в Ю-лучевых собирателях при импульсе первичного Π^+ -мезона 8 Гэв/с /47/.

Таблица 8.

Канал реакции	Вторичные частицы	
	P	Π^{\pm}
$\Pi^+P \rightarrow P^{\pm}\Pi^+4\Pi^-$	36 \pm 51	221 \pm 16
$\Pi^+P \rightarrow P^{\pm}\Pi^+4\Pi^-\Pi^0$	345 \pm 35	201 \pm 8

Сравнивая таблицы 7 и 8 можно сделать следующее заключение: с увеличением множественности уменьшается среднее значение поперечных импульсов.

Преднизительное поведение поперечного импульса P_1 вторичных частиц, установленное экспериментально в широком интервале энергии падающей частицы, является одной из характерных черт множественного рождения частиц. В статистической теории оно объясняется непринуденно и является следствием независимости от первичной энергии, температуры распада T и средней энергии E - мезонов в СМ $/17/$.

Зависимость среднего значения поперечного импульса \bar{P}_1 от множественности вторичных частиц и форма распределения P_1 подробно рассматривается в 4 главе настоящей диссертации.

§ 5. Лидерские частицы

Для стонитоновки Π^- - мезона с нулевым суммарным энергичным моментом как Π^- , так и Π^+ - и Π^0 - мезон $/24/$.

На рисунке 3а показано распределение продольных импульсов Π^- - мезонов в СМ в Π^-p - взаимодействиях при энергии 25 Гэв для нестигмичных явля $/22/$. По рисунку видно, что существует избыток Π^- - мезонов с большими импульсами в направлении первичных Π^- - мезонов. Очевидно, это может свидетельствовать о существовании лидерных частиц, при которых падающие частицы теряют во взаимодействии только незначительную часть энергии и не претер-

C.M. LONGITUDINAL MOMENTUM:

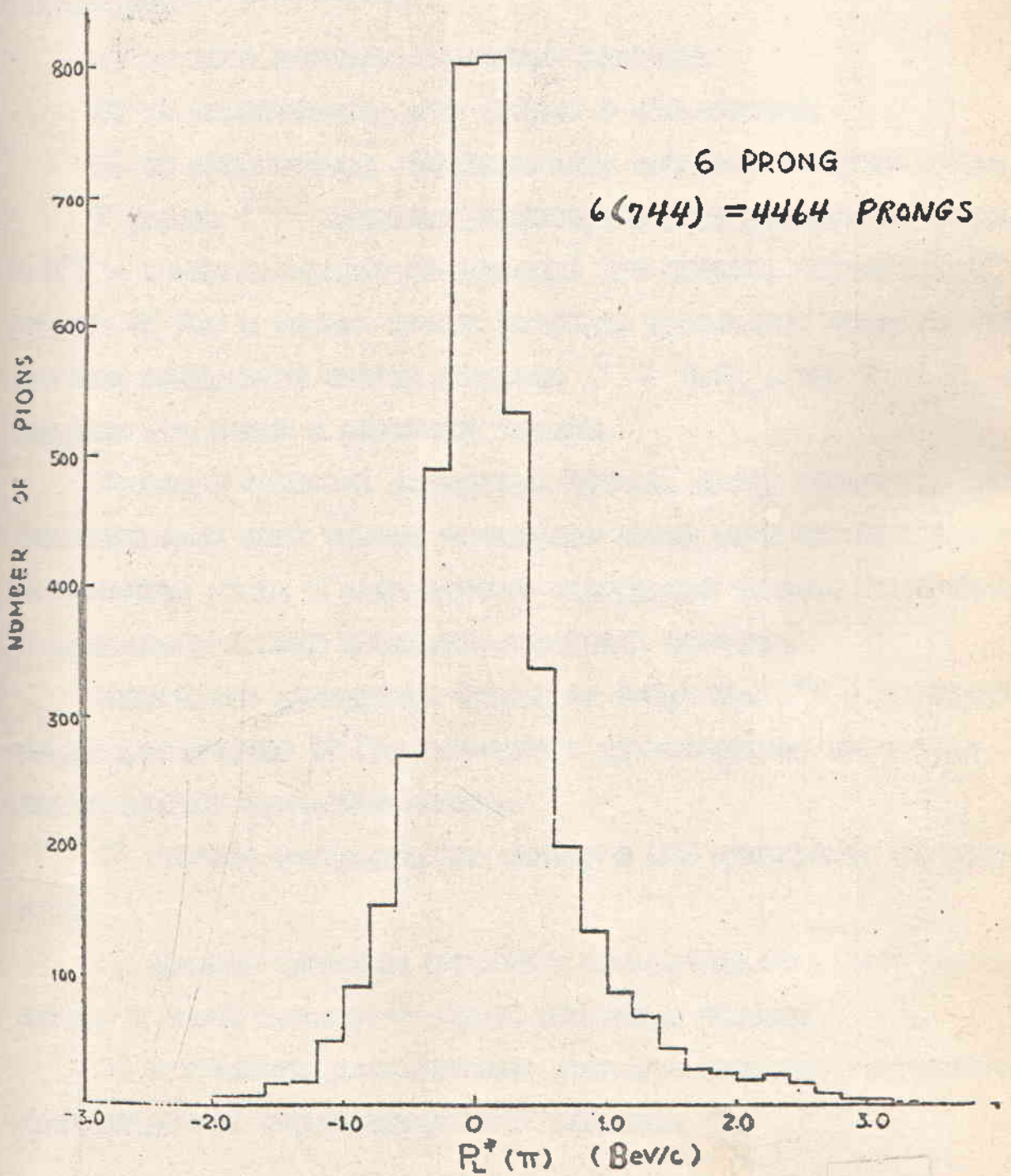


Рис.3a

появлять перевертывания.

Обычно лидирующие частицы идентифицируются по одному из трех параметров /31,32,33,34/:

- а) по доле упругой первичной энергии;
- б) по минимальному углу вылета в лаб. системе;
- в) по минимальному передаваемому импульсу четырех-импульса.

В работе /33/ подробно рассмотрена роль лидирующих частиц в ИР - взаимодействиях (4-лучевик) при энергии первичного Γ - мезона 10 Гэв и сделан вывод: наиболее приемлемым критерием выделения лидирующих частиц является $E_i \geq 0,3E_0$, где E_i и E_0 - энергии вторичной и первичной частиц.

Изследова свойства лидирующих частиц, автор установил, что основную долю этих частиц составляют пионы второго поколения, что в первичный пик. В ряде случаев лидирующие частицы могут быть в виде возбужденных состояний первичной частицы.

Исключением лидирующих частиц во 4-лучевик ИР - взаимодействий при энергии 10 Гэв приводит к существенному изменению характеристик остальных пиков:

- 1) угловое распределение пиков в СДМ становится симметричным;
- 2) средние значения энергий в поперечных импульсах уменьшаются и слабо зависят от числа вторичных частиц;
- 3) импульсное распределение удовлетворительно описывается статистической термодинамической моделью.

Глава II.

Экспериментальная установка

ВВЕДЕНИЕ

В связи с разработкой протонного синхротрона на энергию 70 Гэв в ИВЭЭ /58/ с 1964 года продолжились работы по созданию системы каналов пучков вторичных частиц /59/.

В настоящее время на ускорителе ИВЭЭ введен в действие комплекс каналов беспарированных пучков, обеспечивающий проведение широкой программы физических исследований. Ряд каналов обеспечивает пузырьковые камеры осциллирующих π -мезонами, π -мезонами и антипротонами в широком диапазоне импульсов (§ 1).

В 1960 году 2-х метровая пропановая пузырьковая камера /60,61/ - ДИП-500 была установлена на пучке отрицательных π -мезонов с импульсом 40 Гэв/с ускорителя ИВЭЭ (§ 2). Для работы на ускорителе ИВЭЭ камера подвергалась некоторым конструктивным изменениям. Поэтому для обработки фотографий с требуемой точностью нужно было хорошее знание топографии магнитного поля и констант оптической системы ДИП-500 (§ 3).

§ 1. Канал и пучок отрицательных Π^- -мезонов

Основной физический эксперимент на ускорителе начинается с созданием пучка частиц и определения его характеристик (мощности, энергетичности, примеси других частиц и т.д.).

Использованный нами пучок отрицательных пионов получался от взаимодействия ускоренных протонов с мишенью внутри вакуумной камеры ускорителя. При взаимодействии ускоренного пучка протонов с веществом мишени образуются вторичные частицы. Они имеют разные массы, заряды, импульсы и т.д. Для конкретного эксперимента требуется выделить частицы определенного сорта, нужного импульса и под заданным углом.

Схема расположения канала $4^{\circ}B^{162}$ показана на рис.4. В схеме используется стандартное оборудование: 27 блок магнитного ускорителя, в вакуумной камере которого образуются вторичные частицы; Q - квадратные лизы, K - коллиматоры, никорманит 162 , S - счетчики, $СВ-7$ - поворотный и очищающий магнит.

Для экспериментов с пузырьковой камерой очень важно иметь короткий оброс частиц на мишень. Чем короче оброс, тем меньше разница в размерах пузырьков, образованных первой и последней частицами, прошедшими через камеру и тем лучше условия для измерения событий. Для эффективной работы ДПМ-500, установленной на пучке Π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с, требуется всего 2-3 частицы на ион ускоренных протонов. Для доста-

ловки отрицательных Π -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с, идущих на 2-х метровую пропановую камеру был применен импульсный совмещенный магнит-камер /63/.

Примесь K^- -мезонов в этом пучке составляет $(3.4 \pm 0.1)\%$, антипротонов - $(0.29 \pm 0.015)\%$ и π^- -мезонов - $(1.6 \pm 0.4)\%$ /64/.

§ 2. 2-х метровая пропановая пузырьковая камера - ДПК-500

Развитие физики высоких энергий и сооружение мощных ускорителей сделали необходимым создание пузырьковых камер с большим объемом с наполненными различными жидкостями. Прогресс достигнутый физикой высоких энергий за последнее время (1-15 лет), неразрывно связан с развитием методов пузырьковых камер.

Двухметровая пропановая пузырьковая камера (ДПК-500) создавалась для работы на Дубненском синхрофазотроне. Она была установлена в экспериментальном здании 15 и работала на пучке отрицательных частиц с импульсом 2.75 ГэВ/с /61, 62/.

По предложению ряда лабораторий стран-участниц ОИЯИ эта камера была перенесена в ИФЭ г. Серпухов и установлена на пучке отрицательных Π -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с /62/.

Общий вид двухметровой пропановой камеры в магните показан на рис.5, а принципиальная схема - на рис.6.

Схема расположения оборудования
4,6 км канал

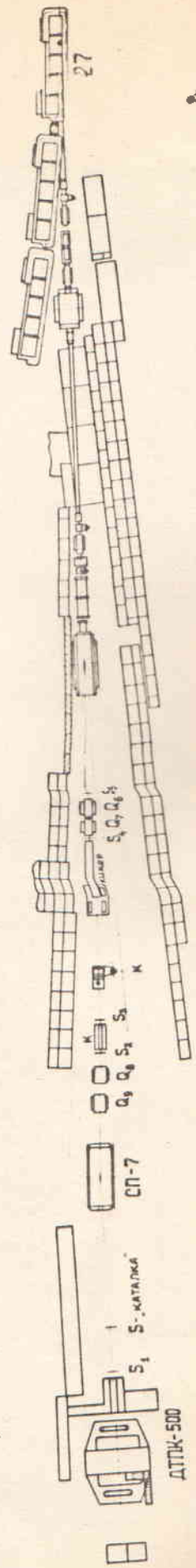


Рис. 4.

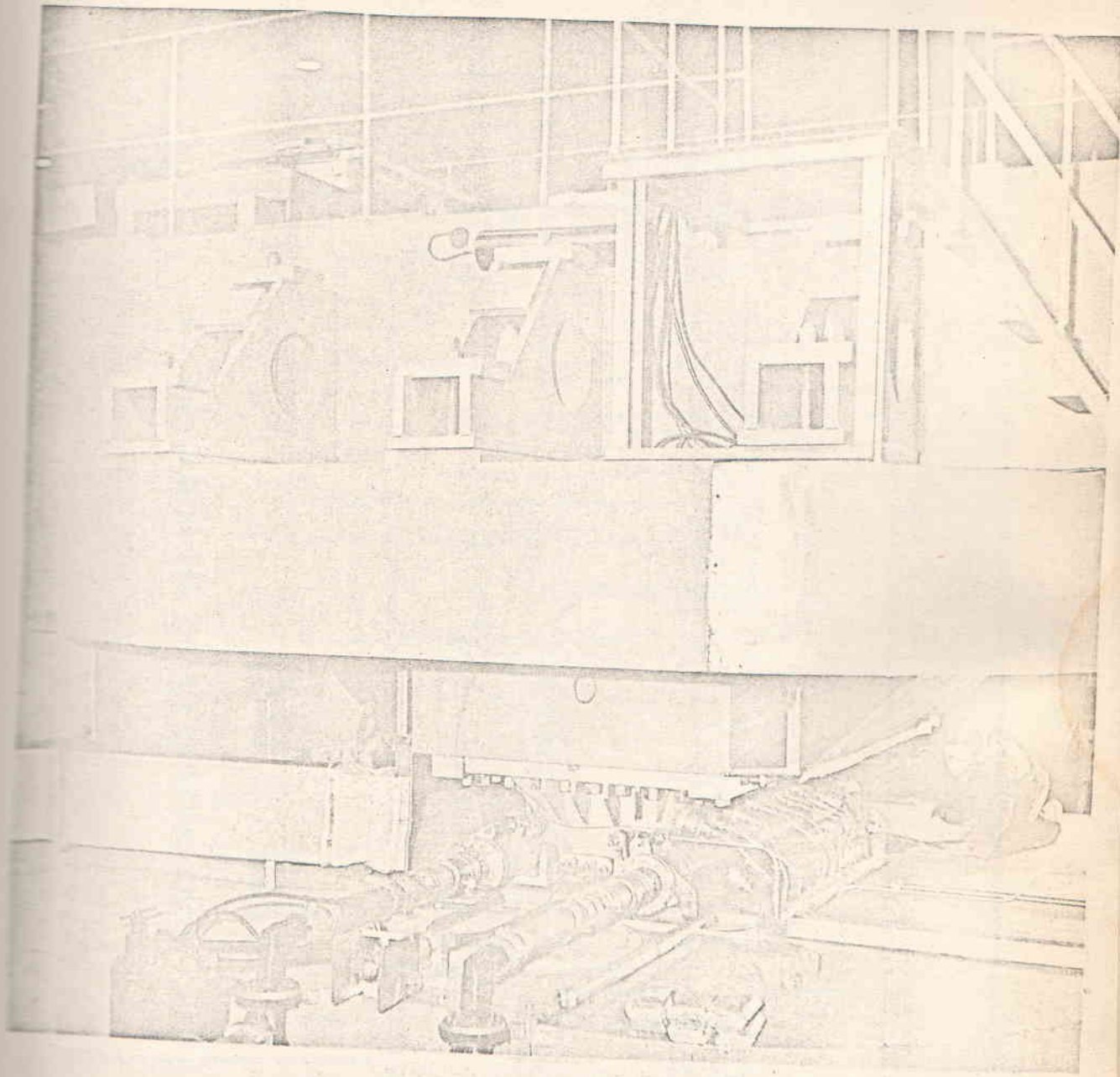


Рис. 5. Общий вид ДТПК-500.

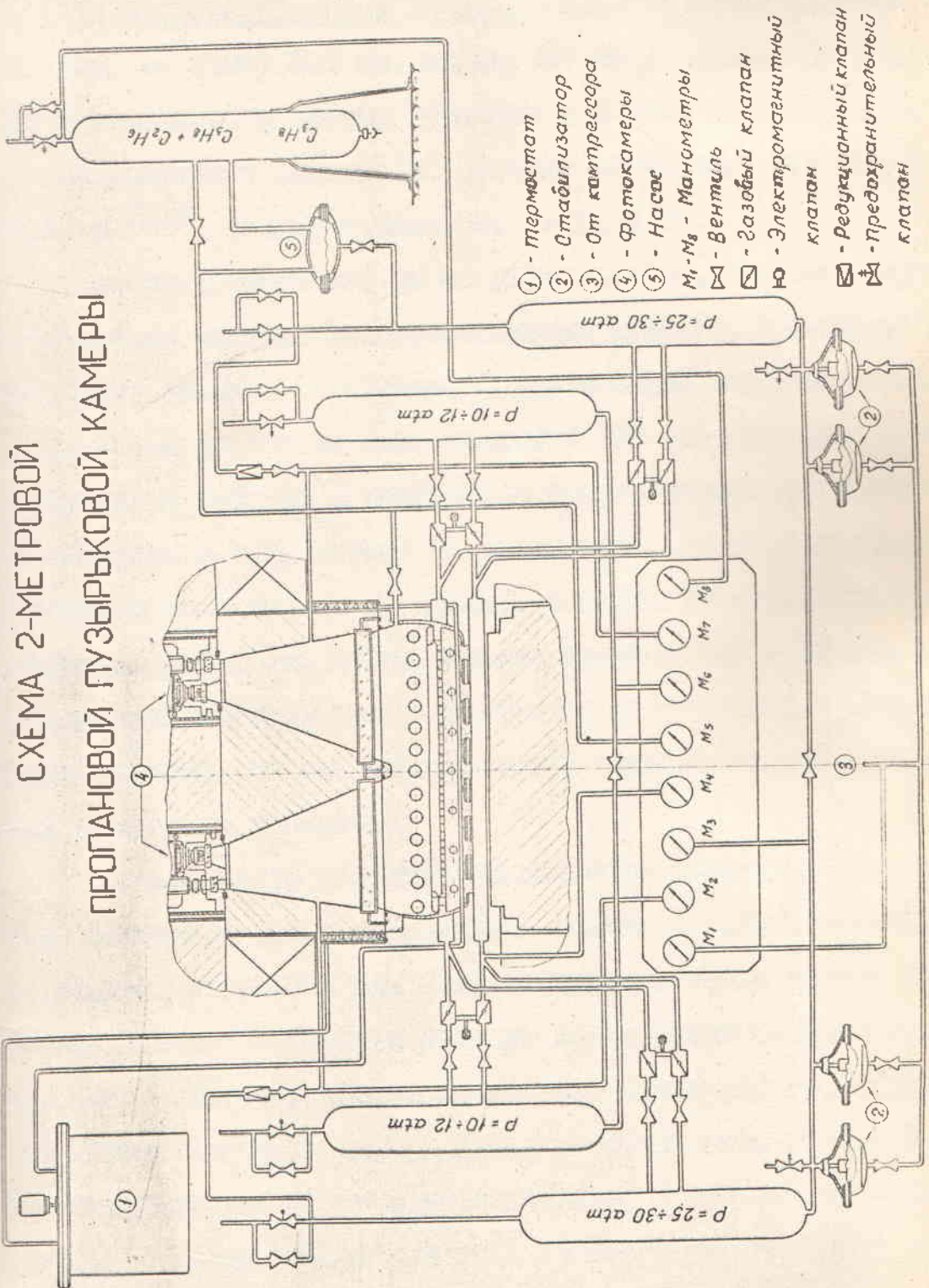


Рис. 6.

1) Характеристики ДНК-500. ДНК-500 имеет рабочий объем 500 литров. Длину 215 см, ширину 65 см и глубину 43 см. Камера может заполняться чистой пропаном и смесью пропан-фреон. Камера размещается в магните со средним значением магнитного поля 15.5 кэ /65/, (см. вост. диссерт. гл. II, § 2).

Камера состоит как бы из двух половин, так как имеет две независимые системы фотографирования (рис. 7). В каждой половинном блоке находится 2 колодца. Снизу колодца закрыты стеклянными пластинками из стекла К-8, толщиной 150 мм. Пластинки крепятся к половинному блоку; при разборке и сборке камеры для чистки, смены мембраны и т.д. стекла не вынимаются. На этик стеклянных пластинок нанесено по 25 крестов с шагом (9.х150) мм. Толщина линки около 0.3 мм, длина штрихов перекрестий - 30 мм. Так как стекла при разборке камеры остаются укрепленными в половинном блоке магнита, то при чистке камеры оптическая ориентация крестов не меняется.

Верхние части колодцев закрываются двумя массивными стальными плитами с тремя стеклянными окнами в каждой плите. Толщина стеклянных окон - 40 мм. Снизу к этим плитам крепятся зорнальные перископы, с помощью которых достигается увеличение основной базы фотографирования до 490 мм. Схема фотографирования для поперечного сечения камеры вдоль основной базы показана на рис. 7б. Расположение фотографических камер - вид сверху - дано на рис. 8. Во время работы камеры в пространство колодцев подается сжатый газ - углекислота или азот - под давлением 15 атм. С помощью этого давления снимается часть нагрузки на большие стенки

При расчете объективов была сделана корреляция на дисторсию всех предельных сред. Корреляция произведена до нижней

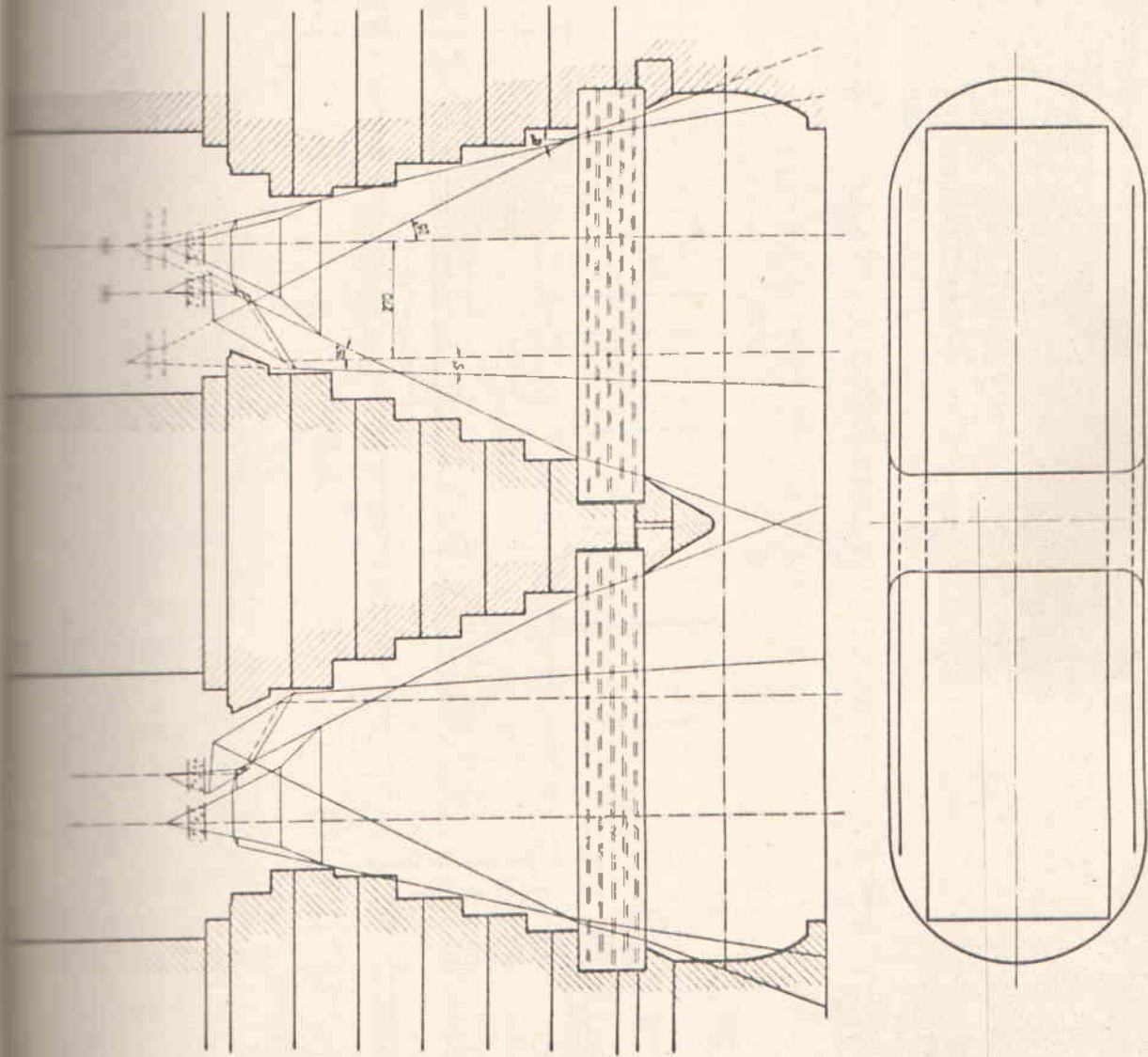


Рис. 7а.

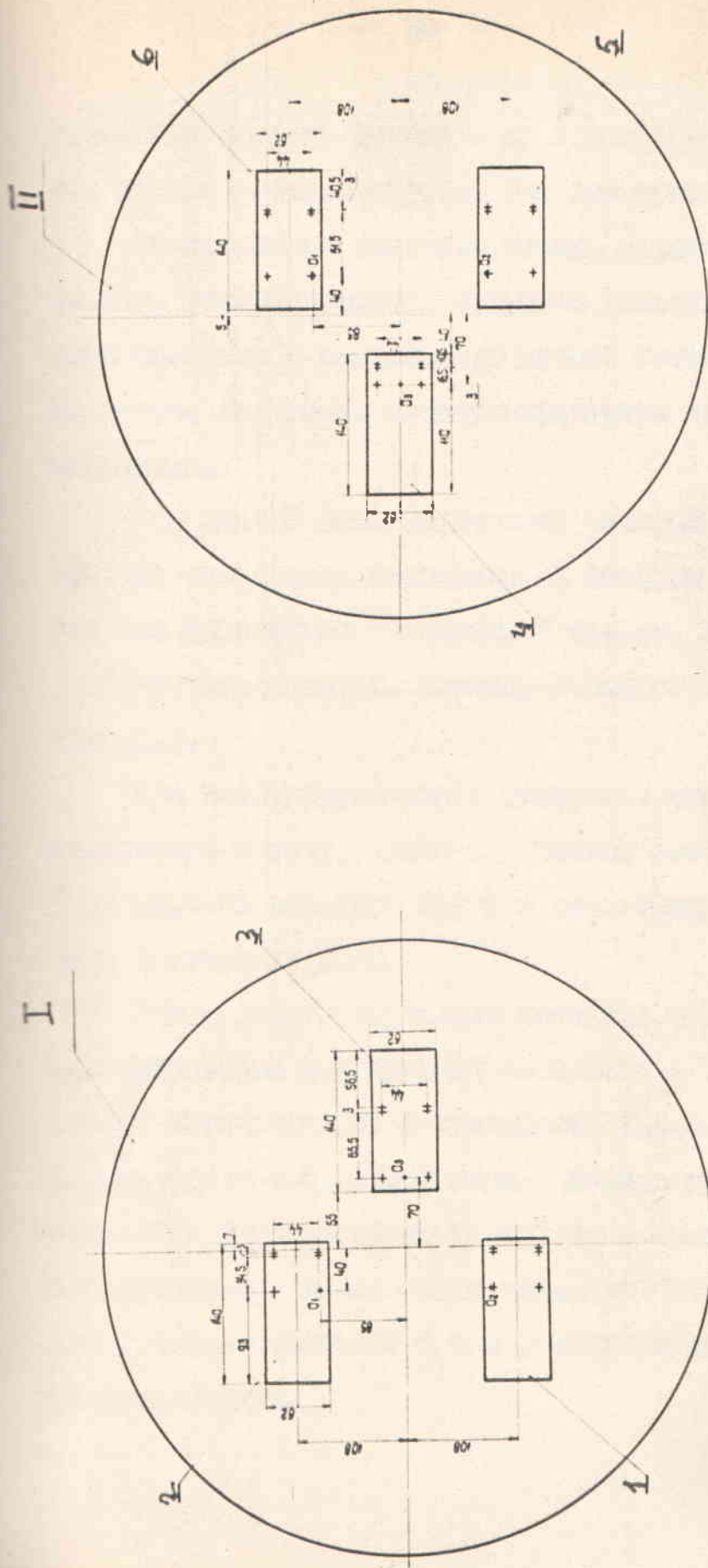


Рис. 8.

плоскости болышек стенок — до границы — стекло-органа. Реперные кресты фотографируются без дисторсии.

На массивные стальные плиты, укрепленные в болтовом блоке сверху, устанавливаются чулочно головки с трояк фотографических камерами в каждой. При работе оптические головки остаются на месте. Для смены пленки применяются только фильмопроточные механизмы.

Над каждой фотографической камерой имеется плоско-параллельные стеклянные пластинки, к которым приклеиваются фотопленки. Это так называемые "приклеиваемые" стекла. Приклеиваемые стекла имеют реперные перекрестья. Толщина линий перекрестий 15-20 микронов (рис. 8.).

При конструировании и изготовке систем фотографирования стремились к тому, чтобы оптические оси фотографических камер были параллельны друг другу и перпендикулярны поверхностям раздвигания оптических сред.

Схема фотографирования показана на рис. 7а, б. Частично фотографирования для средней плоскости — I-II. Первую половину камеры фотографируют фотоаппараты 1, 2, 3, вторую половину — фотоаппараты 4, 5, 6. При этом основные стереопары 1, 2 и 5, 6 полностью фотографируют каждую свою половину камеры. Вдоль для фотокамеры имеет общую зону, которая составляет 6 см на две камеры. Объективы 3 и 4 фотографируют только часть своей половины камеры.

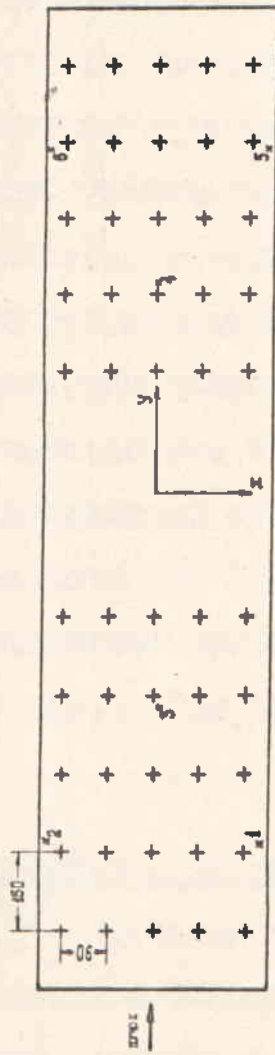


FIGURE 9. GRID OF POINTS

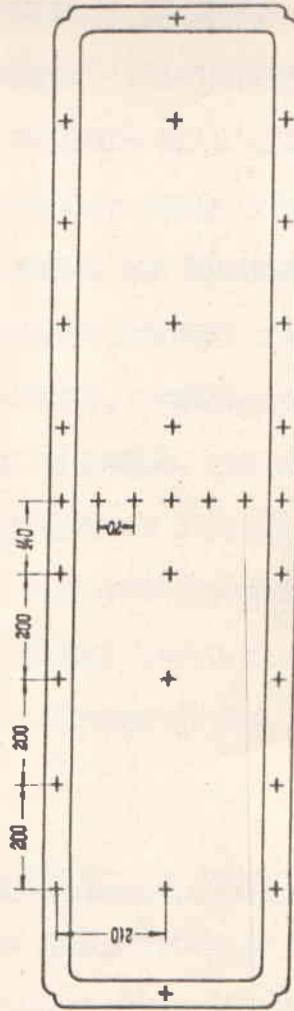


FIGURE 10. GRID OF POINTS

FIG. 9.

Для определения оптических констант /66/, примененных в формулах восстановления пространственных координат треков, а также при измерении событий взаимодействия частиц, можно воспользоваться вспомогательными группами реперов. Все реперы выполнены в форме крестов. "Точечными" реперными крестами мы называем реперные кресты, расположенные на призмках стекол. Число таких крестов на каждой стекле равно шести (рис.8). "Линейными" реперными крестами расположены на больших стеклах измеры со стороны пролета по 25 крестов на каждой стекле (рис.9) и на поверхности диалуминовой пластины, установленной на две намеры - 3I перекрестие. 7 реперных крестов, расположенных в середине диалуминовой пластины, попадают в зону перекрестия и фотографируются как 1,2, так и 5,6 фотопаративы.

Расположение крестов на больших стеклах и две намеры показано на рис.9. Там же указано начало и направление координат X и Y.

В) Пластина из титанового металла в проанальной пузырьковой камере /78/. Изучение процессов множественного рождения частиц при энергиях в несколько ГэВ обычно связано с необходимостью регистрации возможно большого числа нейтральных Π^0 -мезонов. При импульсе первичного Π^- -мезона 40 ГэВ/с образующиеся γ -кванты будут сильнее коллимированы вперед и имеют большие пролетные длины /67/.

Для повышения эффективности регистрации γ -квантов в пузырьковых камерах целесообразно применять среду с большой плотностью (с малой радиационной длиной X_0) или поместить в камере пластинку из титанового материала. Как в том, так и в другом

случае, наряду с повышением эффективности регистрации γ - квантов, имеет место снижение точности определения параметров следов частиц.

Применение жидкости с большой плотностью и маленьким λ_0 приводит к уменьшению свободной длины взаимодействия и увеличению многократного рассеяния. Для измерений больших размеров уменьшение свободной длины взаимодействия приводит также к уменьшению полезной длины следов при измерениях.

Известно, что ошибка в определении импульсов частицы по измерению радиуса кривизны её следа состоит, в основном, из измерительной ошибки и неопределенности из-за многократного рассеяния.

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 \approx K_1 \frac{1}{L^4} + K_2 \frac{1}{X_0 L} \quad (2.2.1)$$

Видно, что с уменьшением L и λ_0 ошибка быстро растет.

Рассмотрим теперь какое влияние оказывает на точность определения параметров частицы смещение в камере пластинки из плотного материала. При прохождении частиц через пластинку часть их претерпевает неупругие взаимодействия. Например, для свинцовой пластинки, толщиной $2\lambda_0$, около 3,5% β -мезонов высоких энергий испытывает неупругое взаимодействие внутри пластинки. Остальная доля частиц претерпевает многократное рассеяние и выходит из пластинки со смещением координат.

Если частица проходит в пластинке путь, длиной d , то смещение координат и угла рассеяния имеют нормальное распределение с дисперсией

$$D_R = \left(\frac{E_s}{\beta p}\right)^2 \cdot \frac{d^3}{6X_0} \quad \text{и} \quad D_\theta = \left(\frac{E_s}{\beta p}\right)^2 \cdot \frac{d}{2X_0}$$

соответственно, где $E = 2I, 2$ и т.д. Кроме того, из-за неизбежных потерь энергии частицы при прохождении пластины уменьшается на величину $\frac{1}{\cos}$

$$\Delta P = d \cdot \frac{\partial P}{\partial S}, \text{ где}$$

$$\frac{\partial P}{\partial S} = \frac{4C_1 m_e}{\sqrt{3}} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{(1-v^2) \cdot I} - v^2 - C_2 \right]$$

В результате получается, что след частицы как бы состоит из двух частей: одной - до и другой - после пластины, а между ними имеется некоторое смещение и угол наклона. В дальнейшем для простоты расчетов из эффектов пластины. Обычно для определения параметров таких следов используется только часть трека до пластины. Но как видно из формулы (I) это приводит к большому увеличению ошибки. На практике, чтобы не слишком сильно уменьшалась полезная длина трека L , пластина помещается в конце фронтального объема пикета. Но тогда уменьшается также телесный угол пластины и увеличивается ошибка в диаметрах кинертируемых электронов и позитронов на пластинке.

Нельзя использовать метод, в котором при определении параметров следов частиц, проходящих через пластинку, используется вся длина трека так, что точность в определении параметров составляет почти такой, как если бы пластины не существовало.

Метод основан на численном интегрировании уравнения движения заряженной частицы в торсионной среде, помещенной в неоднородное магнитное поле с добавлением двух дополнительных параметров: смещения R и угла рассеяния θ при прохождении части-

ны через пластинку.

Эквивалентное значение угла наклона следа α_0 в первой точке определяется так в работе /63/. Остановимся более подробно на методе определения наклона и амплитудного угла (в первой точке следа).

Из уравнения Лоренца в тормозной среде

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{v}, \vec{H}] + \frac{\vec{P}}{P} \cdot \frac{dP}{dt}$$

получим

$$\frac{d\beta}{ds} = \frac{e}{pc \cdot \cos\alpha} [-H_z + \operatorname{tg}\alpha (H_x \cos\beta + H_y \sin\beta)] \equiv F(S), \quad (2.2.2)$$

где H_x , H_y , H_z — компоненты магнитного поля по осям X, Y, Z ; S — криволинейная координата точки на следе.

Из (2.2.2) получим:

$$\beta(S) = \beta_0 + \int_0^S F(S_1) dS_1$$

(2.2.3)

$$y(S) = y_0 + \int_0^S \sin(\beta(S_1)) dS_1$$

Параметры являются y_0 , $\rho = \frac{1}{P} \cdot \beta_0 \cdot R$ и θ (значение "0" указывает на то, что эти параметры относятся к началу следа).

Для удобства обозначим все эти параметры в одном 5-мерном векторе и обозначим это через W . Произвольный вектор того же образует 5-мерный вектор δW .

Разложим (2.2.3) по этим параметрам, ограничиваясь при этом только линейными членами:

$$y^{k+1}(s) = y^k(s) + \sum_{\nu=1}^5 \frac{\partial y}{\partial w_{\nu}} \delta w_{\nu}^k, \quad (2.2.4)$$

где верхние индексы - номера итерации, а $k=0$ соответствует начальное приближение, полученное при аппроксимации следа параболой без учета смещения и рассеяния в пластине.

Выражения для $\frac{\partial y(s)}{\partial y_0}$, $\frac{\partial y(s)}{\partial \rho_0}$, $\frac{\partial y(s)}{\partial \beta_0}$ совпадают с приведенными в работе [60].

Для поиска параметров ищем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial y(s)}{\partial R} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial y(s)}{\partial \theta} = 0 \quad \text{при} \quad S \leq S_p \\ \frac{\partial y(s)}{\partial R} = 1 \quad \text{и} \quad \frac{\partial y(s)}{\partial \theta} = \int_{S_p}^s \cos[\beta(s_1)] ds_1 \quad \text{при} \quad S \geq S_p, \end{aligned}$$

где S_p - длина следа до пластины. Вектор выражения получается при минимизации функционала вида

$$M = \sum_{i,j=1}^N [y(s_i) - y_i^{\text{экс}}] G_{ij}^{-1} [y(s_j) - y_j^{\text{экс}}], \quad (2.2.5)$$

где $y(s_i)$ - теоретическая "у" координата i -ой точки на следе, вычисленная по формулам (2.2.3) и (2.2.4), $y_i^{\text{экс}}$ - измерительная "у" координата i -ой точки на следе, N - число измеренных точек на следе, G - полная матрица ошибок, включающая в себя матрицу измерительных ошибок и матрицу многократного рассеяния.

С учетом (2.2.4) условие минимума (2.2.5) запишется в виде

$$\frac{\partial M}{\partial \delta w_{\nu}} = 0, \quad (\nu = 1, 2, \dots, 5) \quad (2.2.6)$$

Система уравнений (2.2.6) линейна относительно δW_ν и её можно записать в матричном виде:

$$A \delta W = B, \quad (2.2.7)$$

где A - симметричная 5×5 матрица

$$A_{\mu\nu} = \sum_{i,j=1}^N \frac{\partial y(s_i)}{\partial W_\mu} G_{ij}^{-1} \frac{\partial y(s_j)}{\partial W_\nu}; \quad \mu, \nu = 1, 2, \dots, 5,$$

B - 5-мерный вектор

$$B_\nu = \sum_{i,j=1}^N \frac{\partial y(s_i)}{\partial W_\nu} G_{ij}^{-1} [y_i^{\text{экс}} - y(s_j)]; \quad \nu = 1, 2, \dots, 5$$

Из (2.2.7) получим

$$\delta W = A^{-1} B$$

$$W_\nu^{k+1} = W_\nu^k + \delta W_\nu^k; \quad \nu = 1, 2, \dots, 5.$$

Обычно требуется 2-3 итерации, чтобы получить нужную точность.

Для проверки метода было генерировано по 200 H^+ -мезонов при импульсах 1, 3 и 5 ГэВ/с. Сначала были сгенерированы треки (не проходящие через пластину) с помощью программы генерации фиктивных треков *FIGTIV* [70] и обработаны по программе *ГЛОБИТ* [71].

Распределения импульсов, их ошибок и χ_{xy}^2 показаны на рис. 10а, б и 11а, соответственно, а их средние значения приведены в первых трех столбцах таблицы 9.

Затем с помощью специальной процедуры в процессе генерации треков смоделировали искусственный эффект пластины, то есть смещение координат и изменение направления. Полученные

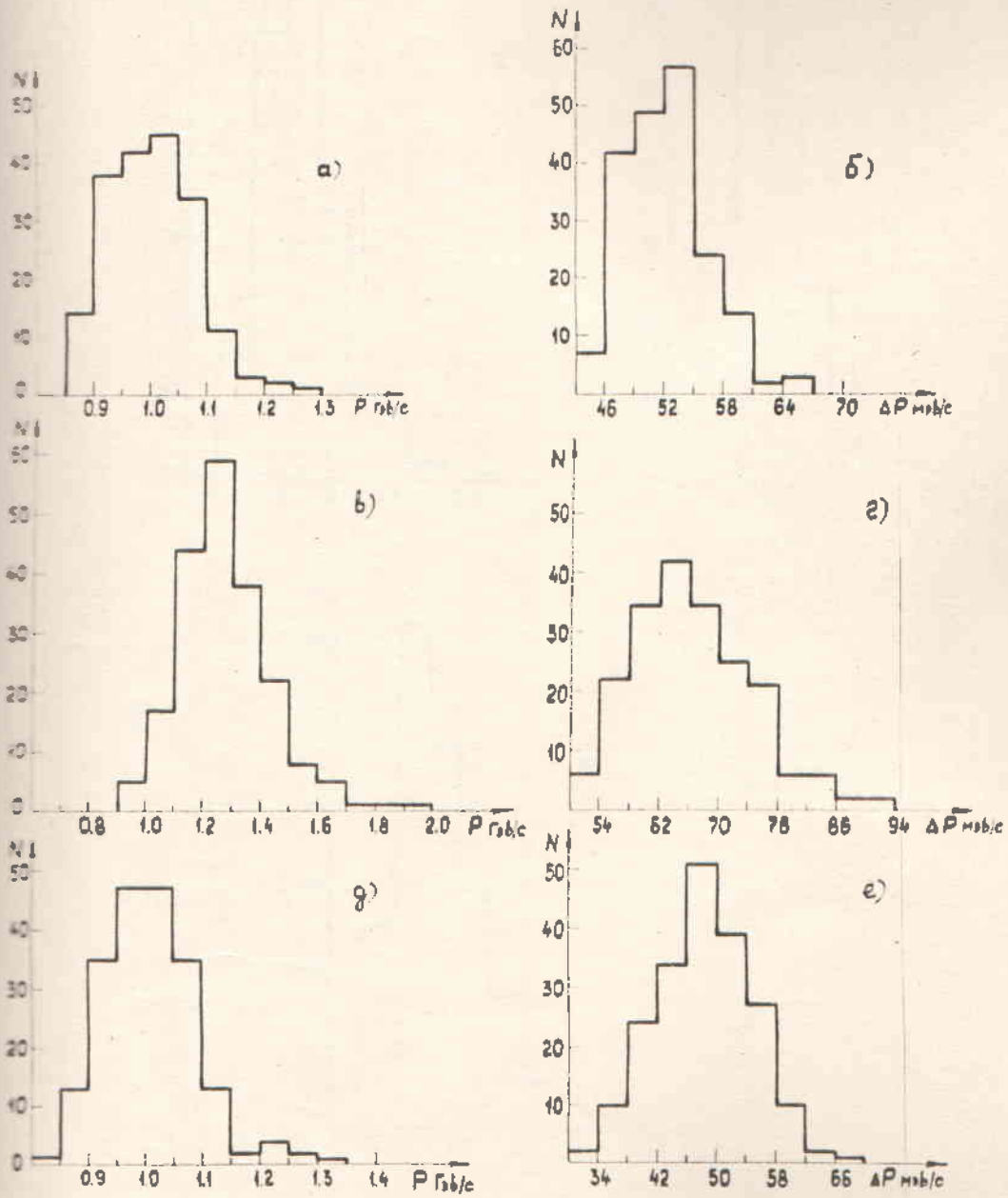


Рис. 10.

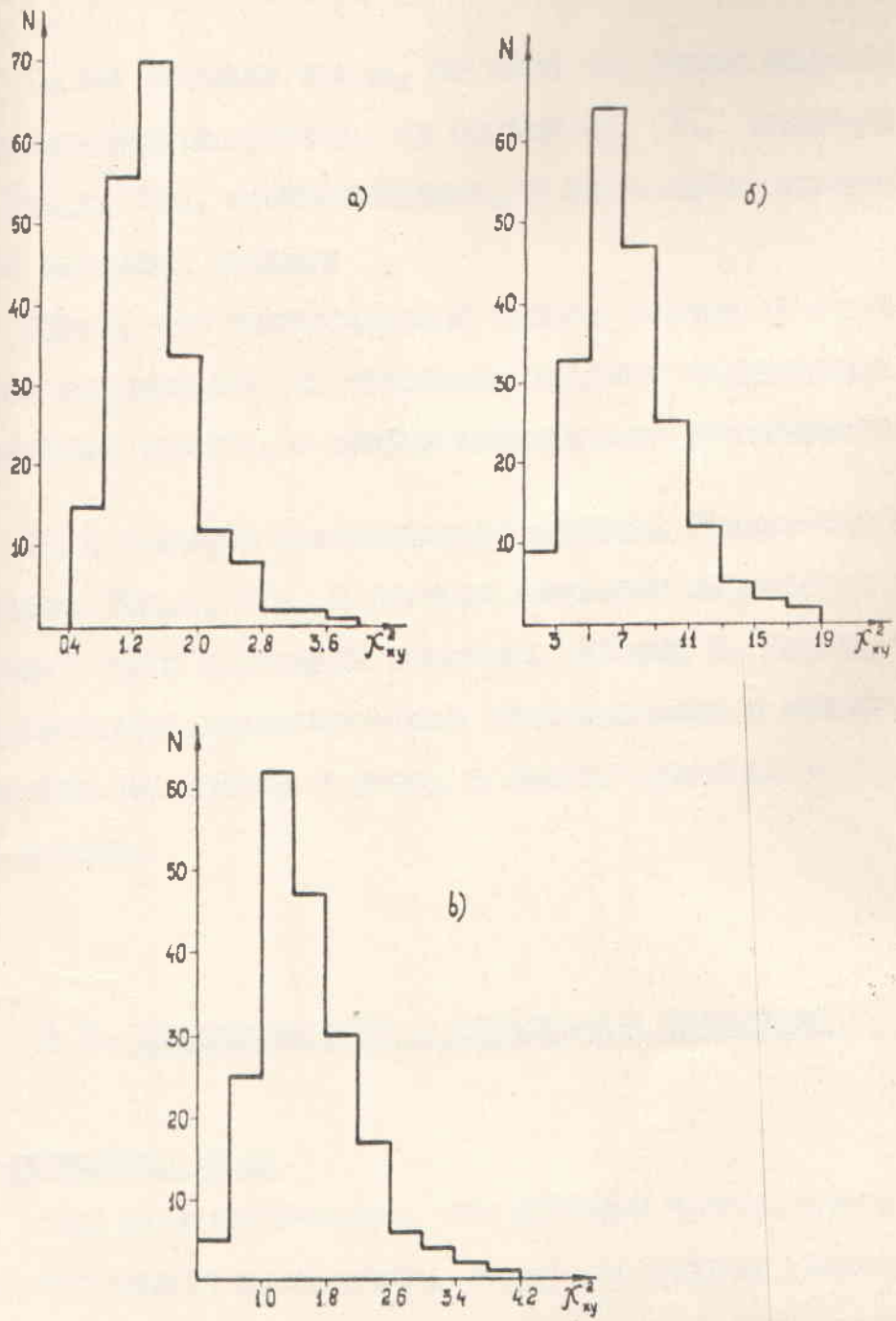


Рис. II.

треки были обчислены двумя способами:

1. Как обычные треки, то есть без учета эффекта пластины. Распределения импульсов, их смбоек и χ^2_{xy} указаны на рисунках IOb,г, IIб, соответственно, а их средние значения приведены в 4-6 столбцах таблицы 9.

Видно, что распределения сильно смещены и средние значения сильно различаются по сравнению с ранее полученными истинными значениями треков, а смбоек значительно увеличиваются.

2. С помощью предложенного метода. Результаты показаны на рисунках IOд,е, IIв, а средние значения параметров треков приведены в трех последних столбцах таблицы 9. Видно, что хорошо восстановлены первоначальные распределения и истинные средние значения параметров треков, а смбоек сравнимы с смбоек обычных треков.

§ 3. Магнитное поле и оптические константы ТМ-500

а) магнитное поле

Как уже отмечалось, что ТМ-500 подвергалась некоторым конструктивным изменениям. Обработка нужных взаимодействий требовала полного и точного знания топографии магнитного поля. Для этой цели в течение 1971 года были проведены две серии измерений магнитного поля ТМ-500. Результаты этих измерений полностью совпали *1721*.

Таблица 2.

Трени, по прохождение властину			Трени, прохождение властину					
			Расчеты без учета эффекта после властину			Расчеты по новому методу		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\langle P \rangle$ Mon/c	$\langle \Delta P \rangle$ Mon/c	$\langle X_{xy}^2 \rangle$	$\langle P \rangle$ в Mon/c	$\langle \Delta P \rangle$ Mon/c	$\langle X_{xy}^2 \rangle$	$\langle P \rangle$ Mon/c	$\langle \Delta P \rangle$ Mon/c	$\langle X_{xy}^2 \rangle$
1003.41	52.15	1.12	1275.20	65.64	7.36	1007.77	48.34	1.43
2976.03	172.60	1.58	5247.50	369.00	14.24	2973.00	133.66	1.11
5045.41	322.26	1.001	9273.30	1142.60	16.67	5133.41	476.36	1.035

Из-за большой неоднородности магнитного поля камеры, особенно в верхней её части, необходимо было измерить все составляющие поля (H_x , H_y , H_z), причем в возможно большем числе точек. В этих условиях наиболее целесообразным было применение датчиков Холла [72-74]. При этом был использован метод определения величины индукции магнитного поля по измерениям ЭДС одного датчика Холла [76].

Конструкция магнита и камеры не позволяла производить измерения внутри корпуса камеры, поэтому все измерения были проведены в межполюсном промежутке магнита, из которого был удален корпус камеры. Корпус камеры был сделан из немагнитного материала стали IX16N17, поэтому он не мог существенно влиять на конфигурацию поля свободного межполюсного промежутка в рабочих условиях.

В результате проделанной работы были измерены три компоненты магнитного поля: H_x , H_y и H_z по всему объёму камеры в точках, отстоящих друг от друга по оси X на 40 мм, по оси Y — на 25 мм и по оси Z — на 20 мм, то есть приблизительно на 15 тысяч точек. (Таблица измеренных значений магнитного поля находится в приложении СНН).

Характерные картины поперечных компонент H_x , H_y и H_z в зависимости от координат X и Y для разных Z приведены на рис. 12, 13, 14, 15. Как видно, наблюдается большая неравномерность магнитного поля (по основной компоненте H_z она достигает $\Delta H_z = \pm 15\%$) и хорошая симметрия относительно центра камеры.

$H_x, E = 22.5 \text{ cm}$

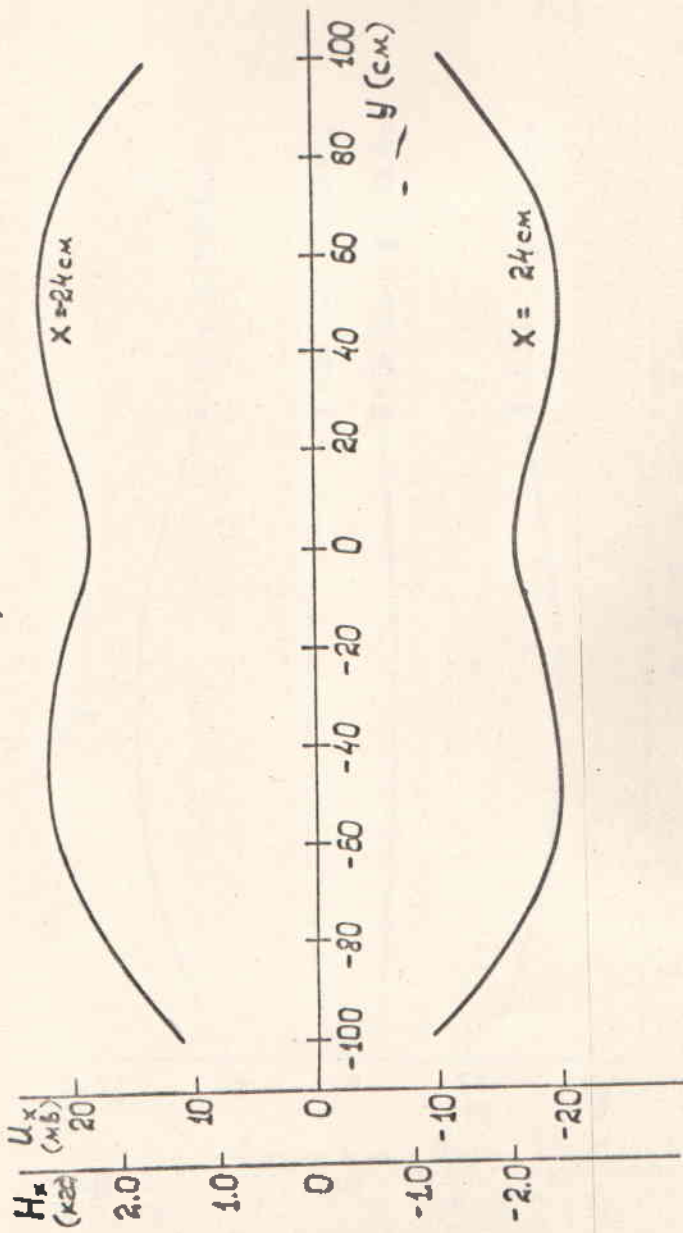


Рис. 12.

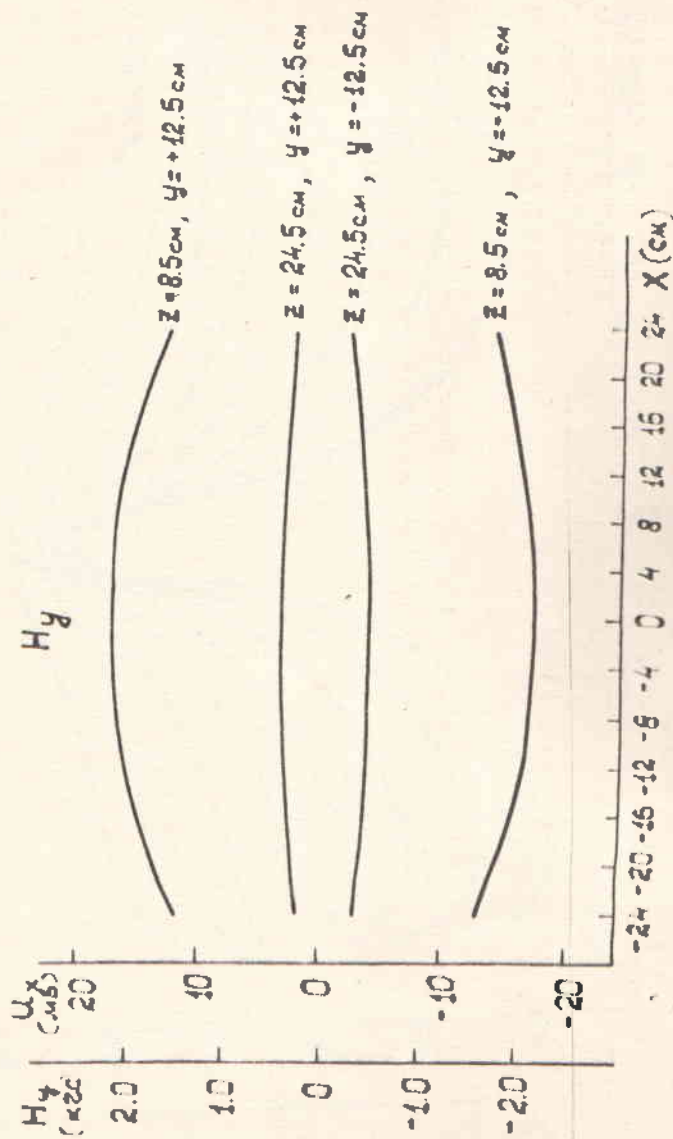


Рис. 13.

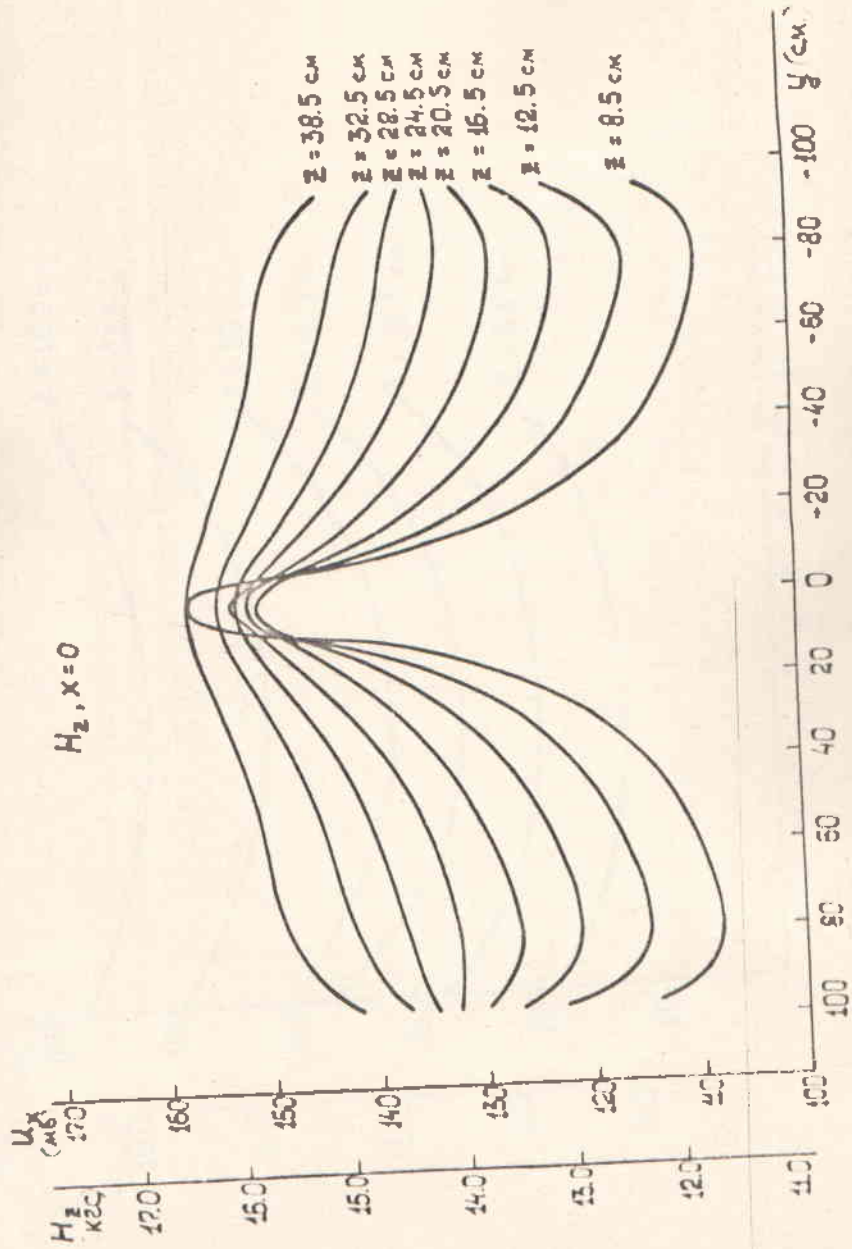


Рис. 14.

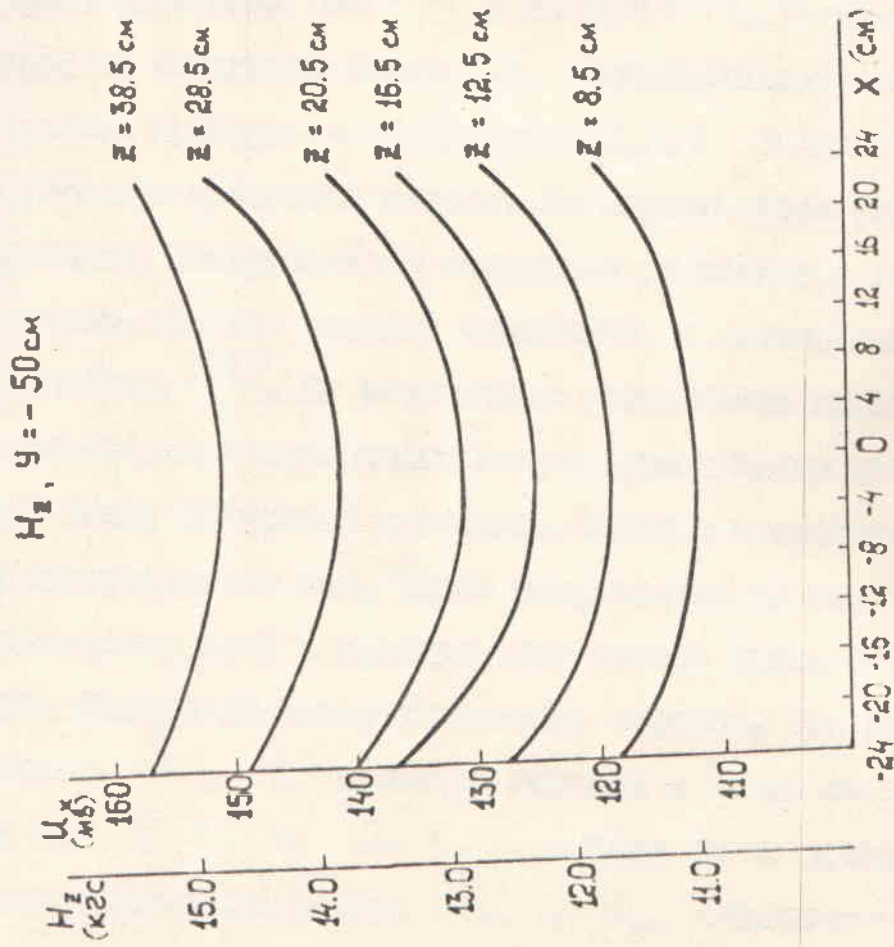


FIG. 15.

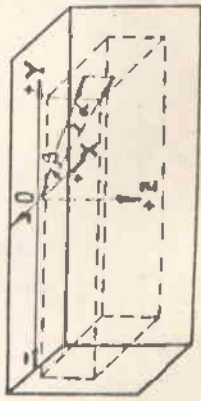
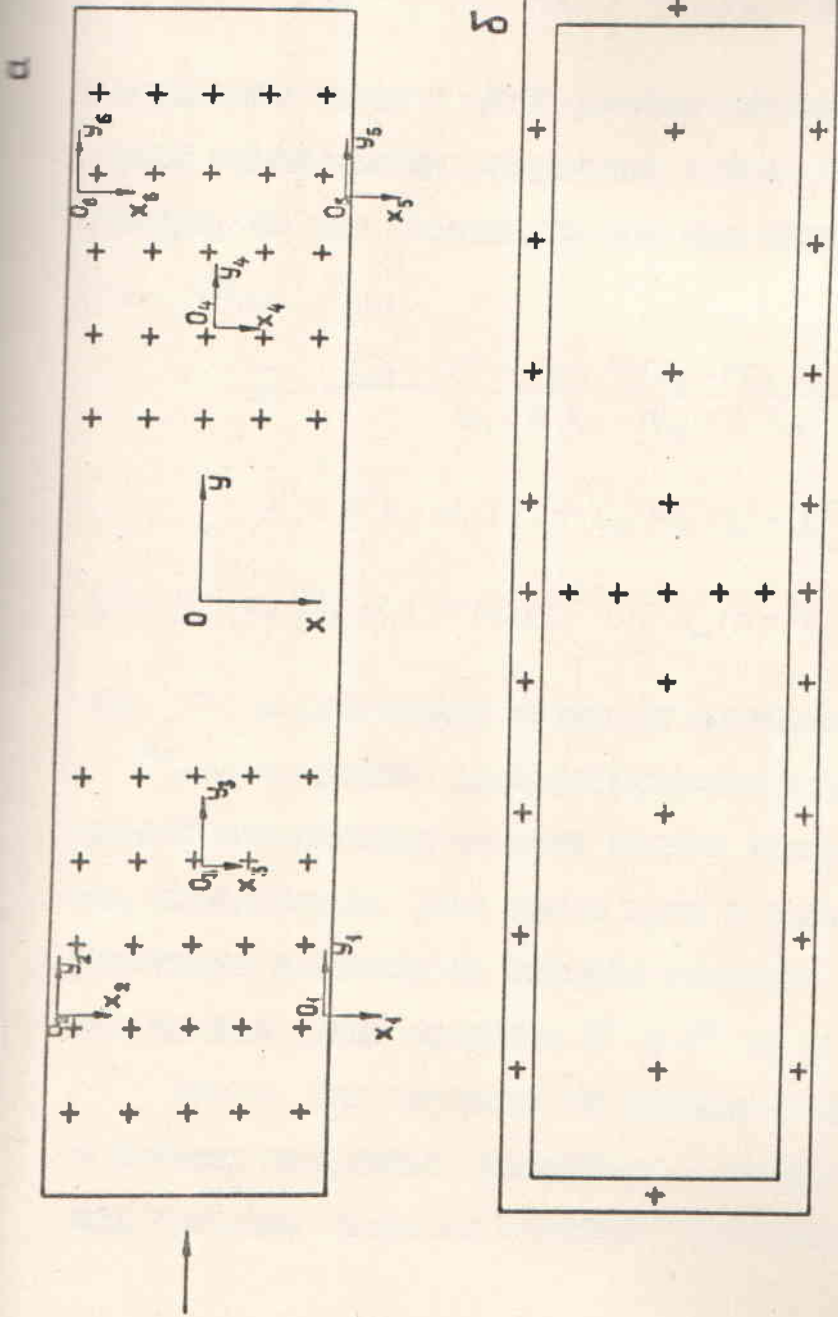
Специалы показали, что степень асимметрии излучающего поля как в плоскостях ZY , так и в плоскостях ZX не превышает 1%.

б) оптическое позиционирование

Для геометрической реконструкции траекторий частиц используются программы I-6 /69/ и I-70 /71/. В этих программах переход от координат точек X, Y , отсчитываемых в системе измерительного прибора, к координатам X, Y, Z в пространстве камеры делается в несколько этапов. На первом этапе производится суммирование измерительных координат на пленке в системе координат реперных прорезов каждого объекта, с оптической осью в направлении отсчета /71/. На этом этапе учитывается деформация пленки в продольном и поперечном направлениях путем измерения расстояний между реперными прорезами. Система координат каждого снимка ориентируется так, чтобы направления ее осей совпадали с направлениями осей в пространстве камеры (рис. 2а). На втором этапе рассматриваются стереопары снимков. Для каждой пары объектов n, m делается переход в такую систему координат, где оси $O_n X_n$ и $O_m X_m$ лежали бы на прямой, проходящей через оптические центры O_n, O_m объектов n, m (рис. 2а).

Переход осуществляется путем поворота каждой проекции вокруг своего центра на угол ψ . Угол определяется из условия

$$\sin \psi = (y_m^0 - y_n^0) / z_{xy}^0 \quad \text{и} \quad \cos \psi = (x_m^0 - x_n^0) / z_{xy}^0, \quad (2.3.1)$$



↑
x, y, z

FIG. 9a.

где $X_{n,m}^0$ и $Y_{n,m}^0$ - координаты точек пересечения оптических осей объективов с плоскостью больших стекол камеры в системе координат камеры, а

$$z_{xy}^0 = [(Y_m^0 - Y_n^0)^2 + (X_m^0 - X_n^0)^2]^{1/2}$$

Координаты точки в этой системе обозначаются через $\bar{X}_{nm}, \bar{Y}_{nm}$; затем определяются координаты точки X', Y', Z' в пространстве камеры, но эти координаты все еще связаны с направлением осей X_{nm}, O_{nm}, Y_{nm}

$$Z = \frac{X_m^{o'} - X_n^{o'} - (M_n(z)X_n - M_m(z)X_m)}{N_n(z)X_n - N_m(z)X_m}, \quad (2.3.2)$$

$$X' = Z'X_n N_n(z) + X_n M_n(z) + X_n^{o'}, \quad (2.3.3)$$

$$Y' = (Y_n - X_n) [(Z'N_n(z) + M_n(z))^{-1} + (Z'N_m(z) + M_m(z))^{-1}]^{-1} + Y_n^{o'}, \quad (2.3.4)$$

где z - расстояние точки от оптической оси на пленке;

$M_{n,m}$ - масштаб фотографирования отрезков, расположенных на нижней поверхности больших стекол камеры; $N_{n,m}$ - коэффициенты, определяющие угол наклона луча в рабочую среду камеры, или величину масштаба по глубине камеры; $X_{n,m}^{o'}, Y_n^{o'} \equiv Y_m^{o'} \equiv Y_{n,m}^{o'}$ получаются путем поворота X^0 и Y^0 на угол ψ .

Далее, для перехода от системы координат $X_{n,m}, O_{n,m}, Y_{n,m}$ в систему координат, связанную с реперными крестами на больших стеклах, делаем обратные преобразования:

$$X = X' \cos \psi - Y' \sin \psi,$$

$$Y = X' \sin \psi + Y' \cos \psi.$$

И, наконец, нужно сделать еще один поворот для того, чтобы прийти к объекту для объектив камеры системы восприятия.

Таким образом, для осуществления реконструкции пространственных координат трехмерным способом, необходимо заранее знать следующие величины:

а) координаты пересечения оптических осей объективов с плоскостью пленки $O_{n,m,k}$ и с нижней поверхностью боковых стекол камеры $X_{n,m}^0, Y_{n,m}^0$;

б) координаты реперных крестов, как "внешних", так и "внутренних";

в) масштабы фотографирования $M_{n,m}$ в плоскости с $Z = z$;

г) коэффициенты изменения масштаба при $Z = z$: $N_{n,m}, \dots$.

Общий метод определения перечисленных координат состоит в том, что формируется функционал вида

$$F = \sum_{i=1}^l \left(\frac{f(a_k, X_i)}{\sigma_{fi}} \right)^2, \quad (2.3.5)$$

где a_k — параметры, которые необходимо определить: $k=1, \dots, j$.

j, j_l — число параметров; X_i — экспериментальные данные, l — число экспериментальных точек, σ_{fi} — ошибки.

Параметры a_k находятся путем минимизации функционала F при этом $X_p^2 = \min(F)$ с числом степеней свободы, определяемым как $P = l - j$.

Для проведения расчетов, связанных с экспериментом по определению положения оптических осей на фотоснимках, была составлена программа для машины СДЭ-1604А под названием ОРТАХЕ /86/. Для минимизации функционалов (2.3.5) в ней используется метод наименьших квадратов.

Нужно отметить, что поскольку положения оптических осей очень чувствительны в построении оптической системы и в положении больших стенок камеры, то эксперименты по определению положения оптических осей нужно проводить всегда после какой-либо работ, связанных с доэкспонированием оптической системы или снятием больших стенок.

В таблицах IО и II приведены результаты вычисления координат оптических центров в системе координат "тысячки" роверных преегов (обозначены как XTO, YTO), координат оптических осей в пространстве камеры (обозначены как XSO, YSO), значения коэффициентов разложения масштабов $M(M_0, \alpha_1, \text{ и } \alpha_2)$ и $N(N_0, \beta_1, \text{ и } \beta_2)$ для разных сенсоров. Расстояния между осями объективов представлены на рис. IБ.

ТАБЛИЦА 10 ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ 2 - х МЕТРОВОЙ ПРОДОЛЬНОЙ КАМЕРЫ (в см)

ОБЪЕКТЫ	МFO	МFO	МFO	МFO	МFO	ALFA1	ALFA2	MO	MO	ALFA1	ALFA2	MO	MO	BETA1	BETA2
1	4.3893 .0021	24.4996 .0224	39.2054 .03512	10.6495 .01101	-0.00306 -0.00003240	-0.0000306 -0.00003240	-0.0000306 -0.00003240	10.6495 .01101	10.6495 .01101	-0.00306 -0.0000306	-0.0000306 -0.00003240	0.077459 .00006780	0.077459 .00006780	-0.00010516	0
2	-0.0704 .0018	-24.4996 .0106	-66.1511 .01691	10.64704 .01102	-0.000838 -0.00003916	-0.000838 -0.00003916	-0.000838 -0.00003916	10.64704 .01102	10.64704 .01102	-0.000838 -0.00003916	-0.000838 -0.00003916	0.076821 .00007091	0.076821 .00007091	-0.00012281	0
3	2.2255 .0033	-0.1794 .0354	-39.2054 .03871	10.64772 .004215	-0.002627 -0.000034021	-0.002627 -0.000034021	-0.002627 -0.000034021	10.64772 .004215	10.64772 .004215	-0.002627 -0.000034021	-0.002627 -0.000034021	0.078855 .00009801	0.078855 .00009801	-0.00089501 .0000100876	0.00089682
4	2.1077 .0018	-0.6043 .0197	39.2863 .02439	10.66711 .003797	-0.002736 -0.00002988	-0.002736 -0.00002988	-0.002736 -0.00002988	10.66711 .003797	10.66711 .003797	-0.002736 -0.00002988	-0.002736 -0.00002988	0.077874 .00013664	0.077874 .00013664	-0.00081934 .0000118203	0.000770277
5	4.1426 .0028	23.7123 .0295	66.2106 .03740	10.67022 .000542	-0.000321 -0.00001668	-0.000321 -0.00001668	-0.000321 -0.00001668	10.67022 .000542	10.67022 .000542	-0.000321 -0.00001668	-0.000321 -0.00001668	0.077286 .00002071	0.077286 .00002071	-0.00007236	0
6	-0.1429 .0017	-25.1096 .0183	66.1221 .02685	10.66328 .001423	-0.000646 -0.000006616	-0.000646 -0.000006616	-0.000646 -0.000006616	10.66328 .001423	10.66328 .001423	-0.000646 -0.000006616	-0.000646 -0.000006616	0.076543 .00002128	0.076543 .00002128	-0.00006822	0

Таблица II.

ТАБЛИЦА II ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ 2-Х МЕТРОВОЙ ПРОШНОВОЙ КАМЕРЫ (в см)

ОБЪЕКТЫ	XFO	YFO	XSO	YSO	MO	ALFA1	ALFA2	MO	BETA1	BETA2
1	4.3893 .0021	-0.0668 .0033	24.4949 .0225	-66.2129 .03520	10.63343 .001060	-0.00519 .000003099	-0.00000233 .000271	.074918 .00002605	-0.00009313	0
2	-0.0704 .0010	.0642 .0016	-24.4949 .0108	-66.1637 .01606	10.65657 .001556	-0.000022 .000004978	.000011642 .000280	.075042 .00002775	-0.00000168	0
3	2.2255 .0033	-0.0584 .0036	-1332 .0353	-39.2254 .03671	10.65695 .001748	-0.003457 .000014154	.000102769 .000392	.075916 .00013883	-0.00083291 .0000126272	.0000601003
4	2.1077 .0018	-0.0534 .0023	-2716 .0201	39.3066 .02443	10.68317 .001635	-0.003002 .000013003	.0000063496 .000497	.074384 .00015702	-0.00071955 .0000346824	.0000590151
5	4.4426 .0028	.0262 .0035	24.2203 .0295	66.0514 .03741	10.67278 .001823	-0.000853 .000005600	.000000900 .000354	.075137 .00003444	-0.00008208	0
6	-0.1429 .0017	-0.0356 .0025	-24.5394 .0183	66.3252 .02689	10.67166 .001659	-0.000891 .000007739	.000006605 .000357	.075422 .00003442	-0.00010311	0

1 53 1

I CEAHG		II CEAHG	
1 +	48.9992	1 +	48.9899
2 +	36.2900	2 +	36.3204
3 +	36.5670	3	36.5370
4 +	36.3200	4 +	36.3170
5 +	46.8220	5 +	36.2649
6 +	36.3004	6 +	46.7604

PKC. I6

Глава II.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ СЪЕМКИ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННОЙ В 2-Х МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ КАМЕРЕ

ВВЕДЕНИЕ

При подготовке к экспериментам на ускорителе в Дубне и Серпухове с помощью 2-х метровой пропановой пузырьковой камеры была проведена большая методическая работа. Для этой цели на камере получено около десяти тысяч фотографий в луче Γ -излучения с импульсом 2.75 ГэВ/с на синхрофазотроне Дубны. Этот материал послужил для проверки комплекса программ /69,71,79,80/ созданных в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований для обработки съемки с двух-метровой пропановой камеры.

В работе /81,82/ подробно изложена процедура и результаты методических исследований при импульсе перемычки Γ - излучения 2.75 ГэВ/с.

В 1969 году 2-метровая пропановая камера была установлена на луче Γ - излучения с импульсом 40 ГэВ/с ускорителя ИВЭО.

Намера разрабатывалась в тесном сотрудничестве с измерительной группой $\bar{H} \approx 15,5$ микрон.
На намере получено 300 000 фотографий. В данной работе обобщаются результаты по части статистики. Транши просмотрено около 21 000 стереофотографий и найдено 3 175 H^*N - взаимодействий (§ 1a). Измерения отобранных событий производились на полуавтоматических измерительных системах ДЛТА ОИИИ (§ 1б). Результаты измерений поступали на ЭИИ СДЦ-1004А для обчета событий с реконструкцией координат точек до получения физических результатов (§ 2). Проводилось некоторое методическое исследование по определению набора эффективной области регистрации следов, точности определения пространственных координат в намере и по определению систем измерения углов и импульсов ионизированных частиц (§ 3).

Для ряда задач, выполняемых с помощью ДЛК-500, необходимо повысить точность в определении импульсов и углов ионизированных частиц, что, как правило, связано с увеличением ионизационной длины следа. Как было сказано в гл. II § 2, намера состоит из двух волонеров и, следовательно, имеет две независимых системы фотографирования. В § 4 остановимся на методе определения параметров соединенных следов.

§ I. Просмотр фотографий, каталоги отбора
 Γ^N - взаимодействия и изменение нуклеонических параметров событий

а) Правила просмотра фотографий и каталоги отбора событий.

Отбор событий ведется на больших просмотрных столах ИС-1 /83/ и ИС-2 /84/ независимо на двух половинах камеры с использованием, по возможности, всех шести объективов.

Рабочим кадром считается кадр с числом пучковых следов $n \leq 5$, входящих в рабочую область первой половины камеры. Рабочая область для первичных следов и звезд по оси X для первой половины равна $-4 \leq X \leq 6$ и для второй половины равна $-3 \leq X \leq 7$. Кадры с $n > 5$ в первой половине камеры - во второй половине камеры уже не смотрятся. Кадры, где есть взаимодействия в стенке камеры в рабочей области по оси X, считаются нерабочими. Кадры, на которых плохо видны тропы и звезды, считаются нерабочими. Далее делается зарисовка событий, определяются знаки следов вторичных частиц, определяются типы событий и заворачивается паспорт.

В взаимодействиях типа Γ^P относилось события, в которых известно четное число треков; суммарный заряд всех вторичных частиц равен нулю; число протонов равно нулю или единице; нет идентифицированного протона, летящего вперед, а также боссов в точке взаимодействия. (Боссом считается образование, которое нельзя считать следом. Обычно длина босса $l \leq 2$ см).

Взаимодействия типа $\Pi^+ n$ имеют нечетное число тренов, суммарный заряд = минус единица, число протонов равно нулю или единице, а в точке взаимодействия не должно быть бислоев.

При просмотре регистрируются электрон-позитронные (e^+e^-) пары от испарения γ - квантов, смотрящих в звезду, исходящая вся по всей области ядра. γ - квант считается смотрящим в звезду, если центр звезды и "носик" e^+e^- пары, находится на одной прямой. Если γ - квант смотрит в две звезды и трудно отнести их к какой-нибудь одной, то они зарисовываются и относятся к обеим звездам. Действительная принадлежность γ - кванта к одной из этих звезд определяется после расчета пространственных координат.

б) Измерение кинематических параметров событий.

Измерения каждого тренов ведутся на двух или четырех просечках, выбранных при просмотре и указанных на рисунке события.

Первичные тренов измеряются от вершины взаимодействия до ядра в камеру стереоспарки (1,2) и (5,6), если событие произошло во второй половине кадра - все вторичные следы измеряются от точки взаимодействия до остывания или границы ядра на кадре. По длине образуются только следы электронов и позитронов с большой кривизной.

Характерные следы, то есть следы, которые могут быть однозначно определены на двух просечках, измеряются двумя объективами. Это могут быть пары (1,2), (1,3), (2,3), (5,6), (4,5), (4,6). Для каждого характерного следа соответствующие пары объективов указываются в паспорте события.

Нехарактерные следы, то есть следы, которые не могут быть надежно определены на двух проекциях, измеряются тремя объективными (см. гл. III § 2). Это могут быть тройки (1,2,3) и (4,5,6), они также указываются в паспорте событий.

При перемерах измеряется первичный след и следы, указанные в списке после методического просмотра.

В случае перемеров следы перемеряются под теми же номерами, под которыми они измерялись в первый раз (см. гл. III § 2).

γ - кванты, сияющие в звезду, измерялись отдельно.

События, имеющие больше 14 треков, разбивались на две зоны и измерялись как отдельные события. После геометрической реконструкции эти части объединялись.

§ 2. Система программ для обчета событий

В Лаборатории высоких энергий ОИИ создана на языке ФОРТРАН программа полного обчета событий - от реконструкции координат точек до получения физических результатов [71]. Эта система программ постоянно расширяется и совершенствуется.

Иногда возникает 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 пучке вперед. Означается, что следы некоторых частиц не имеют характерных признаков, отличающих их друг от друга: δ - элект-

Негарантированные следы, то есть следы, которые не могут быть надежно определены на двух проекциях, измеряются тремя объективами (см. гл. III § 2). Это могут быть тройки (1,2,3) и (4,5,6), они также указываются в паспорте событий.

При перемерах измеряется первичный след и следы, указанные в списке после методического просмотра.

В случае перемеров следы перемеряются под теми же номерами, под какими они измерялись в первый раз (см. гл. III § 2).

γ - пятна, смотрятся в звезду, измерялись отдельно.

События, имеющие больше 14 треков, разбитались на две зоны и измерялись как отдельные события. После геометрической реконструкции эти части объединялись.

§ 2. Система программ для обчета событий

В Лаборатории массовых энергий СИНЕ создана на языке ФОРТРАН программа полного обчета событий - от реконструкции координат точек до получения физических результатов Γ . Эта система программ постоянно расширяется и совершенствуется.

Часто возникают трудности при геометрическом восстановлении пространственных координат некоторых следов. Дело в том, что продукты распада элементарных частиц при массовых энергиях в большинстве своем получают большую энергию и летят в узком конусе вперед. Связывается, что следы некоторых частиц не имеют характерных признаков, отличающих их друг от друга: δ - элемент-

ровов, вторичных взаимодействий, распадков и т.д. и обнаружить визуально изображения следов на разных снимках стереопары иногда невозможно. Процедура визуального поиска соответствующих следов на разных стереоснимках отнимает много времени при просмотре фильмов и измеренных объектов. И если даже она проводилась, то часто не было уверенности в том, что найденные проекции следов действительно соответствуют друг другу.

В связи с этим ныне на базе программы ГЛОМТ ^{171/} был создан дополнительный блок "MATCH", осуществляющий поиск проекций искомого из неоднородно-определенных следов ^{186/}.

Метод поиска проекций данного следа состоит в сравнении восстановленных пространственных координат этого следа по фотографии первого, второго и третьего объективов (или 5-го, 6-го и 4-го). При этом, если на объекте дано с помощью проекции на всех трех фотографиях, то пространственные координаты, восстановленные 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 можно 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.

Обозначим пространственные координаты, полученные с использованием первого и второго объективов, через $x_i^{12}, y_i^{12}, z_i^{12}$

Для сокращения числа пробных комбинаций в программе предусмотрено возможность прекращения дальнейших поисков сразу после нахождения такого набора проекций, когда разница пространственных координат меньше специально подобранных констант C_1, C_2, C_3

$$\Delta X = |x_i^{12} - x_i^{13}| < C_1$$

$$\Delta Y = |y_i^{12} - y_i^{13}| < C_2$$

(1)

$$\Delta Z = |z_i^{12} - z_i^{13}| < C_3$$

Предположим, что произведена ошибка при выборе одной из трех проекций данного тrena. Например, вместо нулевой проекции по снимку третьего объектива была выбрана другая расположенная. Тогда восстановленный по снимкам первого и третьего объективов след будет совпадать с "истинным", полученным по первому и второму объективам и, если бы он существовал, то был бы расположен в центре где-то рядом с "истинным".

Возможность различать "истинный" след (то есть след, восстановленный по двум правильным проекциям) и "ложный", восстановленный по двум проекциям, одна из которых выбрана неверно, зависит от величины ошибок пространственных координат. Таким образом, вся проблема нахождения соответствующим проекциям сводится к тому, что необходимо выяснить, с какой достоверностью

Обозначим пространственные координаты, полученные с использованием первого и второго объективов, через $X_i^{12}, Y_i^{12}, Z_i^{12}$ и с помощью первого и третьего - через $X_i^{13}, Y_i^{13}, Z_i^{13}$.

Для сокращения числа пробных комбинаций в программе предусмотрено возможность прекращения дальнейших поисков сразу после нахождения такого набора проекций, когда разности пространственных координат меньше специально подобранных констант C_1, C_2, C_3 :

$$\Delta X = |X_i^{12} - X_i^{13}| < C_1$$

$$\Delta Y = |Y_i^{12} - Y_i^{13}| < C_2$$

$$\Delta Z = |Z_i^{12} - Z_i^{13}| < C_3$$

(1)

Предположим, что произошла ошибка при выборе одной из трех проекций данного тета. Например, вместо нулевой проекции на связь не третьего объектива была выбрана рядом расположенная. Тогда и восстановленный по связям первого и третьего объективов след будет совпадать с "истинным", полученным по первому и второму объективам и, если бы он существовал, то был бы расположен в камере где-то рядом с "истинным".

Возможность различать "истинный" след (то есть след, восстановленный по двум правильным проекциям) и "ложный", восстановленный по двум проекциям, одна из которых выбрана неверно, зависит от величины ошибок пространственных координат. Таким образом, вся проблема нахождения соответствующих проекций заключается в том, что необходимо выяснить, с какой достоверностью

друг от друга находятся следы, расположенные на различных расстояниях в пространстве. Решение поставленной задачи было достигнуто при исследовании специально отобранных событий, в которых визуально (по характерным признакам) были найдены все три проекции, соответствующие каждому из треков из этих событий. Было измерено и обчислено по программе ГЕОНИТ с блоком MATCH 36 таких событий (118 треков).

Распределения разностей координат (Δ) оных и тех же точек на следе, но восстановленных по разным парам проекций этих следов (известных нам), приведены на рис.17 со средними значениями и среднеквадратичными ошибками, приведенными в таблице 12.

Таблица 12.

Координаты	Среднее значение $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ (см)	Среднеквадратичные ошибки: $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ (см)
X	0.0164	0.0274
Y	0.0184	0.0274
Z	0.1602	0.1742

Таким образом, можно утверждать, что если выбрать константы C_1, C_2, C_3 , по величине равные 3σ (то есть соответственно 0.75 см, 0.082 см, 0.52 см), то почти со 100% достоверностью будем отличить следы, стоящие друг от друга по X, Y и Z соответственно на C_1, C_2, C_3 (см). Естественно, можно поставить и другие требования.

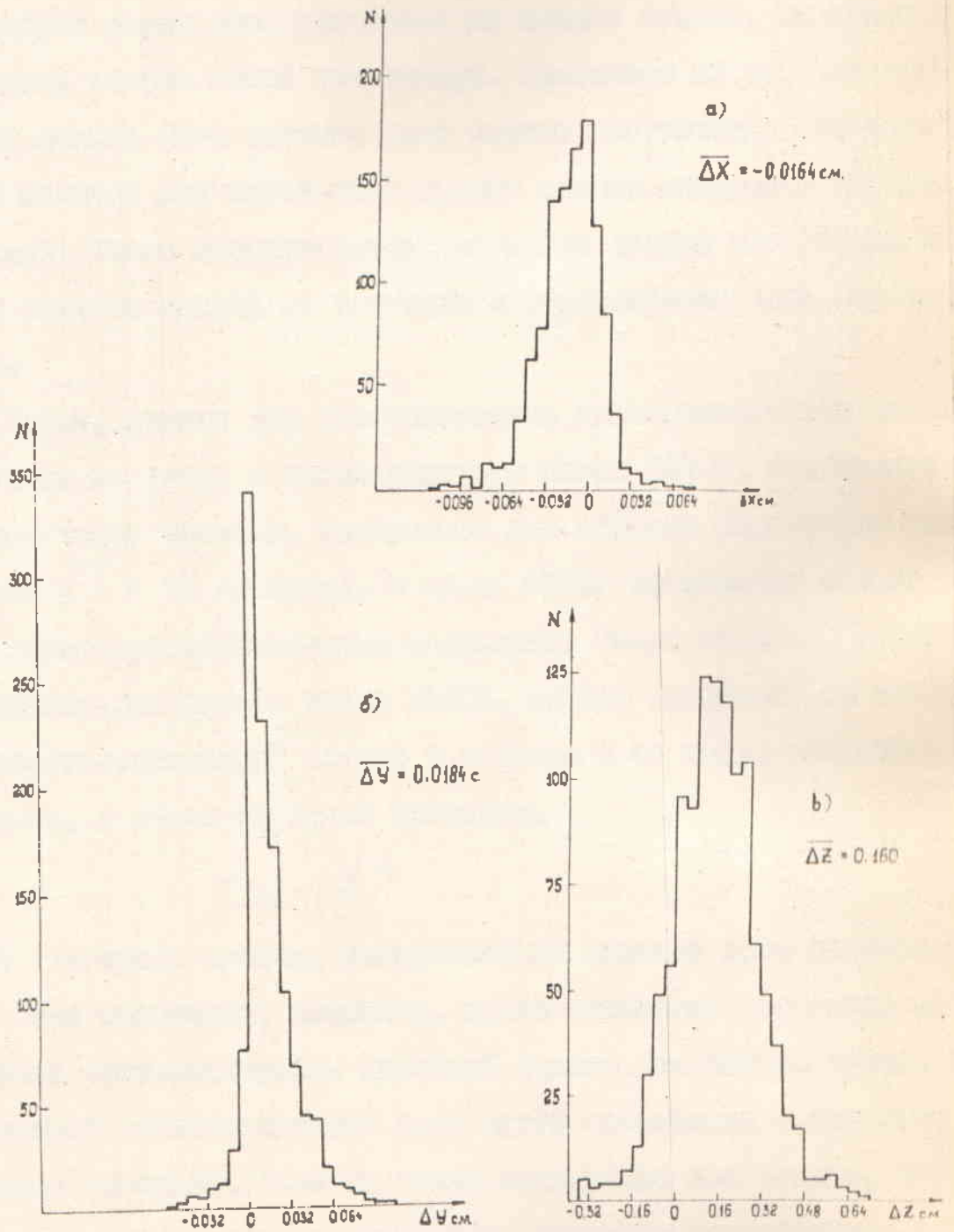


Рис. 17.

Следы, имеющие характерные признаки: δ - электроны, вторичные взаимодействия, распады, черные следы и т.д., проекции которых легко обнаруживаются на каждом снимке, измеряются на снимках только одной стереопары. Указываем на то, что при обходе должен быть включен блок поиска соответствующих следов, служит наглядно для какой-либо группы следов измерений на трех проекциях. Такие несоответствующие следы должны измеряться подряд на снимках каждой из проекций и образовывать один неразмыванный массив.

Время, нужное для восстановления пространственных координат, точек на следе с использованием блока MATCH, составляет небольшую долю всего времени, требуемого для обхода параметров каждого трека ($t \leq 1\%$ времени). В блоке MATCH произойдет только восстановление пространственных координат. Таким образом, время T , необходимое для работы блока MATCH, сильно зависящее от количества "несоответствующих" следов в событии и от числа восстановленных точек, в общем не будет превышать

$$T = t \cdot \left(\frac{N}{2}\right)^3$$

где N - число треков, измеренных на снимках трех объективов.

Если программа, например, из-за ошибочных измерений не может найти соответствующих проекций только для одного следа, то она считает соответствующие друг другу оставшиеся после поиска переборки проекции. Если же таких следов два или больше, то необходимо перемерить или отбросить исследуемое событие.

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

Константы C_1 , C_2 и C_3 записаны в массиве $CST(100)$:
 $C_1 = C_2 = CST(99)$, $C_3 = CST(100)$.

Общая схема этапов обработки данных показана на рис. 18. Измерения записываются на магнитную ленту в I. В память вводятся массив констант (и.л. в 2), необходимых для работы программы в условиях конкретного эксперимента. Массив констант - это таблица H_x , H_y и H_z - компонент магнитного поля в каждой точке измерения и наборы параметров соответствующей системы (см.гл. II § 3).

Программа ГЕОНТ после обработки событий производит проверку материала по тестам, делает сортировку, удовлетворяющую заданным тестам, и записывает их на магнитные ленты. Если количество измеренных треков совпадает со считанными, запись делается на и.л. в 3, если не совпадает - запись делается на и.л. в 4. Эти ленто измеренные треки перемеряются еще раз по номерам, под которыми они измерялись в первый раз и обчитываются второй раз (снова). Результаты перемеренных событий записываются на и.л. в 4. Потом программа ZZ с помощью LIST (список событий), которые должны объединяться, делает перепись перемеренных зон Z_k в рабочую магнитную ленту. На следующем этапе обработки программа SPLIT с помощью LIST объединяет зоны Z_i с зонами Z_k и записывает их на и.л. в 3. Окончательная проверка на события делается в программе DST. Если в "банке" (паспорт)

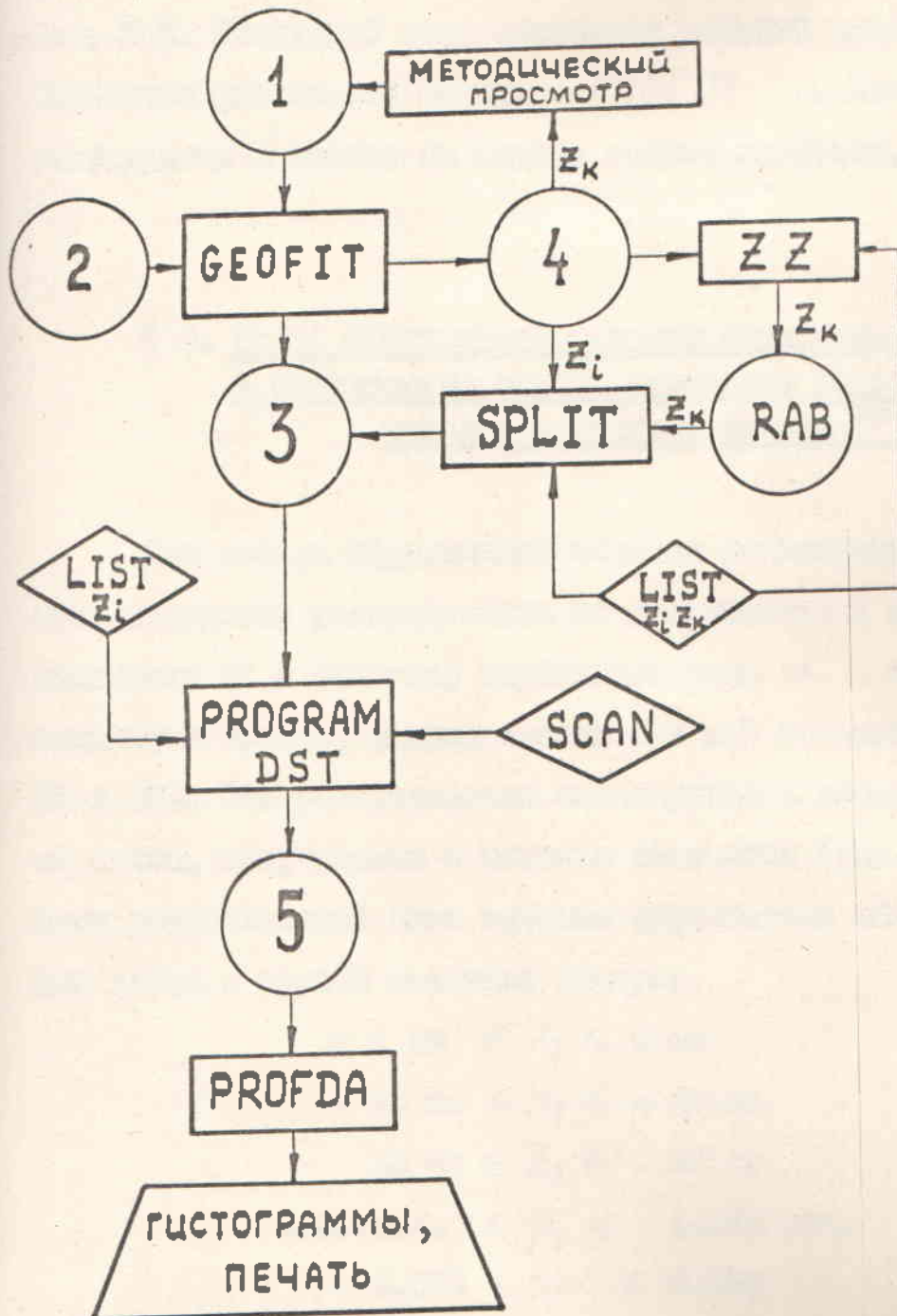


Рис. 18.

событий есть неточности, то тогда с помощью *LIST* и *SCAN* (список событий с правильными "шапками") программа *DST* полностью исправляет допущенные неточности и записывает их на м.л. В 5. Следующий этап обработки событий продолжает программа обработки физических данных - *PROFDA*. Эта программа строит гистограммы и выдает на печать нужные величины.

§ 3. Поиск эффективной области регистрации звезд и распределение ошибок измерения углов и импульсов вторичных частиц 1811

Для набора эффективной области регистрации звезд в камере были построены распределения по координатам X и Z , углу в плоскости XY и тангенсу глубинного угла α , относившись к первичным трекам, дающим звезды в I и II половинах камеры (рис. 19 и 20). Эти распределения согласуются с поверочными размерами лучей, полученными с помощью счетчиков (рис. 21). На основе этих распределений была выбрана эффективная область для регистрации звезд в первой половине камеры:

$$- 4 \text{ см} \leq X_I \leq 6 \text{ см}$$

$$- 38 \text{ см} \leq Y_I \leq - 33 \text{ см}$$

$$22 \text{ см} \leq Z_I \leq 28 \text{ см}$$

$$1.557 \text{ рад.} \leq \beta_I \leq 1.572 \text{ рад.}$$

$$- 0.013 \leq \text{tg } \alpha_I \leq 0.009$$

во второй половине камеры:

$$- 3 \text{ см} \leq X_{II} \leq 7 \text{ см}$$

$$15 \text{ см} \leq Y_{II} \leq 70 \text{ см}$$

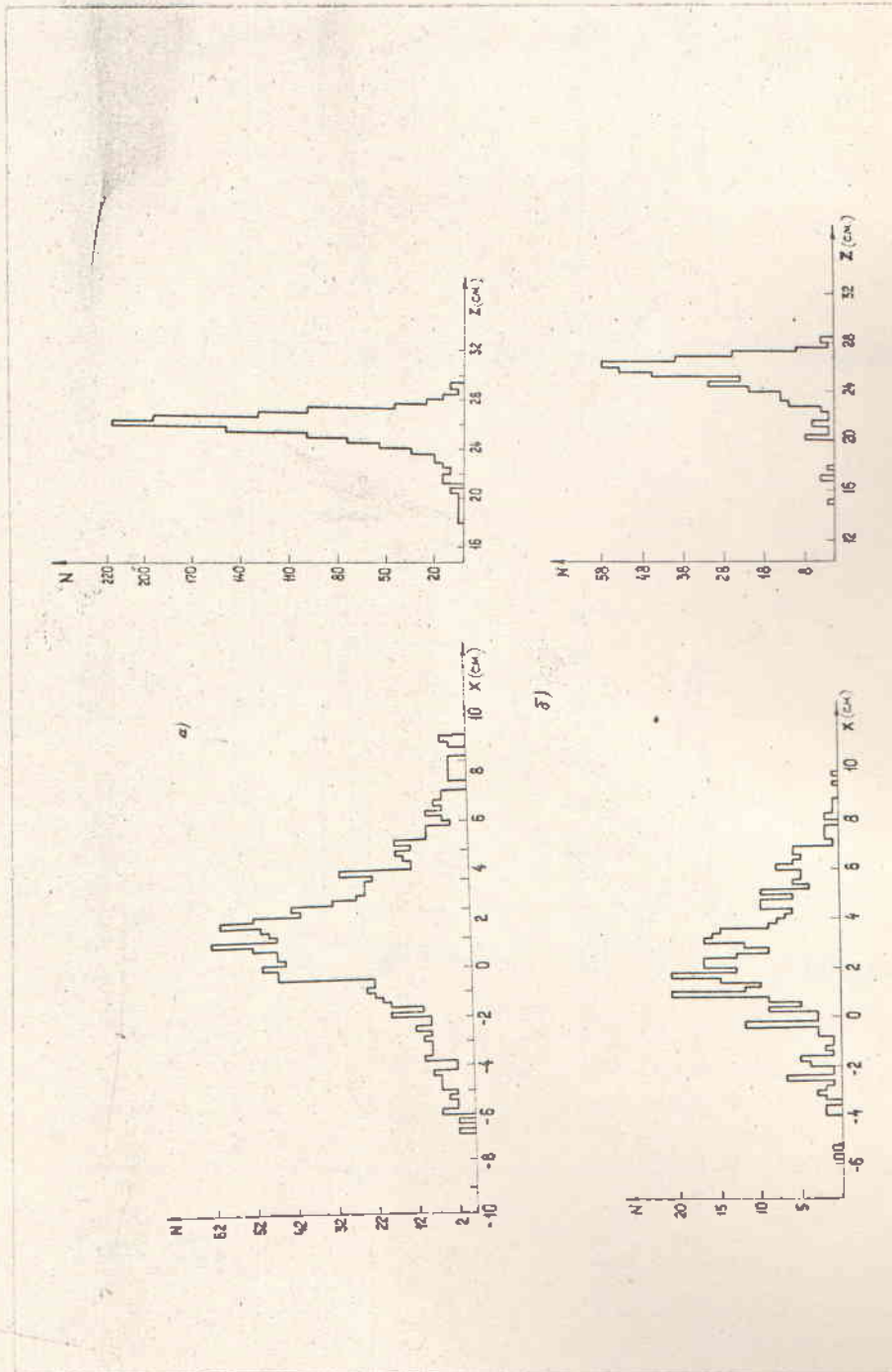


Рис. 19.

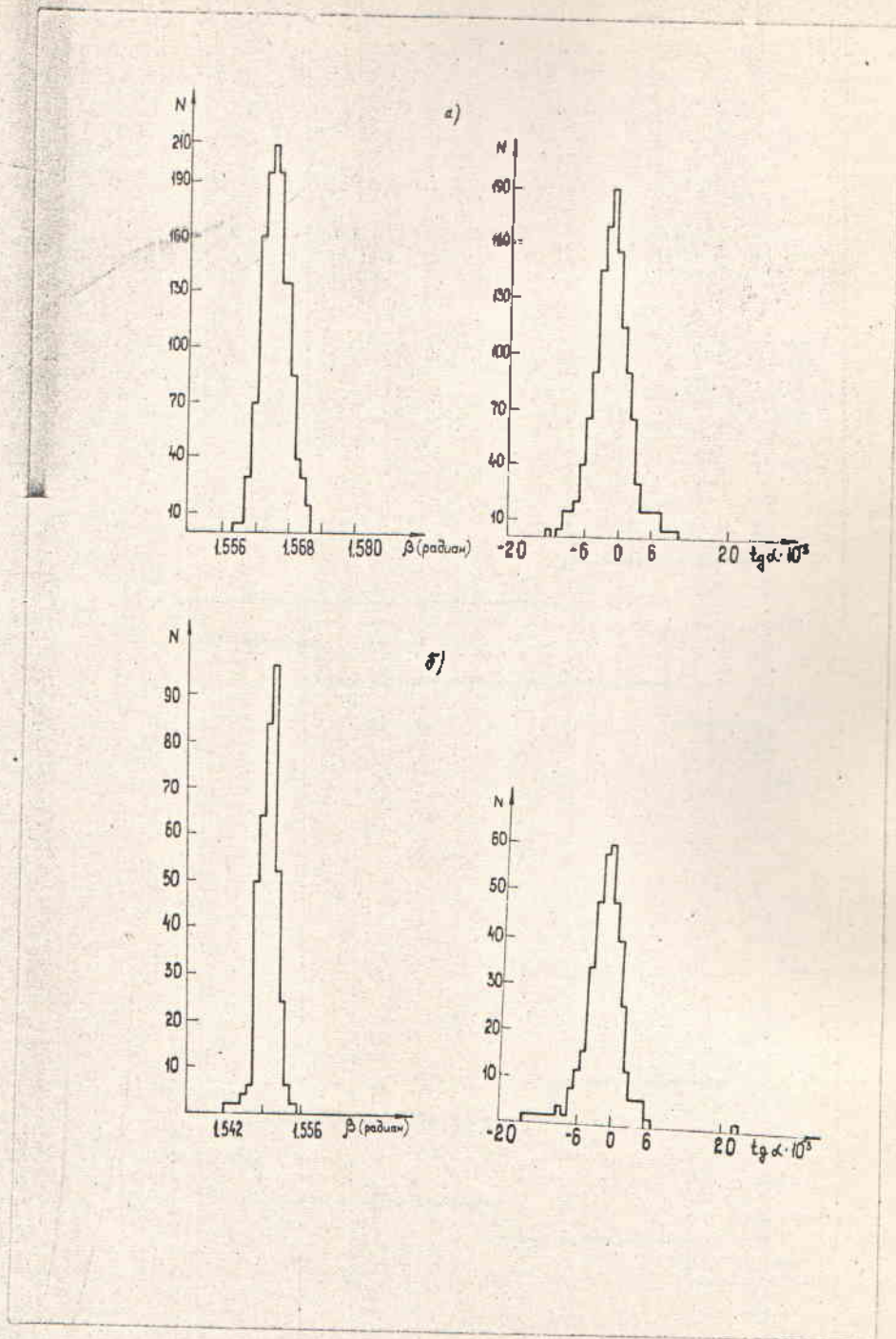


Рис. 20.

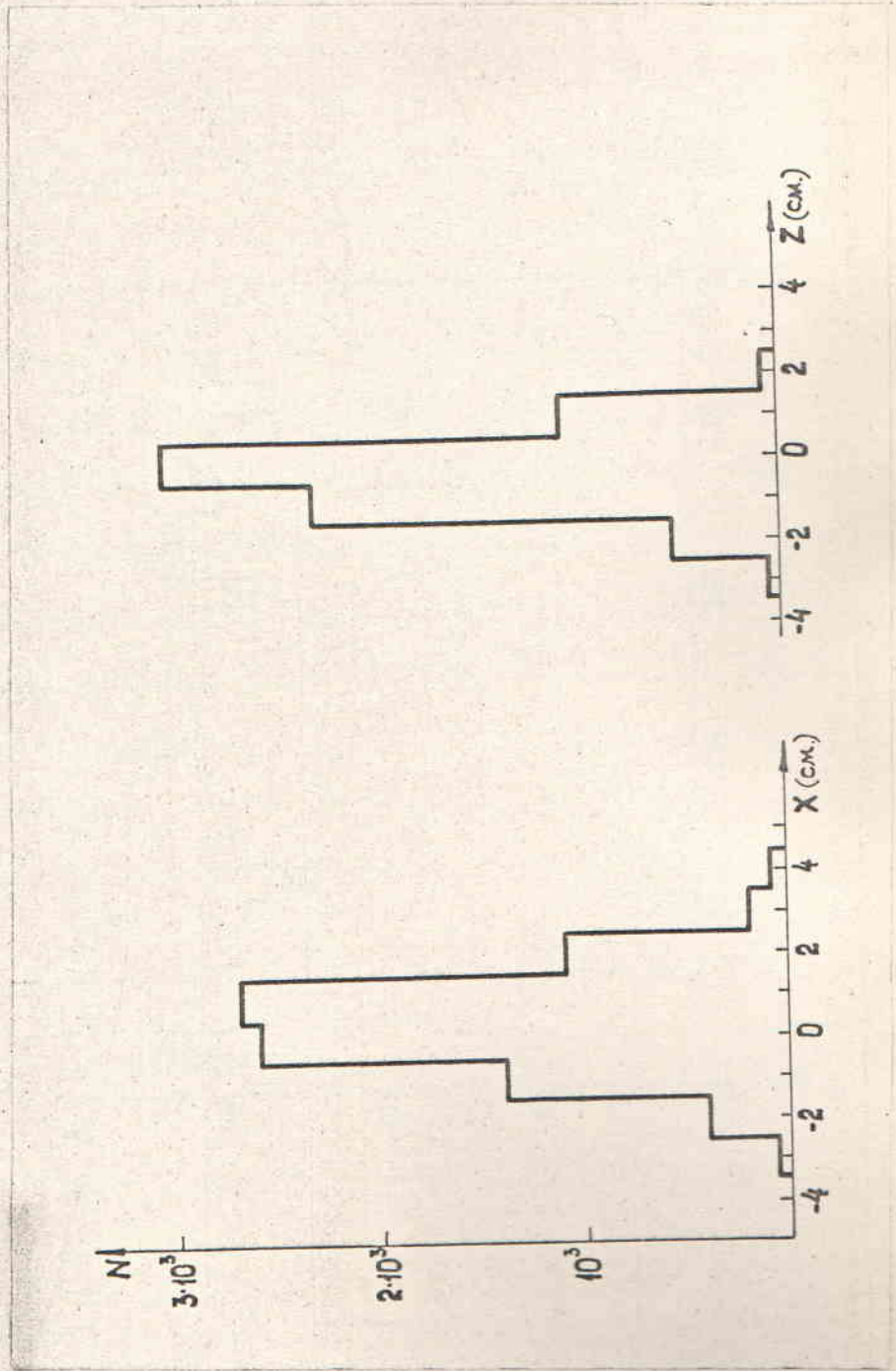


Рис. 21.

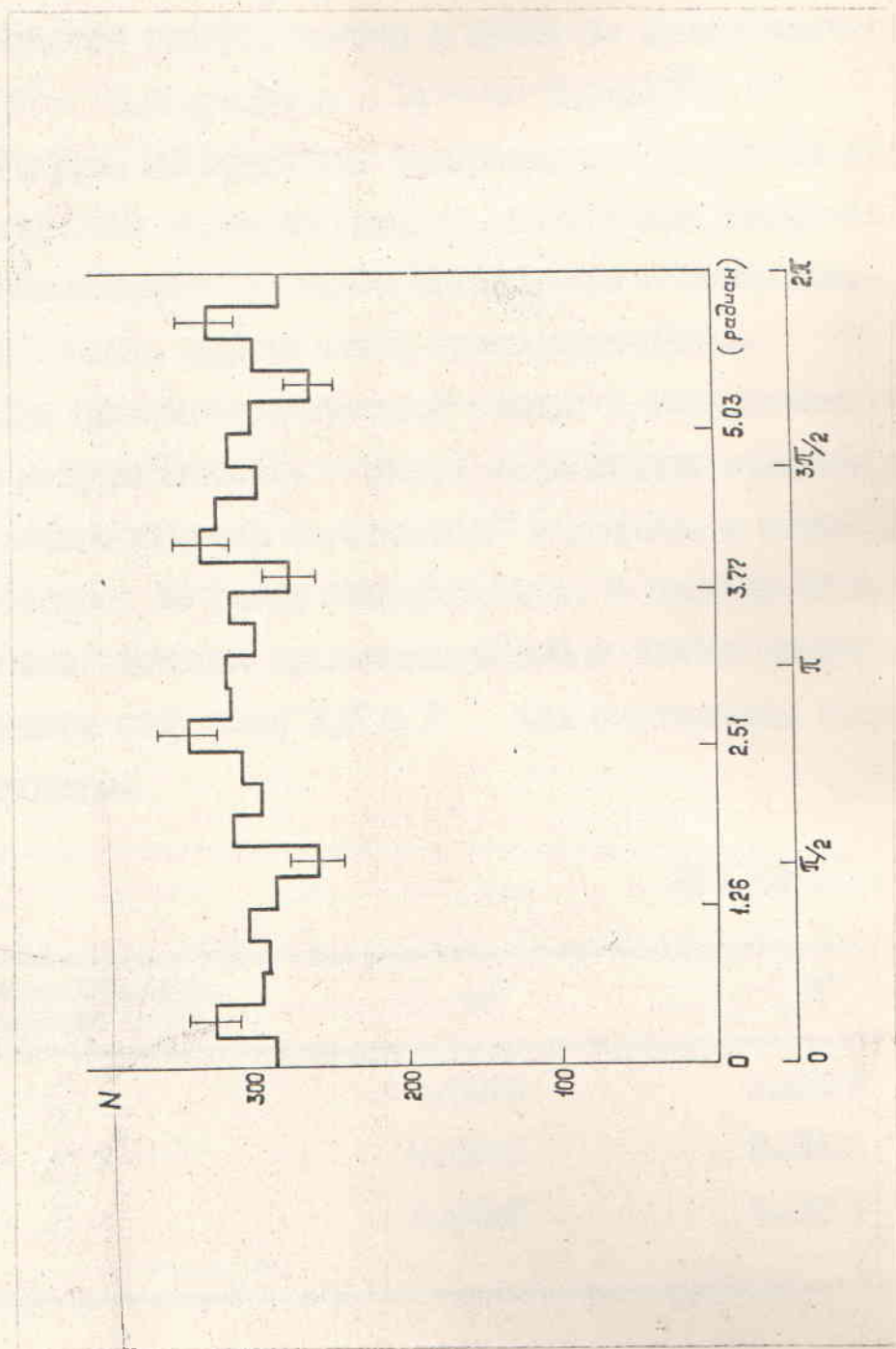


Рис. 22.

$$\begin{aligned}
 22 \text{ см} &\leq Z_{II} \leq 23 \text{ см} \\
 1.543 \text{ рад.} &\leq \beta_{II} \leq 1.562 \text{ рад.} \\
 - 0.012 &\leq \text{tg } \alpha_{II} \leq 0.006
 \end{aligned}$$

Угловой разброс частиц в пучке по данным счетчиков составил $\Delta\beta \approx 0.6$ рад., а $\Delta \text{tg } \alpha \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 22 приведено распределение треков по азимутальному углу. Как видно из рисунка, полученное распределение в пределах статистических ошибок согласуется с изотропией, то есть потерей следов, идущих вниз, можно пренебречь.

Для оценки измерительной ошибки в определении пространственных координат точек в камере была сделана измерены координаты точек взаимодействия первичных Π^- - мезонов и точек взаимодействия γ - квантов по всему объему камеры. В таблице 13 приведены полученные значения среднеквадратичных ошибок измерений пространственных координат X, Y и Z для электронов, позитронов и Π^- - мезонов.

Таблица 13.

Среднеквадратич. отклонение в см.	e^{\pm}	Π^-
$\langle \sigma_x \rangle$	0.0095	0.0081
$\langle \sigma_y \rangle$	0.0245	0.0215
$\langle \sigma_z \rangle$	0.0646	0.0551

Характеристикой качества измерений тренов является величина χ_{xy}^2 и χ_z^2 , рассчитанная на одну степень свободы /69/. Для выбора критерия хорошего измерения были построены распределения тренов вторичных I^+ - мезонов, а также электронов и позитронов от γ - квантов по этим величинам (рис. 23). На основе приведенных распределений были выбраны критерии хорошего измерения тренов: $\chi_{xy}^2 \leq 3.5$, $\chi_z^2 \leq 3.5$.

Средние значения для тренов электронов и позитронов оказались равными $\bar{\chi}_{xy}^2 = 0.74$, $\bar{\chi}_z^2 = 0.87$ при теоретическом значении $\bar{\chi}^2 = 1$.

Для тренов, удовлетворяющих критериям, приведенным выше, были определены средние измерения импульсов и углов. В таблице 14 приведены средние относительные ошибки измерения импульсов вторичных I^+ - мезонов в зависимости от длины трена L .

Таблица 14.

L	$L < 10$ см	$10 \text{ см} \leq L \leq 20 \text{ см}$	$L > 20$ см	все L
$\Delta \frac{P}{P} (\%)$	26.9 ± 0.7	17.6 ± 0.4	9.7 ± 0.1	13.9 ± 0.3
% от полного числа тренов	12.7%	17.0%	70.3%	100%

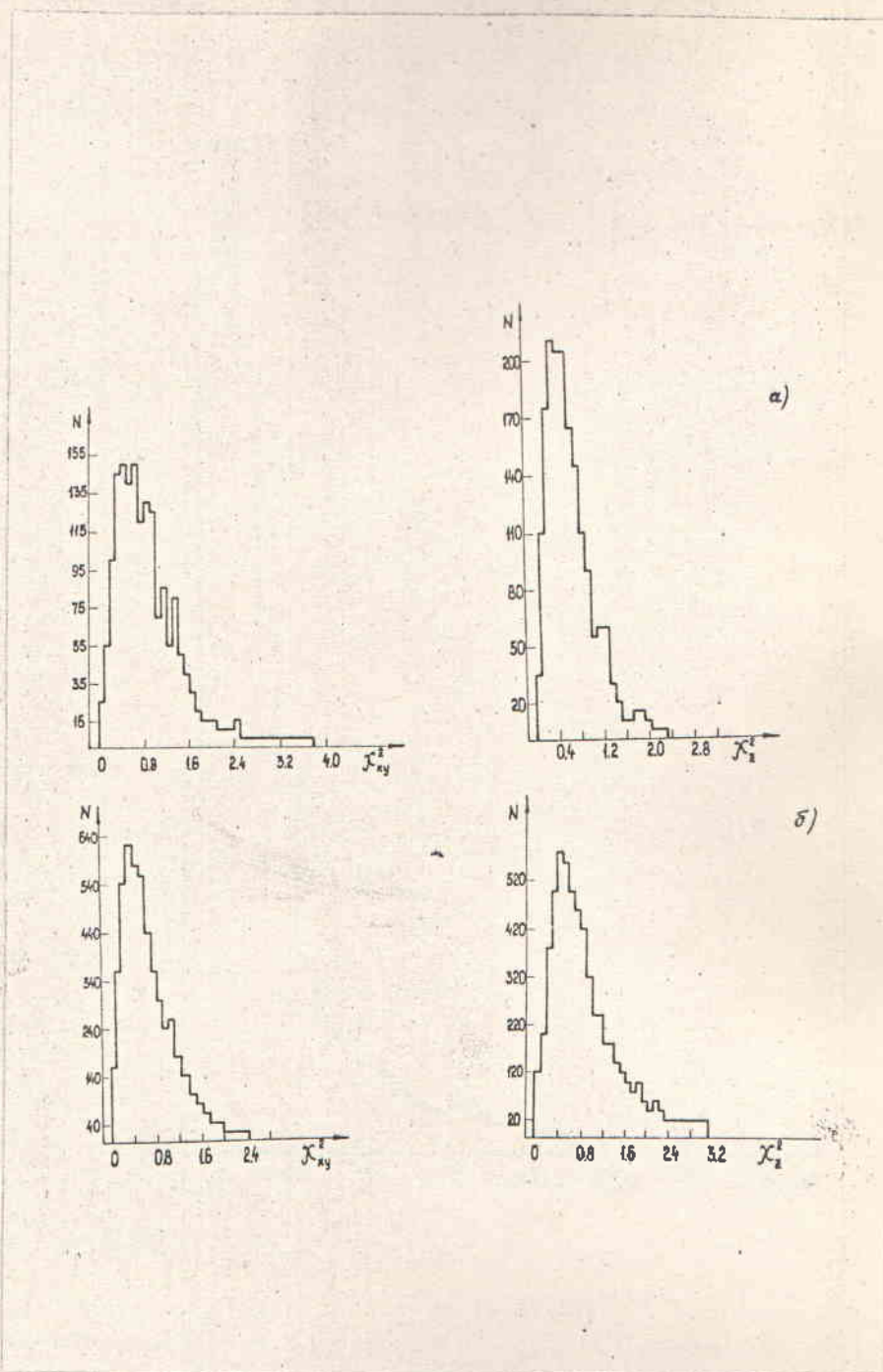


Рис. 23.

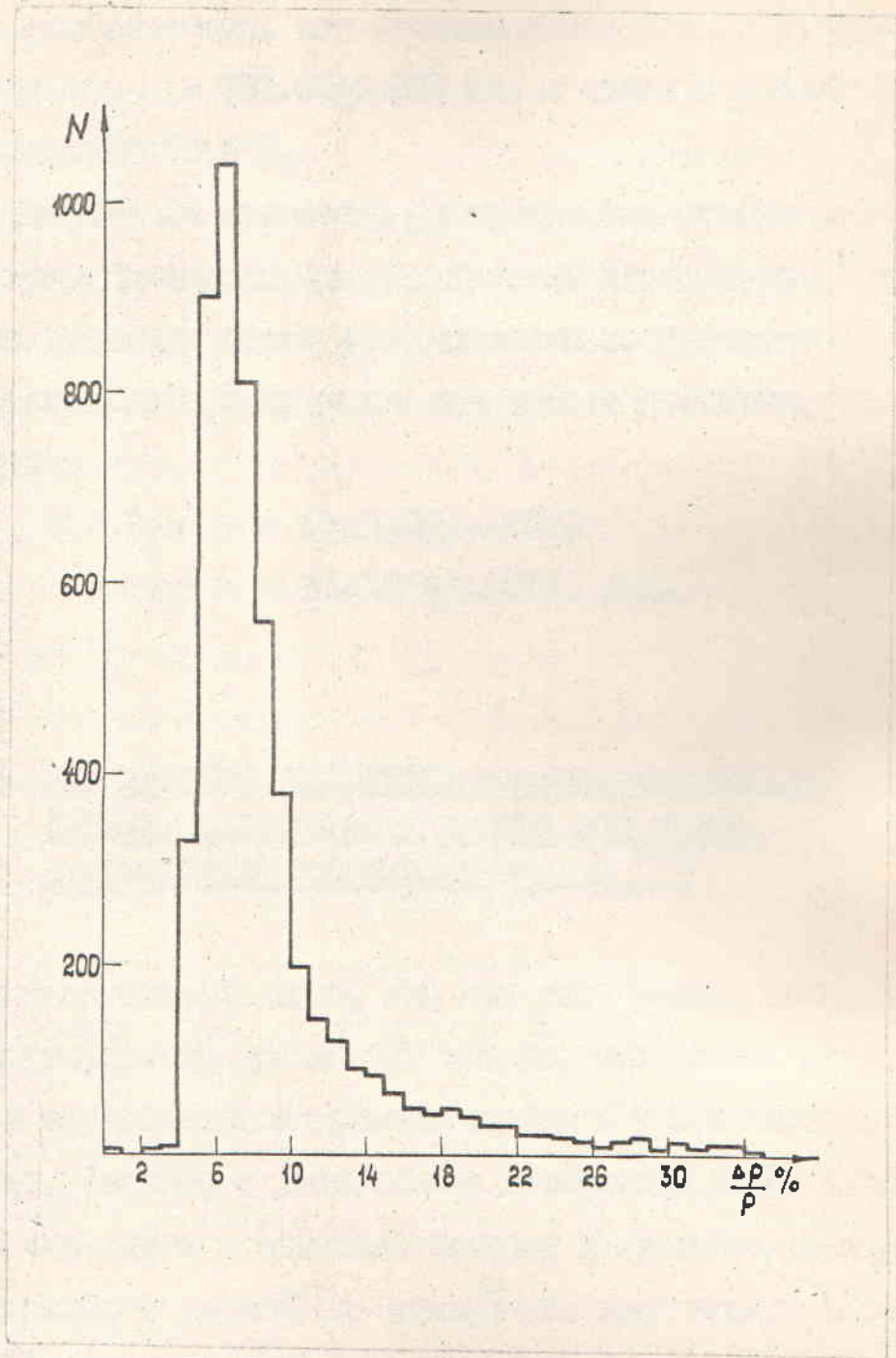


Рис. 24.

Следует отметить, что средняя длина вторичных треков из эвона равна $\langle L \rangle = (31.03 \pm 0.20)$ см, а треки с длиной больше 20 см составляют 70,3 %.

На рисунке 24 приведено распределение относительных ошибок в определении импульсов частиц, вычисл. длину следа $L > 20$ см. Видно, что максимум этого распределения соответствует $\sim 6.5\%$. Средние ошибки измерения углов для треков вторичных частиц из эвона равны:

$$\langle \Delta \text{tg } \alpha \rangle = (0.0061 \pm 0.0001)$$

$$\langle \Delta \beta \rangle = (0.0037 \pm 0.0001) \text{ рад.}$$

4. Определение характеристик соединенных слоев частиц, измеренных в полых цилиндрических детекторах пропановой камере /66/

Как было сказано выше, что для ради эвона, изготовленного с помощью двухметровой пропановой камеры, необходимо повысить точности в определении импульсов частиц и углов наклона, что как известно, связано с увеличением измеренной длины следа. Особенно это относится к частицам больших импульсов. Если максимум энергии произойдет в первой (по пучку) половине камеры и наоборот, наиболее быстрые частицы уйдут во вторую половину камеры, то для повышения точности определения характеристик этих быстрых частиц необходимо использовать всю длину следа из обеих половин камеры. Однако, как оказалось из-за наличия вученных искривлений /66/ при восстановлении пространственных искривлений

две части одного и того же следа совмещаются в большинстве случаев смещенными и повернутыми друг относительно друга.

В предложенном методе определения параметров следов с продолжением используется вся длина следа и точность в определении характеристик следа (прямизны, углов и т.д.) остается почти такой, как если бы излома и смещения в месте схождения вообще не существовало.

Если какая-либо часть следа проходит из первой во вторую часть камеры, она будет зарегистрирована на фотографических объективах обеих оптических систем и наличие изломов и смещений ее следа на снимках 1,2 (3) или 5,6 (4) - объективов будет служить указанием на то, что программа должна соединить обе части следа в одну. В программе ГЕОМЕТ функцию предварительного объединения следов выполняет подпрограмма *JOINT*. Здесь обе части следа отдельно анпроецируются в пространственных координатах полиномом 5-го порядка в плоскостях (XY) и (YZ) и в середине камеры (т.е. при $Y=0$) находятся смещения X_1 и Z_1 двух частей следа по X и Z координатам, соответственно, а также углы поворота $\Delta\beta$ и $\Delta\alpha$ обеих краев относительно друг друга. Если смещения X_1 и Z_1 меньше заранее выбранных констант, то следы считаются продолжением один другого. Распределение по X_1 и $\Delta\beta$ показано на рис. 25.

Можно видеть, что эти распределения несимметричны относительно нуля. Этот факт убеждает нас в том, что имеют место систематические смещения и поворот в плоскости (XY) , обусловленные оптическими искажениями. Если при дальнейшей обработке "со-

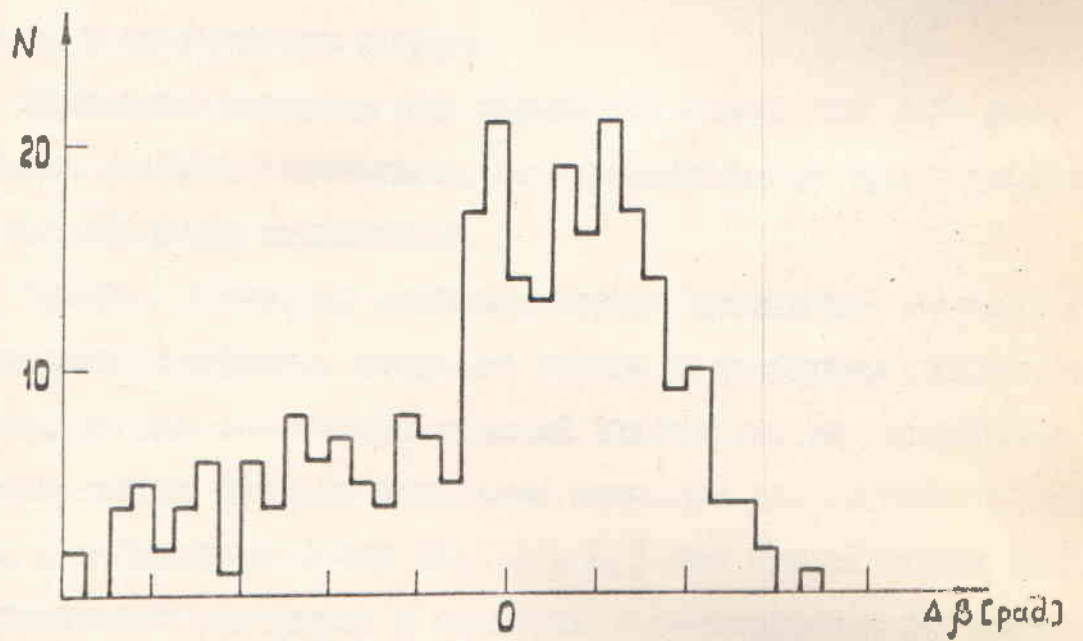
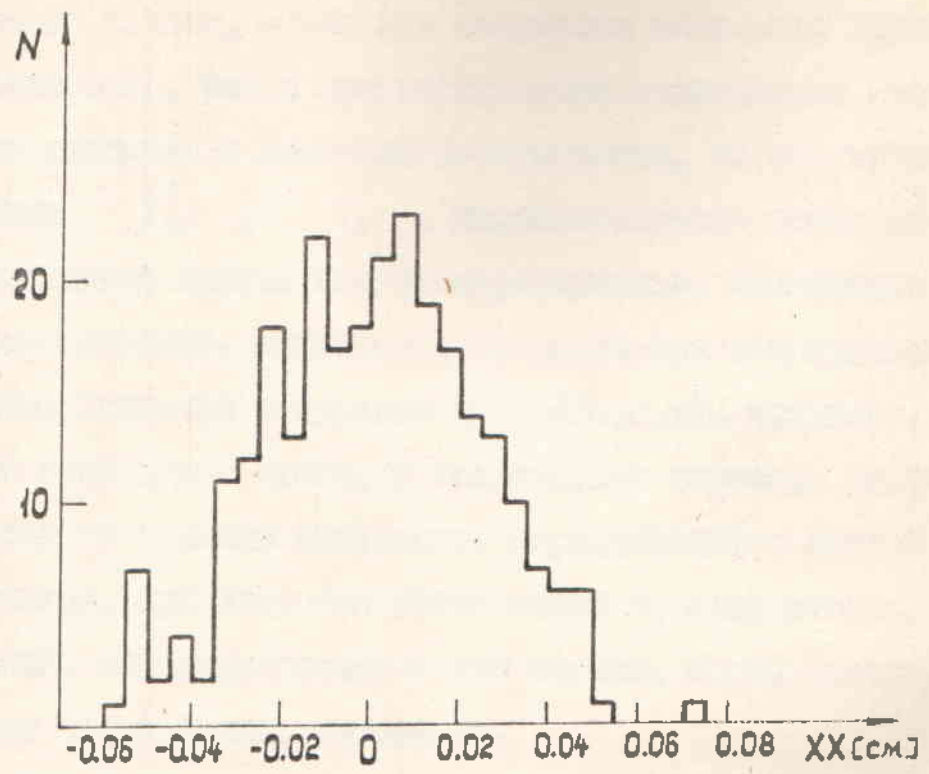


Рис. 25.

данных" следов, — как при получении начальных приближений их параметров, так и при определении оптимальных значений, увеличение смещения и поворота воспроизводства, то получаются большие значения X_{xy}^2 , X_z^2 , характеризующие качество подбора теоретических кривых под несовершенствено измеренные координаты. Это, естественно, происходит из-за различных подобранных излучающих углов. Значения излучающих (рис. 26а, б, в), например, определяемых по всей длине трасса, в большинстве случаев, значительно отличаются от значений излучающих, определенных в каждой из половины выноса, при этом они часто лежат по одну сторону от обоих значений, что недопустимо в том случае, когда трасса, описывающая две части следа, сопряжены.

Метод определения параметров "соединенных" следов аналогичен методу, примененному при определении параметров следов частиц через пластинку из тяжелого металла (см. гл. I § 20), помещенную в пузырьковую камеру.

Начальные значения для сдвига X и поворота $\Delta\beta$ можно принимать равными величинам, определенным при англонометрии двух частей следа полиномом.

Однако, поскольку систематические искажения, происходящие при определении координат, никак не учтены в величинах ошибок координат, то для облегчения условий сходимости итерационного процесса заданы нулевые начальные значения для сдвига и поворота, а координаты точек (X_s, Y_s, Z_s) для второй части следа предварительно повернуты и сдвинуты в пространстве на величины начальных смещений и углов:

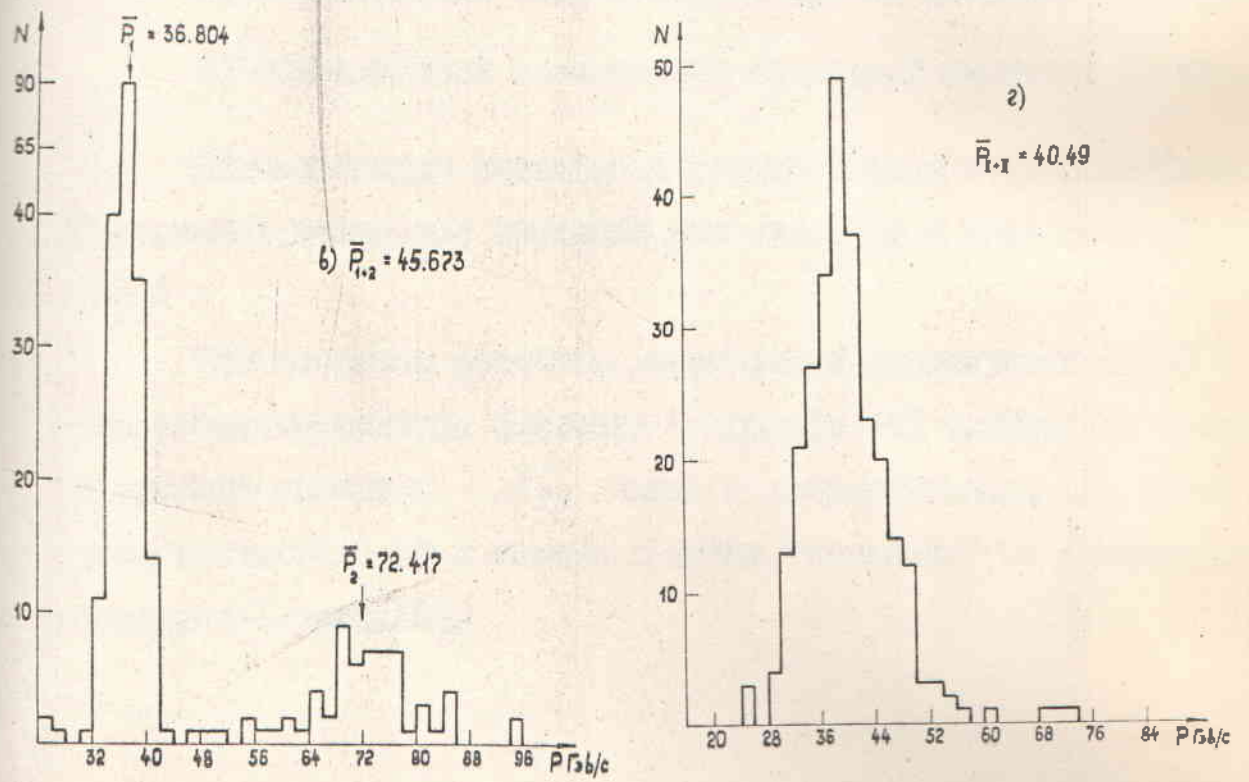
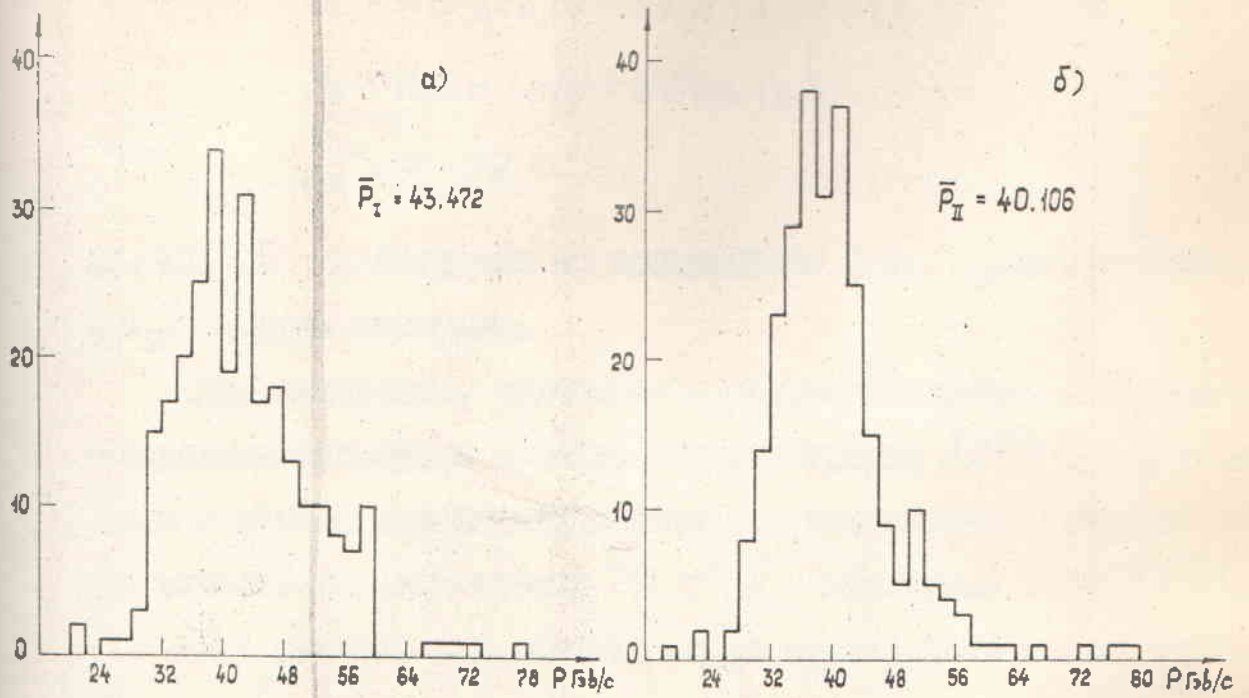


Рис. 26.

$$X_s = X \cos(\Delta\beta) - Y \sin(\Delta\beta) - XX$$

$$Y_s = X \sin(\Delta\beta) + Y \cos(\Delta\beta)$$

$$Z_s = Z - ZZ,$$

где XX, ZZ — смещения по координатам X и Z , соответственно,
и $\Delta\beta$ — угол поворота.

Все изменения, связанные с предварительными сдвигами и поворотами координат внесены в подпрограмму *JOINT*, а изменения в методе нахождения параметров соединенных "слитых" следов внесены в подпрограмму *PAZFIT* программы *ГЕОМЕТРИЯ*.

Все расчеты для каждого следа проводились в трех вариантах:

- 1) в расчете учитывалась вся длина трека;
- 2) обчитывался след только в первой половине камеры;
- 3) обчитывался след только во второй половине камеры.

Обсчет следов отдельно в разных частях камеры позволяет определять начальные значения для смещений и поворотов XX, ZZ и $\Delta\beta$

Как показано расчеты, минимизация функционала (3.4) с учетом всех параметров (столбец II таблицы 15) происходит успешно и средние значения χ^2_{xy} близки к теоретическим, чем в том случае, когда поворот и сдвиг в точке "слипания" не учитывались (столбец I табл. 15).

Таблица 15.

Величина	Теоретические значения	I	II
χ_{xy}^2	I	3.173	1.189

Расчеты (I) и (II) проведены при измерительной схеме $\sigma = 10 \mu$.

Величины импульсов периферических частей, определенные по всеядные размеры с учетом смещения и поворота канала по всех случаях между значениями импульсов, определенных отдельно по каждой половине (рис. 26г). Это говорит о том, что кривые, смещенные следы в каждой из частей канала с учетом подобранных поворотов и сдвигов, хорошо совпадают. Среднее значение импульса^{*)}, полученное по данному методу, составляет 40.49 Гза/с и отличается в лучшую сторону от среднего значения 45.673 Гза/с (рис. 26г, х).

*) Значение импульса, измеренное независимым способом по параметрам магнитной оптики канала, составляет 40 Гза/с.

Глава IV.

ОБЩИЕ СВОЙСТВА $\pi^- N$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С БОЛЬНОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С

ВВЕДЕНИЕ

Обобщенные в этой главе результаты основаны на изучении 945 событий неупругих $\pi^- N$ - взаимодействий с $N_{\pm} \geq 5$, отобранных из общего числа 3175 взаимодействий порчинок π^- -мезонов с нуклонами. Отбор событий осуществлялся по критериям, описанным в § I гл. II.

Максимально было отобрано 686 взаимодействий с протоном и 259 случаев с нейтроном. Получена информация о свойствах π^+ -мезонов и π^- -мезонов. Рассматриваются распределение событий по множественности вторичных заряженных частиц (§ I), топологические сочтения (§ I), импульсное распределение рожденных частиц (§ 2), величина коэффициента неупругости (§ 3), угловые распределения образцовых частиц (§ 4) и распределения по поперечному импульсу вторичных частиц (§ 5); в § 6 полученные результаты при импульсе 40 Гэв/с сравниваются с расчетами по статистической теории. В § 7 анализируются различные критерии идентификации лидирующих частиц в $\pi^- N$ - взаимодействиях и приводятся результаты общих характеристик остальных π -мезонов после исключения лидирующих и "необарных" частиц из $\pi^- N$ - взаимодействий. Экспериментальные результаты сравниваются с пред-

на статистической теории.

§ I. Распределение событий по множественности
заряженных частиц и топологические сочтения
в $\Pi^{\pm}N$ - взаимодействиях /88/

Одной из самых ярких характеристик множественного образования частиц является распределение по множественности. Вследствие того, что регистрация нейтральных частиц крайне затруднительна, информации о множественности, как правило, вычерпывается только данными для заряженных частиц.

На рис. 27 и 28, соответственно, приведены распределения по множественности заряженных частиц в $\Pi^{\pm}P$ и $\Pi^{\pm}N$ взаимодействиях. Значения средних множественностей заряженных частиц в $\Pi^{\pm}N$ - взаимодействиях приведены в таблице 16. Указанные отклонения - статистические. Поправки, связанные с наличием Далаитца, были введены при определении средних множественностей со вторичными столкновениями, σ - электронами, γ - квантами вблизи точки взаимодействия, а также с потерей медленных протонов.

При просмотре стереофотографий регистрировались вторичные взаимодействия и γ - кванты в интервалах 0-5 см и 5-10 см от первичной звезды. Всего было найдено 276 и 246 γ - квантов; 311 и 251 вторичных взаимодействий в соответствующих интервалах. Зарегистрировано также 28 пар Далаитца. Проверка на "потери" медленных протонов при просмотре ($v \leq 2$ км) осуществлялась для взаимодействий. Делалась также проверка на ли потеря заряжен-

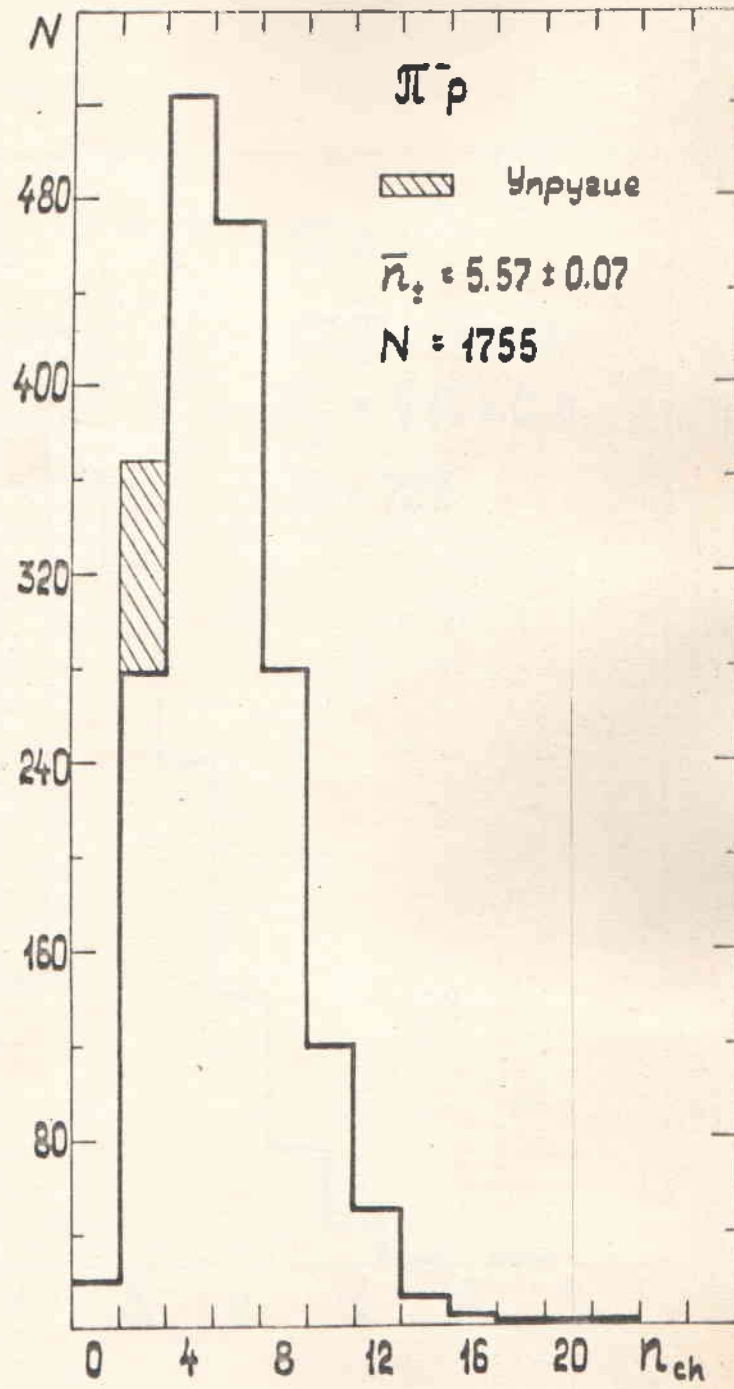


Рис. 27.

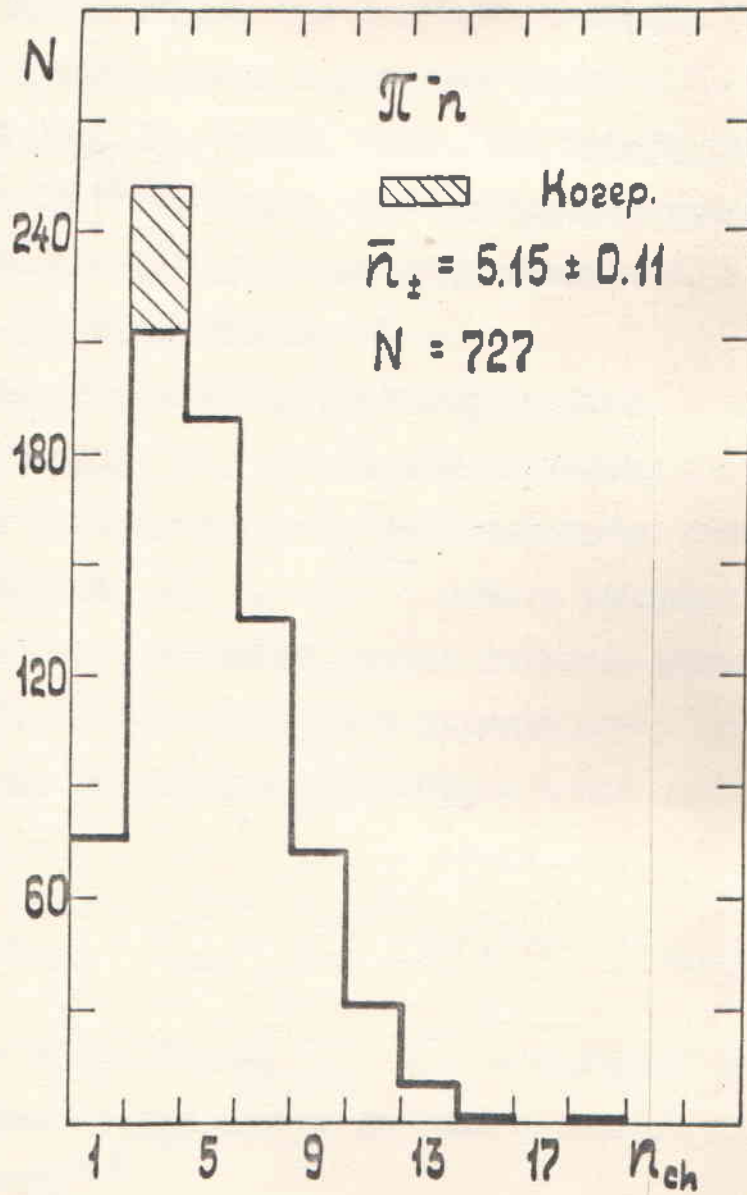


Рис. 28.

ных следов у событий, которые расположены ближе к двум камерам, где освещенность меньше, чем у стекла. Для этой цели все найденные события разбивались на две группы: события, расположенные ближе к двум камерам (1) и события в хорошо освещенной области (2). Среднее число заряженных частиц $\langle N_{\pm} \rangle_1 = 7.16 \pm 0.14$ и $\langle N_{\pm} \rangle_2 = 7.12 \pm 0.12$. Отсюда видно, что потери следов составляют меньше 2% [89]. Таким, что все перечисленные выше поправки несущественны и для освещенные значения $\langle N_{\pm} \rangle$ на $\Delta \langle N_{\pm} \rangle \approx -0.1$, что и было учтено в таблице 16.

Сечение, соответствующее числу событий, с данным числом заряженных частиц N_{\pm} в конечном состоянии плюс любое число нейтральных частиц вычисляется топологическим сечением. Топологические сечения σ_n^{p-p} , σ_n^{p-n} даны в таблицах 17, 18, соответственно. Здесь исключены случаи упругого рассеяния из столбцов. Все оставшиеся события нормировались на полное сечение неупругих взаимодействий, которое принималось равным

$$\sigma_{\text{неуп}}^{p-p} = \sigma_{\text{пол}}^{p-p} - \sigma_{\text{упр}}^{p-p} = 21.2 \pm 0.15 \text{ мбн},$$

где $\sigma_{\text{упр}}^{p-p} = 3.5 \pm 0.35 \text{ мбн}$, $\sigma_{\text{пол}}^{p-p} = 24.7 \pm 0.15 \text{ мбн}$ [89]. Все $p-n$ события нормировались на полное сечение неупругих $p-n$ взаимодействий *)

*) область, заштрихованная на рис. 28, соответствует каналу когерентных взаимодействий типа $\pi^- C_6^{12} \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- C_6^{12}$ ($\sim 17\%$ от всех трехлучевых событий). Сечение когерентного образования трех заряженных π -мезонов на ядре углерода принималось равным $\sigma(\pi^- C_6^{12} \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- C_6^{12}) = 2.5 \text{ мбн}$ по экстраполяции измеренных экспериментальных данных.

$$\sigma_{\text{неуп}}^{\text{п-п}} = \sigma_{\text{пол}}^{\text{п-п}} - \sigma_{\text{упр}}^{\text{п-п}} = 19.6 \pm 0.3 \text{ мБн,}$$

где $\sigma_{\text{упр}}^{\text{п-п}} = 3.5 \text{ мБн.}$ $\sigma_{\text{пол}}^{\text{п-п}} = 23.1 \pm 0.3 \text{ мБн. /89/}$

Таблица 16.

тип взаимодействия	$\langle N_{\pm} \rangle$
П-Р (все зарегистрированные события)	5.39 ± 0.07
П-Р (без упруг. соб.)	5.56 ± 0.07
П-п (все события)	5.03 ± 0.10
П-п (без поперт. соб. - 43 соб.)	5.15 ± 0.10

Таблица 17.

Число со- бытий	Доля от всех событий в (%)	Соотноше (мБн)	σ_n
0 20	1.1 ± 0.3	0.023 ± 0.06	
2 274	15.6 ± 0.9	3.31 ± 0.19	
4 524	29.2 ± 1.3	6.34 ± 0.28	
6 470	26.8 ± 1.2	5.68 ± 0.26	
8 279	15.9 ± 1.0	3.37 ± 0.21	
10 120	6.8 ± 0.6	1.44 ± 0.13	
12 50	2.9 ± 0.4	0.61 ± 0.08	
14 13	0.7 ± 0.2	0.13 ± 0.04	
16 2	0.1 ± 0.1	0.02 ± 0.02	
18 1	0.1 ± 0.1	0.02 ± 0.02	
20 1	0.1 ± 0.1	0.02 ± 0.02	
22 1	0.1 ± 0.1	0.02 ± 0.02	
Всего 1775	100	21.20 ± 0.15	

Таблица 18.

N_{\pm}	число со- бытий	Доля ото всех событий в %	Среднее \bar{N} (абн.)
I	77	10.6 \pm 1.2	2.68 \pm 0.24
3	213	23.3 \pm 2.0	5.74 \pm 0.40
5	183	25.9 \pm 1.9	5.08 \pm 0.38
7	135	18.6 \pm 1.6	3.65 \pm 0.32
9	70	9.6 \pm 1.2	1.88 \pm 0.24
11	33	4.5 \pm 0.8	0.88 \pm 0.24
13	9	1.2 \pm 0.4	0.24 \pm 0.08
15	1	0.1 \pm 0.1	0.02 \pm 0.02
19	1	0.1 \pm 0.1	0.02 \pm 0.02
Все события		100	19.60 \pm 0.30

Результаты измерений и обсега по геометрической прогрессии N_{\pm} для событий с множественностью $5 \leq N_{\pm} \leq 12$ приведены в таблицах 17а и 18а.

Таблица 17а.

Таблица 18а.

N_{\pm} (П-Р)	Кол-во измер. соб.	Кол-во соб., у которых все тре- ни обсе- ганы	N_{\pm} (П-Н)	Кол-во измер. событий	Кол-во соб., у ко- торых все тре- ни обсе- ганы
6	402	355	5	155	137
8	260	217	7	96	77
10	103	84	9	49	38
12	44	30	11	11	7
Все	809	686	Все	311	259

Из табл. 17а и 18а видно, что в $\sim 15\%$ событий есть взаимо-
рыные трени.

§ 2. Импульсные распределения вторичных частиц /97/

Основные черты неупругих взаимодействий при импульсе первичных Π^- -мезонов 40 Гэв/с, которые будут рассмотрены в этом параграфе, одинаково проявляются как в импульсных, так и в энергетических спектрах. Мы остановимся только на импульсном распределении вторичных частиц.

Наиболее полная информация получена о свойствах вторичных Π^- -мезонов, так как все вторичные отрицательные частицы считались Π^- -мезонами. Что касается положительных частиц, если предположим, что коэффициент перезарядки протона - 0,36, то число протонов среди положительных Π^+ -мезонов составляет приблизительно 15% /90/.

На рис. 29 и 30 показаны импульсные распределения Π^+ - и Π^- -мезонов в СЦМ^{а)}, а в таблицах 19 и 20 приведены средние значения полных импульсов в лаб. системе и СЦМ для Π^+p и Π^-p взаимодействий с различной известностью.

Π^-p - взаимодействия

Таблица 19

Число вторичных частиц	$\langle P_{\text{лаб}} \rangle_{\Pi^+}$	$\langle P_{\text{лаб}} \rangle_{\Pi^-}$	$\langle P^* \rangle_{\Pi^+}$	$\langle P^* \rangle_{\Pi^-}$
6	3.49 ± 0.14	5.16 ± 0.20	0.738 ± 0.021	0.813 ± 0.25
8	3.34 ± 0.15	3.97 ± 0.18	0.648 ± 0.019	0.689 ± 0.023
10	2.84 ± 0.18	3.05 ± 0.18	0.596 ± 0.030	0.614 ± 0.026
12	2.59 ± 0.23	2.86 ± 0.26	0.559 ± 0.036	0.562 ± 0.040
Все	3.231 ± 0.085	4.192 ± 0.108	0.671 ± 0.012	0.697 ± 0.013

а) Величины со звездочкой относятся к СЦМ.

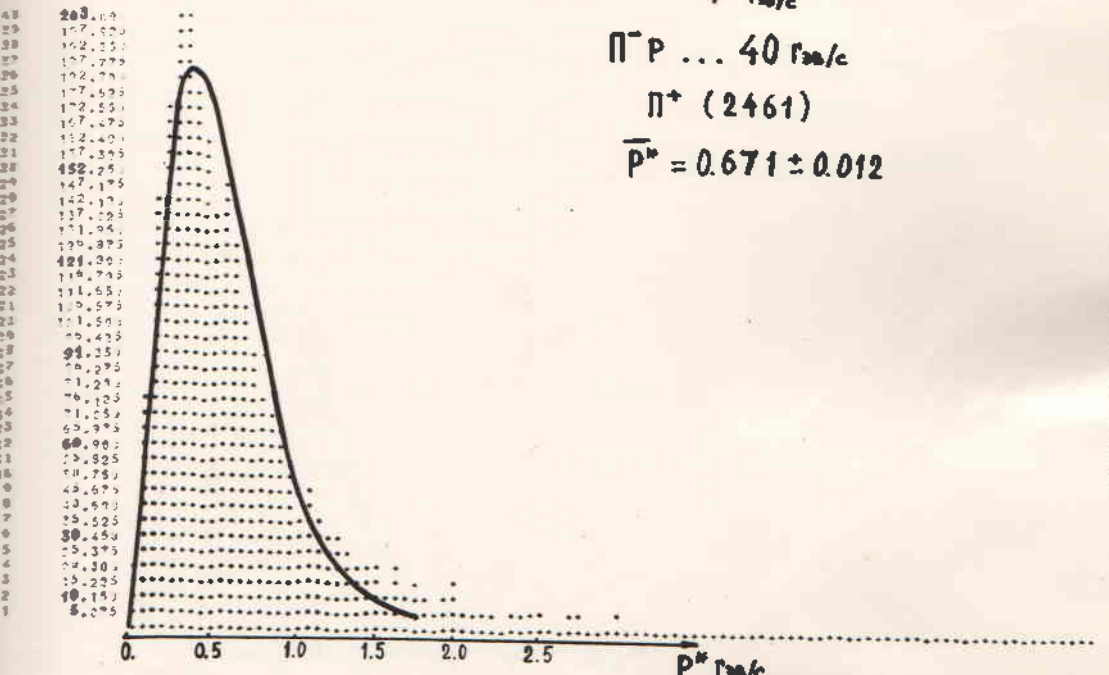
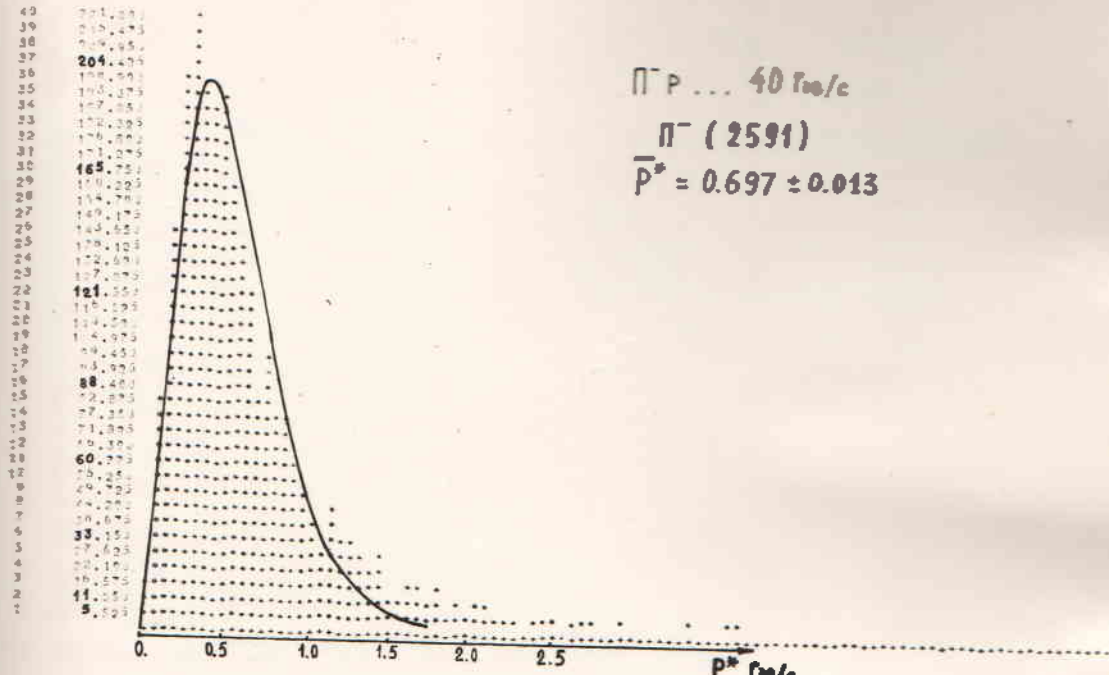


Рис. 29

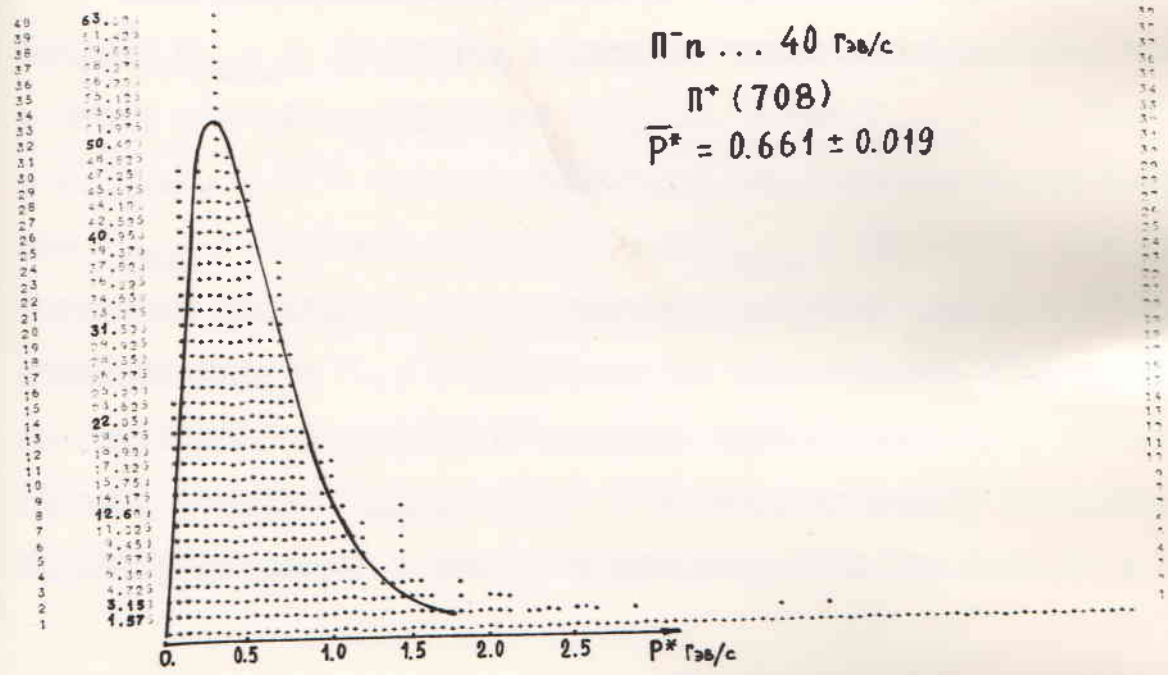
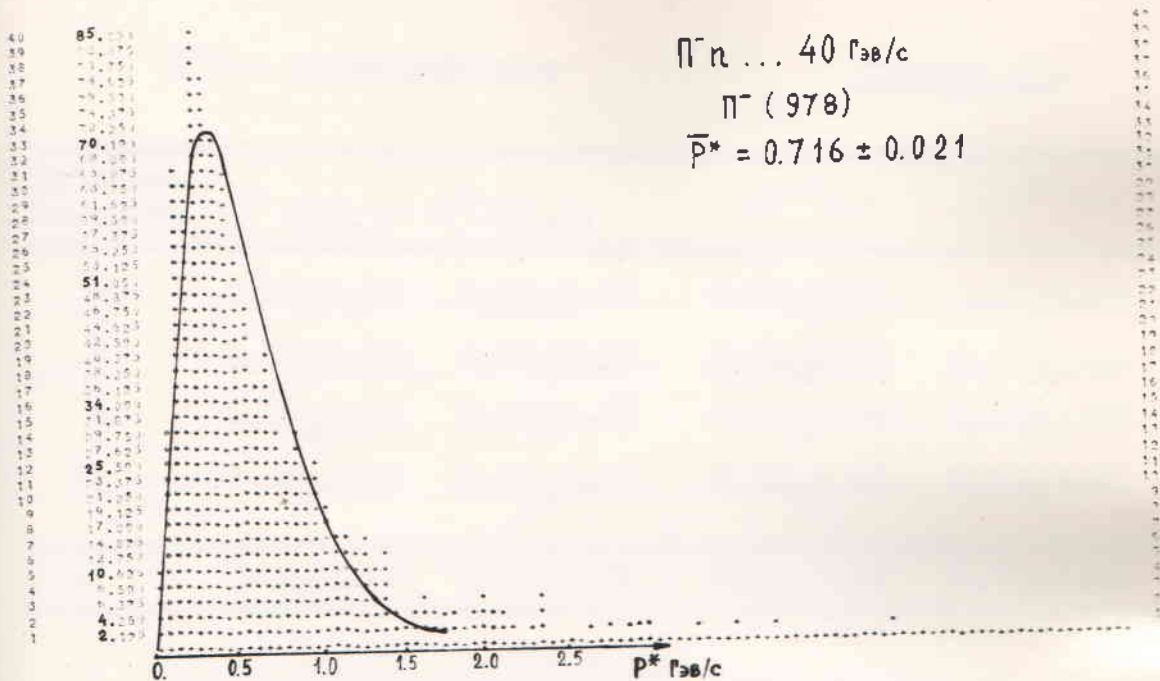


Рис. 30

$\Pi^0 n$ - взаимодействия

Таблица 20.

Множественность	$\langle P_{\text{лаб.}} \rangle_{n^+}$	$\langle P_{\text{лаб.}} \rangle_{n^-}$	$\langle P^* \rangle_{n^+}$	$\langle P^* \rangle_{n^-}$
5	4.80 ± 0.32	5.88 ± 0.35	0.81 ± 0.04	0.87 ± 0.04
7	3.57 ± 0.28	3.75 ± 0.27	0.62 ± 0.03	0.64 ± 0.04
9	2.86 ± 0.23	3.03 ± 0.25	0.56 ± 0.08	0.62 ± 0.04
II	3.13 ± 0.69	2.37 ± 0.32	0.52 ± 0.08	0.48 ± 0.05
Все	3.81 ± 0.17	4.40 ± 0.19	0.66 ± 0.02	0.72 ± 0.02

Для вторичных частиц из $\Pi^0 p$ - взаимодействий, импульс $P_{\text{лаб.}} \geq 10$ ГэВ/с, отношение числа отрицательных частиц к числу положительных равно 1.7 ± 0.1 , а для $P_{\text{лаб.}} \geq 20$ ГэВ/с - 2.6 ± 0.3 . В $\Pi^0 n$ - взаимодействиях эти величины равны 1.8 ± 0.2 для $P_{\text{лаб.}} \geq 10$ ГэВ/с и 3.5 ± 0.5 для $P_{\text{лаб.}} \geq 20$ ГэВ/с. Эти характеристики импульсных распределений вторичных частиц в $\Pi^0 N$ - столкновениях с $n_{\pm} \geq 5$ указывают на преобладание Π^0 -мезонов, на сохранение переносимым Π^0 -мезоном значительной доли энергии. Однако, влияние "лидирующего" Π^0 -мезона на спектр вторичных частиц уменьшается с ростом множественности (см. табл. 19 и 20).

§ 3. Коэффициент неупругости

Численные средние значения коэффициентов неупругости для $\Pi^{\pm} N$ - взаимодействий при $\nu_{\text{взр}} = 40$ Гэв/с для разных множественности приведены в табл. 21 и 22.

$\Pi^{\pm} p$ - взаимодействия

Таблица 21.

Величина	Множественность				Для всех $\Pi^{\pm} p$
	6	8	10	12	
$\langle K \rangle$	$0.76_{\pm 0.01}$	$0.77_{\pm 0.01}$	$0.81_{\pm 0.02}$	$0.80_{\pm 0.02}$	$0.77_{\pm 0.01}$

$\Pi^{\pm} n$ - взаимодействия

Таблица 22.

Величина	Множественность				Для всех $\Pi^{\pm} n$
	5	7	9	11	
$\langle K \rangle$	$0.74_{\pm 0.02}$	$0.80_{\pm 0.02}$	$0.81_{\pm 0.02}$	$0.86_{\pm 0.03}$	$0.77_{\pm 0.01}$

Как видно из табл. 21 и 22 для энергии, термоядерными Π^{\pm} -мезонами, увеличивается с ростом множественности незначительно.

* Коэффициент неупругости K определяется следующей формулой: $K = (E_0 - E_i) / E_0$, где E_0 - полная энергия в ДСМ, E_i - энергии самой энергичной частицы среди вторичных ступенчатых частиц.

§ 4. Угловые распределения вторичных частиц

На рис. 31 и 32 приведены угловые распределения Π^+ и Π^- - мезонов в СДМ при импульсе первичного Π^- -мезона 40 Гев/с во всех $\Pi^- N$ - взаимодействиях. Они, оказывается, асимметричны относительно $\theta^* = \pi/2$, причем вытянутая вперед часть угловых распределений связана, в основном, с высокоэнергичными ("лидронными") Π -мезонами (см. §7, гл. IV). Эффект от этих Π -мезонов усиливается с ростом множественности (рис. 33 и 34).

Количественно угловую асимметрию рожденных частиц удобно характеризовать отношением чисел частиц, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полушеры

$$\alpha = \frac{N_{\text{вп}}}{N_{\text{наз}}} \quad (4.4.1)$$

Значения величин α для разных множественностей приведены в таблице 23.

Таблица 23.

Тип столкновения	Множественность			
	5	7	9	11
$\alpha (\Pi^+)$	2.02 ± 0.16	1.35 ± 0.12	1.23 ± 0.13	1.37 ± 0.32
	Множественность			
	6	8	10	12
$\alpha (\Pi^-)$	1.32 ± 0.06	1.30 ± 0.06	1.10 ± 0.13	1.00 ± 0.12

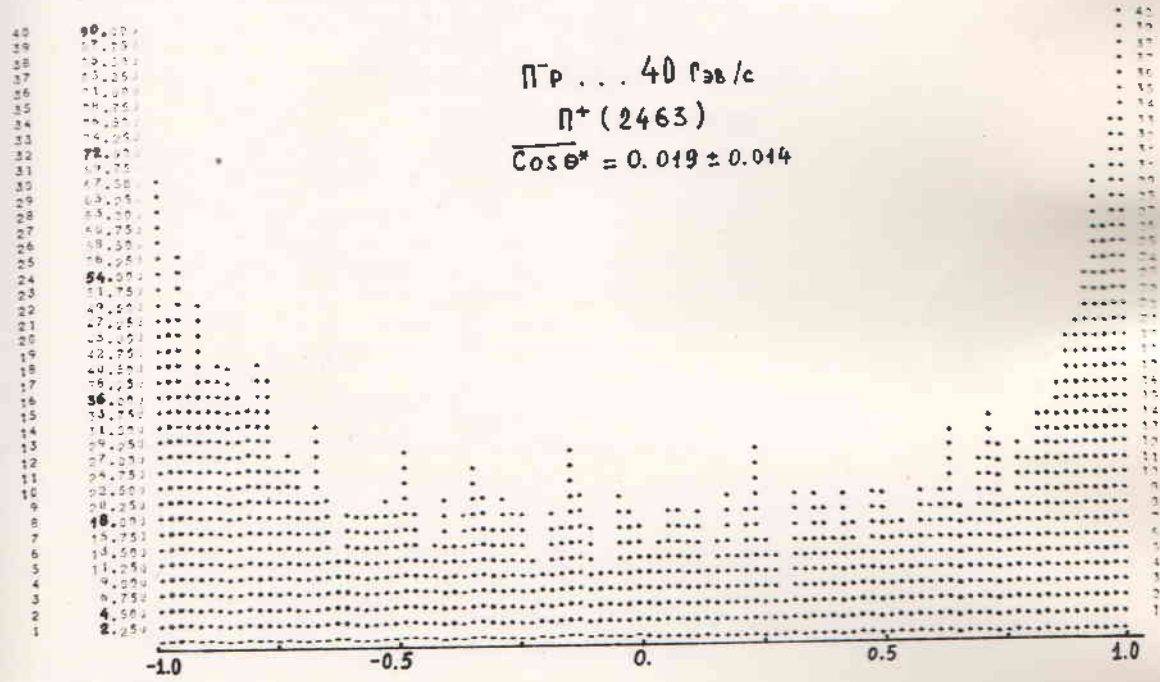
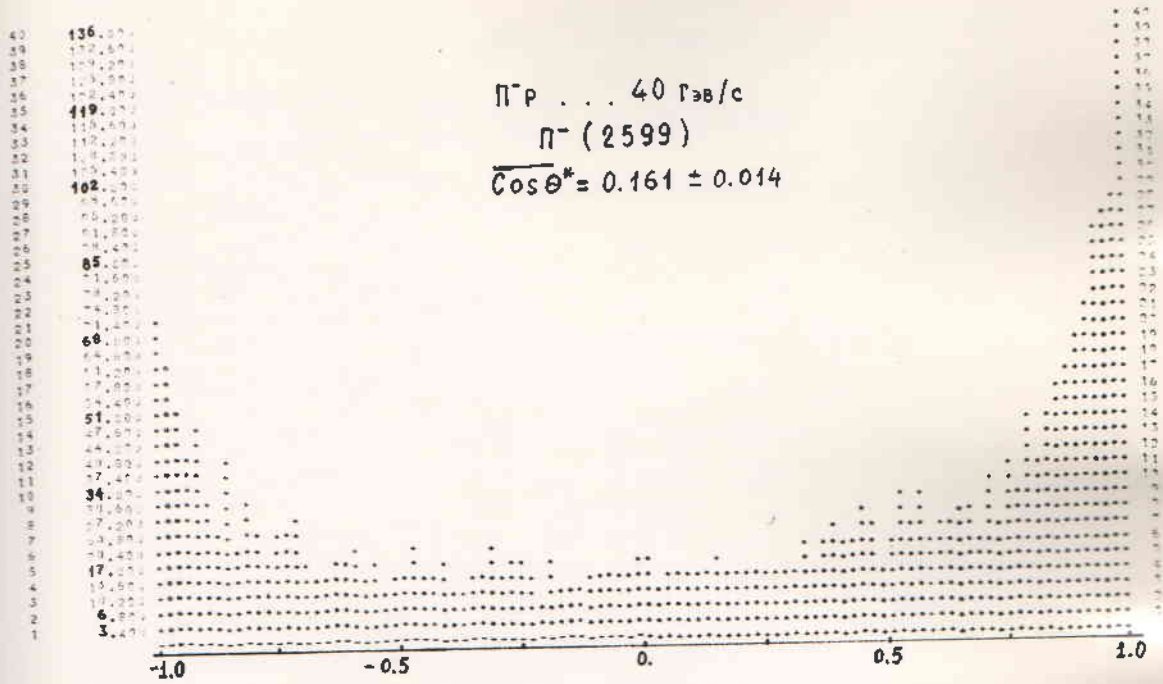


Рис. 31

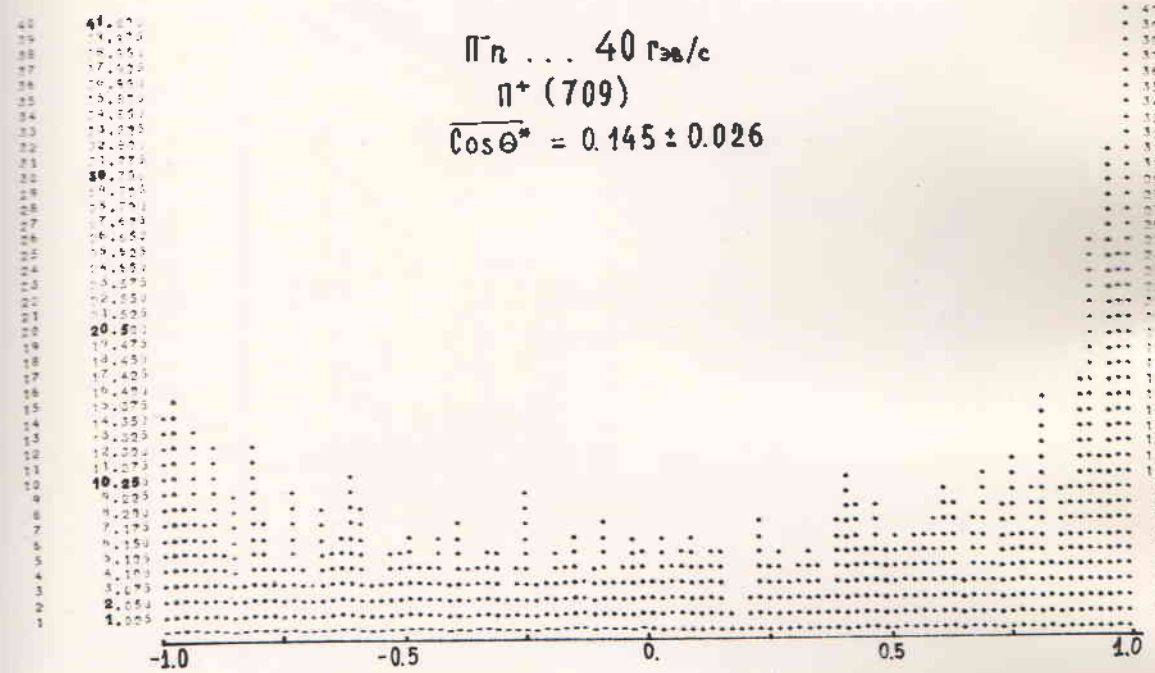
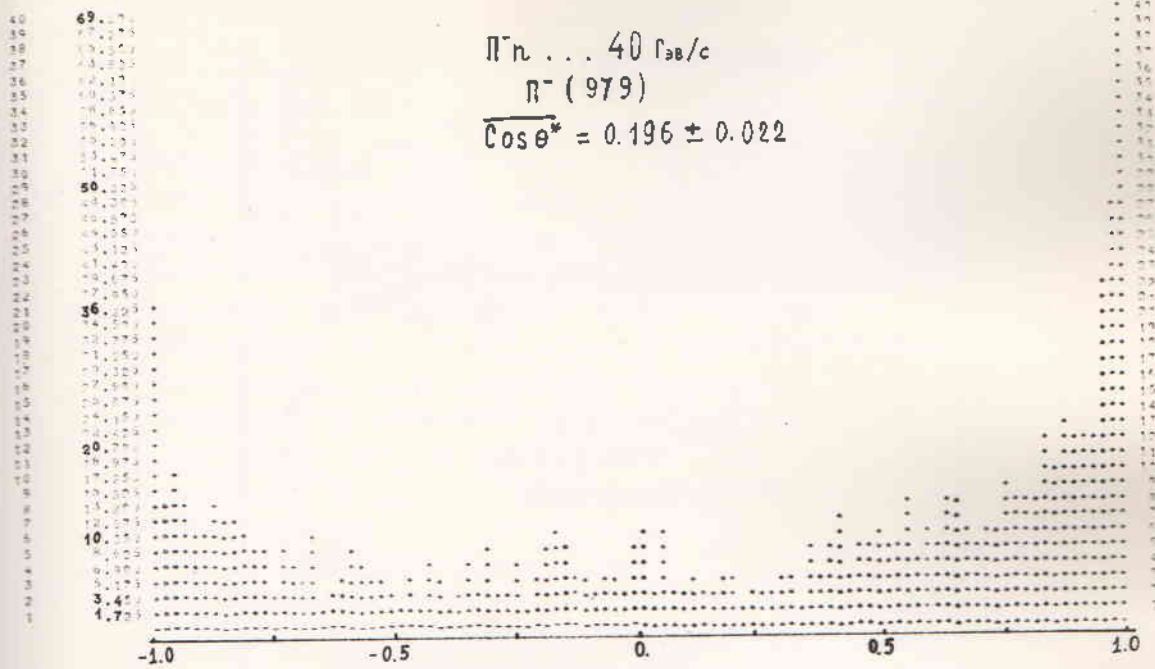
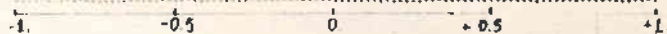


Рис. 32

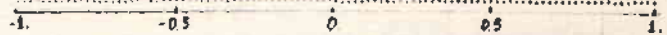
π -p — 40 rps/c
 $n=6, \pi-(1069)$
 $\overline{\cos \theta^{\circ}} = 0.2469 \pm 0.0222$



π -p — 40 rps/c
 $n=8, \pi-(875)$
 $\overline{\cos \theta^{\circ}} = 0.1595 \pm 0.0231$



π -p — 40 rps/c
 $n=10, \pi-(426)$
 $\overline{\cos \theta^{\circ}} = 0.0504 \pm 0.0326$



π -p — 40 rps/c
 $n=18, \pi-(180)$
 $\overline{\cos \theta^{\circ}} = 0.0380 \pm 0.0509$



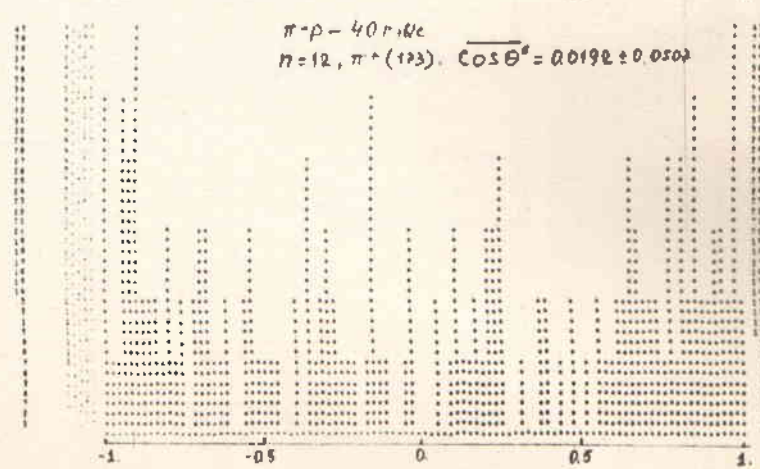
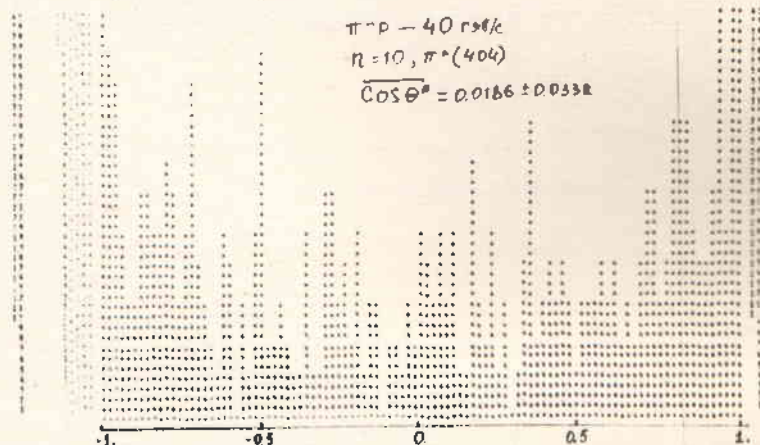
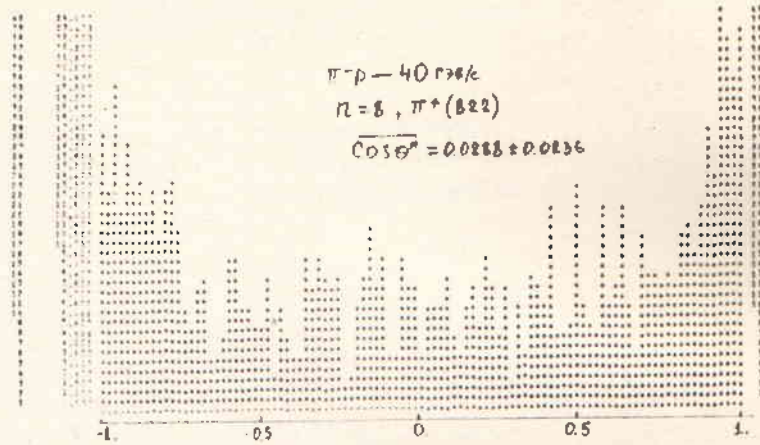
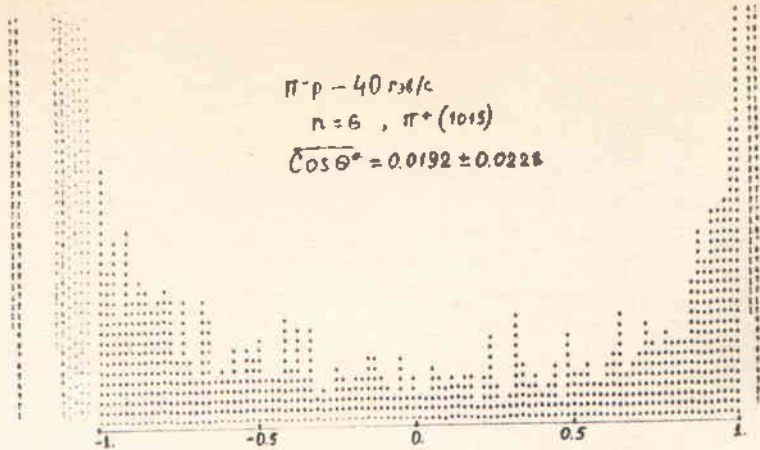


Рис. 336.

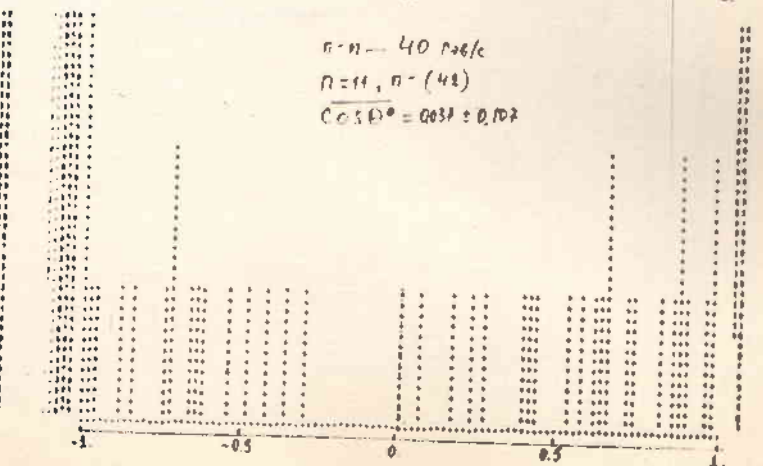
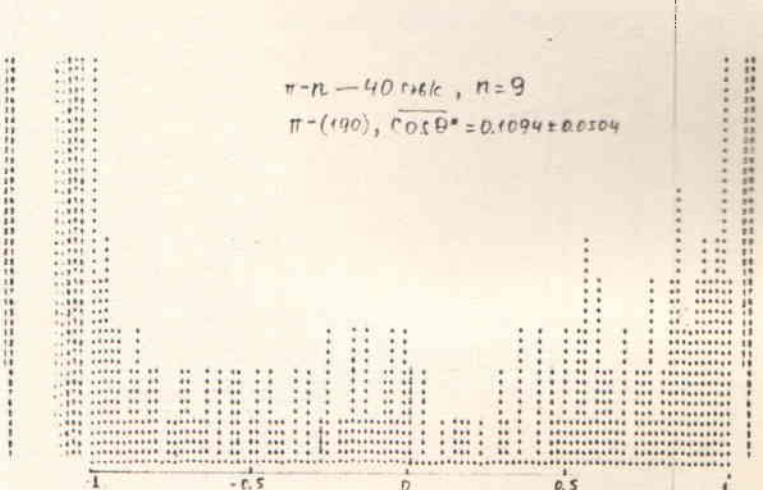
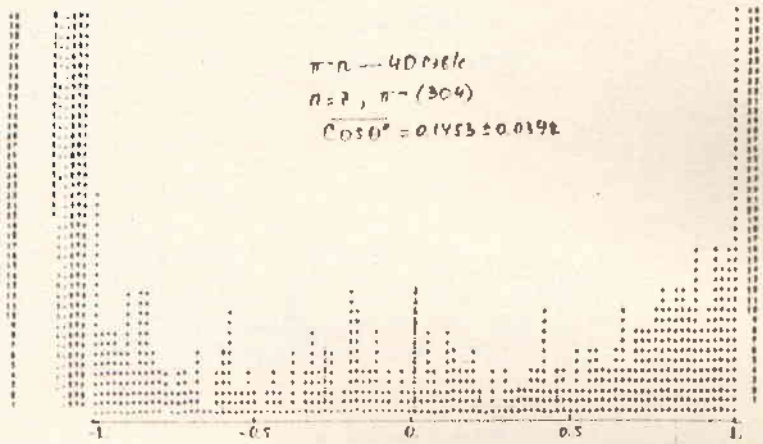
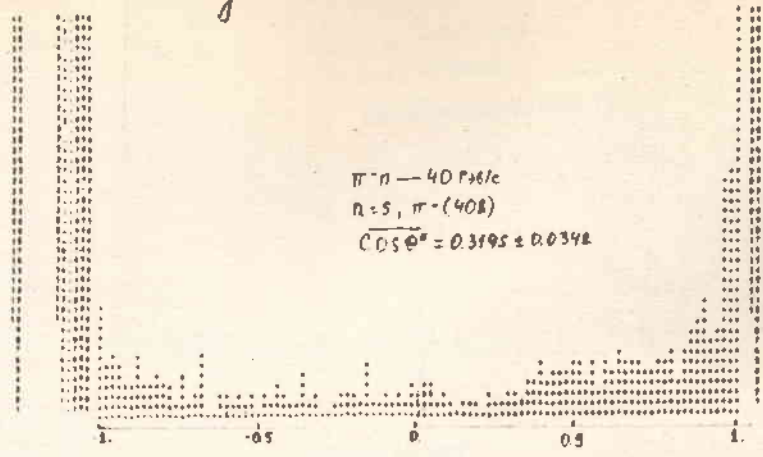
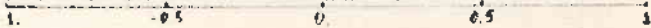


Рис. 34а.

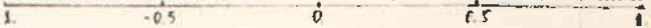
$$\begin{aligned} \pi - \mu &= 40 \text{ r36k} \\ n &= 5, \pi^+ (268) \\ \overline{\cos \theta^0} &= 0.2233 \pm 0.0445 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \pi - \mu &= 40 \text{ r36k} \\ n &= 7, \pi^+ (331) \\ \overline{\cos \theta^0} &= 0.1133 \pm 0.0442 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \pi - \mu &= 40 \text{ r36k}, n = 9 \\ \pi^+ (142), \overline{\cos \theta^0} &= 0.0911 \pm 0.0533 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \pi - \mu &= 40 \text{ r36k} \\ n &= 11, \pi^+ (34) \\ \overline{\cos \theta^0} &= 0.113 \pm 0.041 \end{aligned}$$



Рис. 345.

Из таблицы 23 видно, что с увеличением множественности коэффициент асимметрии приближается к 1, то есть степень асимметрии уменьшается.

В $\Pi^- N$ - столкновениях с импульсом 17 ГэВ/с /55,96/ асимметрия вылета вторичных частиц наблюдается только при множественностях $n_{\pm} \leq 5$, а при импульсах 45 и 60 ГэВ/с /55/ асимметрия наблюдается при множественностях $n_{\pm} \leq 8$ и $n_{\pm} \leq 12$, соответственно.

§ 5. Поперечный и продольный импульсы

На рис. 35, 36 и 37, 38 показаны распределения поперечных P_{\perp} и продольных P_{\parallel}^* (в СМ) импульсов Π^+ и Π^- - мезонов из $\Pi^+ p$ - $\Pi^- n$ - столкновений. В таблицах 24а, б и 25а, б приведены средние значения P_{\perp} и P_{\parallel} (в л.с.д.) для Π^+ и Π^- - мезонов, образующихся в $\Pi^- N$ - взаимодействиях равной множественности.

Таблица 24а.

Величина	Множественность (Π^+)			
	6	8	10	12
$\langle P_{\perp} \rangle_{\Pi^+}$	0.372 ± 0.008	0.379 ± 0.009	0.362 ± 0.013	0.335 ± 0.018
$\langle P_{\perp} \rangle_{\Pi^-}$	0.356 ± 0.008	0.366 ± 0.009	0.337 ± 0.023	0.326 ± 0.018

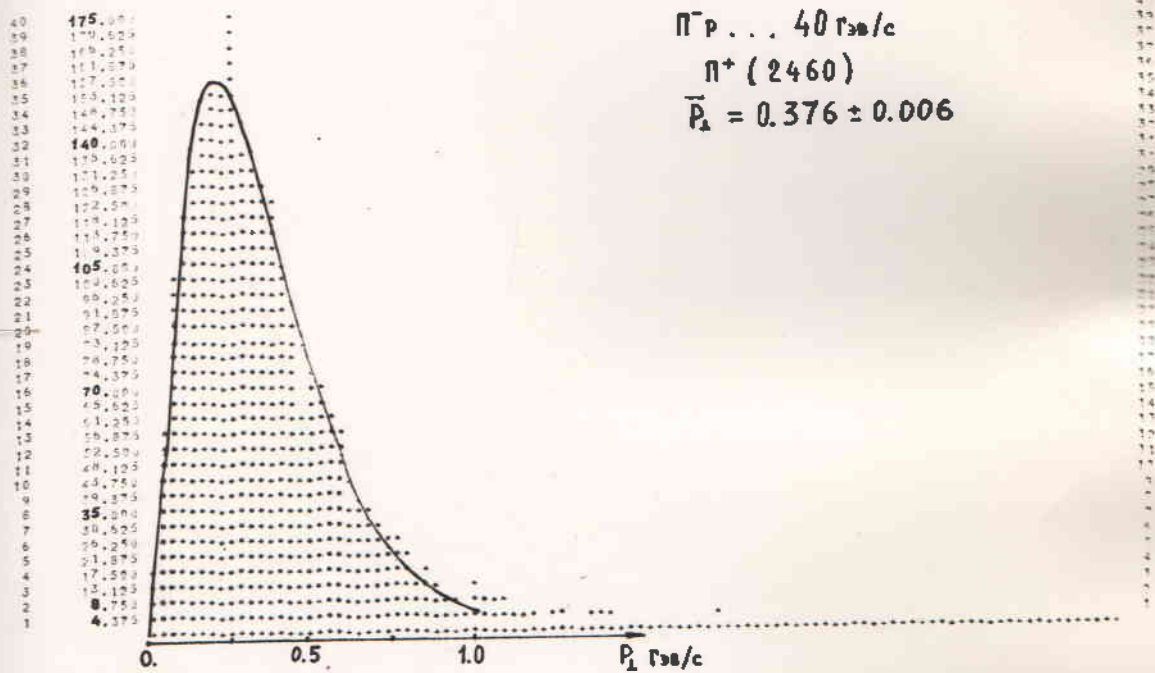
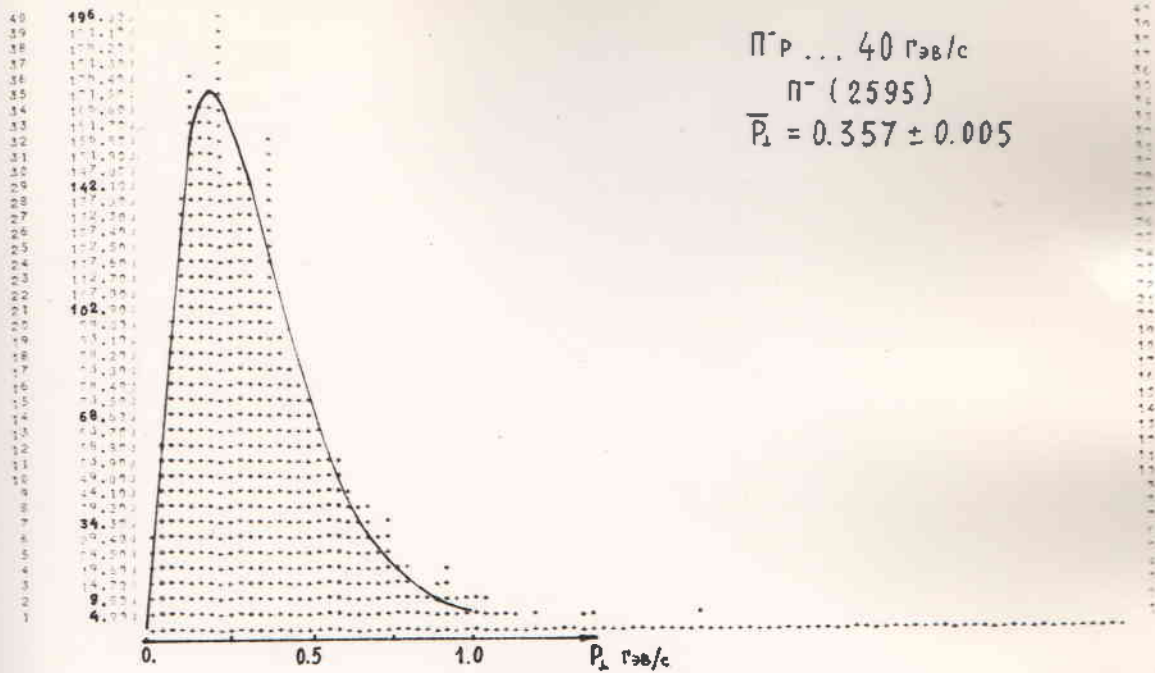
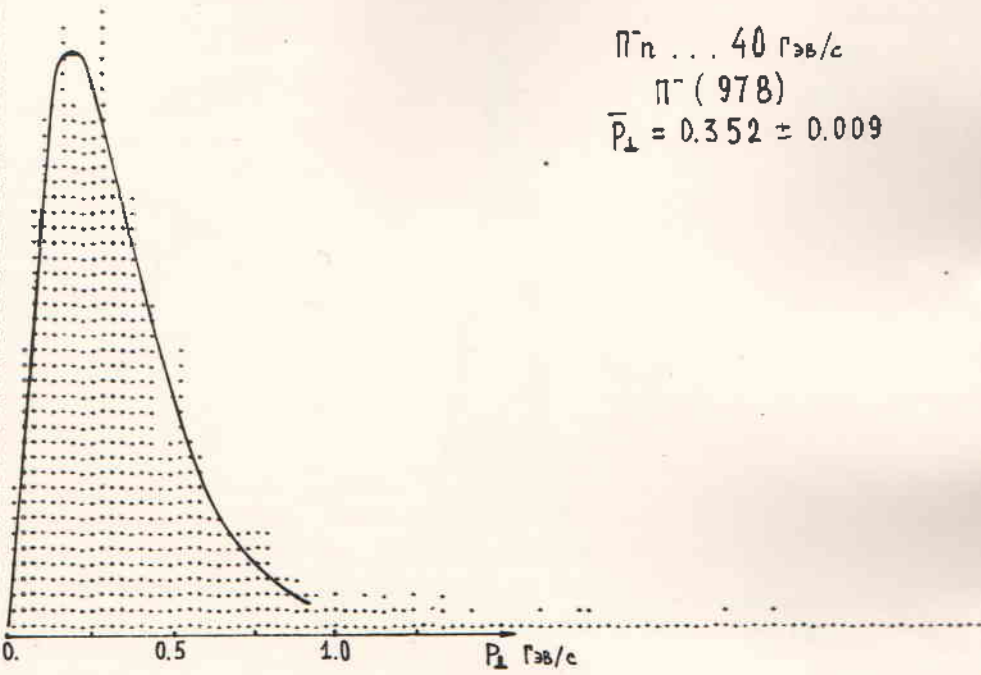


Рис. 35

40 70.000
39 64.250
38 58.500
37 52.750
36 47.000
35 41.250
34 35.500
33 29.750
32 24.000
31 18.250
30 12.500
29 6.750
28 1.000
27 42.000
26 36.250
25 30.500
24 24.750
23 19.000
22 13.250
21 7.500
20 1.750
19 14.000
18 12.500
17 11.000
16 9.500
15 8.000
14 6.500
13 5.000
12 3.500
11 2.000
10 0.500
9
8
7
6
5
4
3
2
1



40 54.000
39 48.250
38 42.500
37 36.750
36 31.000
35 25.250
34 19.500
33 13.750
32 8.000
31 2.250
30 40.000
29 34.250
28 28.500
27 22.750
26 17.000
25 11.250
24 5.500
23 81.000
22 75.250
21 69.500
20 63.750
19 58.000
18 52.250
17 46.500
16 40.750
15 35.000
14 29.250
13 23.500
12 17.750
11 12.000
10 6.250
9 0.500
8
7
6
5
4
3
2
1

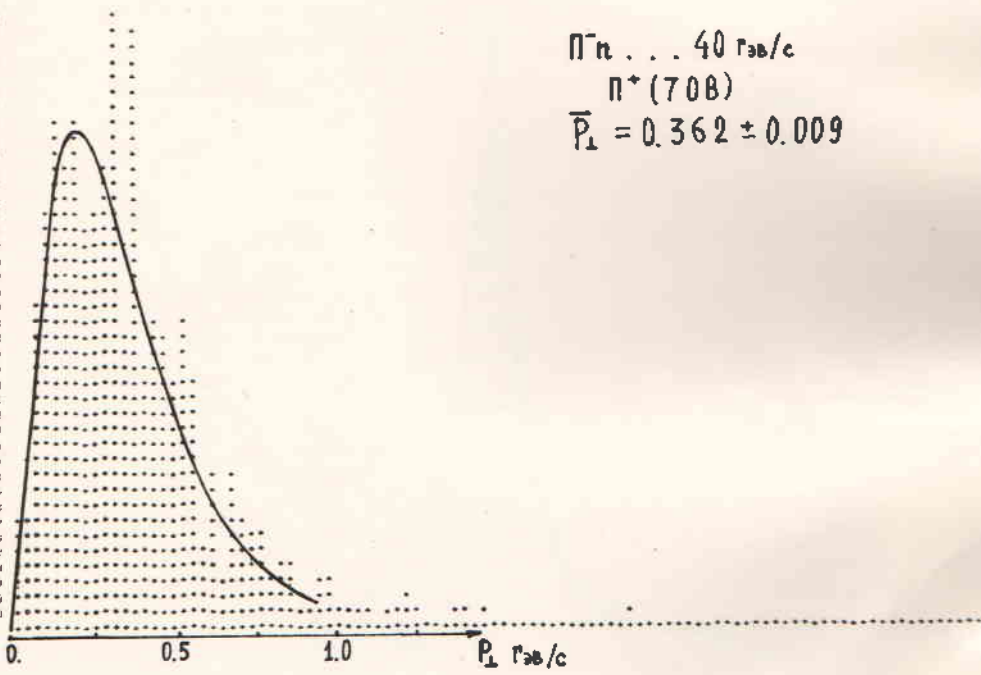
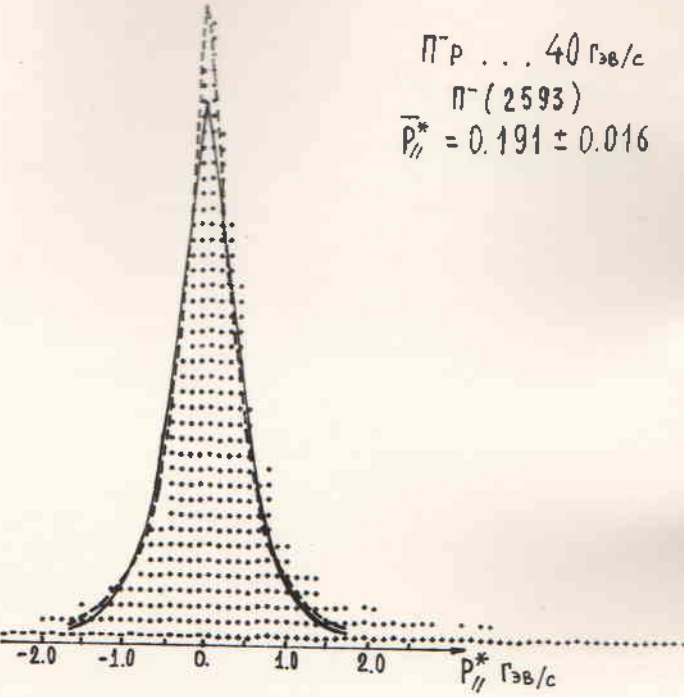


Рис. 36

40	305.000
39	297.375
38	289.750
37	282.125
36	274.500
35	266.875
34	259.250
33	251.625
32	244.000
31	236.375
30	228.750
29	221.125
28	213.500
27	205.875
26	198.250
25	190.625
24	183.000
23	175.375
22	167.750
21	160.125
20	152.500
19	144.875
18	137.250
17	129.625
16	122.000
15	114.375
14	106.750
13	99.125
12	91.500
11	83.875
10	76.250
9	68.625
8	61.000
7	53.375
6	45.750
5	38.125
4	30.500
3	22.875
2	15.250
1	7.625

$\Pi^- \dots 40 \Gamma_{ЭВ}/c$
 $\Pi^- (2593)$
 $\bar{P}_{//}^* = 0.191 \pm 0.016$



40	321.000
39	312.975
38	304.950
37	296.925
36	288.900
35	280.875
34	272.850
33	264.825
32	256.800
31	248.775
30	240.750
29	232.725
28	224.700
27	216.675
26	208.650
25	200.625
24	192.600
23	184.575
22	176.550
21	168.525
20	160.500
19	152.475
18	144.450
17	136.425
16	128.400
15	120.375
14	112.350
13	104.325
12	96.300
11	88.275
10	80.250
9	72.225
8	64.200
7	56.175
6	48.150
5	40.125
4	32.100
3	24.075
2	16.050
1	8.025

$\Pi^+ \dots 40 \Gamma_{ЭВ}/c$
 $\Pi^+ (2461)$
 $\bar{P}_{//}^* = -0.004 \pm 0.015$

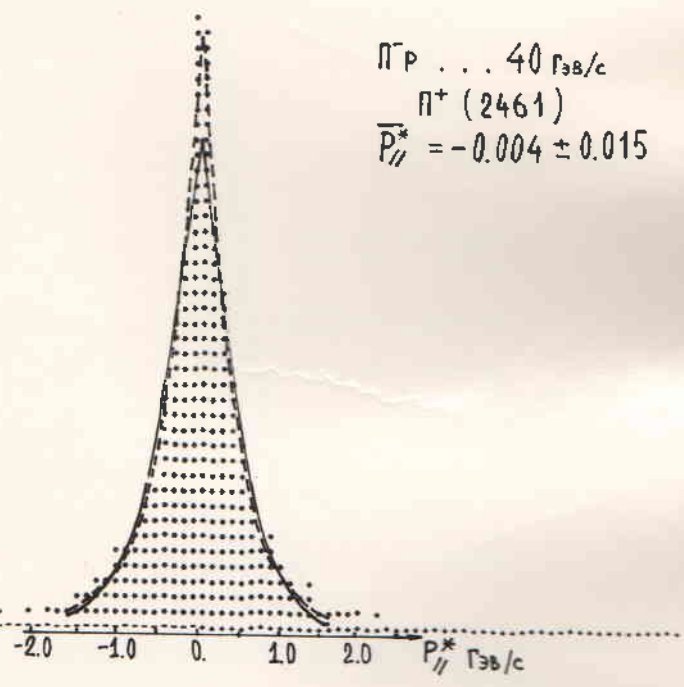
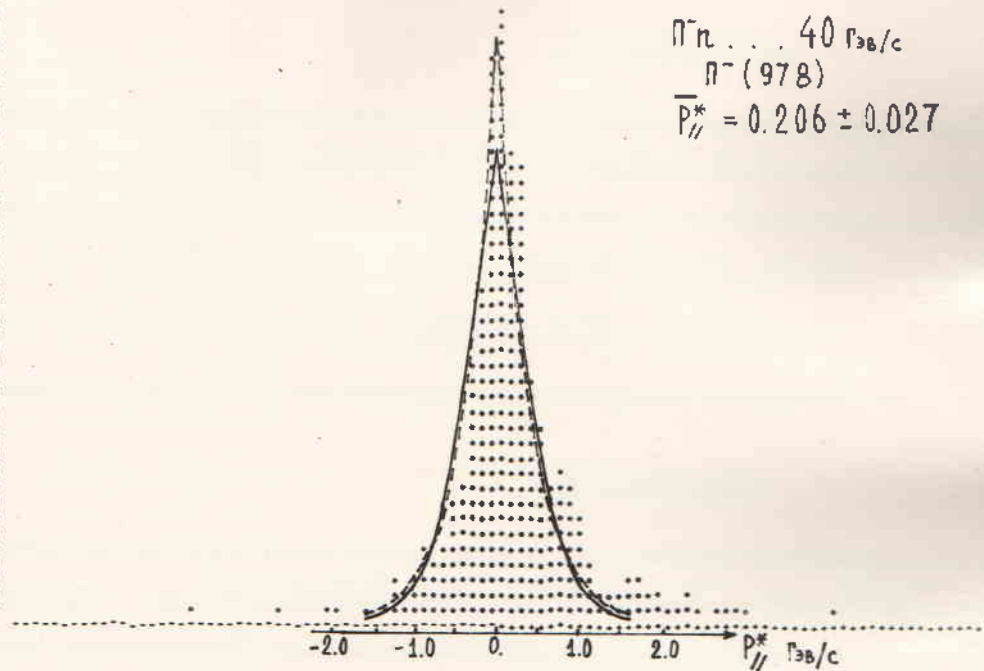


Рис. 37

40	124.800
39	120.900
38	117.800
37	114.700
36	111.600
35	108.500
34	105.400
33	102.300
32	99.200
31	96.100
30	93.000
29	89.900
28	86.800
27	83.700
26	80.600
25	77.500
24	74.400
23	71.300
22	68.200
21	65.100
20	62.000
19	58.900
18	55.800
17	52.700
16	49.600
15	46.500
14	43.400
13	40.300
12	37.200
11	34.100
10	31.000
9	27.900
8	24.800
7	21.700
6	18.600
5	15.500
4	12.400
3	9.300
2	6.200
1	3.100

$\Pi n \dots 40 \text{ ГэВ/с}$
 $\Pi^- (978)$
 $\bar{P}_{//}^* = 0.206 \pm 0.027$



40	87.000
39	84.800
38	82.600
37	80.400
36	78.300
35	76.100
34	73.900
33	71.700
32	69.600
31	67.400
30	65.200
29	63.000
28	60.900
27	58.700
26	56.500
25	54.300
24	52.200
23	50.000
22	47.800
21	45.600
20	43.500
19	41.300
18	39.100
17	36.900
16	34.800
15	32.600
14	30.400
13	28.200
12	26.100
11	23.900
10	21.700
9	19.500
8	17.400
7	15.200
6	13.000
5	10.800
4	8.700
3	6.500
2	4.300
1	2.100

$\Pi n \dots 40 \text{ ГэВ/с}$
 $\Pi^+ (709)$
 $\bar{P}_{//}^* = 0.116 \pm 0.027$

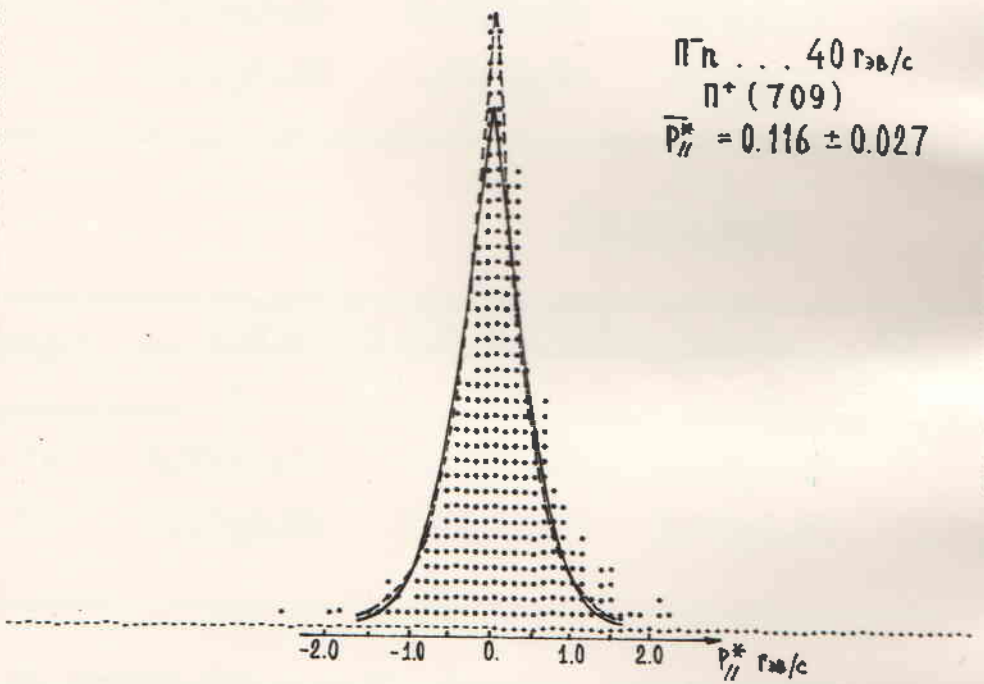


Рис. 38

Таблица 24а.

Величина	Множественность (n)			
	5	7	9	11
$\langle P_{\perp} \rangle_{n^+}$	0.373 ± 0.015	0.369 ± 0.018	0.351 ± 0.019	0.347 ± 0.033
$\langle P_{\perp} \rangle_{n^-}$	0.371 ± 0.014	0.336 ± 0.015	0.329 ± 0.015	0.283 ± 0.031

Таблица 25а.

Величина	Множественность (n)			
	6	8	10	12
$\langle P_{\parallel} \rangle_{n^+}$	3.42 ± 0.14	3.18 ± 0.16	2.78 ± 0.18	2.53 ± 0.23
$\langle P_{\parallel} \rangle_{n^-}$	5.10 ± 0.20	3.92 ± 0.18	3.00 ± 0.18	2.81 ± 0.26

Таблица 25б.

Величина	Множественность (n)			
	5	7	9	11
$\langle P_{\parallel} \rangle_{n^+}$	4.74 ± 0.32	3.51 ± 0.28	2.82 ± 0.23	3.09 ± 0.69
$\langle P_{\parallel} \rangle_{n^-}$	5.83 ± 0.35	3.70 ± 0.27	2.97 ± 0.25	2.33 ± 0.32

Из таблиц 24а,б и 25а,б видно, что с ростом множественности рождающихся частиц среднее значение поперечного импульса уменьшается незначительно, в то время, как средние значения продольных импульсов (з.с.к.) существенно зависят от n_{\pm} то есть быстрее уменьшаются с ростом множественности.

§ 6. Сравнение экспериментальных данных с расчетами по статистической теории

В последние годы в работах Е.Л.Фейнберга и Д.С.Черпанского /5,17/ были раскрыты новые возможности в описании множественных процессов с помощью статистической теории Кларксона /21/

Авторы этих работ, анализируя ΠN - столкновения при энергиях 8 Гэв, 25 Гэв и 60 Гэв, пришли к выводу, что в мезонной болонии (для фиксированной энергии) множественности псевдо вторичные пионы образуют статистическую систему, подобную той в СДМ.

В предыдущих параграфах были подробно рассмотрены основные характеристики множественных процессов при импульсе первичного Π^+ - мезона 40 Гэв/с. Сравним эти характеристики с предсказаниями в статистической теории.

Согласно статистической теории /5,17/ средняя энергия вторичных Π -мезонов $\langle E_n^* \rangle \approx 0.43$ Гэв. Из табл. 19 и 20 видно, что средняя энергия вторичных Π -мезонов значительно превышает предсказываемую статистической теорией величину. Это говорит о том, что даже при больших множественностях существуют нестатистически образованные пионы высокой энергии (см. рис. 29 и 30).

Статистическая теория предполагает, что в момент разлета частиц уже не взаимодействуют и их распределение по импульсам при температуре T и полном объеме V определяется формулой:

$$\frac{dN(p^*)}{dp^*} = \frac{g_p}{(2\pi)^3} V \frac{(p^*)^2}{e^{zm\sqrt{1+(p/m)^2}} - 1}, \quad (4, 6, 2)$$

(4.6.2)

где m - масса, g_n - внутренний статистический вес Π -мезона.

Вычисления по этой формуле распределения представлены сплошными кривыми на рис. 29 и 30. Результаты фитирования экспериментальных распределений этими кривыми (до 30 точек) приведены в табл. 26.

Таблица 26.

Тип столкновения	Тип частицы	$Z = \frac{1}{T}$	χ^2/N
$\Pi^+ p$ $\Pi^- n$	Π^+	5.05 ± 0.08	1.31
	Π^-	5.23 ± 0.08	1.99
	Π^+	4.97 ± 0.14	1.30
	Π^-	5.13 ± 0.14	2.07

Как видно из рис. 29, 30 и табл. 26, формула (4.6.1) не только удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Распределение вторичных Π -мезонов по поперечным импульсам согласно статистической теории описывается функцией (см. рис. 35, 36)

$$\frac{dN(P_1)}{dP_1} = A_1 P_1^{3/2} e^{-\alpha_1 P_1}, \quad (4.6.3)$$

где A_1 - нормировочный множитель, $\alpha = 1/T$.

В таблице 27 приведены результаты фитирования экспериментальных спектров для $\Pi^{\Gamma p}$ - взаимодействий с множественностью $n_{\pm} \geq 6$ по формуле (4.6.3). Там же приведены значения α_1 и χ^2 при разных множественностях, а также значения α_1 , при энергии 25 Гэв [22] и значения α_1 по статистической теории при $\alpha = 1$ и $\alpha = 1.5$ (α - параметр теории) [5,17]. Результаты фитирования экспериментальных данных по P_1 для всех $\Pi^{\Gamma p}$ - и $\Pi^{\Gamma n}$ - взаимодействий приведены в табл. 28.

Таблица 27.

Величина:	Множественность				
	6	8	10	12	
χ^2	1.19	1.02	0.94	1.05	
α_1	7.17 ± 0.12	7.30 ± 0.14	7.69 ± 0.20	8.31 ± 0.33	
α_1 [22]	7.00 ± 0.20	7.75 ± 0.20	8.20 ± 0.40	9.00 ± 0.60	
α_1 [5,17]	$\alpha=1$	6.7	7.2	7.5	7.8
	$\alpha=1.5$	7.2	7.7	8.25	8.5

Из таблиц 27,28 и рис.35,36 (сплошная кривая - расчеты по статистической теории) видно, что результаты эксперимента при энергии 40 Гэв для Πp -взаимодействий с множественностью $n_{\pm} \geq 6$, близки к результатам, полученным при энергии 25 Гэв [22] и хорошо согласуются с предсказаниями статистической теории.

Таблица 28.

Тип столкновения	Тип частицы	$Z = \frac{1}{T}$	χ^2/N
II p	II ⁺	7.16 ± 0.11	1.03
	II ⁻	7.45 ± 0.10	1.62
	II ⁺	7.41 ± 0.21	1.83
II n	II ⁻	7.67 ± 0.19	1.12

Согласно статистической теории распределение вторичных Π -мезонов по продольным импульсам описывается функцией:

$$\frac{dN(P_{||}^*)}{dP_{||}^*} = A_{||} e^{-\frac{1}{T} \sqrt{m^2 + (P_{||}^*)^2}} \left(1 + \frac{1}{T} \sqrt{m^2 + (P_{||}^*)^2}\right) \quad (4.6.4)$$

где $A_{||}$ — нормировочный множитель.

Результаты фитирования экспериментальных распределений по формуле (4.6.4) приведены в таблице 29 и представлены сплошными кривыми на рис. 37 и 38.

Таблица 29.

Тип столкновения	Тип частицы	$Z = \frac{1}{T}$	χ^2/N
II p	II ⁻	3.92 ± 0.09	7.85
	II ⁺	3.68 ± 0.09	3.80
II n	II ⁻	3.97 ± 0.16	3.96
	II ⁺	3.96 ± 0.17	2.12

Рис. 37, 38 и табл. 29 показывают, что статистическая теория не описывает распределения по поперечным импульсам вторичных заряженных Π -мезонов при энергии 40 Гэв. Распределение вторичных Π^+ -мезонов по P_{\perp}^* удовлетворительно описывается функцией:

$$\frac{dN(P_{\perp}^*)}{dP_{\perp}^*} = A_{\perp} e^{-\alpha_{\perp} P_{\perp}^*} \quad (4.6.5)$$

где A_{\perp} — нормировочный множитель.

Результаты аппроксимации показаны на рис. 37 и 38 (пунктирные линии) для Π^+p - и Π^+n -взаимодействий, соответственно, а результаты фитирования экспериментальных данных по формуле (4.6.5) приведены в табл. 30.

Таблица 30.

Тип столкновения	Тип частицы	$Z = \frac{1}{T}$	χ^2/N
Π^+p	Π^+	2.40 ± 0.06	5.14
	Π^+	2.30 ± 0.06	1.14
Π^+n	Π^+	2.51 ± 0.10	3.01
	Π^+	2.48 ± 0.12	1.69

Таким образом, сравнение характеристик множественного рождения частиц в Π^+N -взаимодействии при энергии 40 Гэв/с с предсказаниями статистической теории [3.17] показывает, что статистическая теория хорошо описывает распределение вторичных заряженных Π -мезонов по поперечным импульсам. Однако, предсказанная ее величина средней энергии вторичных частиц сиз-

здается значительно ниже наблюдаемой на опыте и распределе-
ние по поперечным и продольным импульсам вторичных частиц не мож-
но удовлетворительно описывается формулами (4.6.2) и (4.6.4)
статистической теории.

Исключение высокоэнергичных Π -мезонов в рассмотренных
множественностях возможно даст соответствующие условия для при-
менения статистической теории.

§ 7. Роль многократных частиц в $\Pi^+ N$ - взаимодействиях
с множественностью $N_{\pm} \geq 5$ при импульсе $P=4.7 \text{ ГэВ}/c$

При рассмотрении импульсных (§ 2, гл.4) и угловых (§4, гл.4)
распределений вторичных частиц в $\Pi^+ N$ - столкновениях мы убеди-
лись, что среди вторичных заряженных частиц существуют лидиру-
ющие частицы. В § 5, гл.1 было сказано, что лидирующие частицы
характеризуются по одному из трех параметров:

- а) по доле уносимой первичной энергии;
- б) по минимальному углу вылета в лабораторной системе;
- в) по минимальному передаточному квадрату четырех-импульса.

Результаты измерений интегральных энергетических спектров
вторичных заряженных мезонов из $\Pi^+ N$ - взаимодействий с $N_{\pm} > 5$
при энергии 40 ГэВ в л.с. системе представлены на рис.39. На рис.
39 видно, что в районе $E_i \approx 0.125 E_0$ (E_i, E_0 - энергия вторич-
ной и первичной частиц) для 5-, 6-, 7- и 8-лучевых звезд на-
блюдается изменение в ходе энергетического спектра, то есть
появляется излом. Начальная часть спектров при $E_i/E_0 \leq 0.125$

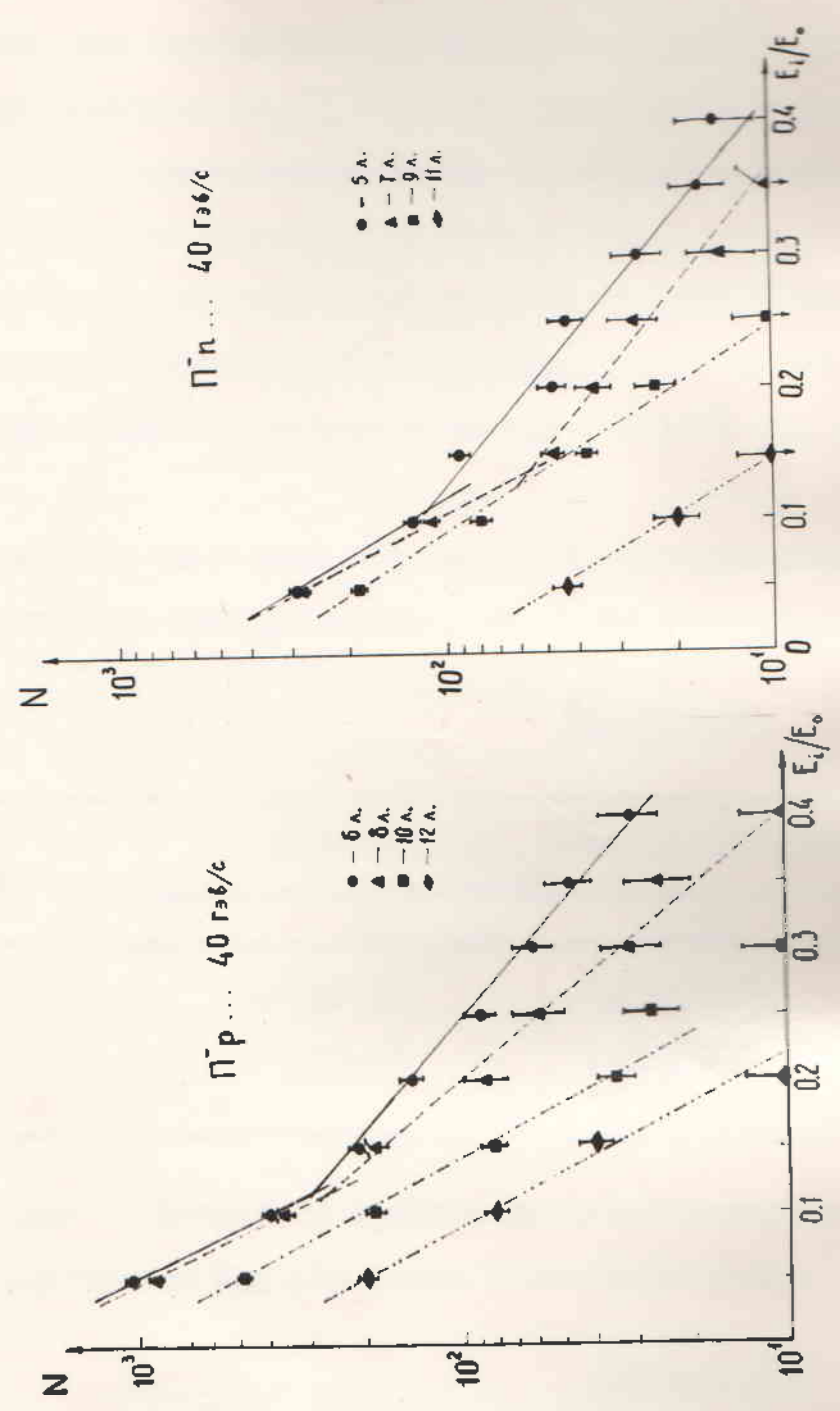


Рис. 39

спадает круто, для них показатель экспонента равен ~ 13 . Для пологой части спектров ($E_i/E_0 > 0.125$, условия I) показатель экспонента ~ 8 . Низкоэнергетичные ионы ($E_i \leq 0.125E_0$) составляют значительную часть спектра, то есть $\sim 7\%$.

Угловые распределения лидирующих ионов в СМВ коллимированы в направлении первичного Π^- -мезона (см. рис. 31 и 32), то есть они имеют предел по вылету угла $0.7 < \cos\theta^* < 1.0$ (условия II).

В таблице 30 приведена доля событий, имеющих лидирующих Π^- и Π^+ -мезонов при одновременном выполнении условий I и II.

Таблица 30.

Тип столкновения	Доля событий, имеющих лидирующих мезонов	
	Π^-	Π^+
$\Pi^- p$	0.45 ± 0.06	0.37 ± 0.05
$\Pi^- n$	0.44 ± 0.07	0.37 ± 0.06

В таблице 31 приведены средние значения поперечных импульсов лидирующих частиц при различных множественностях.

Таблица 31.

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

Сравнение таблиц 24а,б и 3I показывает, что в районе $E_L \approx 0.125E_0$ происходит сдвиг $\langle P_L \rangle$ в сторону больших значений. Среднее значение поперечных импульсов лидирующих частиц в целом больше, чем для всех пионов (см. рис. 35 и 36). Аналогичные результаты были получены в работе /33/ для Π^-p -взаимодействий при $P = 10$ Гэв/с.

Чтобы проверить возможность образования лидирующих частиц в результате распада бозонных резонансов были изучены системы $\Pi^+\Pi^-$ из ρ^0 -интервала в распределении их эффективных масс (рис. 40). При этом было обнаружено, что при энергии первичного пиона 40 Гэв лидирующие пионы разного знака могут образоваться в $\sim (8-10)\%$ Π^-N -взаимодействий. Предположение о том, что лидирующие пионы разного знака заряда могут образоваться при распаде ρ^0 -мезона, позволяет сделать следующий вывод: ρ^0 -мезон стремится сохранить энергию и направление движения первичного Π^- -мезона.

На рис. 37 было показано распределение продольных импульсов вторичных пионов из Π^-p -взаимодействий. Избыток положительных частиц при $P_{\Pi}^* < 0$ можно приписать протонам и Π^+ -мезонам от распада изобар, образовавшихся в данном столкновении. Изучение системы этих частиц показало, что изобара $\Delta^{++}(1236)$ может образоваться в $\sim (15-18)\%$ Π^-p -взаимодействий при наших энергиях (см. рис. 41).

Ниже приводятся результаты общих характеристик остальных Π -мезонов после исключения лидирующих частиц, низкоэнергичных частиц от распада некоторых изобар $\Delta^{++}(1236)$ и ρ^0 -мезонов из Π^-N -взаимодействий. Экспериментальные результаты сравниваются с выводами статистической теории.

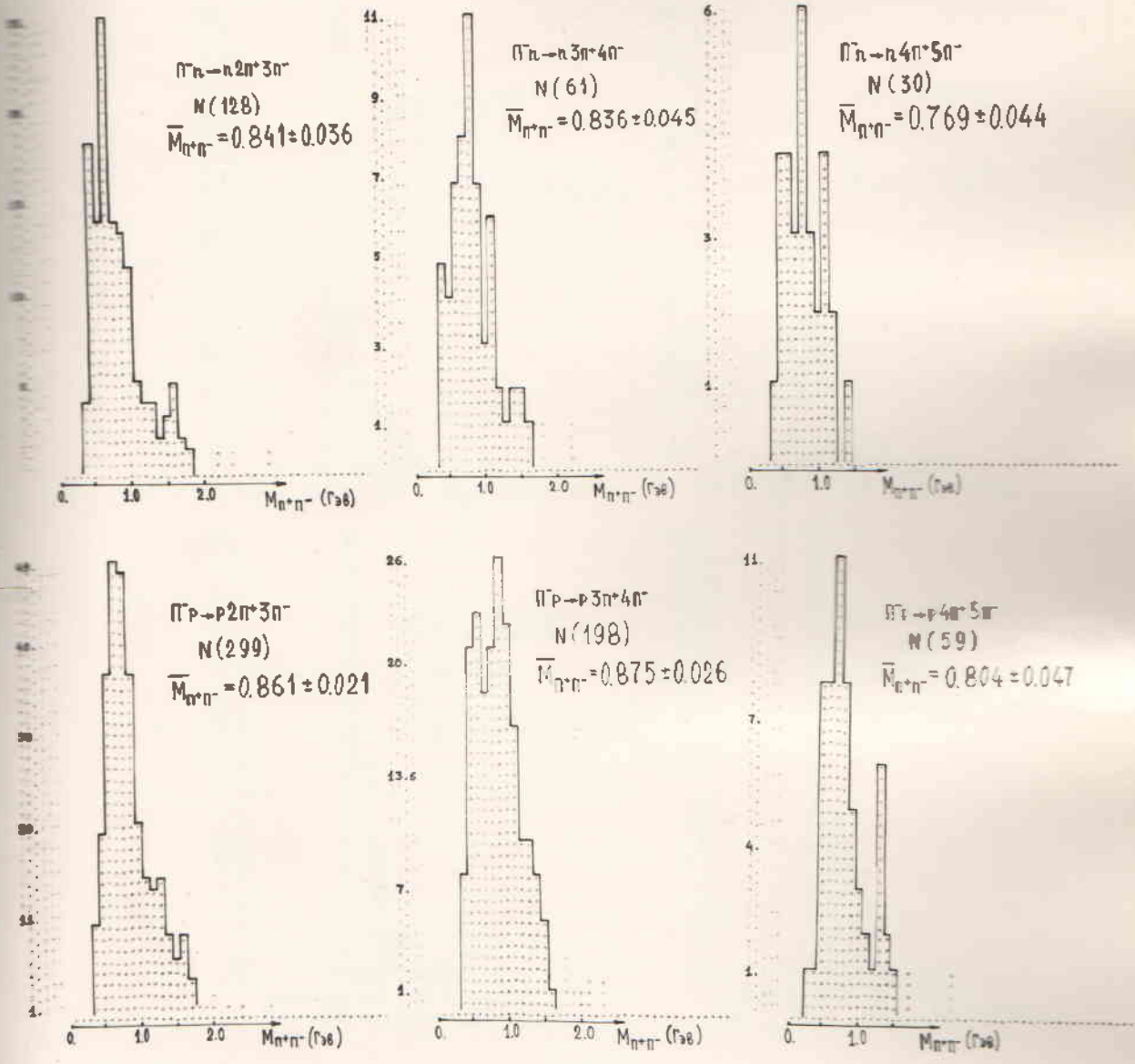


Рис.40

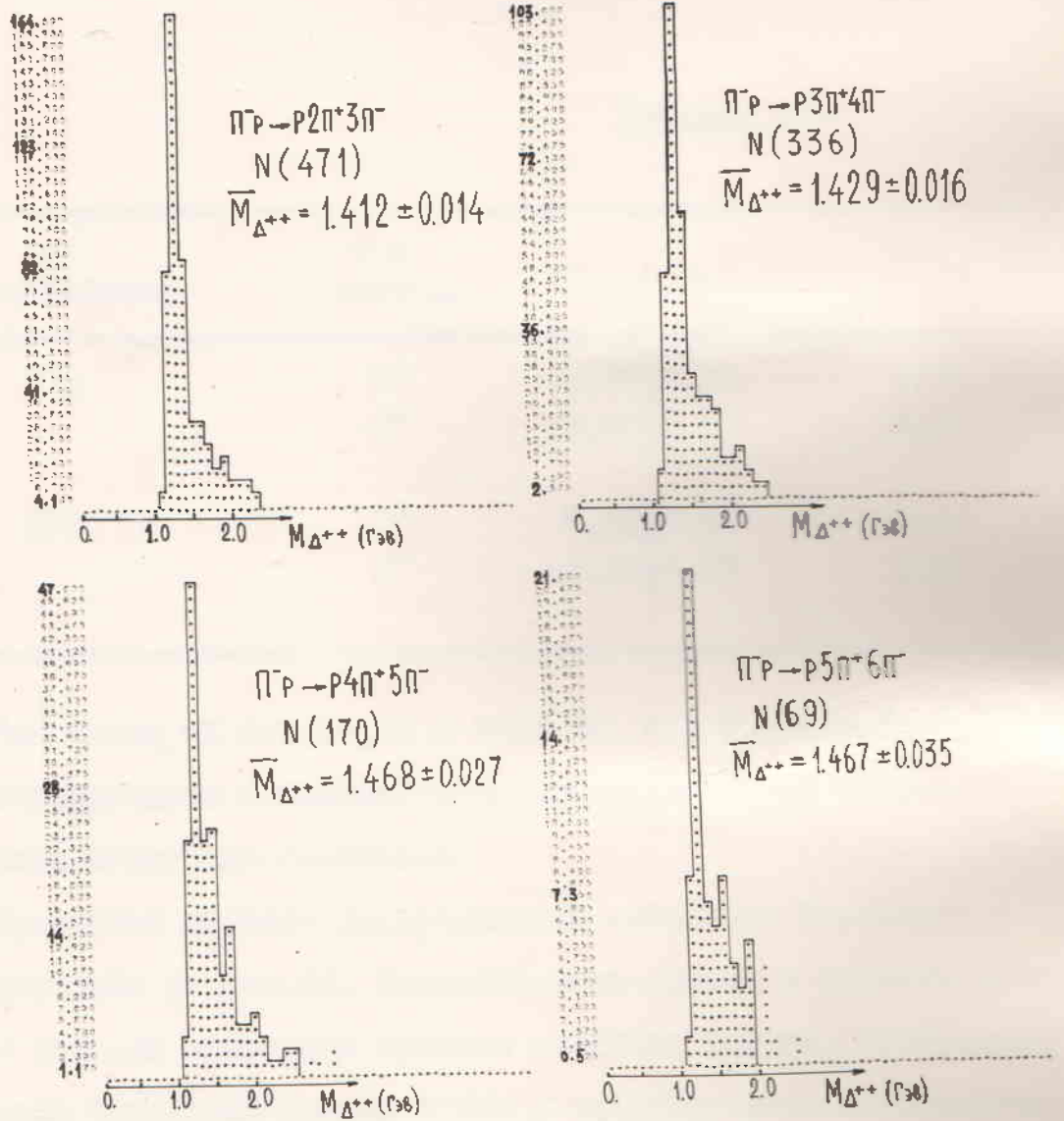


Рис. 41

На рис. 42 и 43 приведены распределения полных импульсов остальных пионов в СИМ. Кривые на этих рисунках рассчитаны по формуле (4.6.1). Результаты аппроксимации экспериментальных распределений этими кривыми приведены в табл. 32 (N - число степеней свободы).

Таблица 32.

Тип столкновения	Тип частицы	$Z = 1/T$	χ^2/N
$\Pi^+ p$	Π^+	5.45 ± 0.10	1.76
	Π^-	6.00 ± 0.10	2.25
$\Pi^+ n$	Π^+	5.28 ± 0.19	0.80
	Π^-	6.16 ± 0.20	1.94

Как видно из рис. 42, 43 и табл. 32, что формула (4.6.1) удовлетворительно описывает распределение полных импульсов остальных вторичных Π -мезонов.

Суммарные угловые распределения остальных Π -мезонов в СИМ приведены на рис. 44. Распределения близки к симметричным.

В табл. 33 приведены средние значения полных, поперечных импульсов остальных пионов в СИМ и коэффициентов неупругости с учетом лидирующих частиц и ρ^0 -мезонов при различных значениях n_+ .

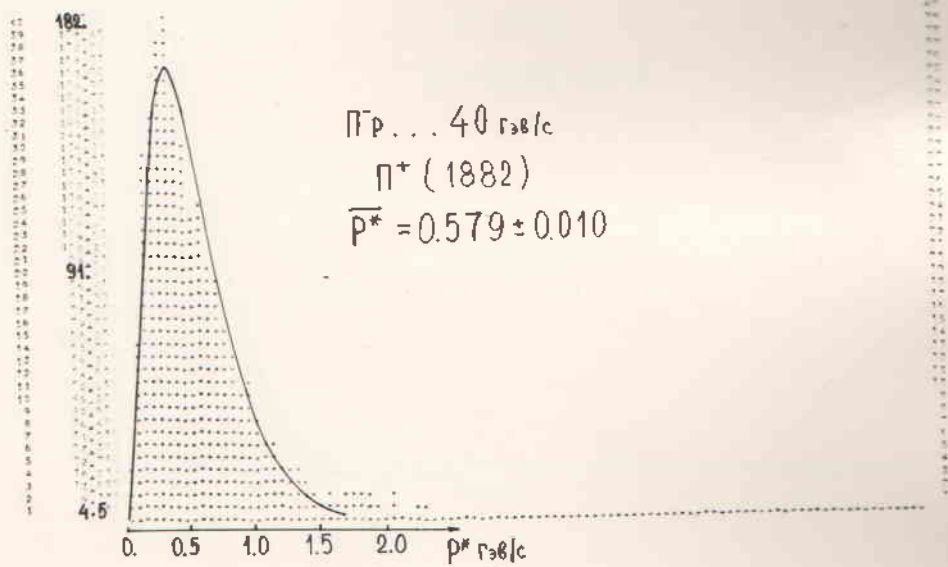
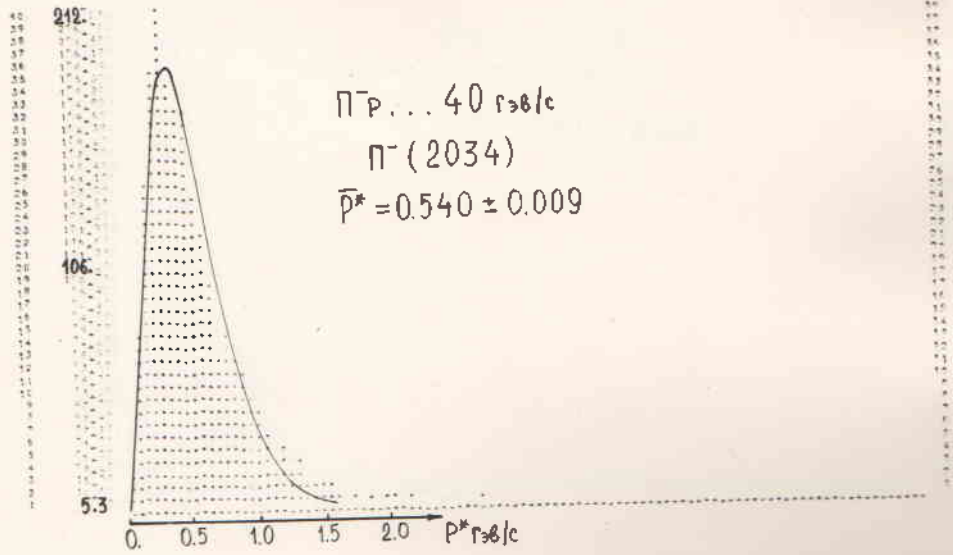


Рис. 42

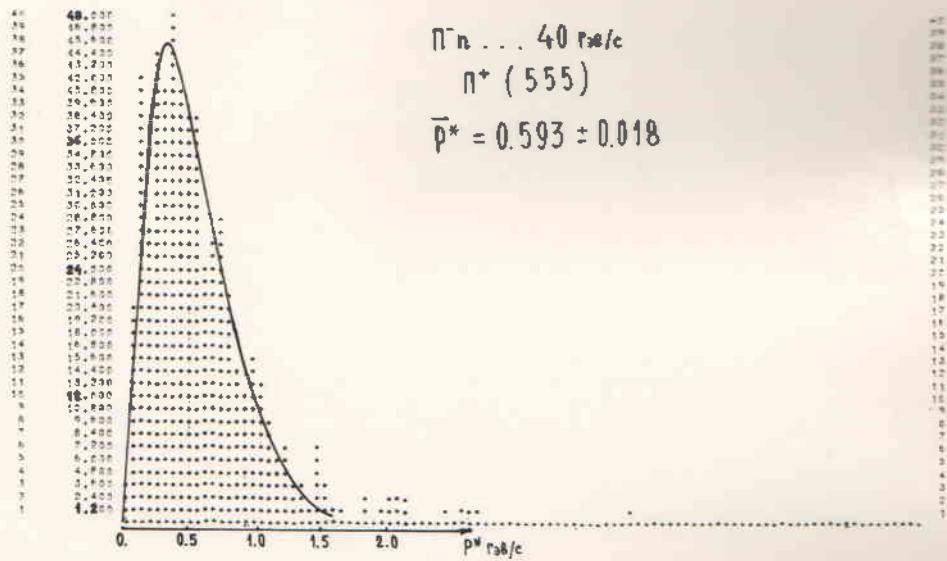
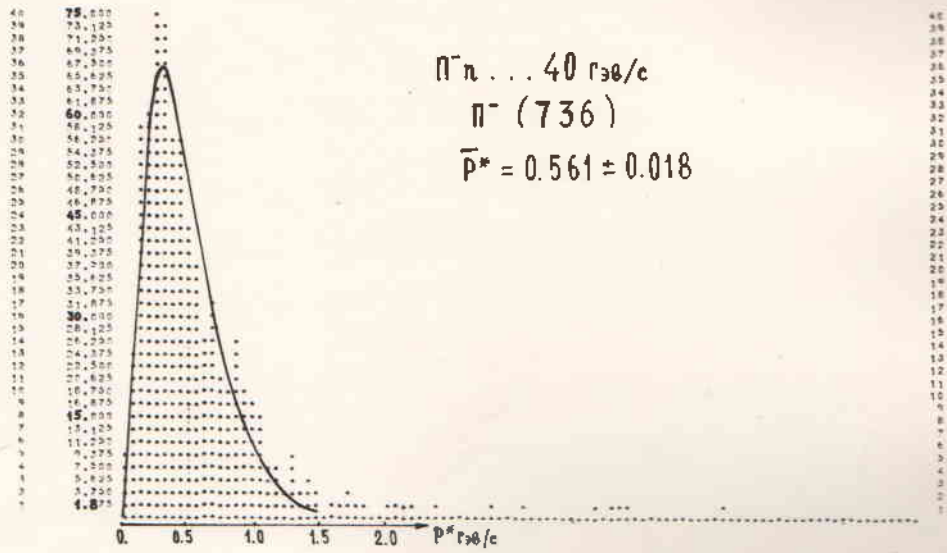


Рис. 43

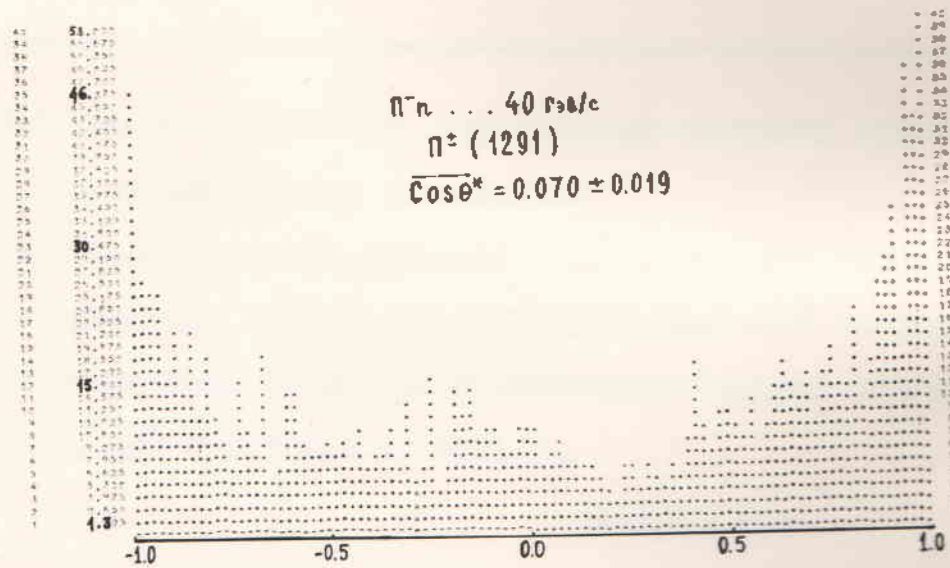
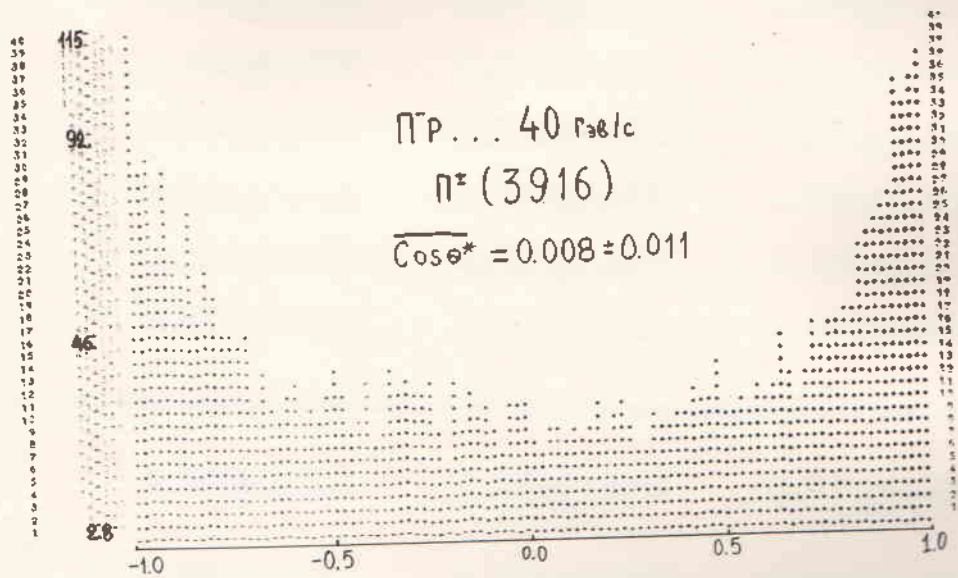


Рис. 44

Таблица 33.

n_{\pm}	$\langle P^* \rangle_{n_{\pm}}$	$\langle P_1 \rangle_{n_{\pm}}$	$\langle K \rangle$
5	$0.661_{\pm 0.023}$	$0.343_{\pm 0.012}$	$0.664_{\pm 0.018}$
6	$0.616_{\pm 0.012}$	$0.333_{\pm 0.006}$	$0.698_{\pm 0.011}$
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	$0.524_{\pm 0.026}$	$0.314_{\pm 0.013}$	$0.796_{\pm 0.022}$
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 33 показывает, что средние значения сравниваемых величин в пределах ошибок одинаковы.

На рис. 45 показано суммарное распределение поперечного импульса остальных пионов с кривой, рассчитанной по формуле (4.6.2). Результаты фитирования экспериментальных данных по формуле (4.6.2) приведены в табл. 34.

Таблица 34.

Тип столкновения	Тип частицы	$a_1 = 1/\tau$	χ^2/N
$\Pi^+ p$	Π^+	$7.61_{\pm 0.13}$	0.96
	Π^-	$8.29_{\pm 0.13}$	1.07
	Π^0	$7.96_{\pm 0.09}$	1.23
$\Pi^+ n$	Π^+	$7.89_{\pm 0.25}$	1.58
	Π^-	$8.77_{\pm 0.23}$	1.06
	Π^0	$8.26_{\pm 0.17}$	1.55

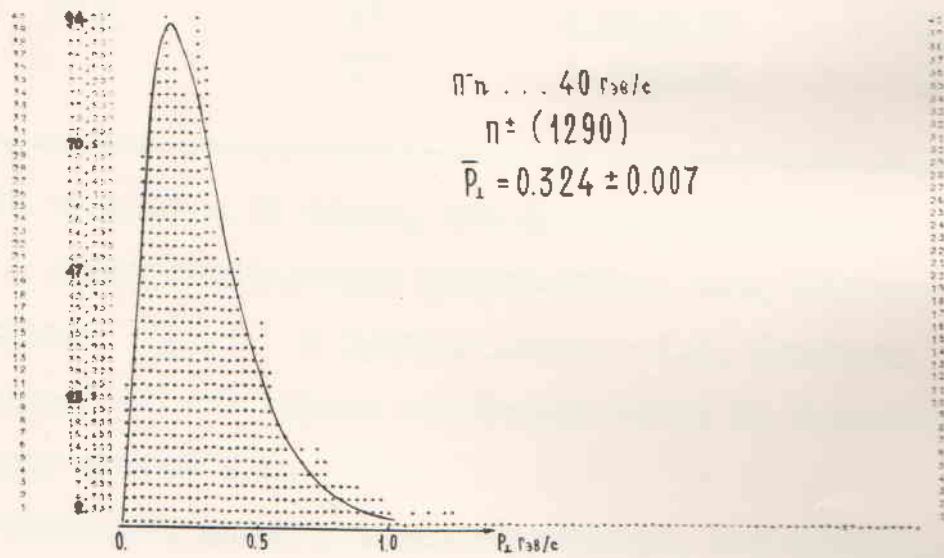
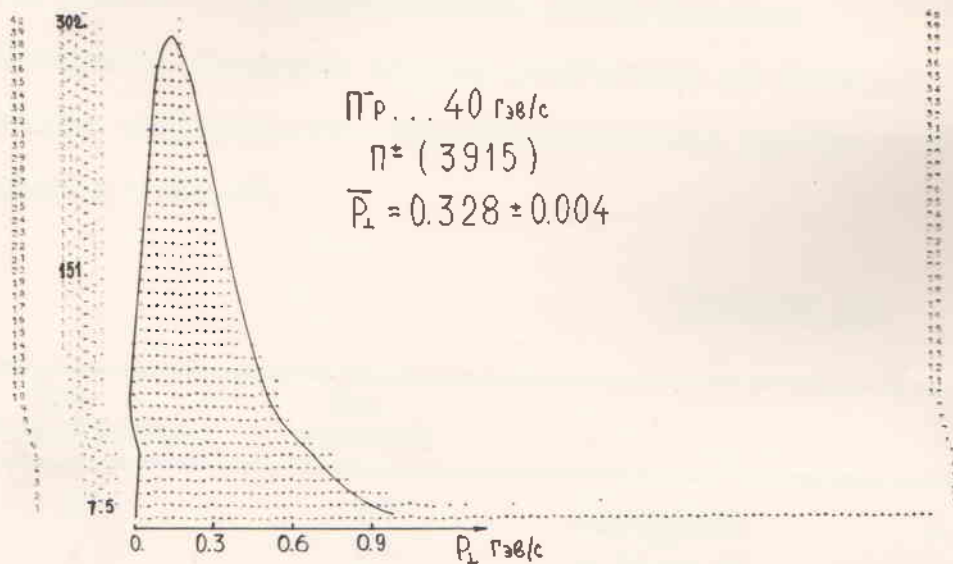


Рис. 45

Из рис.35,36,45 и табл.27,34 видно, что формула (4.6.2) хорошо описывает экспериментальные данные с участием и без участия лидирующих частиц, ρ^0 - мезонов и частиц от распада некоторых изобар.

На рис.46 и 47 представлены распределения P_{ii}^* для остальных Π -мезонов. Сплошная кривая рассчитана по формуле (4.6.3). Результаты аппроксимации экспериментальных данных этой кривой приведены в табл.35.

Таблица 35.

Тип столкновения	Тип частицы	$Z=1/\tau$	χ^2/N
Π^+p	Π^+	4.20 ± 0.11	3.13
	Π^-	4.46 ± 0.11	3.46
Π^+n	Π^+	4.20 ± 0.22	1.14
	Π^-	4.52 ± 0.21	2.33

Из табл.29 и 35 видно, что функция (4.6.3) дает лучшее согласие с экспериментальными результатами, т.е. величина χ^2/N для частиц $P_{ii}^* > 0$ в среднем, равна ~ 1.2 . Величина χ^2/N для частиц $P_{ii}^* < 0$ кроме одной-двух точек (с большими χ^2/N) в среднем меньше 2.0.

Результаты аппроксимации показывают, что функция (4.6.3) лучше согласуется с экспериментальными спектрами без участия лидирующих частиц, частиц от распада некоторых изобар и ρ^0 - мезонов.

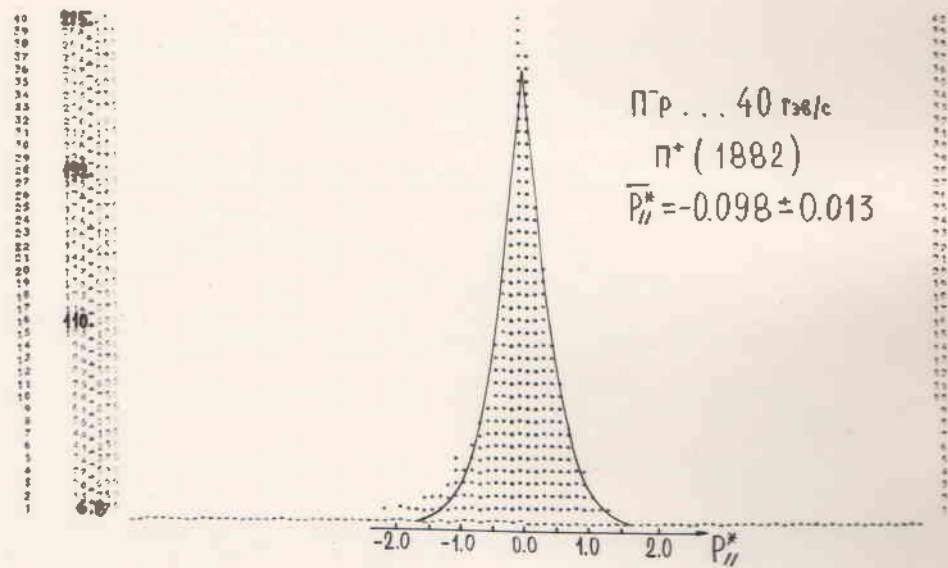
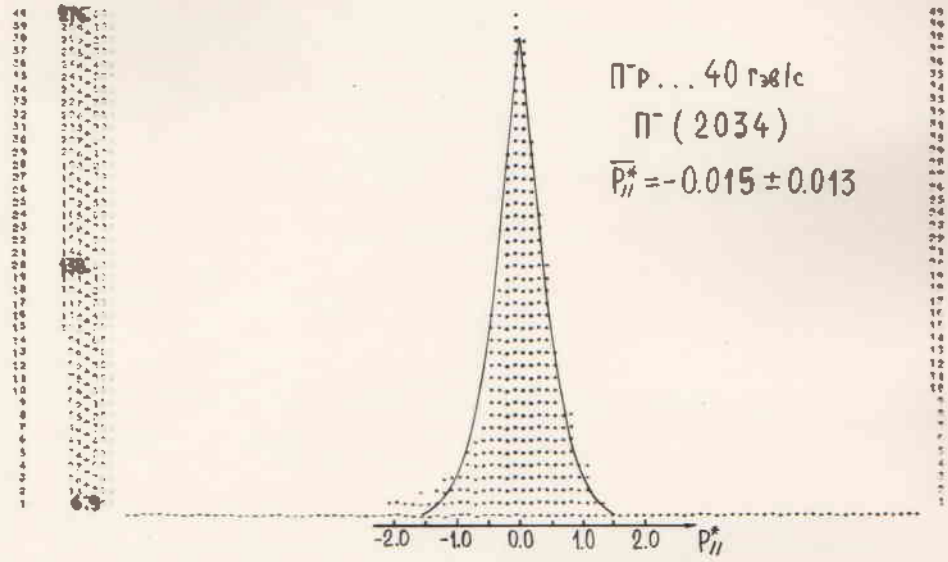


Рис. 46

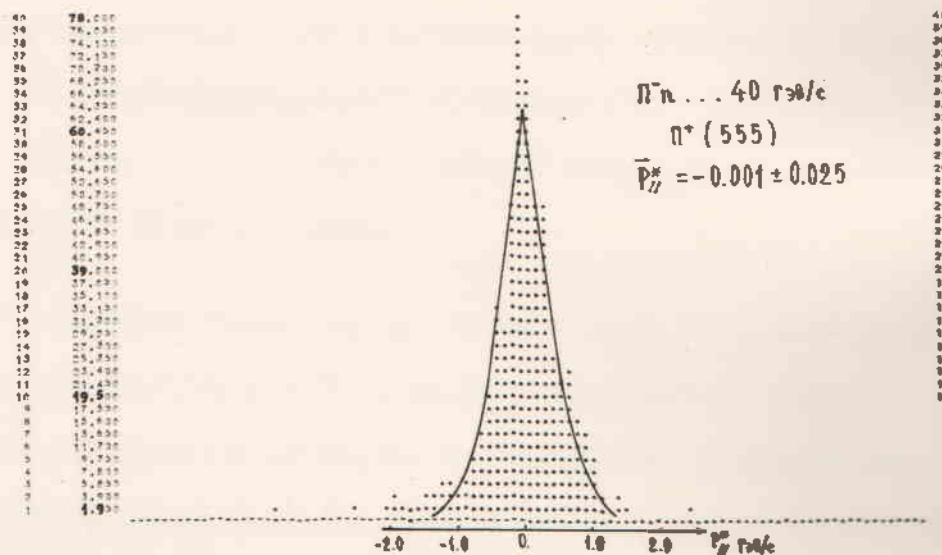
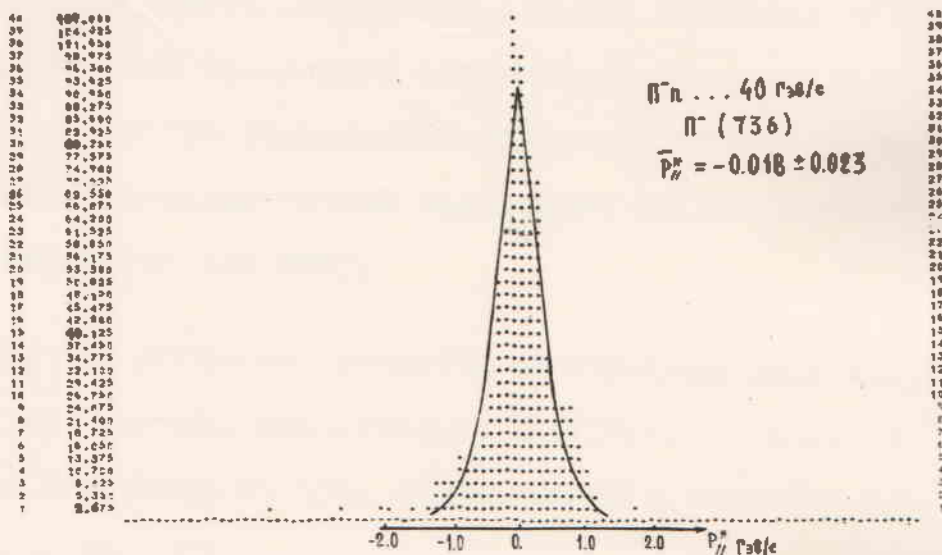


Рис.47

Основные результаты и выводы

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

1. Предложено размещение пластин из титанового материала в двух-метровой протонной кулуарной камере с целью увеличения эффективности регистрации высокоэнергетичных пикно-квантов и дан метод восстановления параметров следов заряженных частиц, прошедших через пластину.

2. Для повышения точности определены характеристики энергетичных частиц, осуществлено программным путем на ЭМ соединено первичных следов, образованных в первой и второй половинах камеры.

3. Разработан метод поиска соответствующих проекций треков на стереофотографиях трехобъемной системы. В программу ПЛОСНТ 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 неуверенности в $\Pi^+ N$ - взаимодействиях с $N_{\pm} \geq 5$. Для энергии, идущей на образование частиц в $\Pi^+ N$ - взаимодействиях с $5 \leq N_{\pm} \leq 12$, заключена в пределах 0.70-0.80 и возрастает с ростом множественности заряженных частиц

б) статистическая теория хорошо описывает распределение поперечных импульсов вторичных заряженных Π -мезонов. Температура распада системы при этом $\sim 137 \text{ мкэВ}/c$;

в) статистическая теория неудовлетворительно описывает распределение по поперечным и продольным импульсам всех вторично заряженных Π -мезонов. Есть частицы, которые стремятся сохранить направление и большинство энергии налетающего пикона.

5. Изучены основные характеристики лидирующих частиц в установившемся:

а) основную долю лидирующих частиц в $\Pi^+ N$ - столкновениях составляют отрицательные Π -мезоны ($\sim 65\%$). В ряде случаев ($\sim 20\%$) лидирующие частицы могут образовываться от распада бозонных резонансов;

б) средние значения поперечных импульсов лидирующих частиц в целом больше, чем для всех пиконов.

6. Исключение лидирующих частиц и частиц от распада пикона в рассматриваемых множественностях $\Pi^+ N$ \rightarrow взаимодействии приводит к существенному изменению характеристик вторичных пиконов:

а) угловое распределение остальных пиконов в $\Pi^+ N$ близки к симметричным;

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

в) средние значения поперечных и продольных импульсов увеличиваются и в пределах ошибок не зависят от множественности.

7. Статистическая теория удовлетворительно описывает распределение по полям, поперечным и продольным импульсам остальных теоретических заряженных частиц.

В заключение я сердечно своим принятым доктором выражаю искреннюю благодарность научным руководителем профессору И.И.СОЛОВЬЕВУ и академику физико-математических наук А.А.ИВАНОВУ, чья помощь в работе трудно переоценить.

Автор глубоко благодарен академику АН Удмуртской Республики С.А.АЗИМОВУ и доктору физико-математических наук Ю.Г.ГУЛИНОВУ за ценные советы, а также за постоянное внимание и поддержку, сделавшие возможным исполнение исследований, лежащих в основе настоящей работы.

Выражаю глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР В.Л.ФИНБЕРГУ за обсуждения и ценные советы.

Экспериментальные исследования, выполненные на ДТН-500, часть из которых вошли в диссертацию, осуществлялись в творческом сотрудничестве с коллективом сотрудников ИБЭО ЛДБ СССР: В.Г.ГРИШИНЫМ, Е.Н.КЛАДНИЦКОЙ, И.А.ИВАНОВСКОЙ, И.В.МЕЛНИКОВСКИМ, В.Б.ЛЕВИНСКИМ, Н.Г.САДЕНКИНЫМ, А.АНГЕЛОВЫМ, И.САБЗУ, Д.В.ТЕНДЕНКОМ, А.У.АБУДРАХИМОВЫМ и с сотрудниками других институтов и лабораторий: ИУФН ДФП ТУ, В.Н.ПЕННЫМ, Т.КАНАРИКОМ, В.С.ДУТЗЕНЫМ, Л.И.САРАЧЕВОЙ, И.И.ЧЕРНЫМ, Б.С.ПОДАВНИНЫМ и др. Всем им я выражаю глубокую благодарность.

Автор благодарит В.И.МОРОЗУ и В.С.КУЗНЕЦОВУ за организацию, в коллективу отдела обработки фимьной информации Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ - за многочисленные измерения событий.

Большая работа по просмотру снимков и обработке событий была выполнена коллективом лаборантов группы 2-х метровой пучковой камере ЛВЗ в составе: Г.А.КОРОТКОВОЙ, В.ВАНДИНОЙ, Л.УБОВОЙ, Л.Я.СМИРОВОЙ, К.МАКЛАКОВОЙ, И.А.ПЕТРОВИЧНОЙ, Л.В.ЛЕНДОРС, В.ИЗЮКИНОЙ, Т.И.БОРИСОВОЙ, Т.КУЛАГНОЙ, Т.ЗУРАВЛЕВОЙ и Л.АМЕРЬИНОЙ.

Все же автор выражает глубокую признательность.

Я признателен группе И.А.СМИРКОВА и Б.А.КОРНЕВА, принявшей участие в эксплуатации 2-х метровой пучковой камере, а также сотрудникам отдела синхротрона ЛВЗ, за проведенные облучения камер.

Автор благодарит группу И.С.ИВАНОВА за большую помощь в оформлении диссертации.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Ferni E., Progr. Theor. Phys., 5, 570 (1950)
2. Померанчук И.Я. Докл.АН СССР, 78, 889 (1951).
3. Ландау Л.Д. Изв.АН СССР, сер.физ., 17, 51 (1953).
4. Negedora R. Suppl. Nuovo Cim., 6, 311 (1968)
5. Сисатин И.И., Сефидберг Е.Д., Чернавский Д.С. Труды ОИЯИ, т.57, 164 (1972).
6. Дренин И.М., Рейзен Е.И., Чернавский Д.С. Труды ОИЯИ, т.57, 112 (1972).
7. F. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini.
Nuovo Cim. 22, 569 (1961), 26, 896 (1962)
8. Тор-Эртероски К.А. ЖЭТФ, 44, 341 (1963).
9. Chan Hong-So, I. Loekiewicz, Nuovo Cim., 57A, 93 (1968)
10. Марков В.А., Толмачев А.И., Сообщения ОИЯИ, 12-5141, 197.
11. A.A. Logunov, M.A. Mestvirishvili, Nguen Van Hieu.
Phys. Lett., 25B, 611 (1967)
12. Бела И.И., Логунов А.А., Мествиришвили И.А. Препринт ИИЭ, 70-43, 1971, Сорбюков.
13. H.P. Feynman. Phys. Rev. Lett., 32, 71 (1970)
14. Сефидберг Е.Д., Чернавский Д.С., ЖЭТФ, 82,3(1964).
15. Czyzewski O. SFERN/TC, Physics 68-23 (1968)
16. Врублевский А. Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970г.
17. Сефидберг Е.Д. ЖЭТФ, 104, 539 (1971).
18. Глазков В.И., Толстов И.Д. ЖЭТФ, т.3, вып.1, Атомиздат (1972).

19. Балашов В.А., Ван-Ду-Фонь, Глаголов В.В. и др. *ИЭТФ*, 30, 237 (1961).
20. P.Fleury, G.Koyan, F.Muller et al. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High-Energy Phys. CERN, 597 (1962)
21. ABCCHW Collaboration, *Nucl. Phys.*, B13, 571 (1969)
22. J.W.Elbert, A.H.Erwin, W.D.Walker et al.
 - 1) *Nucl. Phys.*, B19, 85 (1970)
 - 2) Topical Conf. on High-Energy Col. of Hadrons CERN V.2 (1968)
23. Давыдов Н. и др. Сообщения ОИЯИ PI-5326, Дубна (1970).
24. Мурзин В.С. и Саричева Л.Н. Космические лучи и их взаимодействие. Атомиздат, Москва, 1968.
25. Tang C.P. *Phys. Rev.*, 180, 1463 (1969)
26. Horn D. and Silver R. *Phys. Rev.*, D2, 2082 (1970)
27. Boschi et al., *Nuovo Cim.*, 54A, 881 (1969)
28. Czysowski O., Rybicki K. IFR Report, No 703/PH, Cracow, 1970.
29. Абдурахимов А.У. Диссертация, Дубна (1973).
30. Мурзин В.С. Автоподельность в инвариантных разностях. P2-6762, Дубна, (1972).
31. Borgan B., Cinchese I., Cohen J. et al. Proc. 11-th Int. Conf. on Cosmic Ray. Budapest, 1969.
32. Caso C., Conte F., Tomassini G. et al. *Nuovo Cim.*, 66A, 11 (1970)
33. Гайдаров А.И. Диссертация, Апп-Апп (1972).
34. С.Хаймазова. УФН, т.89, вып.2, 269 (1966).
35. Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Балашов В.А. и др. Сообщения ОИЯИ, PI-6491, Дубна, (1972).

36. Z. Jurek, H. M. Graziewicz, Z. Korbel et al. *Acta Phys. Pol.*, 41, 1069 (1961).
37. Dodd, M. Jobs, J. Kincaid et al. *Proc. Aix-en-Provence Conf.* (1961)
38. A. De Marco Trabucco, L. Montanet, S. Nilsson. *Nucl. Phys.*, 60, 209 (1964)
39. C. Grote, J. Klugow, U. Kracker, K. Lanios. *Nucl. Phys.*, 34, 686 (1962)
40. G. Boschi, F. Fenjeas, A. Fremel et al. *Nuovo Cim.*, 24, 29 (1962)
41. S. Goldsack, L. Ruffifort, B. Tallini et al. *Nuovo Cim.*, 23, 941 (1962)
42. F. R. Hanson, F. B. Fretter, *Nuovo Cim.*, I (1964)
43. C. Grote, J. Klubahn, U. Kracker et al. *Nucl. Phys.*, 34, 659 (1962)
44. M. Bardadin-Otwinowska, T. Hofnoki, L. Michajda et al. *Report IJIL/VI/PH, Warsaw* (1960)
45. P. Daronian, A. Dandin, B. Candois et al. *Toronto Conf. on High-Energy Coll. of Hadrons, CERN, Report 68-7, p.226* (1968)
46. Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Warsaw, Collaboration, *Nucl. Phys.*, B8, 45 (1968)
47. L. Aniola, J. Bartke, T. Coghren. *TPJU-I/73, Cracow, 1973*
48. A. Bigi, S. Brandt, A. De-Marco-Trabucco. *Nuovo Cim.*, 33, 1265 (1964)
49. A. Bigi, S. Brandt, A. De-Marco-Trabucco, *Nuovo Cim.*, 33, 1247 (1964)
50. H. F. Зеленшная, Д. М. Мусхелишвили, С. А. Славянский, В. В. Соколовский. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 29, 1640 (1965).

51. И.Л.Розенталь, Л.И.Саричева. Изв.АН СССР, сер.физ., 31, В 10 (1967).
52. И.П.Брофеева, Л.Г.Машинко, В.С.Дурани, Л.Л.Саричева. Изв.АН СССР, сер.физ., 31, 1412 (1967).
53. D.I.Blokhintsev. Nuovo Cim., 18, 193 (1960)
54. R.Daniel, N.Kameswara Rao, R.K.Malhotra et al. Nuovo Cim., 16, 1 (1960)
55. З.А.Анзон, А.Х.Виницкий, В.Г.Воснов и др. Сообщения ОИЯИ, PI-5072, Дубна (1970).
56. Е.И.Дайбог, И.Л.Розенталь. Элементарные частицы в космическом луче. Вып.2, 23, (1969). Атомиздат, Москва.
57. Н.А.Добротин, С.А.Славатинский. Изв.АН СССР, сер.физ., 30, 1566 (1966).
58. В.И.Трицасов, Е.А.Зеленов, В.А.Зенин, К.П.Мазинков. Препринт ИВЭ, СВУ-70-58, Серпухов (1970).
59. В.И.Котлов. Докторская диссертация. Дубна, (1970).
60. K.P.Balandin, N.G.Borisov et al. Nucl. Instrum. and Meth., 20, 110 (1963)
61. М.И.Соловьев. Докторская диссертация. Дубна, (1965).
62. М.И.Трачев, В.И.Губриенко, Е.В.Временко и др. Препринт ИВЭ, ОП70-98, Серпухов, (1970).
63. А.И.Алоев, П.А.Галеев, В.И.Горшков и др. Препринт ИВЭ, ОП71-106, Серпухов, (1971).
64. а) Галеев В., В.Котлов, А.Самойлов и др. Международная конференция по ускорению частиц высокой энергии. Изв-во АН СССР, Бремен, т.1, стр.531 (1969).
б) Дя.Аллаби, В.Б.Вушин, В.И.Горин и др. Ядерная физика, т.12, в 3, 538 (1970).
65. С.А.Аверичев, Л.Н.Беллер и др. Сообщения ОИЯИ, 13-3724, Дубна, (1968).

66. Нгуен Дин Ть, В.Н.Демьян, Н.А.Смирнов, И.И.Соловьев. Сообщения СВНН, 13-5942, Дубна (1971).
67. В.И.Кладниная, В.И.Ионова, А.А.Кузнецов и др. Сообщения СВНН, 1-4293, часть I, Дубна, (1969).
68. Б.Росси, К.Грейзен. Взаимодействие космических лучей с веществом, III, 1948.
69. В.Ф.Маркова, Мороз В.И., В.И.Линькина и др. Сообщения СВНН, P10-3768, Дубна, (1968).
70. А.У.Абдурашимов, К.П.Винниченкая, Нгуен Дин Ть. Сообщения СВНН, 1-5482, Дубна, (1970).
71. А.У.Абдурашимов, Нгуен Дин Ть, В.И.Павлов. Сообщения СВНН, 1-5140, Дубна, (1971).
72. А.У.Абдурашимов, И.В.Июганов, Т.Каварек и др. Препринт СВНН, 13-6448, Дубна, (1972).
73. В.И.Погомолов. Устройства с датчиками Холла и датчиками магнетосопротивления, II-1, 1961.
74. А.Лобус, Я.Туминский. Датчики Холла и магнеторезисторы, II., 1971.
75. В.И.Челурина. Приборы для измерения магнитных величин. Энергия, 1969.
76. Д.Ботто, И.Гласини и др. Препринт СВНН, P-1689, Дубна, (1964).
77. В.А.Загвязинко, В.И.Илгасов. Сообщения СВНН, 2527, Дубна, (1965).
78. Нгуен Дин Ть, И.И.Соловьев, Х.Я.Супичанов. Сообщения СВНН, 1-5631, Дубна, (1971).
79. А.Ф.Луцкий, В.И.Мороз, В.И.Пинькина, В.А.Шахбазян. Сообщения СВНН, P-1982, Дубна, (1965).
80. З.И.Иванченко, А.Ф.Луцкий, А.Д.Мазареникова и др. Сообщения СВНН, P11-3983, Дубна, (1968).

81. А.У.Абдурахимов, И.П.Визиневская, И.П.Керачев и др. Сообщения ОИЯИ, I-5111, Дубна, (1970).
82. А.У.Абдурахимов, И.П.Керачев, В.Н.Клацинских и др. Сообщения ОИЯИ, I-5121, Дубна, (1970).
83. В.Я.Амизов, А.С.Буров, А.А.Горининов и др. Сообщения ОИЯИ, Ю-4172, Дубна, (1968).
84. В.Я.Амизов, В.В.Брылаев, В.И.Зайцев и др. Сборник докладов Международного симпозиума по вопросам автоматизации обработки данных с пузырьковой и искровой камер. ДЮ-6142, Дубна, (1972).
85. И.С.Домичева. Дипломная работа, Дубна, (1973).
86. А.У.Абдурахимов, И.Ангелов, В.А.Белинов и др. Сообщения ОИЯИ, I-6336, Дубна, (1972).
87. А.У.Абдурахимов, И.Ангелов, В.А.Белинов и др. Сообщения ОИЯИ, I-6967, Дубна, (1973).
88. А.У.Абдурахимов, И.Ангелов, В.А.Белинов и др. Сообщения ОИЯИ, PI-6326, Дубна, (1972).
89. CERN-Serpukhov, Collaboration.
Phys.Lett., 30, 500 (1969)
90. Сотрудничество, ДВНИОСТЕУХ. Ядерная физика, т.16, вып.5, 989, (1972).
91. К.Д.Толстов. ЭИЯИ, т.2, вып.1, И., Атомиздат, 231(1971).
92. И.М.Дремин, Г.Б.Минин, и др. Доклад в ЭИЯИ, 4, 156(1966).
93. И.М.Дремин, Ядерная физика, т.5, вып.6, 1967.
94. J.W.Elbert, A.H.Ervin, S.Mikamo et al.
Phys.Rev.Lett., 20, 124 (1968)
95. А.Х.Винников, И.С.Стрельцов, В.С.Танибаев, И.Я.Чемпилов.
Изв.АН Уз.ССР, сер.физ.-мат., 2, (1967).
96. С.А.Азимов, Е.В.Ветер, У.Г.Гулимов и др. Ядерная физика, т.2, 1049, (1965).
97. А.У.Абдурахимов, И.Ангелов и др. Сообщения ОИЯИ, PI-7680, Дубна, (1973).