

Академия наук Узбекской ССР

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Тубокуватилону
Георгию Борисовичу
дан признание
автора.
23/II-71г.

Л. П. ЧЕРНОВА

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ
ФОТОЭМУЛЬСИИ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ЭНЕРГИИ 21 ГЭВ

(диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук)

Научный руководитель:

доктор физико-математических
наук, академик АН УзССР

С. А. АЗИМОВ

г. Ташкент

Июль 1970 г.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

В в е д е н и е	стр. I
<u>Гл. I. Множественная генерация частиц в неупругих взаимодействиях при энергиях ≥ 10 Гэв (обзор).....</u>	стр. 3
§ I. Основные экспериментальные данные о pN -соударениях.....	стр. 3
§ 2. Модели множественной генерации частиц.....	стр. 8
§ 3. Дифракционная когерентная генерация частиц на сложных ядрах.....	стр. 18
§ 4. Некогерентные взаимодействия быстрых частиц с тяжелыми ядрами.....	стр. 21
<u>Гл. 2. Экспериментальный материал</u>	стр. 25
§ 5. Методика измерений.....	стр. 25
§ 6. Отбор взаимодействий.....	стр. 35
§ 7. Выделение когерентных событий.....	стр. 37
<u>Гл. 3. Протон-нуклонные взаимодействия</u>	стр. 44
§ 8. Введение. Средние характеристики вторичных частиц.....	стр. 44
§ 9. Угловые распределения и вероятность перезарядки нуклонов.....	стр. 47
§ 10. Импульсные распределения.....	стр. 51
§ 11. О корреляциях между продольными и поперечными компонентами импульсов вторичных частиц.....	стр. 55
§ 12. Неупругость и число нейтральных частиц.....	стр. 59
§ 13. О генерации изобар в pN -взаимодействиях.....	стр. 64
§ 14. Сравнение с камерными данными.....	стр. 66
<u>Гл. 4. Некогерентные взаимодействия с тяжелыми ядрами ЭМУЛЬСИИ</u>	стр. 70
§ 15. Введение. Множественность, состав и угловое распределение ливневых частиц.....	стр. 70
§ 16. Распределения импульсов и поперечных импульсов... ..	стр. 72
§ 17. Энергораспределение между различными типами частиц.....	стр. 79
§ 18. Взаимодействия с тяжелыми ядрами и модель внутриядерного каскада.....	стр. 82
В в о д ы	стр. 86
Л и т е р а т у р а	стр. 90

В В Е Д Е Н И Е

→ *связано
с квантовыми
сечениями*

Исследование неупругих взаимодействий адронов при высоких энергиях - один из важнейших источников информации о динамике сильных взаимодействий и структуре элементарных частиц. Характерной чертой соударений при высоких ($E_0 \approx 10$ Гэв) энергиях является большое число рождающихся вторичных частиц. Однако, несмотря на то, что взаимодействия с числом частиц $n \geq 3$ в конечном состоянии составляют подавляющее большинство неупругих столкновений, они наименее хорошо изучены.

При экспериментальном изучении множественной генерации частиц при высоких энергиях имеются значительные трудности методического характера (большие погрешности в импульсных измерениях на треках вторичных частиц, затруднительность их идентификации, практическая невозможность выделения каналов с числом нейтральных частиц $n_0 > 1$ в большинстве экспериментов и т.д.). С другой стороны, как хорошо известно, до настоящего времени нет удовлетворительной теории этих процессов. Общую ситуацию в этой области физики, по-видимому, можно назвать "периодом накопления экспериментального материала", причем наиболее важной на сегодняшний день является, по нашему мнению, качественная сторона экспериментов.

Первым эмульсионным работам, в которых изучалось множественное образование частиц во взаимодействиях с энергией ≈ 10 Гэв, свойственны малая статистика и большие погрешности в импульсных измерениях (там, где они производились). В последние годы наиболее детальные сведения получают из экспериментов с пузырьковыми камерами; однако, с их помощью исследованы, в основном, лишь отдельные каналы неупругих соударений, составляющие незначительную долю полного сечения. Отметим, что взаимодействия протонов при энергиях ≈ 10 Гэв с нуклонами и ядрами изучены значительно ху-

же, нежели взаимодействия пионов.

ссылки?

В настоящей работе проведено общее исследование неупругих взаимодействий протонов с энергией 21 Гэв с нуклонами и ядрами фотоэмульсии, облученной в сильном ($H = 180$ килоэрстед) магнитном поле. Разработанный несколько лет тому назад метод фотоэмульсий в сильном магнитном поле открыл новые (и довольно значительные) возможности для проведения экспериментов, и кажется несколько удивительным то обстоятельство, что число выполненных с его помощью исследований очень мало. Если не считать нескольких работ (польской и испанской групп), посвященных взаимодействиям пионов и протонов с тяжелыми ядрами эмульсии и характеризующихся очень бедной статистикой и далеко не полным использованием возможностей этого метода, нам известно лишь одно серьезное исследование (цикл работ фотогруппы ФИАН), в котором были получены интересные экспериментальные данные о свойствах pN -взаимодействий и реакций дифракционной генерации пионов протонами на ядрах эмульсии.

Экспериментальный материал, анализируемый в настоящей работе состоит из ~ 1000 взаимодействий, а число идентифицированных вторичных частиц превышает 4000 (это в несколько раз превосходит статистику других эмульсионных работ). Основные результаты исследования изложены в главах 2 - 4. В главе 2 описаны методика измерений, отбор pN -взаимодействий и выделение реакций когерентного рождения частиц на сложных ядрах, в главе 3 изучаются важнейшие характеристики pN -соударений и, наконец, в главе 4 представлены данные изучения взаимодействий с тяжелыми ядрами эмульсии.

Данная работа была выполнена в лаборатории высоких энергий ИЯФ АН УзССР в период 1966 - 1970 гг.

каких?

→ конкретнее!

МНОЖЕСТВЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ В НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ ≥ 10 ГЭВ
(краткий обзор)

К настоящему времени число публикаций по проблеме множественного образования частиц при высоких энергиях достигло такой большой величины, что в кратком обзоре нет никакой возможности дать полное и детальное отражение всех результатов, полученных по этой обширной проблеме. Если еще несколько лет тому назад периодически появлялись достаточно полные обзоры по интересующей нас проблеме (см., напр., прекрасный обзор Фейнберга и Чернавского [1] или обзор экспериментальных данных Барашенкова и сотр. [2,3]), то сейчас обзорные работы приобрели частный характер и, в лучшем случае, претендуют лишь на описание определенного класса взаимодействий в сравнительно узкой энергетической области (например, обзоры Туркота [4] и Панвини [5] по $p p$ -соударениям при ускорительных энергиях на конференциях в Женеве (1968 г.) и Лунде (1969 г.)). Отсылая читателя, интересующегося более полным и подробным анализом ситуации к перечисленным (и неперечисленным) обзорам, мы в более чем беглом обзоре остановимся лишь на вопросах, имеющих непосредственное отношение к заголовку ниже. При этом ссылки даются лишь на наиболее характерные или "солидные" работы, не придерживаясь хронологической или какой-либо иной последовательности. Некоторые вопросы более детально будут обсуждены в других главах данной работы.

§1. Основные экспериментальные данные о pN -соударениях.

Анализ большого числа работ, посвященных изучению неупругих взаимодействий при больших энергиях, приводит к ряду общих результатов, которые в той или иной мере можно считать надежно установленными:

см. Киевский конф.

а) эффективные сечения неупругих столкновений в широком интервале энергий ($10 + 10^6$ Гэв) оказываются приблизительно постоянными [6]. Средняя множественность $\langle n_{ch} \rangle$ заряженных частиц возрастает с энергией (наиболее популярны зависимости $\langle n_{ch} \rangle \sim E_c^{1/2}$ и $\langle n_{ch} \rangle \sim \log E_c$, где E_c - полная энергия соударения в с.ц.м.). Что касается сечений отдельных каналов взаимодействия и их энергетической зависимости, то о них известно пока очень немного: в области энергий > 10 Гэв изучались лишь отдельные (главным образом - малолучевые) каналы, составляющие малую долю полного сечения. Наиболее подробные данные об энергетической зависимости каналов с разными n_{ch} в pp -взаимодействиях при $E_0 \in (12+30)$ Гэв содержатся в работе [7]. Можно отметить большие флуктуации в величине n_{ch} при всех энергиях.

б) Состав вторичных частиц довольно слабо зависит от энергии в области $10 + 30$ Гэв: подавляющее большинство рожденных частиц составляют пионы, доля странных частиц и античастиц мала и составляет всего несколько процентов от числа пионов [8,4]. Заметим, однако, что в области более высоких энергий (космические лучи) отношение n_K/n_π , по-видимому, гораздо выше ($\sim 0,2 - 0,3$).

в) Средний коэффициент неупругости $\langle K \rangle$ для NN -взаимодействий мал ($0,2 - 0,4$) и почти не зависит от энергии вплоть до 10^6 Гэв. Т.е. большая часть энергии уносится частицами, вступившими во взаимодействие, а средняя энергия рожденных частиц $\langle E^* \rangle$ в с.ц.м. мала по сравнению с E_c . Так при $E_0 \sim 30$ Гэв [4]:

$$\langle E_x^* \rangle \approx 0.08 E_c. \quad (I.I)$$

С ростом энергии столкновения $\langle E_x^* \rangle$ медленно растет (примерно как $E_c^{1/2}$). С увеличением множественности при фиксированных E_c неупругость быстро возрастает, а $\langle E_x^* \rangle$ уменьшается. В индивидуальных актах взаимодействия как неупругость, так и энергии всех типов частиц подвержены сильнейшим флуктуациям. Данные о распределении энергии между заряженными и нейтральными частицами в NN -соу-

→ очень слабо!

см. работу
ФИАН

дарениях довольно скудны и противоречивы.

г) Угловые распределения вторичных частиц в с.ц.м. неупругих взаимодействий при больших энергиях характеризуются сильной анизотропией типа "вперед - назад". Особенно сильно коллимация вдоль первичного направления выражена для "сохраняющихся" частиц (нуклонов в NN -соударениях). Для рожденных частиц анизотропия выражена гораздо слабее, а при больших n_{ch} почти исчезает. Этот хорошо и давно установленный факт был в свое время одним из оснований концепции периферического типа взаимодействий. При взаимодействии нетождественных частиц (например, p_n) интересен вопрос об асимметрии различных типов частиц. Экспериментальные данные отчетливо свидетельствуют о тенденции к "сохранению направления движения зарядов" в соударениях, однако для некоторых типов взаимодействий они противоречивы. Так, данные об угловой асимметрии протонов в p_n -соударениях противоречивы даже по знаку [3].

д) В еще большей степени периферичность взаимодействий усматривается в импульсных спектрах вторичных частиц. Первичные частицы, сохраняя в соударении значительную долю своей энергии, имеют большие импульсы (и большие по абсолютной величине продольные импульсы) в с.ц.м.; рожденные частицы имеют гораздо более мягкий импульсный спектр. Распределение по p_{\perp}^* для рожденных частиц имеет характерный одноmodalный вид с максимумом при $p_{\perp}^* \approx 0$ [9,5]. С ростом n_{ch} указанная "периферичность" ослабевает. Сходный характер имеют и распределения 3- и 4-импульсов, теряемых частицами в соударениях: при малых множественностях преобладают малые передачи 4-импульсов ($\Delta^2 < 1$ (Гэв/с)²), при больших - происходит резкое смещение распределений в сторону больших значений.

е) Пожалуй, наиболее устойчивой характеристикой вторичных частиц является распределение их поперечных импульсов (p_{\perp}). Постоянство среднего поперечного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ - давно известный

эмпирический факт, широко используемый во многих моделях множественного образования. Более детальное рассмотрение показывает слабую зависимость $\langle p_1 \rangle$ от ряда других характеристик [10, 11, 7]: энергии взаимодействия (слабый рост с увеличением E_c), массы вторичной частицы ($\langle p_1 \rangle$ тем больше, чем больше масса), угла вылета (имеет место заметное уменьшение $\langle p_1 \rangle$ при малых θ , объясняемое, впрочем, влиянием закона сохранения импульса) и некоторых других. Наиболее популярны следующие формы p_1 -распределения:

$$f(p_1) \sim p_1 \exp[-A p_1] \quad (\text{линейно-экспоненциальное}), \quad (1.2)$$

$$f(p_1) \sim p_1 \exp[-B p_1^2] \quad (\text{гауссово}), \quad (1.3)$$

$$f(p_1) \sim p_1^{3/2} \exp[-C p_1] \quad (\text{"термодинамическое"}). \quad (1.4)$$

Наиболее четкую физическую интерпретацию этих зависимостей можно найти в работах [10, 11].

ж) Большое число работ посвящено вопросу генерации резонансов в NN -взаимодействиях при высокой энергии (до 30 Гэв). Установлено, что в отличие от πN -соударений, в столкновениях нуклонов бозонные резонансы генерируются очень редко (наблюдены лишь ω^0 и ρ^0 -мезоны с сечением в области энергий 10 + 30 Гэв примерно в десятки микробарн). Сечения генерации различных нуклонных изобар в малолучевых pN -столкновениях [12-16, 4, 5], полученные с помощью электроники и пузырьковых камер, оказываются, однако, значительными.

В экспериментах, выполненных с помощью электроники, изучался импульсный спектр протонов в реакциях



при небольших передаваемых импульсах. Были обнаружены изобары с массами 1236, 1410, 1518, 1688 и 2190 (Мэв/с)². Дифференциальные сечения генерации изобар неплохо аппроксимируются зависимостями

$$d\sigma/d|t| \sim \exp[-A|t|], \quad (I.6)$$

причем величина наклона A дифференциального сечения мала для изобар с большой массой и $I = 1/2$ и велика для изобары Δ (I236) ($I = 3/2$) и N^* (I400). Наблюдена и энергетическая зависимость сечений генерации различных изобар в области энергий до 30 Гэв. Так, сечение генерации изобары Δ^{++} по данным электроники быстро убывает с ростом энергии (речь идет о непосредственной генерации в реакциях типа (I.5)). Отметим, что при практически неограниченных возможностях в смысле статистики, возможности изучения изобарной генерации с помощью электроники довольно ограничены вследствие ненаблюдаемости элементарного акта.

Методом пузырьковых камер недавно были изучены реакции



в области энергий от нескольких Гэв до ~ 25 Гэв. Было показано, что сечения непосредственной генерации изобары Δ^{++} (I236) в реакциях (I.7) и (I.8) (т.е. сечения реакций $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ и $pp \rightarrow \Delta^{++}p\pi^-$ или $\Delta^{++}\Delta^0$) быстро уменьшаются с энергией, однако Δ^{++} все же наблюдается более, чем в 50 % реакций (I.8) при $E_0 \sim 20$ Гэв как продукт распада более тяжелых изобар с массами I400 и I688 Мэв/с². В реакциях с рождением трех и более пионов также появляется изобара Δ^{++} , однако, с гораздо меньшим сечением. Отметим, что суммарное сечение каналов (I.7) - (I.11) составляет всего около 10% от полного неупругого сечения при $E_0 \sim 20$ Гэв.

Таковы в общих чертах наиболее надежно установленные опытные данные о множественной генерации частиц в pN -столкновениях. Некоторые дополнительные сведения будут изложены в следующем парагра-

→ в каком
смысле?

рафе, посвященном модельным представлениям и интерпретации экспериментальных данных, и, в необходимых случаях, - в других главах.

§2. Модели множественной генерации частиц.

Первая попытка построения теории множественного образования частиц была сделана Гейзенбергом [17]. Столкновение частиц высокой энергии рассматривалось им как столкновение двух релятивистски сжатых дисков, приводящее к плотному "волновому пакету", содержащему большую энергию в очень малом объеме. Последующее расширение пакета описывалось нелинейным уравнением Борна-Инфельда. Расчеты привели к очень сильной диссипации энергии, что давало слишком большое число медленных пионов (импульсный спектр получился в виде $N(p)dp \sim p^{-2}dp$).

Иной подход был предложен Ферми [18]. Основным в его теории являлось предположение об установлении статистического равновесия в объеме, в который выделяется энергия взаимодействия. Вероятность осуществления конечного состояния с определенным числом частиц с определенными импульсами находилась из его статистического веса. При сверхвысоких энергиях вводился температурный параметр и рассматривался релятивистский идеальный газ (термодинамический вариант теории). Для объяснения анизотропии углового распределения рожденных частиц был введен параметр удара и учитывался закон сохранения момента импульса.

ссылка

Следующим важным шагом была гидродинамическая теория Ландау [19]. Обратив внимание на то, что число частиц на первой стадии столкновения не может быть определенным ввиду сильного взаимодействия между ними, Ландау по-новому рассмотрел вторую стадию соударения - разлет системы, предположив, что закономерности этой стадии сходны с уравнениями релятивистской гидродинамики.

Теории Гейзенберга, Ферми, Ландау имеют между собой много об-

ссылка

щего. Было показано, например, что при соответствующем выборе лагранжиана взаимодействия в теории Гейзенберга и уравнения состояния в гидродинамической теории, обе они приводят к одинаковым результатам. Мы не будем, однако, более детально останавливаться на этих теориях. Уже к началу 60-х годов по мере накопления экспериментального материала обнаружилось, что ни одна из них не может претендовать на сколько-нибудь полное описание характеристик множественного образования частиц. Принято считать, что эти теории могут быть использованы лишь для описания так называемых "центральных" взаимодействий, в то время как опытные данные (§I) свидетельствуют о том, что большинство взаимодействий относится, по-видимому, к периферическому типу. Было бы ошибкой, однако, полагать, что область применимости, скажем, статистической теории очень мала, т.к. последняя может быть применена к описанию распада возбужденных центров (резонансов, фэйрболлов, кластеров), образованных при периферических взаимодействиях. Таким образом, использование статистической трактовки может оказаться очень продуктивным для описания отдельных черт процесса множественной генерации [20].

На рубеже 60-х ^{годов} началось бурное развитие теории периферических неупругих взаимодействий. Эта теория основана на предположении, что основной вклад в амплитуду неупругого процесса дает диаграмма Фейнмана (рис.1) с одной промежуточной частицей (обычно пионом). Вершины диаграммы могут быть и простейшими и сколь угодно сложными. Кратко опишем основные приближения теории периферических взаимодействий, следуя терминологии обзора [1].

а) Метод Чу и Лоу [21] описывает рождение одного пиона при πN -соударении (рис.2). В области высоких энергий, однако, где рождение одного пиона - редкий процесс, этот метод не играет существенной роли.

→ старовато

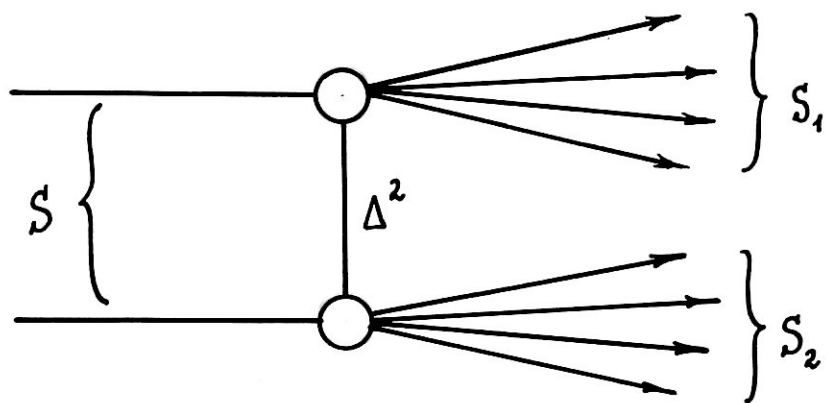


Рис. I Общая диаграмма одночастичного взаимодействия.

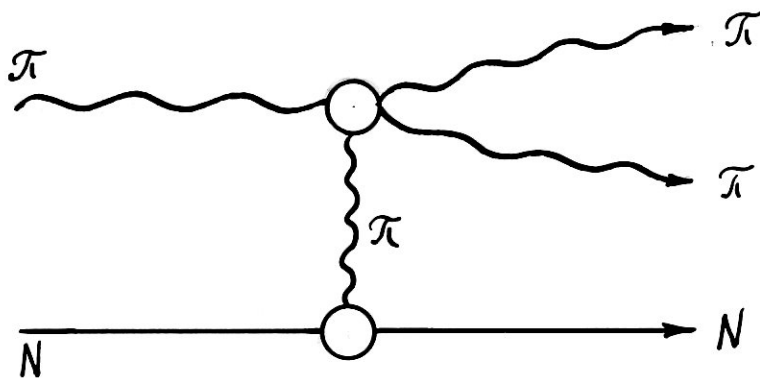


Рис. 2 Диаграмма процесса Чу и Лоу [21].

б) Полосное приближение [22,23]. Основным в этом методе является предположение о независимости сечений взаимодействия реальных и виртуальных частиц (в узлах диаграммы рис. I) от Δ^2 и их совпадении с соответствующими сечениями для реальных частиц. Очевидно, что это предположение может быть корректным лишь в ограниченной области переменных s (квадрат полной энергии соударения в с.ц.м.) и Δ^2 (квадрат передаваемого 4-импульса), прежде всего при малых Δ^2 . Была проведена масса конкретных расчетов для различных реакций при энергиях ≤ 10 Гэв, предполагая доминирующую роль обмена одним пионом (или K -мезоном, если в узлах диаграммы рис. I происходит изменение странности) и возможное образование тех или иных резонансов в узлах диаграммы. Результаты большого числа работ (напр., [24]) привели к заключению, что однопионный обмен обуславливает весьма значительную часть всех неупругих реакций при ускорительных энергиях. При этом особенно хорошее количественное согласие между экспериментальными и расчетными данными было получено для NN -соударений, что позволило заключить о главенствующей роли одномезонных взаимодействий среди них; для πN -событий согласие было худшим [1], однако, и в них примерно половину неупругих реакций можно было отнести к одномезонному типу.

в) Одномезонное приближение [25]. Оказалось, однако, что при высоких энергиях (десятки и сотни Гэв в л.с.) полосное приближение приводит к неверным результатам (дает сечение, растущее с энергией). Для устранения этой нелепости пришлось искать способы ограничения области интегрирования по Δ^2 и $s_{1,2}$ ($s_{1,2}$ - квадрат энергии группы частиц в узлах диаграммы Фейнмана (рис. I)). Один из таких способов - предположение о быстром убывании сечений взаимодействия в узлах с ростом s_i ($i = 1, 2$) при фиксированных Δ^2 . При высоких энергиях эти сечения отличны от нуля лишь при очень малых s_i , достаточных для образования (резонансного или нерезо-

не голико!

нансного) двух пионов. Это приводит (рис.3) к тому, что каждый узел диаграммы рис.2 разбивается на большое число "элементарных" узлов, соединенных мезонными линиями. Такая модель [26] носит название мультипериферической модели. В своем первоначальном виде эта модель не смогла объяснить всех деталей эксперимента, однако, имела определенный успех, например, при описании упругого рассеяния (обусловленного неупругими процессами!) при высоких энергиях.

В последние годы в связи со все увеличивающимся потоком экспериментальной информации в области более высоких (> 10 Гэв) энергий продолжается поиск новых схем и моделей множественной генерации частиц. Ряд из них носит весьма частный характер и призван объяснить лишь какие-то отдельные черты явления, другие претендуют на известную общность. Рассмотрим основные, наиболее популярные в последнее время модели.

I. Модель тормозного излучения (*bremsstrahlung model*)

базируется на том экспериментальном факте (§1), что большинство вторичных пионов в соударениях большой энергии рождаются с малыми энергиями, что походит на известный в электродинамике процесс эмиссии мягких фотонов в столкновениях заряженных частиц [27]. Особенностью этой модели является отказ от рассмотрения поведения сталкивающихся частиц (состояние системы пионов в pp -соударении предсказывается для фиксированных энергий столкновения и угла разлета сталкивающихся протонов). Модель позволяет правильно описать ряд особенностей импульсных спектров протонов и пионов в pp -соударениях при больших передачах импульса [28], а также отдельные реакции (например, $pp \rightarrow pn\pi^+$, $pp \rightarrow pp\gamma$, $pp \rightarrow pp\omega$ при энергии 12 Гэв) при условии отбора событий с фиксированным углом вылета протонов и их компланарностью [29]. К недостаткам этой модели следует отнести ограниченную область ее применимости и чрезмерную эмпиричность.

2. Термодинамическая модель. Главным недостатком традиционного (идущего от Ферми) термодинамического рассмотрения множественной генерации частиц является неучет сильно коллимированного вдоль первичного направления движения вторичных частиц. В последние годы были сделаны попытки учесть это обстоятельство, сохранив известную привлекательность (идейная простота и общность) статистически-термодинамического подхода. Так, в работе [30] была предложена двухтемпературная термодинамическая модель, в которой рассматриваются две характеристические температуры возбужденного сгустка: одна - для объяснения ρ_1 -распределения, другая - для ρ_n^* -распределения вторичных частиц. Дифференциальные спектры получаются далее в предположении, что ρ_1 и ρ_n^* некоррелированы. Удастся качественно объяснить ряд экспериментальных данных, подгоняя обе температуры и варьируя обеими взаимодействия частиц различного типа, однако, при более детальной количественной проверке даже ρ_1 -распределения вторичных частиц плохо согласуются с данной моделью [31].

Гораздо более радикальна (и в то же время обоснованна) кинематико-термодинамическая модель Хагедорна [32,33]. Мы остановимся на ней более подробно, так как эта модель (развитая пока только для pp -соударений), во-первых, доведена до количественного сравнения с экспериментальными данными по многим важным характеристикам взаимодействий и, во-вторых, относится ко всей совокупности каналов pp -соударений, что делает ее особенно привлекательной для экспериментаторов, работающих с ядерными фотоэмульсиями, с помощью которых наиболее просто могут быть получены данные, необходимые для проверки термодинамической модели.

Согласно этой модели, столкновение частиц при большой энергии приводит к образованию особого вида адронной материи, причем часть энергии взаимодействия переходит в коллективное движение этой материи, направленное вдоль первичного направления, а дру-

гая часть - в тепло. Распад движущейся адронной материи управляется законами термодинамики, распределение по скоростям сгустков этой материи (можно их условно называть, как это и делают авторы модели, файрболами) определяется полуэмпирически. Второе важнейшее отличие от "старой" термодинамики - это то, что термодинамика в модели Хагедорна - специального типа: имеется некоторая максимальная температура адронной материи ("точка кипения"), равная 160 Мэв, а спектр масс рождающихся адронов экспоненциален.

Уже из качественных соображений ясно, что можно рассчитывать на удовлетворительное согласие экспериментальных данных в широком интервале энергий этой моделью, т.к. коллимация частиц вдоль первичного направления обеспечивается сильным коллективным продольным движением адронной материи ("файрболов"), а наличие максимальной температуры $T_0 = 160$ Мэв обеспечивает слабую зависимость среднего поперечного импульса от энергии (в ранних вариантах термодинамической модели $\langle p_{\perp} \rangle$ сильно возрастал с ростом энергии взаимодействия).

Спектр масс рождающихся сгустков (точнее - число адронных состояний в интервале между m и $m-dm$) получен Хагедорном (в согласии с экспериментом) в виде

$$\rho(m) dm \approx \frac{a}{m^{5/2}} \exp \left[\frac{m}{T_0} \right] dm \quad (2.1)$$

($T_0 = 160$ Мэв - "точка кипения" адронной материи - один из важнейших параметров модели). Распределение скоростей сгустков описывается некоторой непрерывной функцией, параметры которой получены из экспериментальных данных по спектрам вторичных частиц из pp-соударений при $E = 30$ Гэв. В модели различаются рожденные частицы (например, π^- , K^- , \bar{p}) и "проходящие" (напомним, что речь идет о pp-соударении), такие как нуклоны, гипероны, часть положительных мезонов, т.е. частицы, вступающие

в соударение или возможные продукты распада их возбужденных состояний (изобар), поэтому имеется два распределения по скоростям.

Скорость каждого "файерболла" в с.ц.м. определяет его плотность энергии, а термодинамика затем относит эту плотность к температуре. Таким образом, в модели имеется прямая связь между скоростью сгустка и его температурой (функция $T(\gamma_0, \gamma)$, где γ_0 - лоренц-фактор с.ц.м. pp-соударения в л.с., а γ - лоренц-фактор сгустка в с.ц.м.). Например, сгустки, имеющие малые скорости в с.ц.м., имеют высокую температуру (при $E_0 = 30$ Гэв сгусток с нулевой скоростью имеет $T = 0,8 T_0$), а на краях области взаимодействия сгусток имеет малую T и большую скорость.

Генерация частиц в каждом сгустке определяется его температурой и управляется известным соотношением

$$f_i(\epsilon, T) d^3p = \frac{dV \cdot z_i}{(2\pi)^3} \frac{d^3p}{\exp[\epsilon_i/T \mp 1]} \quad (2.2)$$

(знак "-" относится к бозонам (распределение Планка), знак "+" - к фермионам (распределение Ферми), $z_i = (2I_i + 1)(2J_i + 1)$, где I_i и J_i - изоспин и спин рождающихся частиц). Полный импульсный спектр l -го типа частиц в с.ц.м. pp-соударения $W_l(\vec{p})$ получается затем лоренц-преобразованием в эту систему.

В модели Хагедорна имеется значительное число параметров (из них 4 существенных - определяющих максимальную температуру и параметры распределений по массам сгустков, их скоростям и температурам), подлежащих определению из эксперимента. Все эти параметры получены автором из детальных экспериментальных данных по спектрам различных вторичных частиц из pp-соударений при энергии 30 Гэв, полученных в Брукхейвене. Данные по pp-соударениям при других энергиях моделью предсказываются.

В работе [33] предложены для сравнения с экспериментом при разных энергиях следующие величины:

а) множественность вторичных частиц различного типа

$$n_e(E) = \int W_e(\vec{p}) d^3p, \quad (2.3)$$

б) парциальные коэффициенты неупругости

$$K_e(E) = \frac{1}{E} \int \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} W_e(\vec{p}) d^3p, \quad (2.4)$$

в) средние энергии разных типов частиц в с.ц.м.

$$\langle \varepsilon \rangle_e = EK_e/n_e, \quad (3.5)$$

г) средние поперечные импульсы

$$\langle p_{\perp} \rangle_e = \frac{1}{n_e} \int p_{\perp} W_e(\vec{p}) d^3p, \quad (2.6)$$

д) зависимость среднего поперечного импульса от продольного в с.ц.м.

$$\langle p_{\perp}(p_{\parallel}) \rangle_e = \frac{\int p_{\perp}^2 W_e(\vec{p}) dp_{\perp}}{\int p_{\perp} W_e(\vec{p}) dp_{\perp}}. \quad (2.7)$$

По всем этим пунктам мы проведем (в главе 3) сравнение с экспериментом. К сожалению, импульсные спектры вторичных частиц $W_e(\vec{p})$ в [33] не приведены, однако в ней проведено сравнение дважды дифференциального сечения $d^2N/dpd\Omega$ при двух значениях угла $\theta_c = 0^\circ$ и 6° с экспериментальными данными по спектрам частиц из pp-соударений при $E_0 = 19$ Гэв, полученными методом электроники (согласие - неплохое).

3. Мультиреджевская модель. В последнее время модной стала мультипериферическая "реджезованная" модель, диаграммы которой сходны с диаграммами обычной мультипериферической модели (рис. 3) с той разницей, что обменными частицами служат реджевские траектории частиц (реджеоны, начиная с вакуумного) [34-36]. Наиболее детальное рассмотрение проводилось для каналов с тремя частицами в конечном состоянии, однако в последнее время модель была распространена и на многочастичные процессы [35,36]. Несмотря на то, что существующие ускорительные энергии являются недостаточно высокими для обоснованного применения реджевской

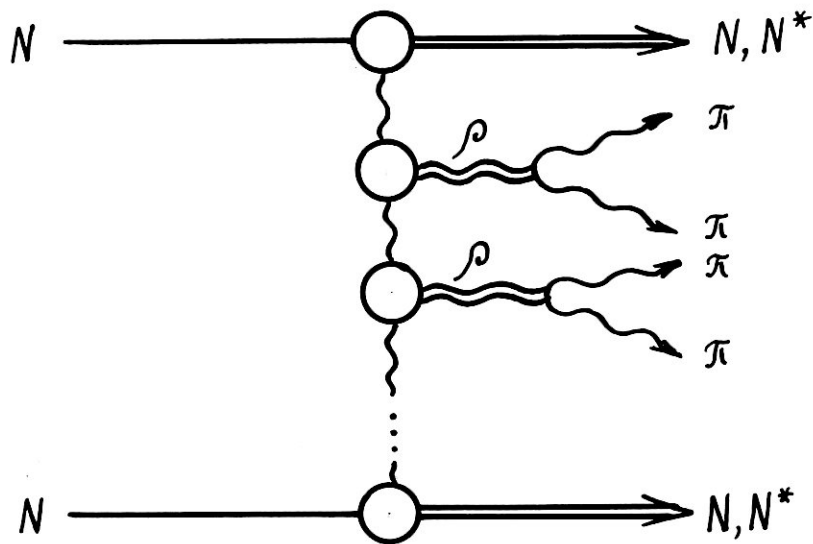


Рис.3 Типичная диаграмма мультипериферической модели [26].

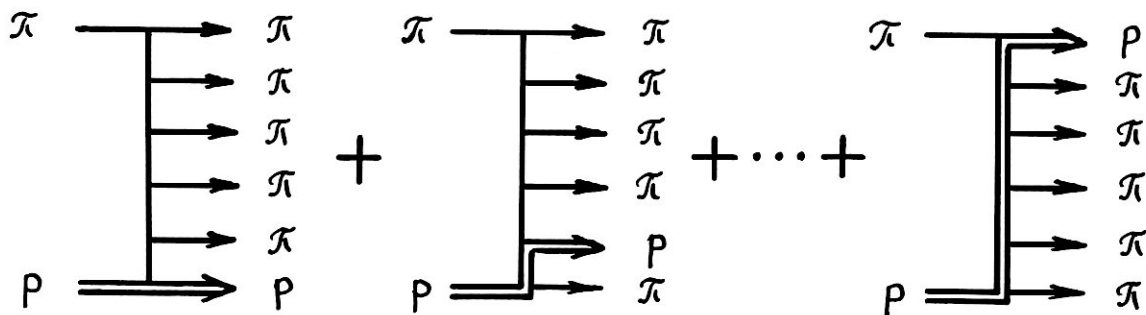


Рис.4 Типичный набор диаграмм, описывающих реакцию $\pi\rho \rightarrow \rho 5\pi$ согласно мультиреджевской модели.

идеологии (в частности, обмен чисто вакуумным реджеоном играет еще незначительную роль), удалось достичь удовлетворительного описания многих характеристик отдельных каналов πp - и $K p$ - взаимодействий, учитывая диаграммы (рис.4) с обменом пионными траекториями, а в отдельных случаях также и нуклонными (данных по pp - взаимодействиям в литературе пока очень немного). Мы не будем подробно рассматривать эту модель: количественное сравнение модели с эмульсионными данными, представляющими собой довольно неопределенную совокупность большого числа различных каналов реакции с большим числом частиц, является крайне затруднительным и, по-видимому, не очень разумным (по нашим оценкам, число различных диаграмм, расчет которых необходим для описания всей совокупности pp -соударений при $E \approx 20$ Гэв по схеме работ [35,36] при разумных предположениях относительно вклада всех каналов, включая и каналы с нейтральными частицами, - слишком велико (порядка нескольких сотен)).

4. Другие модели. Отсутствие последовательной теории сильных взаимодействий приводит к появлению большого числа частных моделей, претендующих на описание сравнительно узкого класса реакций или даже их определенной характеристики. Среди них можно отметить различные модели дифракционной генерации частиц, кластерные модели и т.д.

В основе дифракционных моделей лежит интересный экспериментальный факт, заключающийся в том, что при высоких энергиях существует класс событий, в которых вторичные частицы можно разбить на две группы, все внутренние квантовые числа которых (барионный и электрический заряды, странность, изотопический спин и т.д.) совпадают с соответствующими квантовыми числами сталкивающихся частиц [37]. Эти события, составляющие заметную часть малолучевых взаимодействий, можно понять в рамках представления о квазиупругом рассеянии одной или обеих первичных частиц на

другой частице (в мультипериферической модели эти события трактуются обычно как идущие через обмен вакуумным полюсом. Роль такой "дифракционной диссоциации", кажется, заметно возрастает с энергией (см., напр., обзор [5]).

Обобщением модели дифракционной диссоциации является модель фрагментации [38], согласно которой, например, в pp -соударениях высокой энергии доминируют реакции типа $pp \rightarrow pp^*$, p^*p , p^*p^* , где $p^* = N^*$, $N\pi$, $N\pi\pi$, ΛK и т.д. — кластеры (сгустки) частиц, внутренние квантовые числа которых те же, что у протона (кластеры вовсе не обязательно являются резонансами!). Эта модель довольно успешно описывает события с рождением одной или двух частиц, однако при большем числе (≥ 3) рожденных пионов оказывается несостоятельной [5]. Попытки кластеризации частиц предпринимаются и при больших множественностях. Так в рамках мультиреджевской модели [39], исходя как из соображений теоретических (необходимость учета взаимодействия частиц в конечном состоянии), так и практических (упрощение расчетов) также появляются группы (кластеры) частиц со сравнительно небольшой (~ 2 Гэв) эффективной массой (здесь уже нуклоны не входят в состав этих кластеров), связанные между собой одноквантовым обменом. Но это уже очень похоже на фэйрболльную модель, которая гораздо раньше из чисто эмпирических соображений возникла в области энергий $> 10^{11}$ эв в физике космических лучей. Проведенные в работе [40] теоретические расчеты действительно показали, что уже при энергии около 30 Гэв фэйрболлы могут рождаться с заметной вероятностью.

К сожалению, экспериментально вопрос о реальном существовании фэйрболов или кластеров при ускорительных энергиях следует считать пока открытым, несмотря на ряд более или менее веских доводов в пользу их существования (см., напр., [41]).

§3. Дифракционная когерентная генерация частиц на сложных ядрах.

При исследовании квазинуклонных взаимодействий большой энергии в мишени сложного атомного состава (напр., фотозмульсии) в число событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора этих взаимодействий, могут попасть случаи так называемого неупругого когерентного рождения частиц на ядрах. Это - особый класс неупругих процессов, в которых ядро-мишень участвует в соударении как целое, получая лишь малую передачу импульса и оставаясь в основном состоянии (либо испытывая небольшое возбуждение коллективного типа). Некоторые процессы такого рода были известны давно: упругое дифракционное рассеяние частиц ядрами, генерация пар и т.д.

Хотя первое указание на возможность когерентного рождения частиц было сделано довольно давно в работе Померанчука и Фейнберга [42], экспериментальное изучение этих реакций началось уже в 60-е годы, главным образом из-за довольно высокого порога их. Различают [43,44] кулоновский и дифракционный механизмы когерентных реакций, отличающиеся по типу взаимодействия частицы с ядром (соответственно - взаимодействия с электромагнитным и сильным полями). На рис.5 показана общая диаграмма неупругого когерентного рождения n частиц на ядре с массовым числом A . Теоретические оценки и экспериментальные данные показывают, что при высоких энергиях доминирует дифракционный механизм процесса.

Своеобразна кинематика этих реакций. Основные черты ее определяются малой величиной передаваемого ядру импульса q (это следует из условия когерентности $1/q \geq R$, где R - радиус ядра; здесь и далее $\hbar = c = 1$) и свойствами дифракционного характера процесса (совпадение квантовых чисел налетающей частицы и системы вторичных частиц, на которые она продиссоциировала, а также наличие дифракционного пика, аналогичного случаю упругого

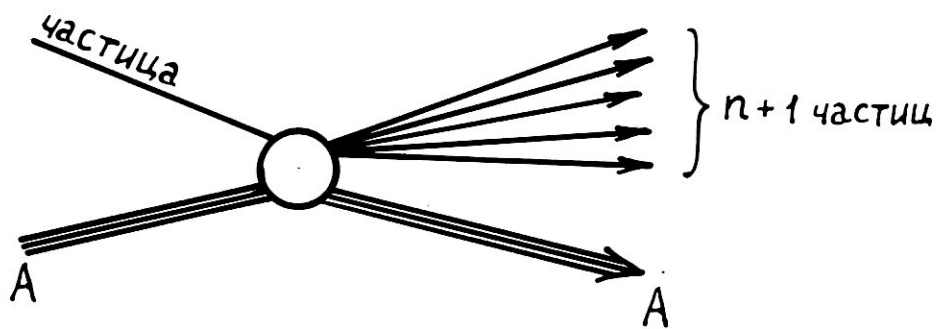


Рис.5 Общая диаграмма когерентного неупругого рождения частиц.

дифракционного рассеяния при высоких энергиях).

Из законов сохранения энергии и импульса в реакции



(рис.5) легко получить соотношение [45]:

$$q_{\parallel} \cong \frac{M^{*2} - m^2}{2p_0} + \frac{M + p_0}{2Mp_0} q_{\perp}^2 \quad \left(\begin{array}{l} q \ll p_0, M \\ E_0 \approx p_0 \end{array} \right), \quad (3.2)$$

связывающее передаваемые ядру в неупругом когерентном процессе величины продольного (q_{\parallel}) и поперечного (q_{\perp}) импульсов с массами налетающей частицы (m), ядра (M) и системы $n + 1$ частиц (M^*) и импульсом налетающей частицы в л.д.к. (p_0). Распределение поперечного импульса (q_{\perp}) определяется наклоном дифракционного пика и ограничено сверху (по порядку величины) величиной

$$q_{\perp} \lesssim \mu \quad (3.3) \quad ?$$

(μ - масса пиона). При больших энергиях ($E_0 \gg 10$ Гэв) первый член в формуле (3.2) значительно больше второго. Это означает, что величины q_{\parallel} и q_{\perp} практически независимы, а распределение величины q_{\parallel} определяет распределение эффективной массы M^* системы вторичных частиц. Как и при упругом рассеянии продольные импульсы q_{\parallel} в среднем значительно меньше поперечных и ограничены сверху (опять таки по порядку величины) величиной

$$q_{\parallel} \lesssim \mu A^{-1/3}. \quad (3.4)$$

Минимальное значение q_{\parallel} реализуется при $M^* = \sum_{i=1}^{n+1} m_i$ и $q_{\perp} = 0$ и равно

$$q_{\parallel}^{\min} = \frac{(\sum_i m_i)^2 - m^2}{2p_0}, \quad (3.5)$$

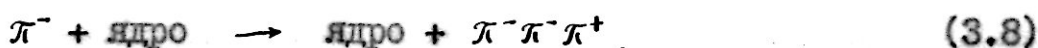
а максимальное значение M имеет оценку, вытекающую из оценки (3.4):

$$M^{*\max} = m^2 + 2p_0 \mu A^{-1/3}. \quad (3.6)$$

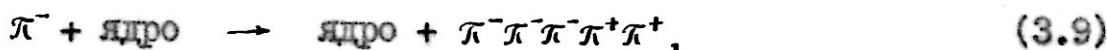
Наконец, порог реакции (3.1) с образованием системы с эффективной массой M^* также легко находится из формул (3.2) и (3.4):

$$p_0^{min} \approx \frac{M^{*2} - m^2}{2\mu} A^{1/3}. \quad (3.7)$$

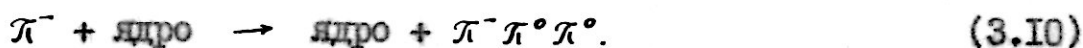
В экспериментальном отношении на сегодняшний день наиболее изученной является когерентная реакция



Эта реакция изучалась в широком интервале энергий от 7 до 200 Гэв с помощью эмульсионной и камерной методик (напр., [46-50]). Сечение этой реакции в указанной области энергий сильно возрастает (напр., при 60 Гэв [49] они составляют более половины всех трехлучевых событий в эмульсии!). Еще быстрее возрастает сечение пятилучевого канала



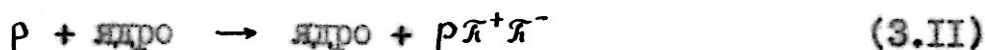
обнаруженного с помощью камерной методики еще при энергии 16 Гэв /51/. При этой же энергии изучался и канал [52]



Мы не будем здесь останавливаться на результатах изучения этих реакций. Отметим лишь, что при исследовании когерентных реакций эмульсия является вполне конкурентоспособной с пузырьковыми камерами. Значительно уступая камерной методике в статистике, эмульсионный метод позволяет благодаря возможности регистрации даже очень малых возбуждений ядер, отбирать когерентные события чисто (с очень малым фоном некогерентных событий) вплоть до самых больших, допустимых кинематикой когерентных реакций, передач импульса.

Значительно хуже изучена дифракционная когерентная диссоциация протонов. Первое указание на присутствие этих реакций среди p_n -взаимодействий с числом заряженных частиц 3 и 5 в конечном состоянии было получено в [53] при энергии 24 Гэв. Вся

известная нам экспериментальная информация на сегодняшний день исчерпывается работами [54-58], причем две последние из них стали нам известны после выполнения нами соответствующей части работы. Все эти работы посвящены одному каналу



и относятся к практически одинаковой энергии (20 + 28 Гэв). Работа [57] выполнена с помощью пузырьковой камеры, заполненной неонам, остальные работы - эмульсионные. Критерии отбора когерентных событий в этих работах различны, а полученные данные довольно противоречивы. Несомненно, однако, что сечение реакции (3.II) при энергии ~ 20 Гэв отнюдь не мало (~ 3-4 мб/ядро фотоэмульсии), и это необходимо учитывать при изучении протон-нейтронных взаимодействий при этой энергии.

§4. Некогерентные взаимодействия быстрых частиц с тяжелыми ядрами.

Обычным явлением при взаимодействии налетающих частиц со сложными ядрами является соударение с одним или несколькими нуклонами. Остаточное ядро при этом, как правило, возбуждается, испускает значительное число медленных частиц (испарение) и образуя в трековых приборах характерные звезды с большим числом сильноионизирующих частиц. Взаимодействия такого рода давно изучались как экспериментально, так и теоретически.

В 50-е годы господствовала "трубочная" модель соударения быстрых частиц с ядрами. В модели "трубки" предполагалось, что быстрая частица, сталкиваясь с ядром, вырезает в нем цилиндрическую "трубку" ядерной материи и взаимодействует с ней как с целым, а сам процесс рассматривался статистически или гидродинамически (§2). Однако, ряд даже самых общих характеристик нуклон-ядерных и пион-ядерных взаимодействий, особенно при небольших (1 + 10 Гэв) энергиях, вступил в разительное противоречие с этой

всем?

моделью.

В связи с этим была выдвинута концепция внутриядерного каскада, в которой рассматриваются последовательные соударения налетающей (и рожденных) частицы с нуклонами ядра. Эта концепция получила наибольшее развитие в последние годы в связи с широким использованием ЭВМ для проведения чрезвычайно громоздких расчетов внутриядерных каскадов по методу Монте-Карло. В результате расчетов было достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментальными данными в области энергий от сотни Мэв до ~ 30 Гэв. Наиболее детальные расчеты модели внутриядерного каскада с последующим испарением нуклонов, дейтронов и более тяжелых осколков из ядра-остатка были выполнены группой Барашенкова [59-61].

Изложим вкратце схему расчета внутриядерного каскада по методу Монте-Карло, примененную в [59-61].

Атомное ядро при этих расчетах рассматривалось как ферми-газ нуклонов с плотностью распределения внутри ядра в виде (потенциал Вудса-Саксона)

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)} \quad (4.1)$$

(a и c определялись из опытов по рассеянию электронов ядрами). Сначала разыгрывается импульс и изоспин внутриядерного нуклона ("партнера"), с которым происходит I-е взаимодействие (при этом учитывается также изменение импульса первичной частицы, обусловленное влиянием внутриядерного потенциала). Далее с помощью заданных сечений $\sigma_{el}(t)$ и $\sigma_{in}(t)$, где t - относительная энергия первичной частицы и "партнера", определяется тип взаимодействия (упругое или неупругое). Наконец, по заданным распределениям по множественности, составу, углам и импульсам рождающихся частиц (эти данные для элементарных πN - и NN - соударений берутся из эксперимента при разных энергиях), разыгрывается их число, энергии и углы вылета.

Если энергия рожденной частицы меньше некоторой заданной "энергии обрезания", то эта частица считается поглощенной ядром; параметры других рожденных частиц запоминаются и далее для них поочередно повторяется расчет каскада по описанной выше схеме. Эта процедура проводится до тех пор, пока все частицы не покинут ядро. Законы сохранения энергии и импульса в элементарных актах учитываются при этом так: характеристики $n - I$ рожденных частиц разыгрываются "случайно", а последняя n -я частица должна компенсировать "нарушение" этих законов (при этом, конечно, неясно, сохраняется ли для всех n рождающихся частиц "заложенные" в расчет распределения по углам, импульсам и т.д.).

Отметим, что ввиду чрезвычайной громоздкости расчетов, делаются некоторые упрощающие предположения (особенно касающиеся аппроксимации характеристик элементарного акта, структуры ядра и т.д.), которые априорно неочевидны и, конечно, должны быть проверены экспериментально.

В области более высоких энергий (≥ 100 Гэв), однако, расчеты по модели, рассматривающей взаимодействие с ядром как серию последовательных двухчастичных взаимодействий приводят к резкому расхождению с экспериментом. В связи с этим Барашенковым и сотр. недавно было предложено учитывать так называемые многочастичные взаимодействия, обусловленные соударениями сразу нескольких частиц, рожденных в первом акте взаимодействия, с последующими нуклонами ядра. Учет этих взаимодействий при некоторых предположениях об их свойствах позволил получить согласие с экспериментальными данными вплоть до $\sim 10^{12}$ эв.

Необходимо отметить, однако, что несмотря на довольно значительное число работ, посвященных изучению взаимодействий частиц большой энергии с ядрами, экспериментальные данные пока чрезвычайно скудны. В подавляющем большинстве работ изучены лишь распределения по числу ливневых, серых и черных треков, а также

Танки?

угловые распределения этих типов частиц (напр., [63-66]). Что касается импульсных измерений на ливневых треках, то они практически не производились. Очень мало известно и о составе быстрых частиц в нуклон-ядерных взаимодействиях при $E \geq 10$ Гэв.

Наиболее детальные данные были получены с помощью метода фотозмульсий в сильном магнитном поле польской [67,68] и испанской [69] группами. В работе [67] изучались взаимодействия пионов с энергией 17 Гэв, а в работах [68,69] - протонов с энергиями 24 и 14 Гэв соответственно с тяжелыми ядрами эмульсии. Кроме традиционных сведений о множественности и углах вылета вторичных частиц в этих работах были получены данные об импульсных распределениях, поперечных импульсах, энергораспределении между различными типами вторичных частиц и т.д. Однако, и в этих работах возможности фотометода были использованы далеко не полностью: число и, особенно, доля ливневых частиц с измеренными импульсами была крайне незначительной.

Ситуация в данном вопросе проблемы множественной генерации такова, что для проверки различных предположений о механизме взаимодействия частиц с ядрами, на наш взгляд, необходимы эксперименты, выполненные значительно более качественно. В особенности это относится к идентификации и возможно более полному анализу характеристик ливневых частиц.

Глава 2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ.

§5. Методика измерений.

Для работы использовалась стопка ядерных фотозмульсий Илфорд К-5 толщиной 600 микрон (25 пластинок в стопке), облученная^{*)} на протонном синхротроне ЦЕРНа протонами с средним импульсом $20,8 \pm 0,3$ Гэв/с в присутствии сильного импульсного магнитного поля (180 ± 4 кэ). Для более надежных измерений импульсов заряженных частиц, требующих исключения локальных сдвигов в фотозмульсии (дисторсий), производилось дополнительное (перпендикулярное к плоскости эмульсии, без магнитного поля) облучение протонами с импульсом $21,4$ Гэв/с.

Метод фотозмульсий в сильном магнитном поле, позволяя четко разделять частицы по знаку заряда и производить импульсные измерения по кривизне треков, вносит определенную специфику в технику эмульсионного эксперимента. В данном разделе мы остановимся на методике измерений в присутствии магнитного поля.

1. Просмотр

В эмульсионных слоях, характеризующихся наименьшими значениями дисторсии и отсутствием механических повреждений, нами был проведен ускоренный просмотр по следу (методика ускоренного просмотра была предложена в ОИЯИ). Просмотр проводился на микроскопах МБИ-9 при увеличении $900\times$. Искривления на первичных треках приводят к увеличению субъективного фактора при регистрации отклонений от первичного трека (отклонение от прямолинейности фиксируется гораздо легче, чем нарушения равномерного искривления по дуге).

*) Мы глубоко признательны фотозмульсионной группе ЦЕРНа и Г.Б.Жданову за содействие в получении данной эмульсионной стопки.

Просмотр проводился после предварительного тренажа, заключающегося в регистрации специально найденных событий с очень малыми отклонениями первичного следа и контрольного многократного просмотра части треков при различных скоростях. Средняя скорость рабочего просмотра составляла около 1 м/час, что обеспечивало полное исключение возможности дискриминации по числу сильноионизирующих частиц.

На общей длине 2557 м просмотренного следа было найдено 7273 взаимодействия (включая события типа $0 + I$ с углом рассеяния $\geq I^\circ$). Средний свободный пробег ($\lambda = 35,2 \pm 0,4$ см) удовлетворительно согласуется с данными других работ. Следует отметить, однако, что эта цифра является весьма непоказательной при оценке качества просмотра: практика показывает, что часто неквалифицированный (в смысле регистрации малых угловых отклонений первичного следа, числа "белых" звезд и т.д.) просмотр имел вполне приемлемые значения λ , т.к. доля упомянутых событий в общем числе взаимодействий невелика (несколько %). Мы провели детальное сравнение данного просмотра с результатами нашего предыдущего просмотра в стопке, облученной 24 Гэв протонами без магнитного поля, для которого нами была доказана величина эффективности, близкая к 100%, а также данными некоторых работ (напр., [70, 71]). Все показатели оказались либо совпадающими в пределах ошибок, либо превосходящими соответствующие данные других работ.

2. Измерения углов.

Измерения и расчет пространственных и азимутальных углов вторичных частиц производились с помощью обычной, разработанной ранее в нашей лаборатории методики [72]. Искривление треков частиц под действием магнитного поля вносит, однако, ограничения в величину удаления по треку, необходимого для отсчета пространственных координат. Действительно, это удаление не должно превышать значения, на котором высота сегмента (сагитта) превышает диаметр

зерна эмульсии. При разумных предположениях о зависимости между импульсом и углом вылета частицы в л.с.к. мы вычислили оптимальные величины удалений по трекам в зависимости от угла — они оказались достаточно большими (~ 1 мм для самых малых углов) для обеспечения хорошей точности в измерениях углов. Относительная погрешность при измерениях пространственных углов θ составляла в нашем опыте величину порядка 0,05 (для частиц с $\theta \approx 1^\circ$ около 0,15), типичная погрешность в азимутальном угле φ : $\Delta\varphi \sim 3^\circ$ (для частиц с $\theta \approx 1^\circ$ $\Delta\varphi \sim 10 - 20^\circ$).

3. Импульсные измерения.

В литературе описан ряд методов измерения кривизны следа частицы, движущейся в магнитном поле. Их можно разделить на 3 группы: 1) метод вторых разностей, 2) метод наименьших квадратов, 3) нахождение наиболее вероятного значения кривизны из уравнений наибольшего правдоподобия. Проведенное нами исследование этих методов показало, что в условиях нашего эксперимента, когда отклонение, обусловленное магнитным полем, значительно превосходит отклонения, связанные с многократным кулоновским рассеянием и различными шумами, все они дают примерно одинаковую (в пределах нескольких процентов) погрешность. В этих условиях целесообразно выбрать наиболее простой из них.

Ниже мы опишем разработанную нами методику, основанную на измерениях вторых разностей. Она вполне идентична примененной польской группой [73], отличаясь более тщательным учетом ошибок измерений, а также учетом возможности однократных рассеяний и измерений в нескольких эмульсионных слоях.

Импульс однозарядной частицы, движущейся в перпендикулярном магнитном поле напряженности H связан с радиусом описываемой окружности ρ соотношением:

$$\rho = 3 \cdot 10^{-4} H \rho \quad (5.1)$$

(ρ - в Гэв/с, H - в кэ, ρ - в см). Вводя в рассмотрение так называемую вторую разность

$$D = y_1 - 2y_2 + y_3 \quad (5.2)$$

($y_{1,2,3}$ - последовательные уклонения проекции трека на плоскость эмульсии от прямолинейного направления в начале, середине и конце взятого отрезка) для случая, когда $R \ll \rho$ (R - длина проекции следа) имеем

$$\rho = t^2/D, \quad \rho = 3 \cdot 10^{-4} H t^2/D \quad (5.3)$$

($t = R/2$ - "длина ячейки"). Погрешность в измерении ρ определяется погрешностями в определении H и D (величина t измеряется практически безошибочно):

$$\Delta\rho/\rho = [(\Delta H/H)^2 + (\Delta D/D)^2]^{1/2} \quad (5.4)$$

(здесь и далее символ Δx означает стандартное отклонение x). Величина $\Delta H/H$ известна и составляет величину $\approx 0,05$. Наибольший вклад в $\Delta\rho$ вносит погрешность ΔD .

Измеряемая на опыте вторая разность D складывается из отклонений, обусловленных магнитным полем, многократным кулоновским рассеянием и различными шумами

$$D = D_m + D_c + D_w \quad (5.5)$$

Будем предполагать, что величины D_c и D_w распределены по нормальному закону. Тогда

$$\Delta D = [(\Delta D_c)^2 + (\Delta D_w)^2]^{1/2} \quad (5.6)$$

Величина ΔD_c - средняя квадратическая ^H вторая разность, обусловленная многократным рассеянием, хорошо известна:

$$\Delta D_c = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\pi K \cdot 10^{-4}}{1.8 \rho \beta} t^{3/2} \quad (5.7)$$

(K - константа рассеяния). Из сравнения (5.3) и (5.7) сразу следует, что в случае, когда многократное рассеяние вносит главный вклад в ΔD , наиболее выгодно брать как можно большие ячейки. После небольших преобразований легко прийти к формуле

$$\Delta D/D = \frac{1}{hVR} \sqrt{A + B \frac{\rho^2}{R^3}}, \quad (5.8)$$

$$A = \frac{2\pi^3 \cdot 10^{-8}}{9 \cdot 10^{-8} \cdot 2 \cdot 1.8^2} \cong 1.06 \frac{K}{\beta^2}, \quad B = \frac{16 (\Delta D_w)^2}{9 \cdot 10^{-8}} \cong 1.8 \cdot 10^8 (\Delta D_w)^2.$$

Предположим далее, что ΔD_w состоит лишь из погрешностей Δy в определении координат y , обусловленных главным образом наличием искажений в эмульсии:

$$\Delta D_w = \Delta y \sqrt{6}.$$

Величины Δy были определены нами эмпирически: все эмульсионные слои, использовавшиеся в работе, были прокалиброваны путем проведения серии измерений на реперных (перпендикулярных к плоскости эмульсии) следах на разных глубинах и в разных местах эмульсии (ясно, что эти измерения учитывали также и шум микроскопа). Была получена оптимальная цифра

$$\Delta y \approx 0.3 \mu = 0.3 \cdot 10^{-4} \text{ см.} \quad (5.9)$$

На рис. 6 показана протабулированная нами зависимость $\Delta\rho/\rho$ от импульса ρ и длины следа R по формулам (5.4), (5.8), (5.9) (значения K были взяты в зависимости от t и ρ из [74]). Корректность методики была проверена нами на 254 первичных треках для ячеек $t = 2, 1, 2/3$ и $1/3$ см. Распределения вторых разностей, полученные для указанных длин ячеек, оказались гауссовыми*) с шириной, определяемой формулой (5.8)

*) Для всех длин ячеек центры распределений оказались несколько (продолжение см. на след. стр.)

→ что означает?

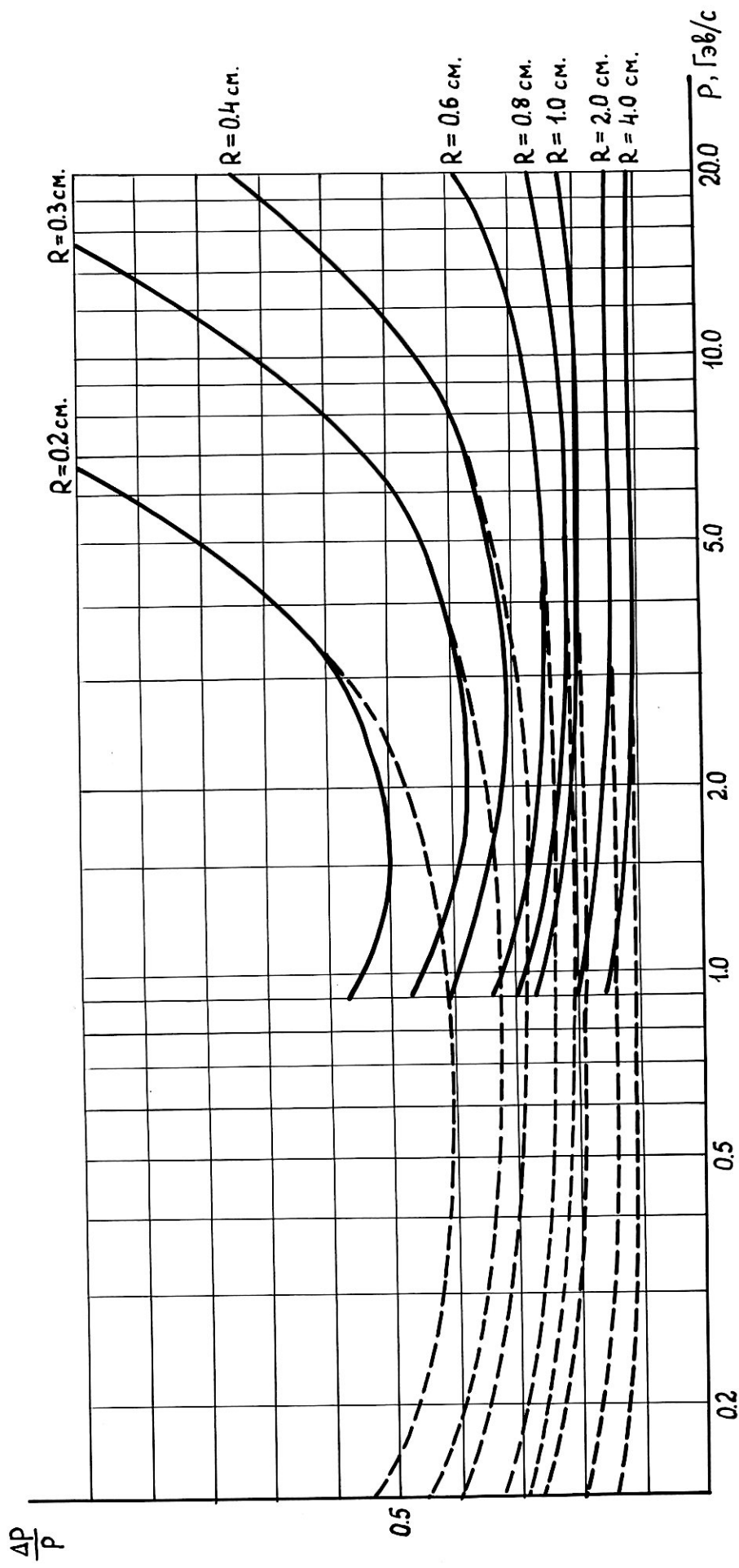


Рис. 6 Зависимость средней относительной погрешности в измерении импульса $\Delta P/P$ от импульса P и длины следа R .

При измерениях импульсов вторичных частиц, наклон треков к плоскости эмульсии учитывался делением измеренной проекции на косинус угла наклона.

При измерениях импульса на нескольких отрезках следа (напр., при продолжениях в соседние эмульсионные слои) возникает необходимость в нахождении среднего импульса. Для нахождения среднего значения p использовалась следующая итерационная процедура.

По ряду вычисленных обратных значений импульса для n отрезков трека $1/p_1, 1/p_2, \dots, 1/p_n$ выбирается "на глаз" среднее значение $\langle 1/p \rangle_0$. Затем, по рис. 6 (очевидно, что $\Delta p/p = \Delta(1/p) / (1/p)$) определяются $\Delta(1/p_1), \Delta(1/p_2), \dots, \Delta(1/p_n)$ при соответствующих R_1, R_2, \dots, R_n и данном $\langle 1/p \rangle_0$. Используя формулу среднего взвешенного

$$\langle 1/p \rangle = \sum_i \frac{1/\Delta^2(1/p_i)}{\sum_i 1/\Delta^2(1/p_i)} \cdot \frac{1}{p_i} \quad (5.10)$$

находим новое среднее значение $\langle 1/p \rangle_1$. Если $\langle 1/p \rangle_1$ заметно отличается от $\langle 1/p \rangle_0$, повторяется процедура определения $\Delta(1/p_1), \dots, \Delta(1/p_n)$ при новом значении $\langle 1/p \rangle_1$ и взвешивания по формуле (5.10). Как правило, новое значение $\langle 1/p \rangle_2$ оказывается близким к $\langle 1/p \rangle_1$. В противном случае вычисления повторяются еще раз. Стандартное отклонение среднего взвешенного:

$$\Delta(\langle 1/p \rangle) = 1 / \left[\sum_i 1/\Delta^2(1/p_i) \right]^{1/2} \quad (5.11)$$

смещенными от ожидаемой из значений $p_0 = 20,8$ Гэв/с и $H = 180$ кэВ величины (величина смещения $\approx 5\%$). Причина смещения нам неизвестна (возможно, напряженность поля была несколько меньше 180 кэВ); соответствующая поправка (коэффициент 0,95) вводилась нами позднее при измерениях на вторичных следах.

В случае отрезков одинаковой длины, очевидно:

$$\langle 1/p \rangle = (\sum 1/p_i)/n, \quad \Delta(\langle 1/p \rangle) = \Delta(1/p)/\sqrt{n}. \quad (5.12)$$

Большое внимание должно быть уделено выделению однократных рассеяний. С этой целью измерения проводились не в 3-х, а по крайней мере в пяти точках на каждом отрезке следа, что позволило вычислить и сравнить друг с другом несколько (≥ 3) вторых разностей.

В первом приближении погрешность ΔD можно считать целиком обусловленной многократным кулоновским рассеянием:

$$\Delta D \approx \Delta D_c. \quad (5.13)$$

Рассмотрим произвольную разность двух вторых разностей $D_i - D_k$. Очевидно, математическое ожидание ее равно нулю, стандартное отклонение

$$\Delta(D_i - D_k) = \sqrt{2} \Delta D_c, \quad (5.14)$$

а вероятность того, что среди нескольких вторых разностей найдется пара, такая что

$$|D_i - D_k| > 2\sqrt{2} \Delta D_c \quad (5.15)$$

невелика ($\sim 0,1$). Критерий (5.15) таким образом, можно использовать в качестве "индикатора" однократного рассеяния (его эффективность была проверена на 254 первичных следах с большим числом измеряемых точек на каждом следе).

Правая часть (5.15) была протабулирована нами для различных p и t и каждый измеренный трек (5 точек, вторые разности) был проверен на возможное наличие рассеяния. Случаи ($\sim 8\%$ всех треков), в которых имелась хотя бы одна пара, удовлетворяющая (5.15), перемерялись при большом числе точек, что позволяло надежно выделить и исключить место излома. Нетрудно убедиться также в том, что (5.15) достаточно "жесткий" критерий выделения однократных рассеяний.

4. Ионизационные измерения.

Для целей идентификации частиц на всех треках были произведены ионизационные измерения. Мы определяли относительную ионизацию $g^* = g/g_0$ (g — плотность блобов (или зерен — на серых следах) на измеряемом, а g_0 — то же на первичных следах) на релятивистских следах обычным методом счета блобов. Для экономии очень трудоемкого процесса измерения ионизации проводились в два (иногда в три) этапа.

На первом этапе измерялось около 400 блобов на каждом вторичном следе (ошибка в числе блобов (зерен) всюду предполагалась пуассоновской^{*)}, а величина g_0 определялась из калибровочных кривых для каждого эмульсионного слоя (эти кривые, полученные из измерений на первичных следах, давали зависимость g_0 от глубины следа в эмульсии; точность определения g_0 по этим кривым оценена в $\sim 2\%$). Эти измерения позволяют идентифицировать около 3/4 вторичных треков (подавляющее большинство отрицательно заряженных частиц — π^- -мезонов и более половины положительно заряженных частиц).

На следах частиц, которые не удастся идентифицировать описанным выше простым способом (главным образом на следах положительно заряженных частиц, значения ионизации которых попадают в область между кривыми "ионизация — импульс" (см. ниже рис. 7) для пионов и протонов), проводились более точные измерения. Счет блобов производился на длине ≈ 1 см. следа (≈ 2500 блобов), а для определения g_0 производились измерения на близлежащих треках первичных протонов ($\sim 10\ 000$ блобов). При таких измерениях относительная погрешность в g^* составила 1,5 — 2%, что позволяло идентифицировать большинство (94%, см. §8) частиц.

^{*)} На самом деле, как известно, она несколько меньше пуассоновской.

Особого рода ионизационные измерения проводились на выходящих из эмульсии следах частиц с относительной ионизацией $g^* \geq 1,2$ (серые и серо-релятивистские треки) для получения более точных значений импульсов этих частиц. Здесь производился счет зерен (точнее - дифракционных кружков, появляющихся вместо зерен при особых условиях освещения); методика этих измерений была разработана в нашей лаборатории ранее. Калибровка зависимости ионизации от импульса $g^*(p)$ в этой области была произведена на большом числе останавливающихся в эмульсии*) следах пионов и протонов. При числе зерен от 2000 до 4000, сосчитанном на каждом из вторичных следов и учете разброса в зависимости $g^*(p)$, нам удалось достичь высокой точности в определении импульсов этих частиц ($\sim 2 - 5 \%$).

5. Идентификация частиц.

Для идентификации частиц использовались кривые "ионизация - импульс" в аналитической форме, полученные Штернхаймером [75]. В литературе, однако, имеются существенные расхождения относительно численных величин параметров этих кривых, поэтому мы избрали чисто эмпирический подход.

Формулу Штернхаймера для ионизационных потерь можно представить в однопараметрическом виде:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left[Q + 2 \ln \frac{p}{m} - \beta^2 - \delta \right], \quad (5.16)$$

где ρ - плотность эмульсии, A - константа, зависящая от ее свойств, p , β , m - импульс, скорость и масса частицы, δ - поправка, связанная с эффектом плотности, рассчитанная в [75], Q - параметр:

*) Соотношение "пробег - энергия" дает для этих следов почти точное ($\sim 1 \%$) значение импульса.

Мерзон!

$$Q = \ln \frac{2m_e T_0}{I^2} \quad (5.17)$$

(m_e - масса электрона, T_0 - так называемая энергия обрезания, I - средний ионизационный потенциал атомов эмульсии). Параметр Q кривой (5.16) был оценен нами из специальных измерений, выполненных на длинных следах отрицательно заряженных частиц (предполагалось, что все они - π^- -мезоны^{ж)} (около 200 следов)). Кривые

$$g^* = g/g_0 = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} / \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{p_0 = 20.8 \text{ ГэВ}/c} \quad (5.18)$$

при оцененном значении $Q = 10,1$ показаны на рис.7. На этом же рис. для примера показаны экспериментальные точки из двух эмульсионных слоев (нанесены лишь измерения, выполненные на длине ≥ 1 см следа).

Частица считалась идентифицированной как протон (пион), если ее положение на графике "ионизация-импульс" (рис.7), согласуясь с протонной (пионной) кривой, отстояло от пионной (протонной) кривой на ≥ 2 стандартных отклонения. Часть положительно заряженных частиц не удалось идентифицировать (область пересечения ионизационных кривых пионов и протонов, а также область между этими кривыми при $p > 2,5$ ГэВ/с); мы будем в дальнейшем именовать их ($p\pi^+$)-частицами. Неидентифицированными оказались в нашем эксперименте также K^- -мезоны^{жж)}, имеющие импульсом ≥ 2 ГэВ/с. Эти частицы (по литературным данным [4,8]) их число не превышает

ж). Например, по данным [33], отношение n_{K^-}/n_{π^-} не превышает 2% при энергии 19 ГэВ.

жж). Идентификация K^- -мезонов, а также ($p\pi^+$)-частиц при помощи δ^- -электронов в нашем эксперименте была практически неосуществимой ввиду малых размеров фотопластинок (длина $\leq 5 - 6$ см).

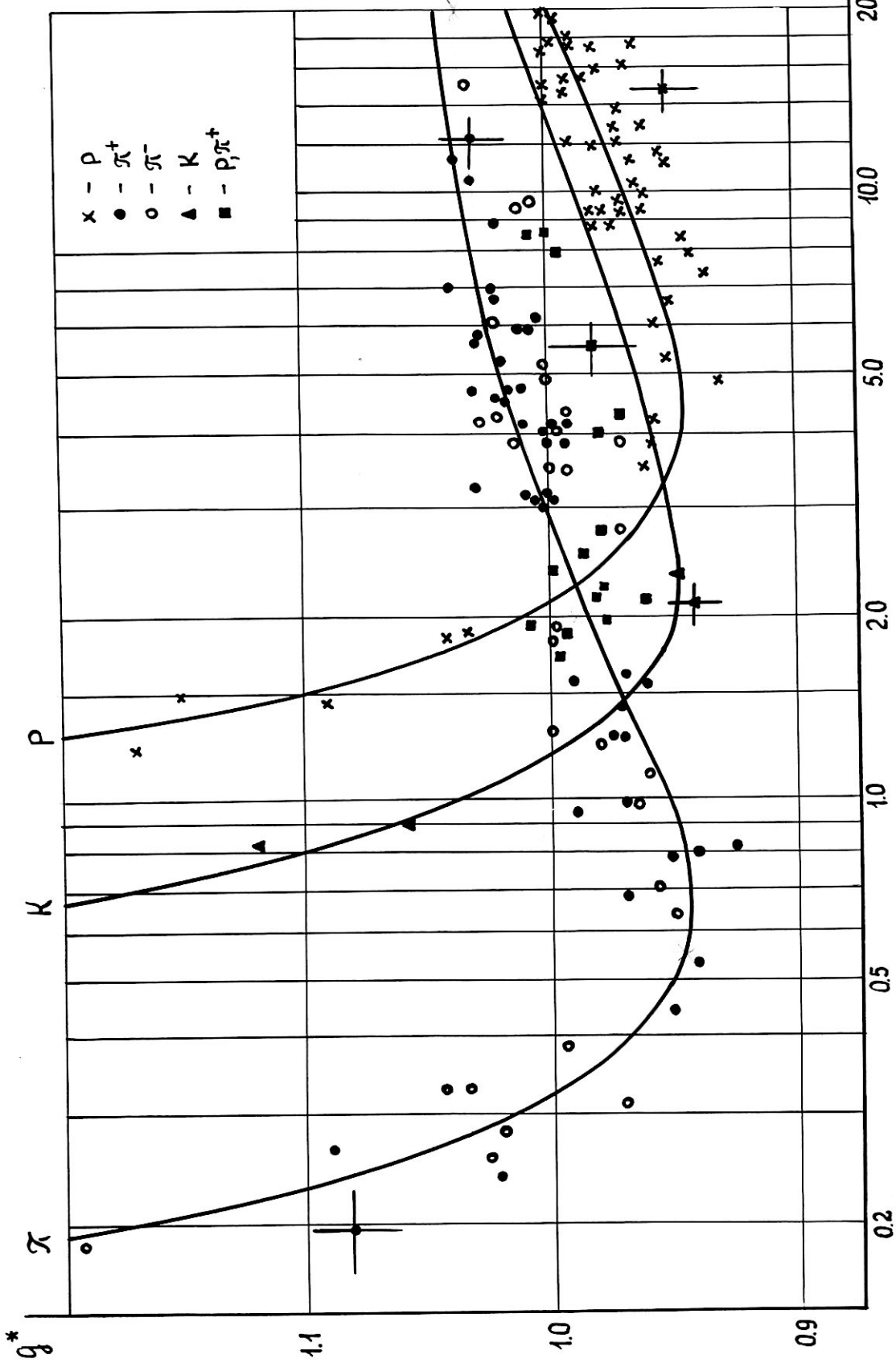


Рис. 7 Пример идентификации частиц по методу "ионизация-импульс".

143
 1015, 411 - 150
 1971

при данной энергии $\sim 2 - 3 \%$) распределены между протонами и пионами; мы будем учитывать это обстоятельство в необходимых случаях. Число идентифицированных карнов (2 % от полного числа ливневых частиц) малых энергий (задний конус в с.ц.м.) приблизительно согласуется с литературными данными [4,8].

§6. Отбор взаимодействий.

На просмотренной длине 2557 м первичного следа было найдено 1234 звезды с числом вторичных заряженных частиц $n_{ch} > 1$ и числом сильноионизирующих частиц из них (помимо явных пионов), вылетающих в переднюю полусферу, ≤ 1 (такой отбор дает, как известно, материал, наиболее обогащенный pN -взаимодействиями). Часть событий, находящихся вблизи стекла, поверхности или краев эмульсии была признана непригодной для качественных измерений и удалена. Дальнейшему анализу подвергалось 1136 звезд (эффективная длина просмотренного следа 2336 м).

Для проведения импульсных и ионизационных измерений было отобрано 902 события, удовлетворяющих следующим предварительным критериям отбора [76]:

- 1) отсутствие ядра отдачи^{ж)},
- 2) отсутствие β -электрона в звездах с четным n_{ch} (pp -взаимодействия),
- 3) пробег сильноионизирующего протона ≥ 3 мм (кинетическая энергия $T \geq 25$ Мэв).

В отобранных звездах были произведены импульсные и ионизационные измерения с последующей идентификацией частиц на всех треках с углом наклона к плоскости эмульсии $\leq 30^\circ$. Как правило, использовались несколько (в среднем - 3) эмульсионных слоев. Средняя погрешность импульсных измерений составляла $\sim 15 - 20 \%$, иони-

ж). Ядром отдачи мы считали черный след длиной $> 3 - 4$ диаметров зерен в эмульсии.

См. стр. 1-2
на стр. 15?

зационных (в необходимых случаях, см. §5) около 2 %.

К измеренным звездам далее были применены кинематические критерии отбора pN -взаимодействий в эмульсии:

1) сохранение электрического заряда (алгебраическая сумма зарядов должна равняться 1 для p_n - и 2 - для pp -взаимодействий);

2) сохранение барионного заряда (барионный заряд вторичных заряженных частиц должен быть ≤ 2);

3) критерий массы мишени (Биргер-Смородина) [76].

Примененные критерии отбора (при применении критериев 3) и 4) ? учитывалось фермиевское движение нуклонов в ядрах) отбросили 104 звезды. Кроме того, среди звезд с двумя протонами в конечном состоянии 2I событие оказалось удовлетворяющим всем критериям отбора (энергетический баланс, компланарность протонов и критерии "угол-угол", "импульс-импульс" и "угол-импульс" [77]) упругих pp -взаимодействий; они также были исключены из дальнейшего рассмотрения. Окончательный материал составили, таким образом, 777 событий квазинуклонного типа. В следующем параграфе из этого числа будут выделены когерентные взаимодействия со сложными ядрами (48 событий). Остальные 729 pN -взаимодействий будут проанализированы в главе 3.

Суммарный статистический материал в событиях этого типа (выше 3000 идентифицированных с измеренными импульсами частиц или 90 % от полного числа вторичных заряженных частиц) в несколько раз превышает статистику других фотоэмульсионных работ.

Для анализа некогерентных взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами эмульсии мы отобрали также 123 звезды с числом сильноионизирующих частиц $n_h > 7$ из центральных областей нескольких пластинок с наименьшими дисторсиями. В отобранных звездах были измерены пространственные углы всех ливневых частиц, а также проведены импульсные и ионизационные измерения на всех ливневых тре-

\rightarrow $n_h \geq 7$

→ почему не 30°?

как с углом погружения $\leq 20^\circ$. Всего было проидентифицировано около 700 вторичных частиц ($\sim 70\%$ полного числа ливневых), что в несколько раз превышает статистику работ [68, 69]. Средняя относительная погрешность в импульсных измерениях составляла в этой группе звезд $\sim 20\%$. Эти взаимодействия будут описаны в главе 4.

Каждой идентифицированной частице при дальнейшем анализе был приписан статистический вес (геометрический фактор) K , равный

$$K = \begin{cases} 1 & (\theta \leq \gamma^{\max}, \theta \geq \pi - \gamma^{\max}), \\ \pi / [2 \arcsin(\sin \gamma^{\max} / \sin \theta)] & (\gamma^{\max} < \theta < \pi - \gamma^{\max}), \end{cases} \quad (6.1)$$

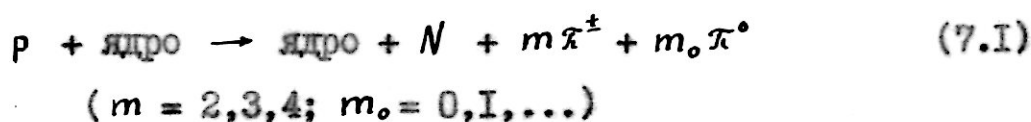
где θ - пространственный угол вылета частицы в л.с., а γ^{\max} - предельный угол наклона для идентифицированных частиц ($\gamma^{\max} = 30^\circ$ для pN -взаимодействий и 20° для взаимодействий с тяжелыми ядрами). Полное число частиц, полученное с учетом статистического веса идентифицированных частиц для всех групп звезд хорошо согласуется с истинным числом заряженных вторичных частиц. В целом роль геометрической поправки в нашем эксперименте была мала ($\sim 30\%$ для некогерентных взаимодействий с тяжелыми ядрами, $\sim 10\%$ для pN -соударений и отсутствовала для когерентных событий).

§7. Выделение когерентных событий.

Как отмечалось в главе I, в последние годы изучались так называемые когерентные взаимодействия частиц со сложными ядрами - особый класс неупругих взаимодействий с ядрами, в которых последние участвуют в реакции как целое. Когерентные реакции с участием протонов были обнаружены сравнительно недавно [53 - 57] и недостаточно изучены. В эмульсии когерентные реакции, вызываемые заряженными частицами, выглядят как узкие звезды с нулевым числом сильноионизирующих частиц, отсутствием видимых следов возбуж-

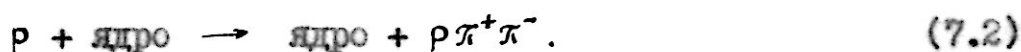
дения ядер и нечетным числом вторичных заряженных частиц (последнее связано с сохранением заряда у ядра-мишени). Помимо самостоятельного интереса, выделение когерентных реакций при больших энергиях взаимодействия является обязательной процедурой, которую необходимо проводить перед исследованием взаимодействий с нуклонами, так как их сечение уже при $E_0 \sim 20$ Гэв отнюдь не мало и, по-видимому, растет с энергией в области энергий в десятки Гэв (для пионных реакций это убедительно следует из работы [49]).

В данном разделе мы опишем методику отбора реакций дифракционной когерентной генерации пионов протонами



из 777 взаимодействий с числом заряженных частиц $n_{ch} > 1$, найденных на эффективной длине 2,34 км первичного следа и удовлетворяющих необходимым критериям отбора pN -взаимодействий.

Так как энергия первичных протонов по порядку величины сравнима с пороговой для реакций (7.1), можно ожидать, что среди них должны доминировать реакции



Для выделения реакций (7.2) мы отобрали 62 трехлучевые звезды с p , π^+ и π^- в конечном состоянии (из них в 47 событиях (группа I) не было никаких признаков возбуждения ядер) и 27 звезд с $pp\pi^+\pi^-$ в конечном состоянии (чистые четверки), суммарная энергия вторичных частиц в которых равнялась в пределах ошибок измерений энергии первичной частицы. Реакции (7.2) могут присутствовать среди событий группы I, остальные события (группа 2) будем рассматривать в качестве фоновых. Здесь следует заметить, что сделанное нами (для увеличения фоновой группы) предположение о тождественности характеристик $p\pi^+\pi^-$ -системы из реак-

ций $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ (чистые четверки) и $pn \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ ("грязные" тройки) вовсе не бесспорно, однако, оно оправдывается апостериорно: все рассмотренные ниже характеристики этой системы из трех- и четырехлучевых звезд, составляющих группу 2, в пределах ошибок совпадают, существенно отличаясь от таковых в группе I.

Как отмечалось в §3, характерной чертой когерентных взаимодействий является малость передаваемого ядру-мишени импульса. Используя приближенную независимость продольной ($q_{||}$) и поперечной (q_{\perp}) компонент импульса, передаваемого ядру в неупругом дифракционном процессе (§3), разумно применить для выделения нужных событий двумерный анализ распределения по $q_{||}$ и q_{\perp} (обычно отбор когерентных взаимодействий производился по величинам $q_{||}$ или ее оценке; в камерных работах для отбора использовали величину передаваемого 4-импульса $-t \approx q_{\perp}^2$).

В отобранных 89 событиях по измеренным импульсам и углам всех заряженных частиц были вычислены значения "недостающих" продольных

$$q_{||} - T = \sum_i (E_i - p_i \cos \theta_i) - (E_0 - p_0) \cong \sum_i (m_i^2 + p_{\perp i}^2) / 2p_i - m_0^2 / 2p_0 \quad (7.3)$$

и поперечных

$$q_{\perp} = [(\sum_i p_{\perp i} \cos \varphi_i)^2 + (\sum_i p_{\perp i} \sin \varphi_i)^2]^{1/2} \quad (7.4)$$

импульсов ($E_i, p_i, p_{\perp i}, m_i, \theta_i, \varphi_i$ ($i = 1, 2, 3$) - соответственно полная энергия, импульс, поперечный импульс, масса, пространственный и азимутальный углы i -ой вторичной заряженной частицы, E_0, p_0, m_0 - соответствующие характеристики налетающего протона, а $T \ll q$ - кинетическая энергия ядра отдачи. Соотношение (7.3) легко получается из законов сохранения энергии и продольного импульса и имеет, на наш взгляд, преимущество перед обычно используемой для оценки $q_{||}$ формулой (3.2). Дейст-

вительно, помимо некоторого произвола, связанного с незнанием ядра, участвующего во взаимодействии, при использовании мишени сложного атомного состава, формула (3.2), как легко показать, дает большую погрешность, нежели (7.3) (в нашем эксперименте средняя относительная погрешность в измерении $q_{||-T}$ (7.3) и q_{\perp} (7.4) составляла $\sim 10-15\%$, тогда как по формуле (3.2) $\sim 20\%$).

Распределения величин $q_{||-T}$ и q_{\perp} для отобранных 89 событий представлены на рис.8а. Как видно из этого рисунка, большинство событий группы I, в отличие от фоновых событий, сосредоточено в области малых передаваемых импульсов. Предположив наличие среди этой группы реакций (7.2), легко оценить их сечение. При фиксированных верхних границах продольного ($q_{||}^{max}$) и поперечного (q_{\perp}^{max}) импульсов, передаваемых ядру в неупругом дифракционном процессе, число N реакций (7.2) равно^{ж)}

$$N = n_1 - n_2 \frac{N_1 - n_1}{N_2 - n_2} \quad (7.5)$$

где N_k ($k = 1, 2$) - полное число событий в k -ой группе, а n_k - число событий k -ой группы в области $q_{||} < q_{||}^{max}$, $q_{\perp} < q_{\perp}^{max}$. К сожалению, теория дает лишь грубые оценки величин $q_{||}^{max}$ и q_{\perp}^{max} , поэтому их значения должны быть выбраны эмпирически. При увеличении (от нуля) значений $q_{||}^{max}$ и q_{\perp}^{max} , число N когерентных реакций по (7.5) быстро возрастает, достигая почти постоянной величины ("плато") при $q_{||}^{max} \sim 0,08$ и $q_{\perp}^{max} \sim 0,3$ Гэв/с; при даль-

ж). Это справедливо при условии, что среди "грязных" звезд нет событий когерентного типа. Мы провели изучение трех- и пятилучевых звезд с ядрами отдачи и блобами и не обнаружили ни одного события, удовлетворяющего необходимым критериям отбора реакций (7.2) и (7.9).

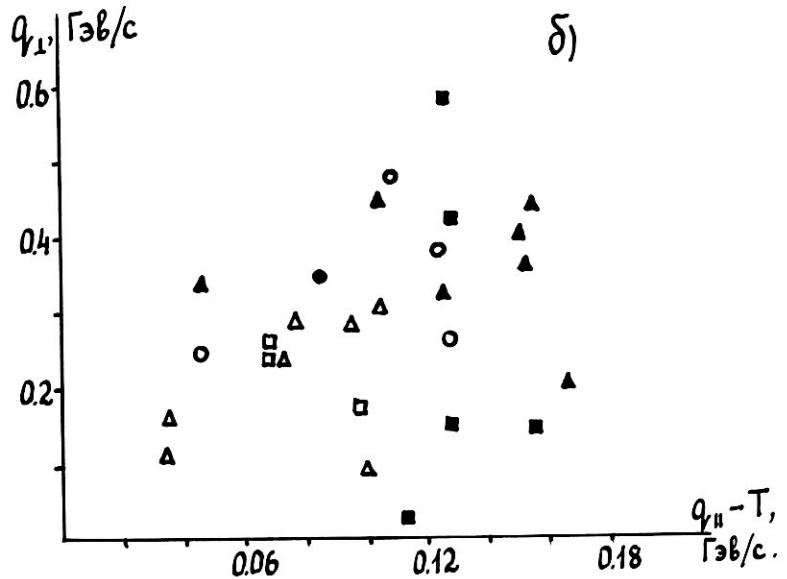
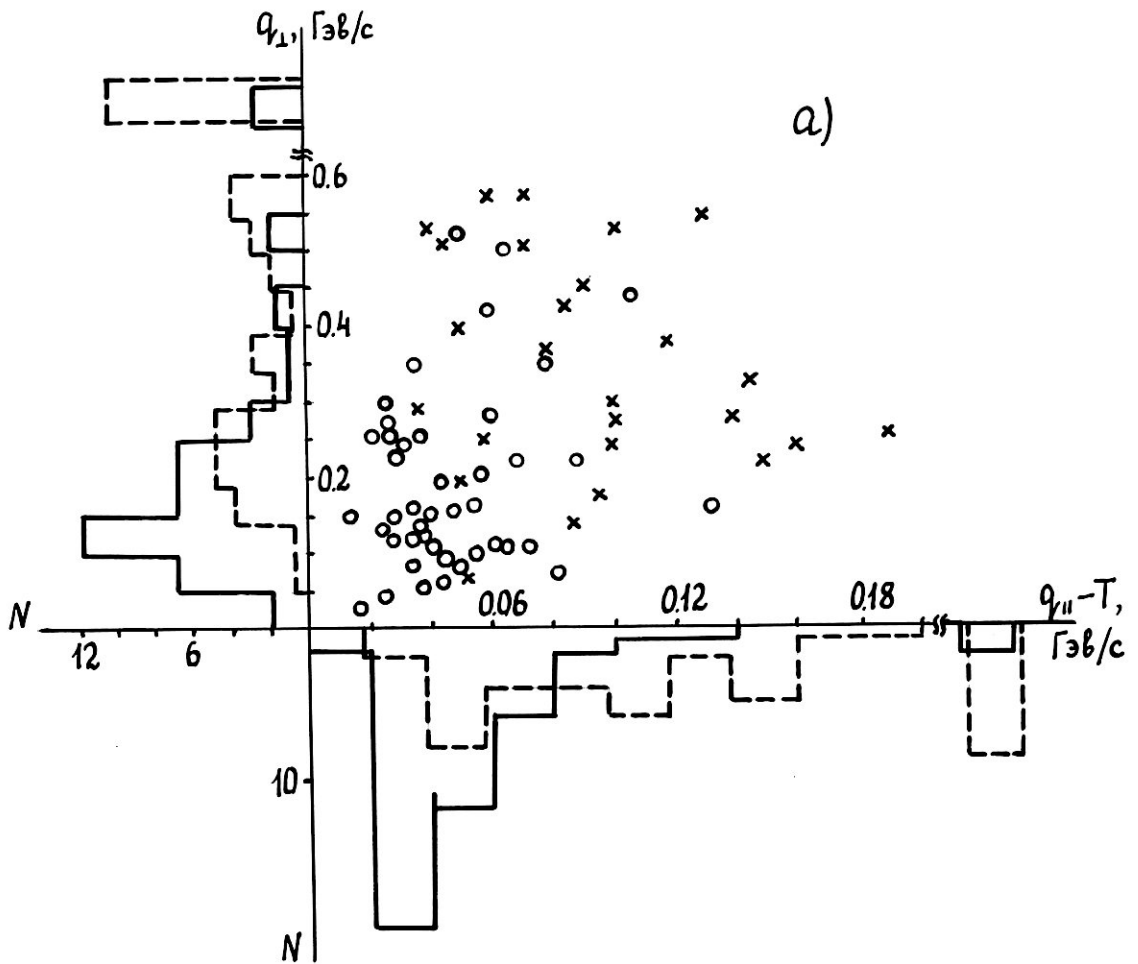


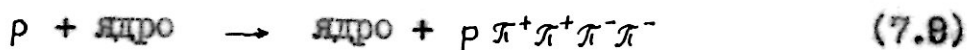
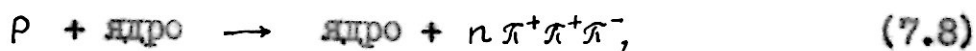
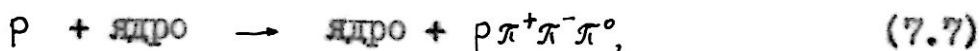
Рис.8 Распределения q_{\perp} и q_{\parallel} для различных групп звезд (не показаны случаи с $q_{\parallel} > 0,2$, $q_{\perp} > 0,6$ ГэВ/с):
 а) события I-ой (светлые кружки, сплошная линия) и 2-ой (крестики, пунктир) групп;
 б) события типа $p\pi^+\pi^-\pi^-$ (квадраты), $p\pi^+\pi^-\pi^0$ (кружки) и типа $n\pi^+\pi^+\pi^-$ (треугольники). Светлые фигуры - "чистые", темные - "грязные" события.

нейшем увеличении q_{\parallel}^{\max} и q_{\perp}^{\max} , N не изменяется (в пределах, меньших однократной статистической погрешности). В частности, при выборе

$$q_{\parallel}^{\max} = 0,1 \text{ ГэВ/с}, \quad q_{\perp}^{\max} = 0,4 \text{ ГэВ/с}, \quad (7.6)$$

N оказывается равным $36,9 \pm 6,7$, а вероятное число некогерентных чистых троек в области $q_{\parallel} < q_{\parallel}^{\max}$, $q_{\perp} < q_{\perp}^{\max}$ оказывается очень малым ($\leq 10\%$). При увеличении q_{\parallel}^{\max} и q_{\perp}^{\max} , однако, доля последних (равная $\frac{N_1 - n_1}{N_2 - n_2} \cdot \frac{n_2}{n_1}$) заметно возрастает; нам представляется поэтому, что критерии отбора ($q_{\parallel} < 0,15 \text{ ГэВ/с}$, q_{\perp} - любые), предложенные в [56], являются недостаточно жесткими в том смысле, что они пропускают бóльший фон некогерентных чистых троек (по нашим данным, $\approx 30\%$).

Рис. 86 иллюстрирует поиск когерентных реакций типа



(в реакциях (7.7) и (7.8), разумеется, могут быть и дополнительные π^0 -мезоны). Для их выделения было отобрано около 100 чистых и "грязных" (фоновых) событий со следующими наборами частиц в конечном состоянии: а) $p\pi^+\pi^-$ с суммой энергий вторичных заряженных частиц $\sum_i E_i > 12 \text{ ГэВ}$, б) $\pi^+\pi^+\pi^-$ при $\sum_i E_i > 6 \text{ ГэВ}$ и в) $p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (пятилучевые) с энергетическим балансом ($\sum_i E_i \approx E_0$) в пределах ошибок измерений.

Отбор реакций (7.7) и (7.8) сильно затруднен тем обстоятельством, что в конечном состоянии имеется не менее двух нейтральных частиц (включая ядро отдачи), что делает невозможным прямое вычисление передаваемого ядру импульса. Мы попытались, однако, сделать оценки величин q_{\parallel} и q_{\perp} для этих реакций, имея в виду следующие особенности реакций (7.2):

а) все вторичные частицы в реакциях (7.2) вылетают в направ-

лении "вперед" в с.ц.м. $p\pi$ -взаимодействий и имеют большие импульсы в л.с. ($\langle p \rangle \gg 1$ Гэв),

б) поперечные импульсы всех типов вторичных частиц из реакций (7.2) малы ($\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,15 \pm 0,20$ Гэв/с $\ll m_N$).

Эти свойства позволяют:

а) надеяться, что недостающий поперечный импульс q_{\perp}^{3aP} , вычисленный по одним лишь заряженным частицам, не слишком сильно отличается от величины q_{\perp} (например, вряд ли превосходит 0,6 Гэв/с для когерентных событий),

б) пренебречь вкладом нейтральных пионов в величину q_{\perp}^{-T} (действительно, величина $(m_{\pi}^2 + p_{\pi}^2)/2p_{\pi}$ для пионов в среднем порядка 0,01 Гэв) и оценить вклад в эту величину от нейтрона в реакции (7.8):

$$E_n - p_n \cos \theta_n \approx m_n^2/2(E_0 - \sum_{i=1}^3 E_i) \quad (7.10)$$

(m_n - масса нейтрона).

Как видно из рис. 8б, и здесь наблюдается заметное преобладание чистых звезд в области малых передаваемых импульсов. Отметим, что в событиях, среди которых не может быть реакций (7.1) (напр., в звездах с протоном отдачи), не видно никакой разницы между распределениями чистых и "грязных" случаев. Применяя описанную выше процедуру подсчета числа когерентных событий, мы оценили числа реакций (7.7)-(7.9), равные соответственно 2, 5 и 3. Отметим, что вследствие большой вероятности попадания событий с $p\pi^+\pi^-\pi^0$ в конечном состоянии в группу трехлучевых звезд с энергетическим балансом (группа I), число реакций (7.2), полученное выше, по-видимому, несколько завышено за счет реакций (7.7), а число последних следует рассматривать как нижний предел.

Для полного числа когерентных событий с тремя и пятью заряженными частицами в конечном состоянии имеем $N = 46 \pm 8$. Разу-

меется, полное число реакций дифракционной диссоциации протонов при данной энергии, по-видимому, выше, так как в данном эксперименте не исследовались реакции с одной заряженной вторичной частицей.

48 чистых трех- и пятилучевых событий, удовлетворяющих критериям (7.6) (число pn -взаимодействий среди них не превосходит $\sim 10\%$ этого числа), были исключены из звезд, пропущенных перечисленными в §6 критериями отбора протон-нуклонных взаимодействий.

Глава 3.

ПРОТОН - НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.

§8. Введение. Средние характеристики вторичных частиц.

Как уже отмечалось выше, эмульсионным работам, посвященным экспериментальному изучению pN -взаимодействий при $E > 10$ Гэв (напр., [81-89]), свойственны малая статистика, незначительная доля идентифицированных вторичных частиц и большие ошибки в импульсных измерениях (по многократному рассеянию). В наиболее обширных из них (работы алма-атинской группы [87,88]) число идентифицированных частиц достигало нескольких сот. С помощью же пузырьковых камер исследованы, в основном, лишь отдельные (главным образом, малолучевые) каналы pp -соударений.

В данной главе представлены характеристики pN -взаимодействий, полученные нами методом фотоэмульсий в сильном магнитном поле. Экспериментальный материал состоит из 729 событий с числом вторичных заряженных частиц $n_{ch} > 1$ (в это число не входят 21 событие с $n_{ch} = 2$, удовлетворяющих необходимым признакам упругих упругих pp -соударений, и 48 событий с $n_{ch} = 3$ и 5, интерпретируемых как реакции дифракционной когерентной генерации частиц (глава 2)). Всего было проидентифицировано около 3000 вторичных частиц при средней относительной погрешности в импульсных измерениях $\sim 15 - 20\%$.

Аналогичная методика была ранее использована лишь группой ФИАН [90-93], изучавшей pN -взаимодействия при $E = 21$ и 24 Гэв. Наш экспериментальный материал отличается от полученного в этих работах:

а) более чистым отбором pN -взаимодействий (в работах [90-93] критериями отбора служили критерии: $n_n \leq 3$, $n_g \leq 1$, масса мишени не превосходит m_N),

б) примерно вчетверо большей статистикой,

Также
на
таблице

в) удалением когерентных событий из звезд с $n_{ch} = 3$ и 5 из всех анализируемых ниже распределений.

Несколько слов о неоднозначно идентифицированных ($p\pi^+$)-частицах (6 % от числа измеренных). Часть из них была нами идентифицирована в соответствии с кинематикой pN -взаимодействий (напр., если в звезде имелось 2 хорошо идентифицированных протона, ($p\pi^+$)-частица считалась мезоном; то же делалось и в случаях, когда "протонная гипотеза" давала массу мишени, большую m_N). Другая часть была статистически распределена между протонами и π^+ -мезонами при каждом n_{ch} в соответствии с процедурой, которая будет описана ниже (глава 4). Большинство характеристик взаимодействий даже при крайних предположениях относительно состава этих частиц изменяется незначительно (в пределах однократной статистической погрешности), случаем, когда это не так, будут отмечены особо.

В таблице I и на рис.9 приводятся число звезд и средние характеристики*) протонов и пионов обоих знаков в зависимости от множественности n_{ch} : среднее число частиц данного типа на акт взаимодействия $\langle n \rangle$, среднее значение энергии в с.д.м. $\langle E \rangle^*$ и поперечного импульса $\langle P_{\perp} \rangle$. Средняя энергия всех типов вторичных частиц уменьшается с ростом n_{ch} , особенно сильно это уменьшение для протонов; изменения же $\langle P_{\perp} \rangle$ выражены гораздо слабее

ж). Здесь и ниже всюду используются средневзвешенные значения (и соответствующие стандартные отклонения), учитывающие статистический вес (геометрический фактор) частиц (§6). Если речь идет о характеристике, относящейся к группе частиц (напр., эффективная масса двух или трех частиц) из звезды, статистический вес определялся как произведение весов отдельных частиц (т.е. предполагалось, что углы наклона вторичных частиц статистически независимы).

Таблица I^ж).

n_{ch}	Число звезд	Тип частицы	$\langle n \rangle$	$\langle E^* \rangle$ (Гэв/с)	$\langle P_1 \rangle$ (Мэв/с)
2	109	p	$1,20 \pm 0,11$	$2,70 \pm 0,07$	423 ± 21
		π^+	$0,92 \pm 0,10$	$0,76 \pm 0,05$	358 ± 25
4	200	p	$1,18 \pm 0,08$	$1,98 \pm 0,04$	426 ± 17
		π^+	$1,83 \pm 0,11$	$0,61 \pm 0,02$	336 ± 15
		π^-	$0,95 \pm 0,07$	$0,59 \pm 0,03$	328 ± 18
6	108	p	$1,34 \pm 0,11$	$1,61 \pm 0,04$	508 ± 29
		π^+	$2,50 \pm 0,19$	$0,52 \pm 0,02$	327 ± 15
		π^-	$1,91 \pm 0,16$	$0,50 \pm 0,02$	316 ± 17
8	31	p	$1,34 \pm 0,20$	$1,43 \pm 0,08$	500 ± 52
		π^+	$3,53 \pm 0,41$	$0,47 \pm 0,04$	311 ± 27
		π^-	$3,12 \pm 0,36$	$0,43 \pm 0,03$	275 ± 19
10,12	7	p	$1,57 \pm 0,48$	$1,29 \pm 0,09$	383 ± 65
		π^+	$4,66 \pm 0,94$	$0,35 \pm 0,03$	235 ± 25
		π^-	$3,06 \pm 0,76$	$0,30 \pm 0,03$	231 ± 34
pp	455	p	$1,24 \pm 0,06$ (0,88)	$2,00 \pm 0,03$ (1,97)	451 ± 9 (450)
		π^+	$1,93 \pm 0,08$ (1,79)	$0,57 \pm 0,01$ (0,58)	329 ± 8 (310)
		π^-	$1,13 \pm 0,05$ (1,15)	$0,51 \pm 0,02$ (0,51)	310 ± 11 (290)
3	126	p	$0,80 \pm 0,08$	$1,97 \pm 0,07$	457 ± 28
		π^+	$1,16 \pm 0,11$	$0,64 \pm 0,04$	385 ± 23
		π^-	$0,93 \pm 0,09$	$0,58 \pm 0,04$	330 ± 22
5	102	p	$0,92 \pm 0,10$	$1,66 \pm 0,06$	486 ± 37
		π^+	$2,09 \pm 0,16$	$0,53 \pm 0,02$	335 ± 17
		π^-	$1,92 \pm 0,16$	$0,49 \pm 0,02$	297 ± 15
7	33	p	$1,18 \pm 0,19$	$1,47 \pm 0,07$	477 ± 57
		π^+	$2,37 \pm 0,30$	$0,43 \pm 0,03$	310 ± 30
		π^-	$2,82 \pm 0,33$	$0,47 \pm 0,03$	275 ± 16
9,11	13	p	$1,23 \pm 0,35$	$1,44 \pm 0,09$	440 ± 94
		π^+	$3,68 \pm 0,61$	$0,45 \pm 0,05$	228 ± 20
		π^-	$4,07 \pm 0,66$	$0,40 \pm 0,03$	257 ± 22
pn	274	p	$0,91 \pm 0,07$	$1,74 \pm 0,04$	470 ± 18
		π^+	$1,77 \pm 0,09$	$0,54 \pm 0,02$	337 ± 10
		π^-	$1,68 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,02$	296 ± 10

Сумма $\langle n \rangle$ по всем звездам ≈ 15
 13-32 звезд по суммарной поправке
 114

ж). В скобках показаны значения, вытекающие из термодинамической модели Хагедорна [33] и полученные нами путем интерполяции соответствующих данных этой работы.

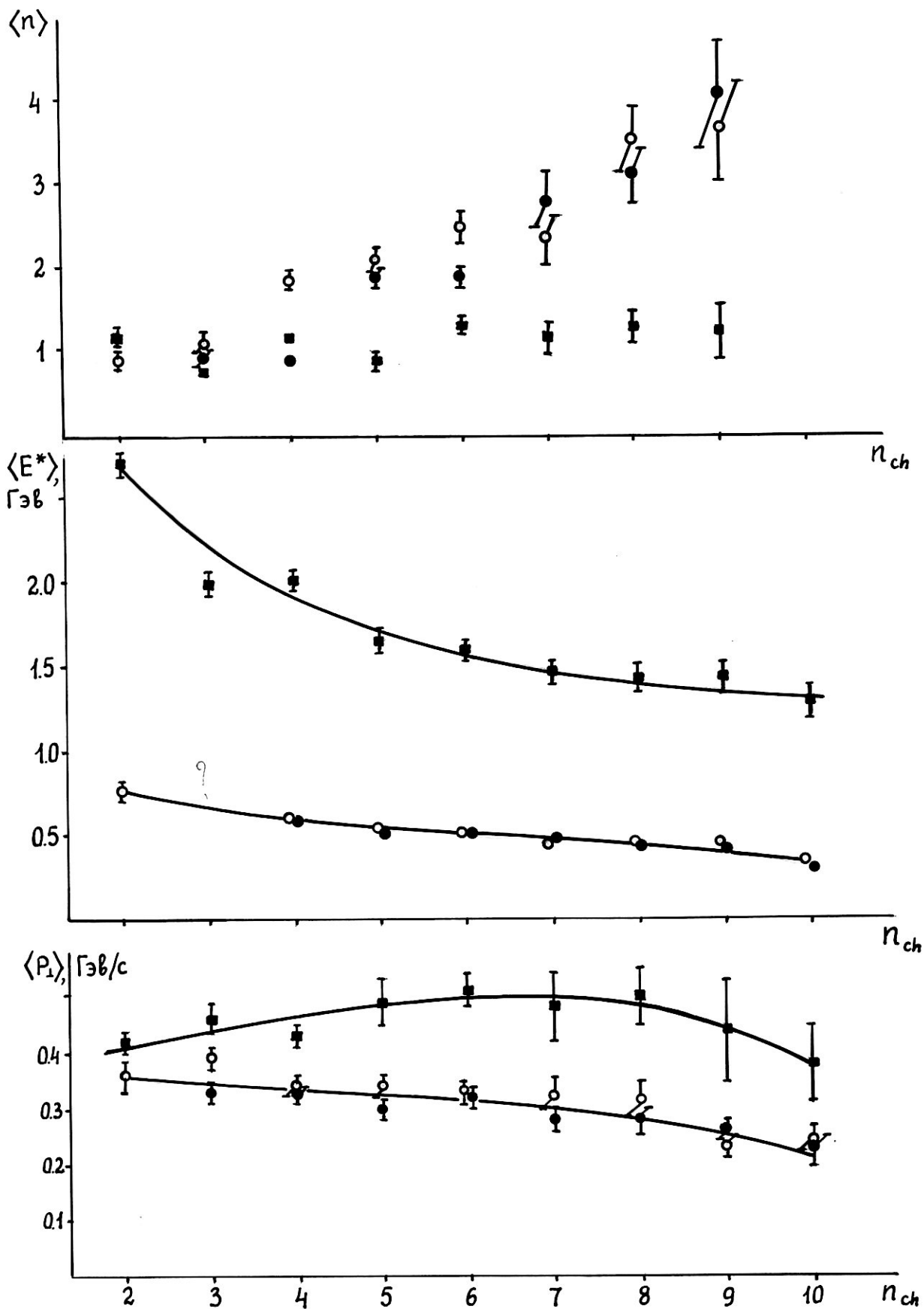


Рис. 9 Зависимость $\langle n \rangle$, $\langle E^* \rangle$, $\langle P_1 \rangle$ от n_{ch} (■ - протоны, ○ - π^+ -мезоны, ● - π^- -мезоны).

(~ 20 %). Для протонов $\langle P_1 \rangle$ сначала растет с n_{ch} ; этот рост был наблюден также в пузырьковых камерах [4]. Начиная с $n_{ch} \sim 6 - 7$ (это соответствует полному числу частиц $n \sim 8 - 10$ (см. ниже)), $\langle P_1 \rangle$ начинает быстро падать, что связано, очевидно, с уменьшением фазового объема. Для пионов наблюдается монотонное уменьшение $\langle P_1 \rangle$, начиная с $n_{ch} \sim 6$. Средние значения $\langle E^* \rangle$ и $\langle P_1 \rangle$ для π^+ -мезонов несколько больше, чем соответствующие характеристики для π^- -мезонов. Это превышение находится в хорошем количественном согласии (табл. I) с учитывающей генерацию изобар в pp -соударениях термодинамической моделью Хагедорна [33]. Любопытным является совпадение средних характеристик вторичных частиц из pn -взаимодействий с n_{ch} и pp -взаимодействий с $n_{ch} + 1$ (ср. с предположениями, сделанными в §7).

Единственной характеристикой, значение которой не согласуется с моделью Хагедорна (а также данными [87]) является среднее число протонов $\langle n_p \rangle$ на акт взаимодействия. Отметим, что в действительности это различие несколько слабее, чем это видно из табл. I, т.к. экспериментальный набор протонов "засорен" положительными гиперонами и (в небольшой степени) K^+ -мезонами^{*}). С другой стороны, наше значение $\langle n_p \rangle$ в pp -соударениях хорошо согласуется с данными большинства других экспериментов, среди которых особо надо выделить данные глобального анализа pp -соударений при 10 Гэв [94] и 19 Гэв [95], выполненные на большой статистике с помощью жидководородной пузырьковой камеры.

§9. Угловые распределения и вероятность перезарядки НУКЛОНОВ.

На рис. 10 представлены угловые распределения протонов, π^+ - и π^- -мезонов в с.ц.м. pp - и pn -взаимодействий при разных ж). Из данных работ [4, 8], эта "засоренность", однако, вряд ли превосходит 2 - 3 %.

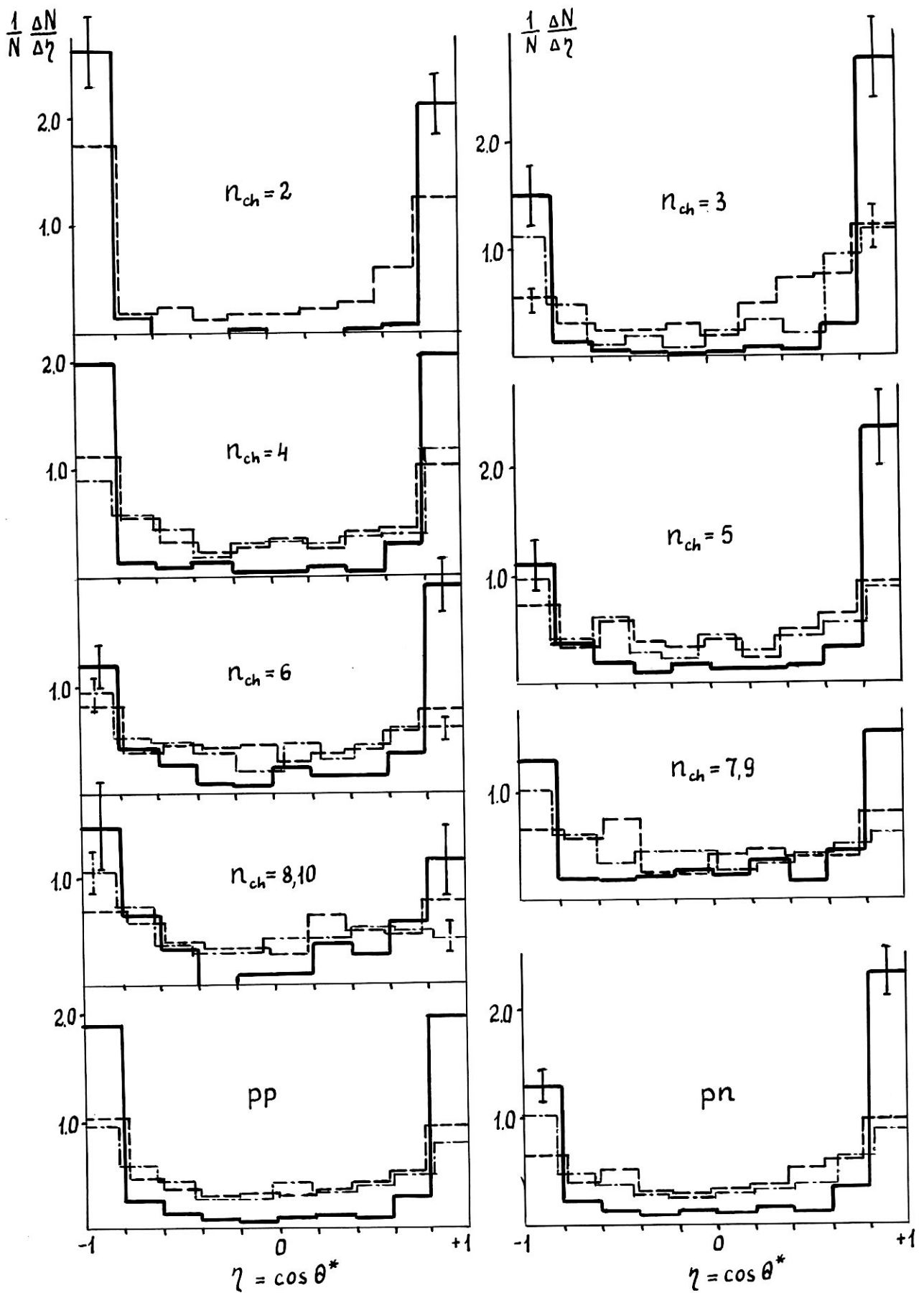


Рис. 10 Угловые распределения протонов (сплошная линия), π^+ -мезонов (пунктир), π^- -мезонов (штрих-пунктир) в с.ц.м. pN -взаимодействий.

n_{ch} . Все распределения анизотропны (особенно сильно для протонов), причем с ростом n_{ch} анизотропия ослабевает, что хорошо известно и из других экспериментов. Интересно, что даже при самых больших n_{ch} протоны остаются сильно коллимированными в направлении "вперед-назад".

Наиболее интересен вопрос о симметрии угловых распределений в $p\pi$ -соударениях, данные о которой для протонов противоречивы даже по знаку [3,88]. Из рис.10 и таблицы 2, в которой приведены значения так называемого коэффициента асимметрии

$$\alpha = (n_1 - n_2)/n \quad (9.1)$$

(n_1 и n_2 - числа частиц, имеющих соответственно $\theta^* < \pi/2$ и $\theta^* > \pi/2$ в с.ц.м., в сумме $n_1 + n_2 = n$) следует вывод об асимметрии "вперед" для протонов в $p\pi$ -взаимодействиях.

Таблица 2.

n_{ch}	Число звезд	α_p	α_{π^+}	α_{π^-}	$\langle \beta \rangle$	$\frac{\langle \beta \rangle - 1}{\sigma(\langle \beta \rangle)}$
2	109	$-0,11 \pm 0,10$	$0,01 \pm 0,11$	-	0,63	-3,7
4	200	$0,02 \pm 0,07$	$0,00 \pm 0,06$	$0,03 \pm 0,08$	0,89	-1,2
6	108	$0,16 \pm 0,08$	$-0,02 \pm 0,06$	$-0,03 \pm 0,07$	0,71	-2,2
8	31	$-0,04 \pm 0,16$	$0,09 \pm 0,10$	$-0,05 \pm 0,11$	0,93	-0,3
10,12	7	$0,09 \pm 0,30$	$-0,02 \pm 0,18$	$-0,25 \pm 0,21$	0,40	-1,1
$p\bar{p}$	455	$0,02 \pm 0,05$	$0,00 \pm 0,04$	$-0,02 \pm 0,05$	0,78	-3,7
3	126	$0,32 \pm 0,10$	$0,34 \pm 0,08$	$0,18 \pm 0,10$	1,12	1,2
5	102	$0,23 \pm 0,11$	$0,07 \pm 0,07$	$0,02 \pm 0,07$	1,16	1,2
7	33	$0,19 \pm 0,16$	$0,15 \pm 0,11$	$-0,12 \pm 0,11$	0,79	-0,9
9,11	13	$0,00 \pm 0,25$	$-0,25 \pm 0,15$	$-0,17 \pm 0,14$	1,44	1,2
$p\pi$	274	$0,24 \pm 0,06$	$0,13 \pm 0,05$	$0,01 \pm 0,05$	1,11	1,6

Учет неоднозначной идентификации части положительно заряженных ($p\pi^+$)-частиц и "засоренности" быстрых частиц K^+ -мезонами

оставляет эффект значимым. Кроме этого, на величину α могли заметно повлиять такие факторы, как пропуск в нашем эксперименте событий с очень медленным ($T < 25$ Мэв) или очень быстрым ($\theta \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ рад) протоном. Однако, наблюдаемое нами (табл.2) практически нулевое значение α для протонов из pp -взаимодействий свидетельствует о том, что, по крайней мере, суммарное действие всех четырех факторов пренебрежимо мало.

Асимметрия π^{\pm} -мезонов в pn -соударениях меняется с n_{ch} : из табл.2 видна тенденция к преимущественному испусканию пионов "вперед" при малых множественностях и "назад" - при больших. Статистически обеспечена асимметрия "вперед" для π^{\pm} -мезонов в звездах с $n_{ch} = 3$, причем даже крайние предположения относительно состава $(p\pi^+)$ -частиц и других факторов оставляют это заключение в силе. Суммарное значение $\alpha = 0,07 \pm 0,04$ для π^{\pm} -мезонов из pn -соударений не противоречит следующему из изотопинвариантности сильных взаимодействий [96] требованию $\alpha_{\pi^{\pm}} = 0$ (здесь, конечно, следует помнить, что в нашем эксперименте не изучались случаи с $n_{ch} = 1$).

Если пренебречь отклонениями нуклонов на углы, большие $\pi/2$ в с.ц.м. (экспериментальные данные (§1) дают некоторое основание для этого), из полученного значения $\langle \alpha_p \rangle_{pn} = 0,24 \pm 0,06^*$ легко найти среднюю вероятность перезарядки нуклонов в pn -взаимодействиях $\langle W \rangle_{pn} = 0,38 \pm 0,03$. Соответствующая вероятность для pp -соударений следует из наблюдаемого среднего числа протонов на один акт взаимодействия $\langle n_p \rangle_{pp}$: $\langle W \rangle_{pp} = 1 - \langle n_p \rangle_{pp}/2 = 0,38 \pm 0,03$. Таким образом, средняя вероятность перезарядки нуклонов в неупругих pN -взаимодействиях при $E_0 = 21$ Гэв равна

ж). Данные Жданова и др. ($\langle \alpha_p \rangle_{pn} = (0,22 - 0,28) \pm 0,12$ 93), полученные при $E = 23$ Гэв с помощью аналогичной методики, согласуются с нашими.

$0,38 \pm 0,02$ и одинакова для pp - и pn -событий.

Полученные нами данные относительно угловой асимметрии частиц в pn -соударениях качественно могут быть поняты на основе периферической модели, учитывающей рождение изобар (ср. с экспериментальными и теоретическими данными при энергии 10 Гэв [97]).

В двух последних столбцах табл.2 приведены средние значения и их стандартные отклонения от математического ожидания в долях стандартного отклонения для случайной величины

$$\beta = (n_1 - n_2)/n$$

нечетко
откуда?
(9.2)

характеризующей угловую асимметрию в индивидуальных актах взаимодействия. Эта величина позволяет получить дополнительную информацию, т.к. она чувствительна (возрастает) к возможному наличию асимметричных в с.ц.м. ливней даже при симметрии угловых распределений в суммарном ливне (напр., в pp -взаимодействиях). При независимости вторичных частиц для любого симметричного в с.ц.м. распределения математическое ожидание и стандартное отклонение величины β равны [98]

$$\nu(\beta) = 1, \quad \sigma(\beta) = [2(1 - 1/n)]^{1/2} \quad (9.3)$$

а для усредненной по m событиям с произвольными n случайной величины

$$\langle \beta \rangle = \sum_{i=1}^m \beta_i / m \quad (9.4)$$

справедливы равенства

$$\nu(\langle \beta \rangle) = 1, \quad \sigma(\langle \beta \rangle) = [(1 - \langle 1/n \rangle)]^{1/2} m^{-1/2} \quad (9.5)$$

Как видно из таблицы 2, данные для pp -взаимодействий не противоречат предположению о симметрии, учитывая действие закона сохранения импульса, уменьшающего математическое ожидание величины β . Имеется, однако, статистически обеспеченная разница

между величинами $\langle \beta \rangle$ для pp - и pn -взаимодействий, которую трудно объяснить действием этого закона сохранения (действительно, $\langle n \rangle_{pp} \approx \langle n \rangle_{pn}$). Мы рассматриваем этот факт как дополнительное указание в пользу наличия эффектов угловой асимметрии в pn -соударениях.

§10. Импульсные распределения.

Остановимся на распределениях импульсов (p^*) вторичных протонов и пионов в с.ц.м. pN -взаимодействий, а также их продольной ($p_{||}^*$) и поперечной (p_{\perp}) компонент.

На рис. II показаны распределения импульсов для протонов, π^+ и π^- -мезонов из pp - и pn -взаимодействий при различных n_{ch} . С ростом n_{ch} импульсное распределение протонов быстро смещается в сторону малых значений, изменения импульсных спектров пионов выражены гораздо слабее. Все распределения (как суммарные, так и для отдельных n_{ch}) не обнаруживают каких-либо особенностей, например типа двух максимумов.^{ж)}

Отдавая дань традиции, мы нанесли распределения импульсов, следующие из статистической теории pN -взаимодействий, учитывающей генерацию Δ (1236)-изобары [99], а также из расчетов по одномезонной периферической модели с дополнительным предположением о нуклонном формфакторе [100]. Как видно из рис. II (а также по f^2 -критерию), импульсное распределение пионов хорошо описывается статистической теорией (кривая 1), тогда как для протонов наличие расхождения как с предсказаниями статистической теории (кривая 2), так и одномезонной модели (кривая 3). Если попытаться описать импульсное распределение протонов из pp -

ж). В некоторых работах (см., напр., обзор [3]) были получены указания на существование двух максимумов в p^* -распределении протонов из pN -взаимодействий.

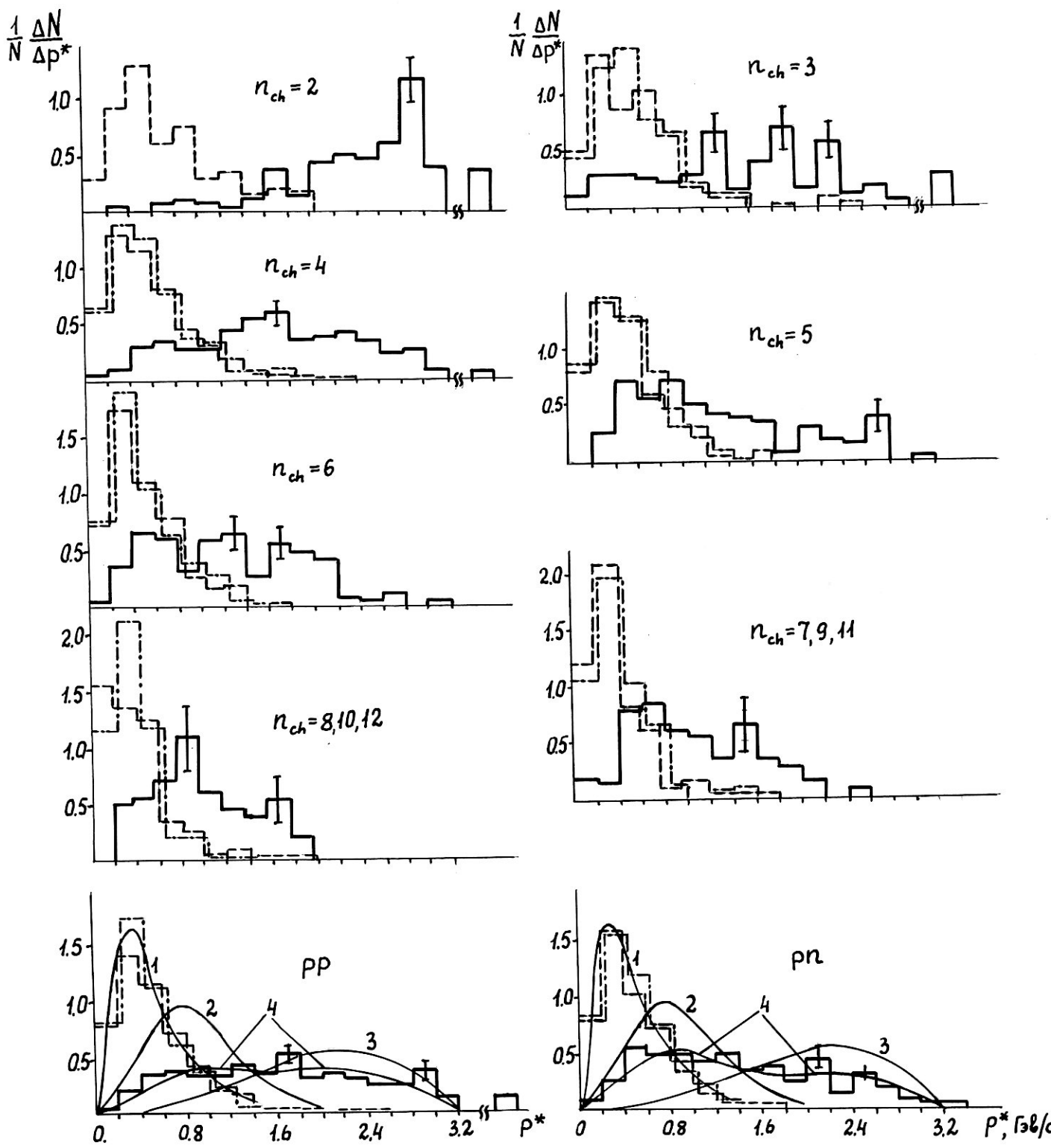


Рис. II Импульсные распределения в с.ц.м. (обозначения те же, что на рис. 10). Кривые: 1, 2 - статистическая теория [99], 3 - периферическая одномезонная модель [100], 4 - суперпозиция 2 и 3.

*нужно
аппроксимировать
а фактически*

не Бегит

и pn -соударений суперпозицией кривых 2 и 3 (рис.II), наилучшее согласие достигается при доле периферических соударений, равной 0,7 для pp - и 0,5 для pn -взаимодействий (эти цифры получены из процедуры минимизации величин f^2 для линейной суперпозиции кривых 2 и 3). Как видно из рис.II (кривая 4), при этом удается достичь вполне удовлетворительного согласия с экспериментальным спектром протонов. Все эти данные качественно согласуются с результатами большинства работ (см., например, [87,90]).

*Анализ
кривых*

На рис.I2 показаны в зависимости от n_{ch} распределения продольных импульсов $P_{||}^*$ в с.ц.м. pp -взаимодействий для протонов и пионов. При малых множественностях протоны сконцентрированы в области больших $|P_{||}^*|$, с ростом n_{ch} среднее значение $\langle |P_{||}^*| \rangle$ для них быстро уменьшается. Для пионов распределение по продольному импульсу имеет максимум при $P_{||}^* = 0$ для всех n_{ch} , а ширина его (распределение удовлетворительно аппроксимируется гауссовой функцией) уменьшается с ростом n_{ch} . Общее поведение $P_{||}^*$ -распределений близко к наблюдаемому в πp -взаимодействиях при ускорительных энергиях [101] и в отдельных каналах pp -соударений [5]. Картина, наблюдаемая в pn -соударениях (рис. I3), в общем вполне аналогична pp -взаимодействиям, если не считать эффектов, связанных с угловой асимметрией испускания частиц, о которых шла речь в предыдущем разделе. Так, например, максимум $P_{||}^*$ -распределения π^+ -мезонов при $n_{ch} = 3$ находится не в нуле, а при $P_{||}^* = +0,15 \pm 0,05$ Гэв/с. Для суммарного $P_{||}^*$ -распределения π^\pm -мезонов в pn -соударениях величина $\langle P_{||}^* \rangle = 0,01 \pm 0,02$, т.е. совместима с нулевым значением, которое, как легко показать, следует с необходимостью из гипотезы изотопической инвариантности сильных взаимодействий.

Одной из важнейших характеристик вторичных частиц является их поперечный импульс (P_\perp). Среднее значение $\langle P_\perp \rangle$ было рассмо-

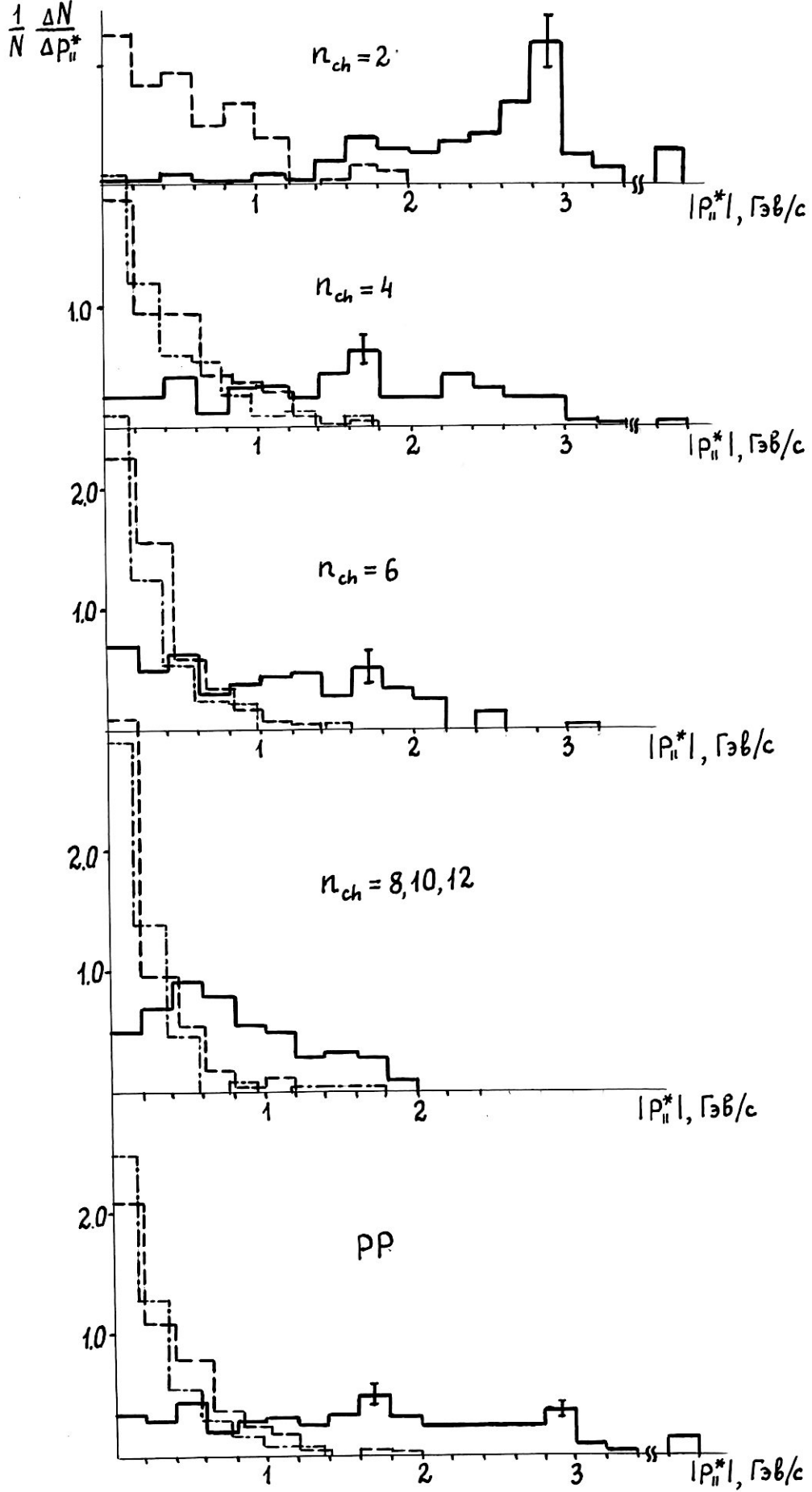


Рис.12 Распределения $|P_u^*|$ в зависимости от n_{ch} в pp-взаимодействиях (обозначения те же, что на рис.10).

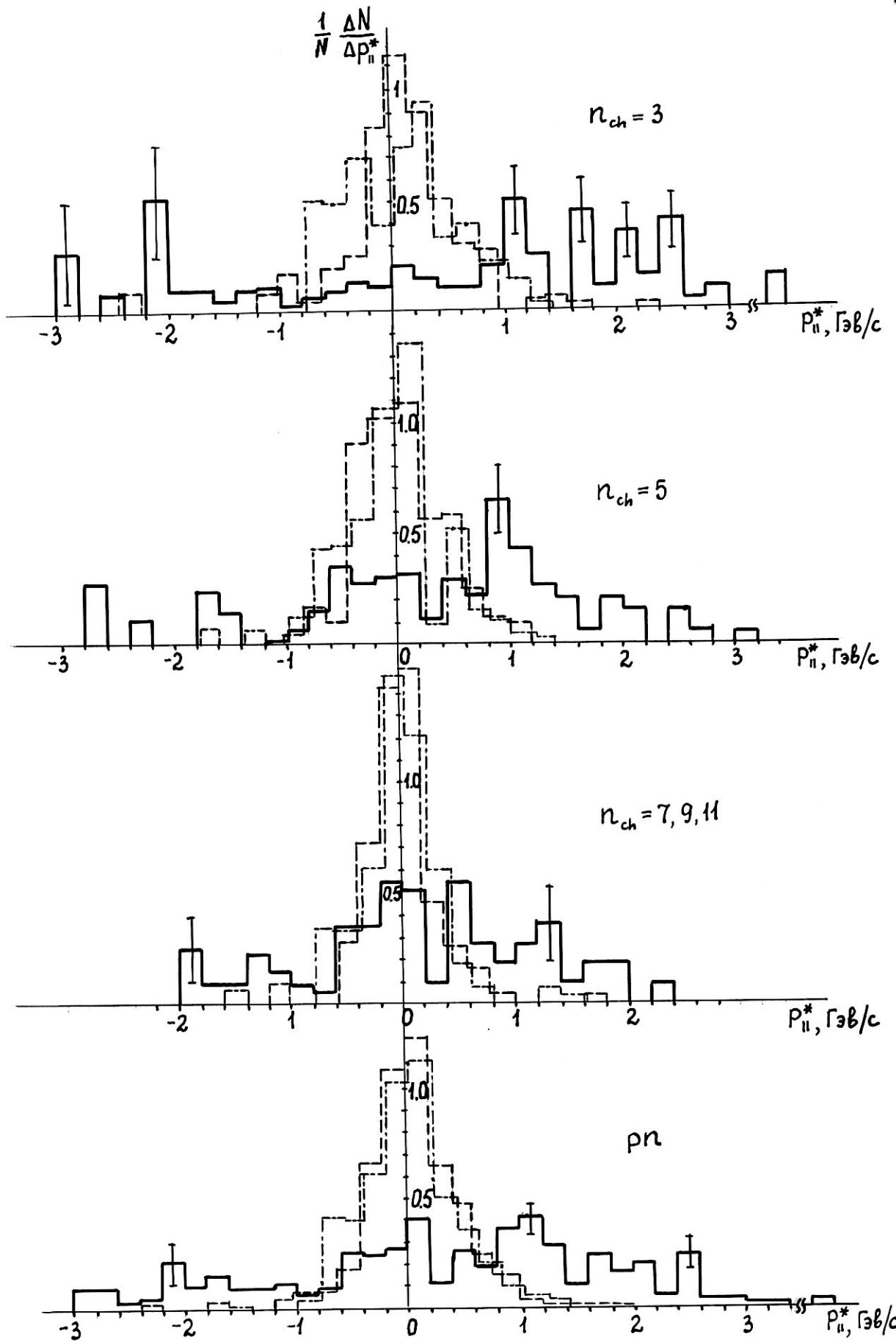


Рис. 13 Распределения $p_{||}^*$ в зависимости от n_{ch} в p_n -взаимодействиях (обозначения те же, что на рис. 10).

трено в §8, здесь мы остановимся на форме p_1 -распределения для протонов и пионов.

На рис. I4 и I5 представлены соответственно дифференциальные и интегральные суммарные распределения поперечных импульсов для протонов, π^+ и π^- -мезонов из pp - и pn -взаимодействий (форма p_1 -распределений почти не зависит от n_{ch}). На этих же рисунках показаны также кривые, соответствующие наиболее широко используемым формам p_1 -распределений:

$$f_1(p_1) dp_1 = 4 \langle p_1 \rangle^2 p_1 \exp[-2p_1 / \langle p_1 \rangle] dp_1 \quad (10.1)$$

(линейно-экспоненциальное распределение, кривые 1),

$$f_2(p_1) dp_1 = \pi \langle p_1 \rangle^{-2} \cdot q^{-1} p_1 \exp[-\pi p_1^2 / 4 \langle p_1 \rangle^2] dp_1 \quad (10.2)$$

(гауссово распределение, кривые 2),

$$f_3(p_1) dp_1 = (5^5 / 18 \pi)^{1/2} \langle p_1 \rangle^{-5/2} p_1^2 \exp[-5p_1 / 2 \langle p_1 \rangle] dp_1 \quad (10.3)$$

(термодинамическое (Хагедорн [32]), кривые 3).

Как видно из рис. I4 и I5 (и анализа по f^2 -критерию, проведенного при всех n_{ch} (табл. 3)), p_1 -распределение для протонов лучше всего аппроксимируется термодинамической функцией (10.3); гауссова форма p_1 -распределения в этом смысле является наихудшей (в противоположность данным работы [10]). Для пионов обоих знаков заряда наилучшей формой p_1 -распределения является линейное экспоненциальное распределение (10.1) (в согласии с данными многих экспериментов), удовлетворительное описание получается и с помощью термодинамической функции.

На рис. I6 показано распределение квадратов 4-импульсов Δ^2 , теряемых протонами, не испытывавшими перезарядки в pp -взаимодействиях (предполагалось, как обычно, что протоны не отклоняются на углы, большие $\pi/2$ в с.ц.м.) при разных n_{ch} . Δ^2 -распределения резко изменяются с увеличением n_{ch} . При малых ($n_{ch} =$

Важно
Кривые

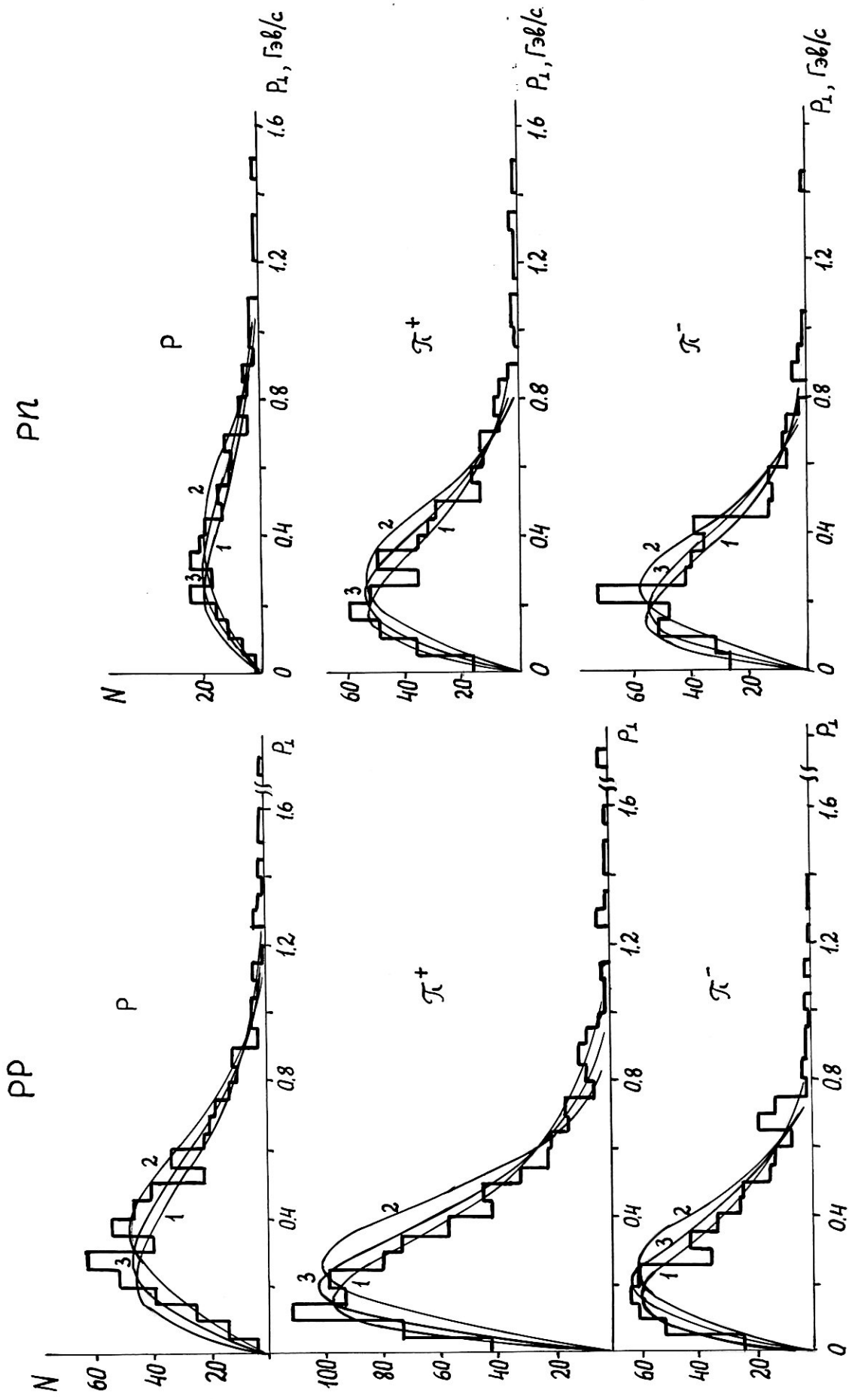


Рис. 14 Дифференциальные P_T -распределения в pN -взаимодействиях (обозначения те же). Кривые — по формулам (10.1), (10.2), (10.3).

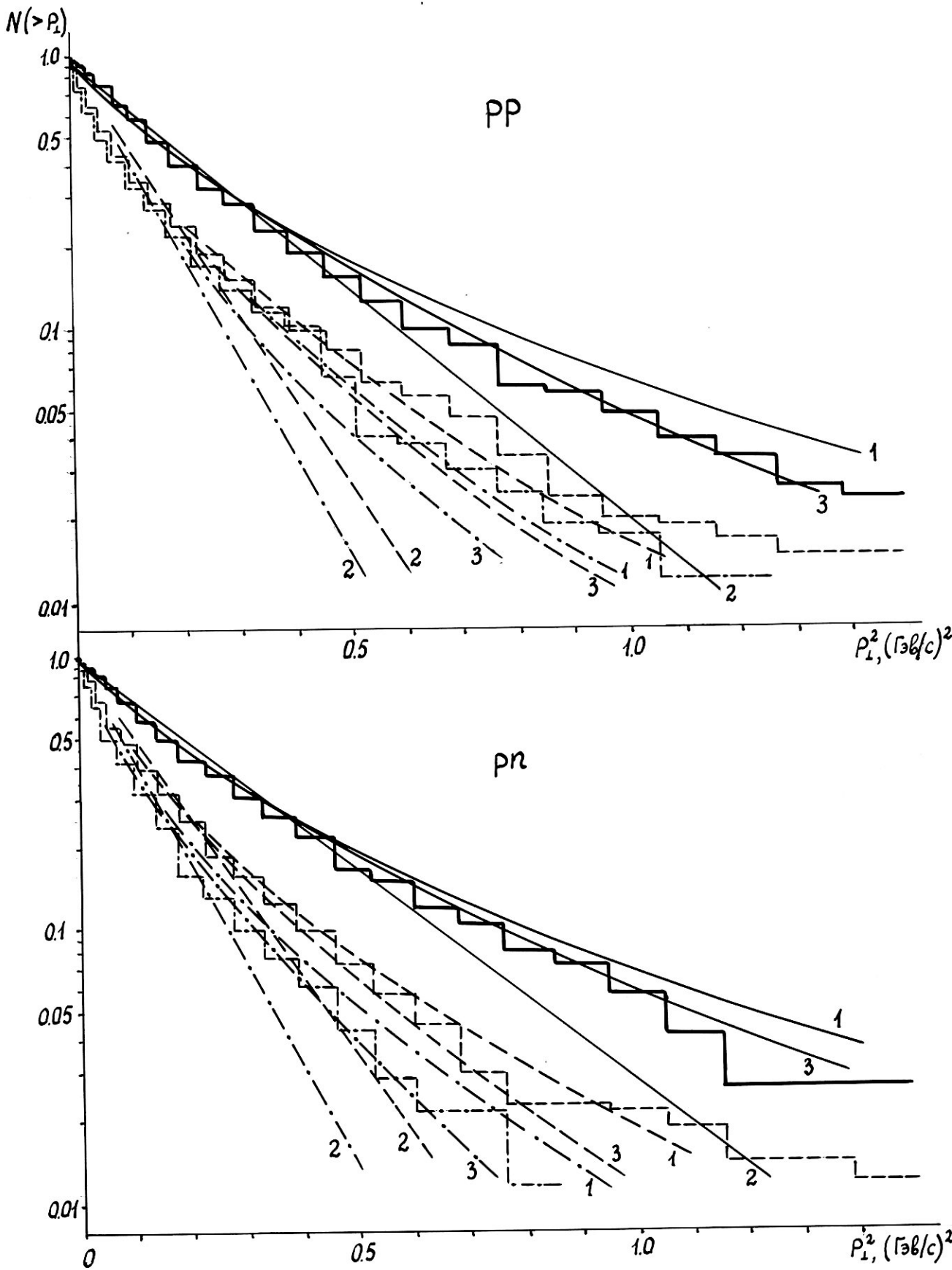


Рис.15 Интегральные P_1 -распределения в pN -взаимодействиях (обозначения те же, что на рис.10). Кривые - по формулам (10.1), (10.2), (10.3).

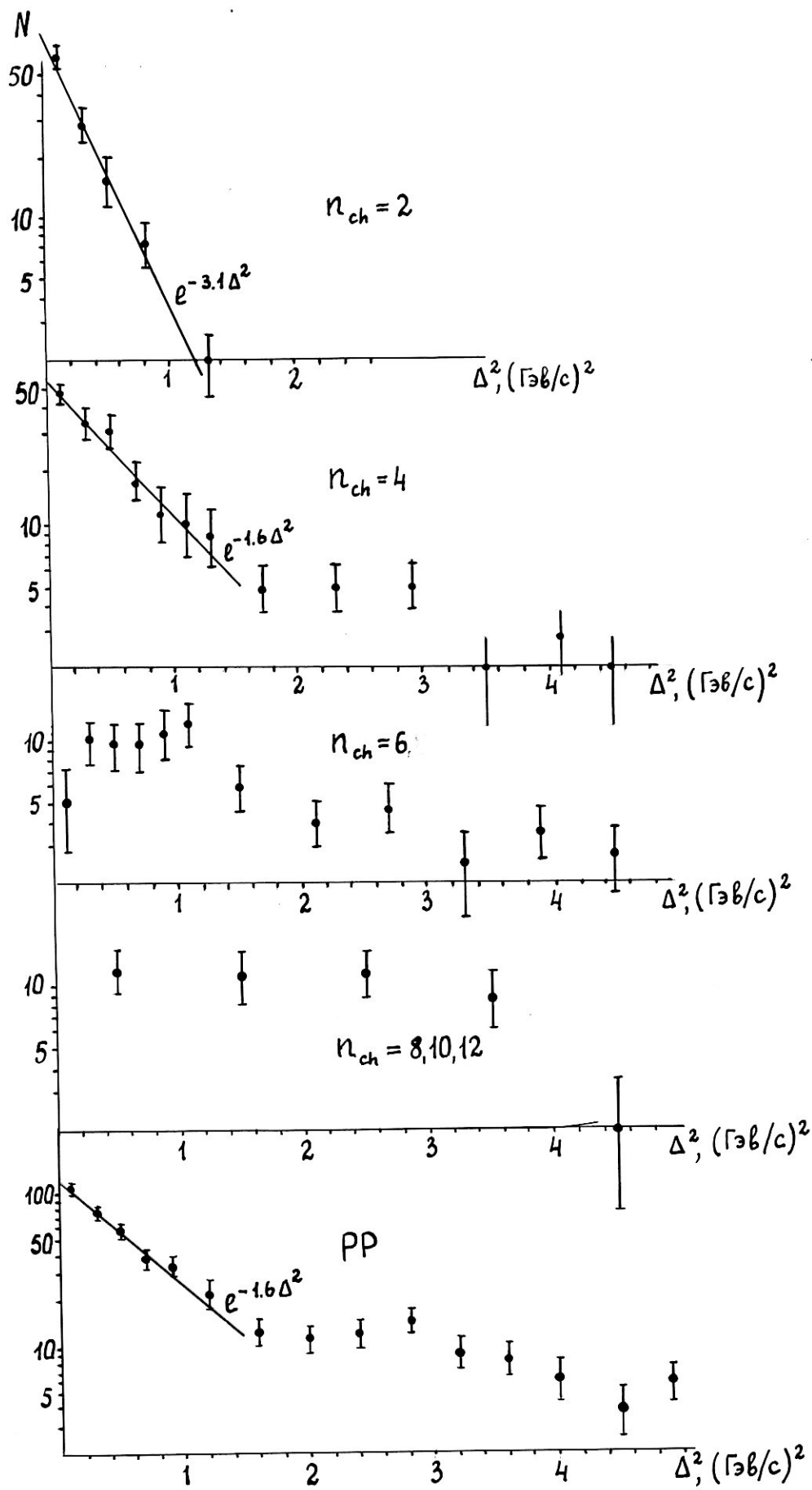


Рис. 16 Распределения 4-импульсов Δ^2 , передаваемых протонам в pp-взаимодействиях в зависимости от n_{ch} .

Таблица 3.

Таблица вероятностей $P (f^2 > f_{эксп}^2)$, полученная при сравнении P_1 -распределений с кривыми (10.1), (10.2) и (10.3)^{ж)}

n_{ch}	P			π^+			π^-		
	f_1^2	f_2^2	f_3^2	f_1^2	f_2^2	f_3^2	f_1^2	f_2^2	f_3^2
2	-	-	0,02	0,72	0,02	0,99			
4	0,02	0,04	0,05	0,06	-	0,02	0,37	-	0,05
6	0,74	0,25	0,96	0,11	-	0,01	0,02	-	0,01
8-10	0,85	0,26	0,91	0,29	-	0,25	0,78	0,81	0,78
pp	-	-	0,14	0,01	-	-	0,01	-	0,01
3	0,04	0,16	0,08	0,14	0,38	0,50	0,45	0,004	0,32
5	-	-	0,04	0,01	-	0,51	0,08	-	0,34
7-9	0,68	0,04	0,03	0,61	-	0,17	0,01	0,06	-
pn	0,33	0,18	0,68	0,67	-	0,04	0,04	-	0,08

2, 4) множествах преобладают малые Δ^2 , причем вплоть до значений $\Delta^2 \sim 1 - 1,5$ (Гэв/с)² распределения хорошо аппроксимируются простой экспоненциальной зависимостью

$$d\sigma/d\Delta^2 \sim \exp[-A\Delta^2] \tag{10.4}$$

(значения A указаны на рисунке). При $n_{ch} > 6$, напротив, преобладают большие Δ^2 и нет никаких признаков существования пика в распределении Δ^2 при $\Delta^2 \rightarrow 0$. Распределения Δ^2 для протонов переднего и заднего конусов в с.ц.м. совпадают (как и следовало ожидать), никаких корреляций между величинами Δ^2 в событиях с двумя протонами в конечном состоянии нам заметить не удалось.

На рис.17 показаны Δ^2 -распределения для вторичных протонов из pn-взаимодействий. Для протонов, вылетающих в переднюю по-

ж). Примечание. Значения $P (f^2 > f_{эксп}^2) < 10^{-3}$ в таблице показаны прочерками.

где они??

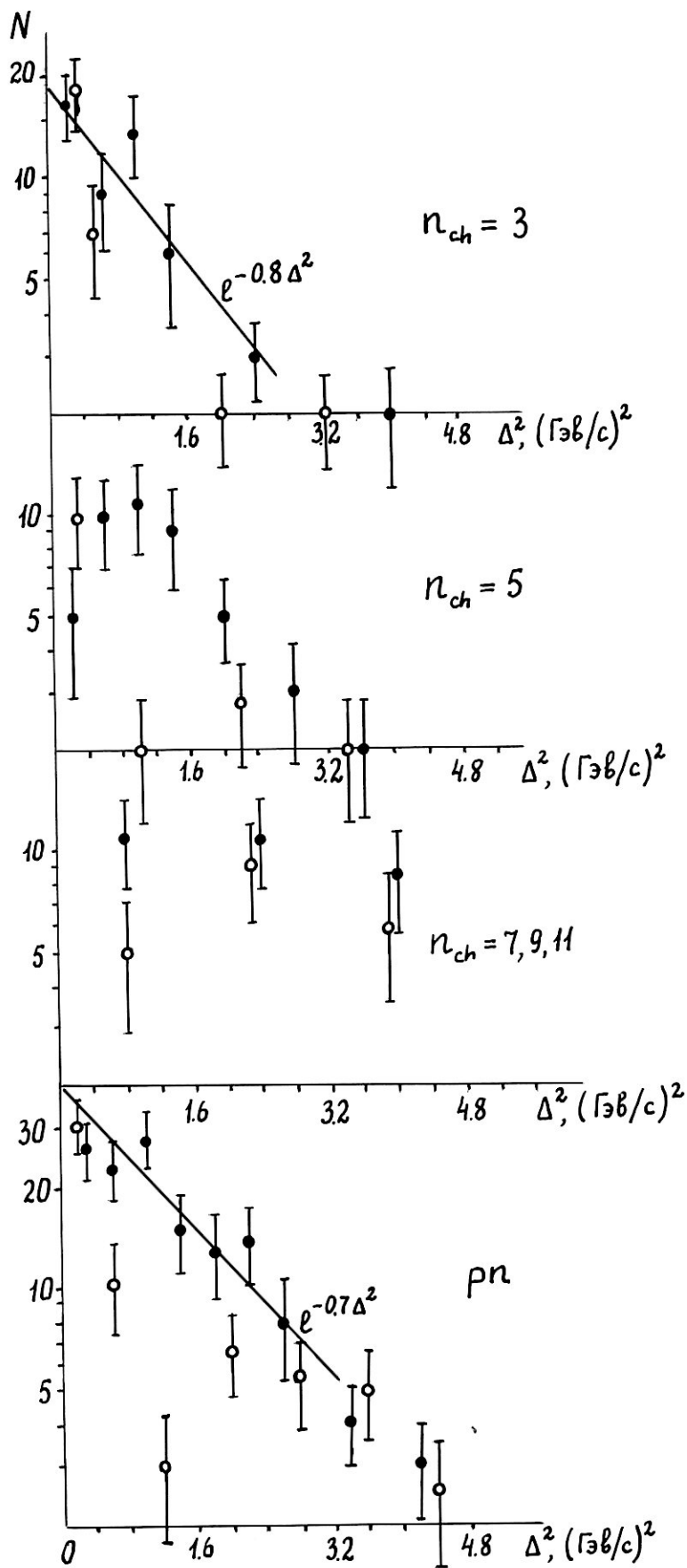


Рис.17 Распределения 4-импульсов Δ^2 , передаваемых протонам в pn -взаимодействиях в зависимости от n_{ch} .

лусферу, распределения не имеют особенностей; характерно, что передний пик можно усмотреть лишь при $n_{ch} = 3$. Для протонов же, вылетающих в заднюю полусферу (большинство из них, по-видимому, являются перезарядившимися нейтронами мишени), имеется статистически обеспеченный минимум в Δ^2 -распределении при $\Delta^2 \sim 1$ (Гэв/с)² и второй (широкий) максимум при $\Delta^2 \sim 2 - 3$ (Гэв/с)². Аналогичный результат был получен и в работе Алма-атинской группы [88]. Полученные данные свидетельствуют, по-видимому, о том, что перезарядка нуклонов сопровождается большими потерями 4-импульсов. Следует заметить, что и неперезарядившиеся протоны из pn -соударений имеют, как легко усмотреть из сравнения рис. 16 и 17, более широкое распределение по Δ^2 . Это обстоятельство снова, (как и анализ импульсных распределений, проведенный выше) указывает на большую роль непериферических взаимодействий среди pn -событий, чем для pp . Однако, для более уверенных выводов необходимы дальнейшие исследования (надо учесть также, что нами не изучались звезды с $n_{ch} = 1$, учет которых может в принципе "сгладить" наблюдаемое различие между pp - и pn -соударениями).

§II. О корреляциях между продольными и поперечными компонентами импульсов вторичных частиц.

В последние годы в ряде работ (например, [102-105]) была обнаружена сильная корреляция между поперечной (p_{\perp}) и продольной (p_{\parallel}^*) составляющими импульсов π -мезонов в с.ц.м. неупругих πp -взаимодействий при ускорительных энергиях. Вместе с тривальным уменьшением p_{\perp} для частиц с предельно большими значениями $|p_{\parallel}^*|$, следующим из закона сохранения импульса, наблюдалось существенное уменьшение p_{\perp} при малых $|p_{\parallel}^*|$. Этот эффект может иметь как динамическую природу (например, вследствие образования возбужденных центров или резонансов, движущихся в

с.ц.м. в продольном направлении), так и кинематическое происхождение. В большинстве работ авторы пришли к выводу, что провал в зависимости $\langle P_1(p_{ii}^*) \rangle$ при $p_{ii}^* \approx 0$ обусловлен, по крайней мере частично, влиянием фазового объема. В некоторых работах (например, [104]) подобного рода корреляционные эффекты были замечены и для частиц больших масс.

Чрезвычайно скудна информация о поведении функциональной зависимости $\langle P_1(p_{ii}^*) \rangle$ в pN -взаимодействиях. В работе [87] при изучении pp -соударений в эмульсии при $E_0 \approx 20$ Гэв было замечено, что в распределении $\langle P_1 \rangle$ в зависимости от p_{ii}^* для π -мезонов имеется максимум при $p_{ii}^* \sim 1 + 1,5$ Гэв/с; в работе [4] отмечен небольшой ($\sim 10-15\%$) провал в распределении $\langle P_1(p_{ii}^*) \rangle$ при $p_{ii}^* = 0$ для одного из каналов pp -взаимодействия при $E_0 = 29$ Гэв. С другой стороны, значительный провал при малых значениях p_{ii}^* для пионов и отсутствие его для протонов были предсказаны и количественно рассчитаны Хагедорном и Ранфт [33] в рамках термодинамической теории pp -соударений из чисто кинематических (малость массы пиона) соображений.

В данном разделе мы рассмотрим экспериментальные данные о зависимости $\langle P_1(p_{ii}^*) \rangle$ для вторичных протонов и пионов обоих знаков заряда, полученные в нашем эксперименте.

На рис. 18а представлена зависимость средних значений $\langle P_1 \rangle$ от $|p_{ii}^*|$ для протонов, π^+ - и π^- -мезонов из 455 pp -взаимодействий с числом вторичных заряженных частиц $n_{ch} = 2 + 12$. Хорошо видно, что в распределении $\langle P_1(p_{ii}^*) \rangle$ для пионов обоих знаков заряда имеется значительный провал при $p_{ii}^* = 0$, в то время, как для протонов средний поперечный импульс почти не зависит от p_{ii}^* (слабо уменьшается с ростом $|p_{ii}^*|$). На этом же рисунке приведены расчетные кривые термодинамической модели Хагедорна и Ранфт [33] для энергии 30 Гэв. Несмотря на различие энергий в нашем эксперименте (21 Гэв) и расчете (30 Гэв), представляется

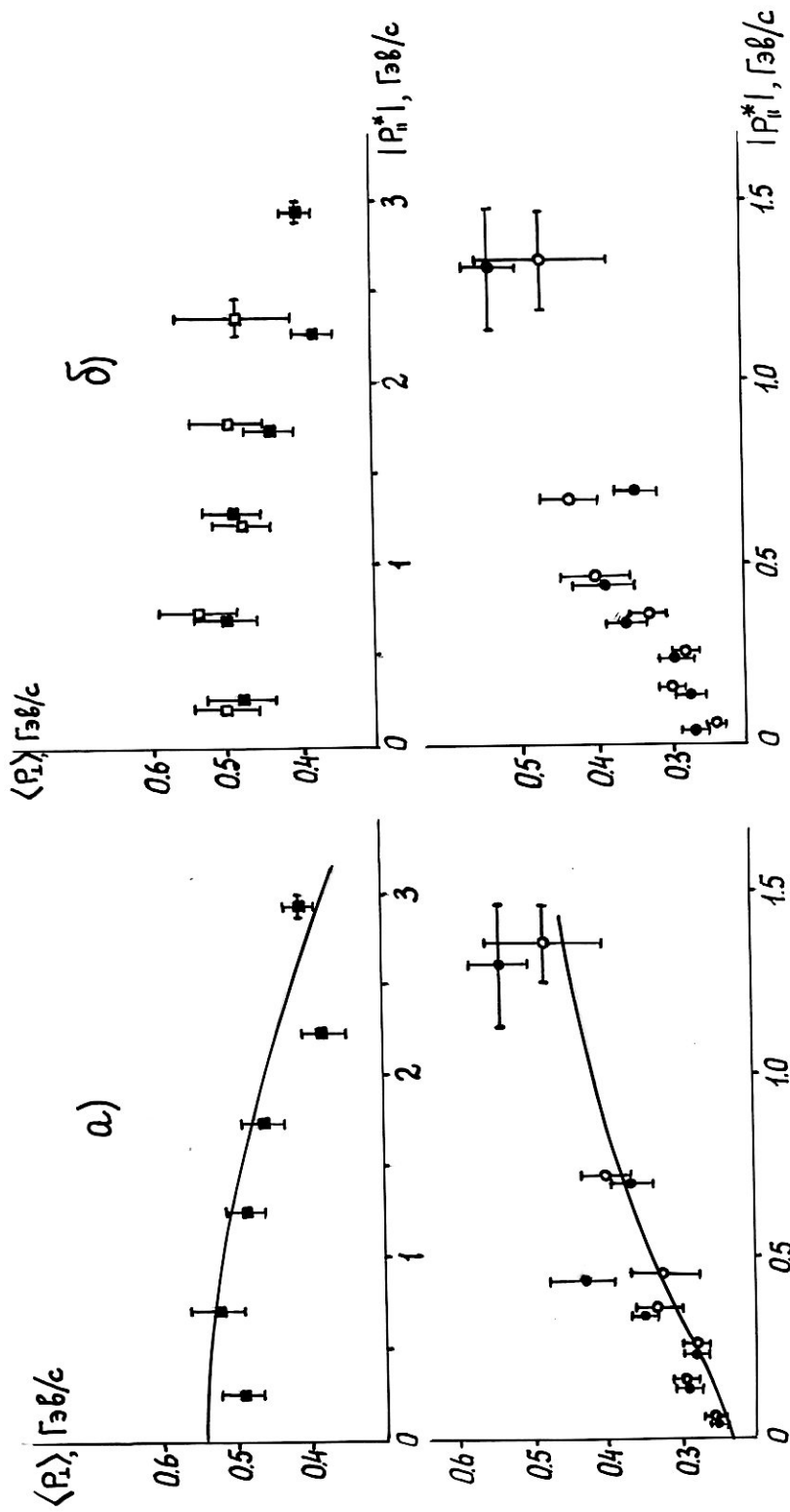


Рис.18 Зависимость $\langle R_1(P_n^*) \rangle$ в рр-взаимодействиях :

- а) ■ - протоны, ● - π^+ -мезоны, ○ - π^- -мезоны;
 б) ■, ● - протоны и π^+ -мезоны из звезд с $n_{ch} = 2, 4,$
 □, ○ - то же для звезд с $n_{ch} \geq 6$.

обоснованным вывод об удовлетворительном согласии модели с экспериментом. Действительно, вследствие практической независимости от энергии взаимодействия среднего поперечного импульса (по Хагедорну он возрастает на 0,01 в интервале 20 - 30 Гэв) и формы распределения продольных импульсов [7], упомянутое различие в энергиях не очень существенно*) искажает кривые на рис. 18.

Для дальнейшей проверки предположения о возможной динамической природе провала в распределении $\langle P_1(P_{||}^*) \rangle$ при $P_{||}^* = 0$ интересно исследовать зависимость эффекта от различных характеристик

pp-взаимодействия. С этой целью на рис. 18б показаны распределения $\langle P_1(P_{||}^*) \rangle$ для протонов и π^{\pm} -мезонов в событиях малой ($n_{ch} = 2, 4$) и большой ($n_{ch} = 6 + 12$) множественности. В предыдущем параграфе было показано, что при $n_{ch} = 2$ и 4 большинство протонов ($\sim 70\%$) имеют малые значения Δ^2 ($\Delta^2 < 1$ (Гэв/с) 2), в то время как в событиях с $n_{ch} = 6 + 12$, наоборот, в 70% случаев протоны имеют большие Δ^2 ($\Delta^2 > 1$ (Гэв/с) 2). Это позволяет считать в первом приближении события с $n_{ch} = 2$ и 4 - "периферическими", а звезды с $n_{ch} = 6 + 12$ - "центральными" взаимодействиями. Данные рис. 18б свидетельствуют об отсутствии заметной разницы между распределениями $\langle P_1(P_{||}^*) \rangle$ для этих двух типов событий, что является, по нашему мнению, дополнительным аргумен-

ж). Элементарный анализ теоретической зависимости $\langle P_1(P_{||}^*) \rangle$ в [33] показывает, что с уменьшением энергии кривые сохраняют свою форму, "сжимаясь" в направлении оси $P_{||}^*$, причем в области $P_{||}^* < 1,5$ Гэв/с уменьшение от 30 до 20 Гэв почти не сказывается. Заметим, что учет некоторого "сжатия" кривых на рисунке 18 лишь улучшит их согласие с экспериментальными данными.

том в пользу предположения о кинематической природе^{ж)} обсуждаемого эффекта. Аналогичное заключение получается и при других способах разбиения на "центральные" и "периферические" взаимодействия, например, при разбиении по Δ^2 независимо от n_{ch} .

На рис.19 представлено распределение $\langle P_{\perp}(P_{\perp}^*) \rangle$ для pn -взаимодействий (274 события с $n_{ch} = 3 \div 11$). Для вторичных пионов из этих событий опять наблюдаются четкие корреляции того же типа, что и для πp - и pp -взаимодействий. Распределение протонов в pn -событиях несколько асимметрично: средний поперечный импульс протонов, вылетающих в заднюю полусферу в с.ц.м. несколько меньше величины $\langle P_{\perp} \rangle$ для протонов, вылетающих в переднюю полусферу ($0,41 \pm 0,03$ и $0,51 \pm 0,03$ Гэв/с соответственно), однако отсутствие заметного провала в области $P_{\perp}^* \approx 0$ кажется очевидным. Более детальный анализ показывает, что и для pn -взаимодействий в пределах ошибок отсутствует какая-либо зависимость корреляционного эффекта от n_{ch} или Δ^2 .

Вся совокупность экспериментальных данных о характере распределения $\langle P_{\perp}(P_{\perp}^*) \rangle$ для различных типов вторичных частиц из неупругих взаимодействий адронов при ускорительных энергиях позволяет сделать вывод о слабой зависимости свойств этого распределения от энергии и типа взаимодействия. Это обстоятельство несомненно свидетельствует о кинематической природе корреляций между продольными и поперечными импульсами вторичных частиц.

ж). При расчетах по различным вариантам теории периферических одночастичных взаимодействий (напр., [102-105]) провал при $P_{\perp}^* = 0$ для пионов возникает вследствие влияния фазового объема; в рамках термодинамической модели он обусловлен малостью масс пиона. Как отмечено в работе [33], это, по существу, одно и то же.

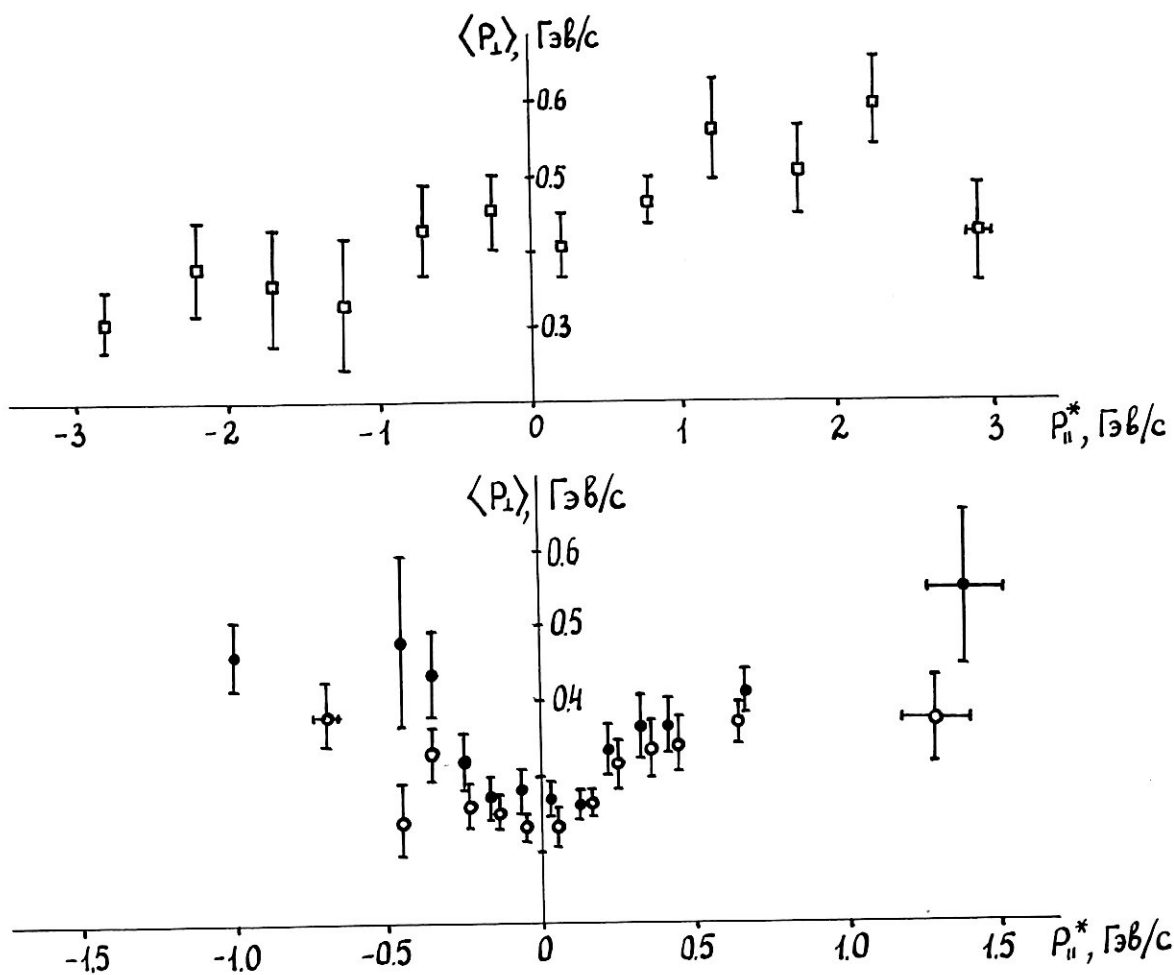


Рис.19 Зависимость $\langle P_1 (P_{II}^*) \rangle$ в $p\pi$ -взаимодействиях (обозначения те же, что на рис.18а).

§12. Неупругость и число нейтральных частиц.

Важной характеристикой взаимодействия является доля энергии, затрачиваемая на образование новых частиц, - неупругость. В настоящем разделе мы приведем данные о так называемых коэффициентах неупругости K , определяемых здесь как отношения полной энергии той или иной группы вторичных частиц к полной энергии сталкивающихся нуклонов (в литературе встречаются и другие определения K , выбранное нами - наиболее удобно хотя бы по причине равенства его средних значений в л.с. и с.ц.м. $\langle K \rangle = \langle K^* \rangle$ в pp -взаимодействиях [3]).

Для строгого вычисления полного коэффициента неупругости K - доли энергии, затрачиваемой на генерацию всех рожденных во взаимодействии частиц, - надо знать энергию обоих нуклонов после соударения. К сожалению, число событий с двумя идентифицированными протонами составляет относительно небольшую долю всех взаимодействий, поэтому приходится использовать некоторые предположения.

Если допустить, что средняя энергия вторичных нейтронов совпадает со средней энергией $\langle E_p^* \rangle$ протонов в с.ц.м. после соударения (ниже мы проанализируем корректность этого предположения), средний коэффициент неупругости в с.ц.м. равен

$$\langle K^* \rangle = \frac{E_c - 2\langle E_p^* \rangle}{E_c} \quad (12.1)$$

Величина $\langle K^* \rangle$, по нашим данным, равна $0,37 \pm 0,01$ для pp - и $0,45 \pm 0,01$ для pn -взаимодействий. Для звезд с двумя хорошо идентифицированными протонами (97 pp - и 28 pn -событий) соответствующие значения $\langle K^* \rangle = 0,39 \pm 0,02$ и $0,42 \pm 0,04$ в пределах ошибок совпадают с вычисленными по формуле (12.1) для всех звезд. С увеличением n_{ch} значения $\langle K^* \rangle$ быстро растут в соответствии с уменьшением $\langle E_p^* \rangle$ (см. табл. I). Величины

$\langle K^* \rangle$ для pp -взаимодействий с $n_{ch} + 1$ и pn -взаимодействий с n_{ch} совпадают, это позволяет ожидать, что учет pn -соударений с $n_{ch} = 1$ возможно сблизил бы (или уравнил) значения $\langle K^* \rangle$ для pp - и pn -столкновений.

В лабораторной системе корректный подсчет коэффициента неупругости K возможен в значительно большем проценте звезд: достаточно знать лишь энергию быстрого протона, а для нейтрона отдачи можно использовать усредненные характеристики протонов отдачи (ошибка такого приближения гораздо меньше ошибки, связанной с погрешностями импульсных измерений). Распределения по величине K , вычисленной в $\sim 60\%$ звезд с хорошо идентифицированным быстрым протоном, показаны на рис. 20а, б. Они не имеют каких-либо особенностей, плавно смещаясь с ростом n_{ch} в сторону больших значений K . Средние значения $\langle K \rangle$, равные $0,37 \pm 0,02$ для pp - и $0,41 \pm 0,02$ для pn -взаимодействий, совпадают в пределах ошибок с полученными в с.ц.м. (напомним, что для pn -случаев $\langle K \rangle$ может отличаться от $\langle K^* \rangle$ даже в среднем).

Очень интересен вопрос об энергораспределении между различными типами рожденных частиц (практически между заряженными и нейтральными пионами). Дело в том, что в некоторых работах были получены данные о сильном нарушении ожидаемого из соображений изотопической инвариантности отношения $\langle K_{\pi^{\pm}} \rangle / \langle K_{\pi^0} \rangle \approx 2$. Так, например, в работах Алма-Атинской группы при $E_0 \approx 20$ Гэв это отношение оказалось равным 1 как для pp - [87], так и для pn -взаимодействий [88]. В исследовании фотогруппы ФИАН [90, 93] это отношение было найдено близким к 1,5, хотя в пределах ошибок непротиворечивым и 2.

В таблице 4 и на рис. 20в показаны средние значения $\langle K_{\pi^{\pm}} \rangle$ и $\langle K_{\pi^0} \rangle$ в л.с. (значения K_{π^0} находились вычитанием $K_{\pi^{\pm}}$ из K , т.о. мы пренебрегали примесью каонов) для звезд с измерен-

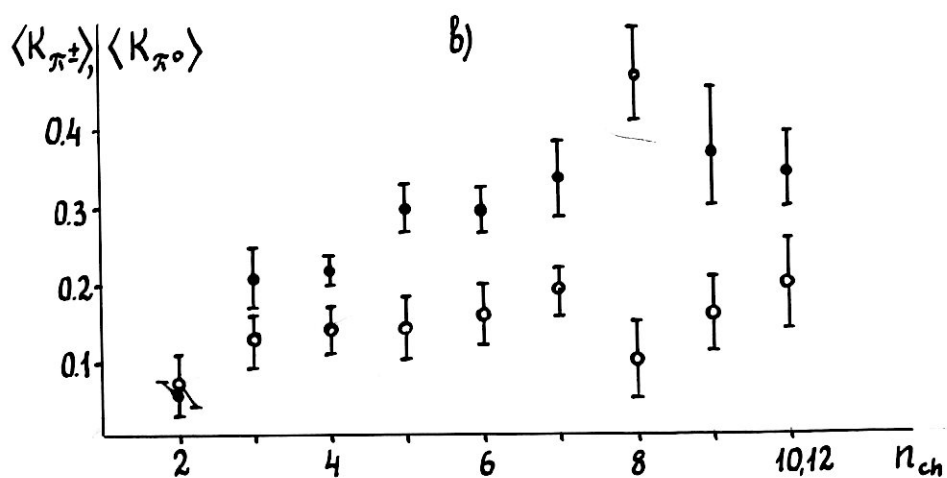
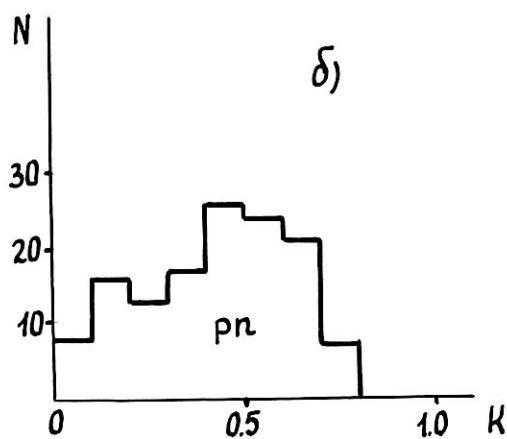
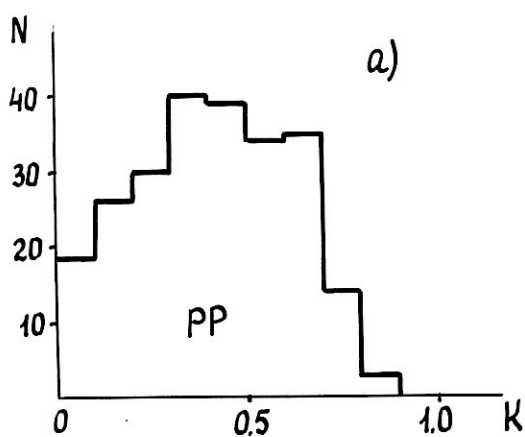


Рис.20 Распределения K (а,б) и средних K_{π^\pm} (•) и K_{π^0} (○) в зависимости от n_{ch} (в).

ным быстрым протоном. Как видно из таблицы 4, при всех $n_{ch} \geq 3$ среднее значение $\langle K_{\pi^0} \rangle$ составляет примерно половину от $\langle K_{\pi^\pm} \rangle$, как и ожидалось, исходя из гипотезы изотопинвариантности. Таким образом, указание на аномально большую долю энергии, уносимую нейтральными пионами в pN -взаимодействиях при $E_0 \approx 20$ Гэв [87, 88] не подтверждается^ж).

Таблица 4.

n_{ch}	$\langle K_{\pi^\pm} \rangle$	$\langle K_{\pi^0} \rangle$
2	$0,06 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,04$
4	$0,22 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,03$
6	$0,30 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,04$
8	$0,48 \pm 0,06$	$0,10 \pm 0,05$
10,12	$0,35 \pm 0,05$	$0,20 \pm 0,06$
pp	$0,23 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,03$
3	$0,21 \pm 0,04$	$0,13 \pm 0,04$
5	$0,30 \pm 0,03$	$0,14 \pm 0,04$
7	$0,34 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,03$
9,11	$0,38 \pm 0,08$	$0,16 \pm 0,06$
pn	$0,27 \pm 0,03$	$0,14 \pm 0,03$

В заключение раздела, посвященного неупругости pN -взаимодействий приведем таблицу (табл.5), в которой сведены наши экспериментальные данные

о распределении энергии между различными типами вторичных частиц в pp -взаимодействиях (они получены в предположении, что $\langle E_p^* \rangle = \langle E_n^* \rangle$) вместе с предсказаниями термодинамической моде-

ж). Здесь уместно заметить, что в работах [87,88] импульсные спектры заряженных вторичных частиц значительно "мягче", а средние значения импульсов, поперечных импульсов и т.д. - меньше, чем в работах, выполненных методами пузырьковых камер или эмульсий в магнитном поле. Это свойственно и многим другим работам, в которых импульсные измерения в эмульсии проводились по методу многократного рассеяния лишь на следах с очень малым углом наклона к плоскости эмульсии (достаточно сравнить данные обзора Барашенкова и др. [3] с результатами работ последних лет, напр., обзорами [4,5]). Причина расхождения нам пока не ясна, мы надеемся рассмотреть этот вопрос в будущем.

Таблица 5.

Частицы	$\langle K^* \rangle$	По [33]
π^+	$0,16 \pm 0,01$	0,15
π^0	$0,12 \pm 0,02$	0,15
π^-	$0,09 \pm 0,01$	0,09
$p+n$	$0,62 \pm 0,01$	0,58
$K^{\pm,0}$	0,01	0,03

ли Хагедорна [33]. Учитывая, что часть K-мезонов не могла быть проидентифицирована в нашем эксперименте и оказалась расписанной между пионами и протонами, следует признать хорошее согласие наших данных с термодинамической теорией.

Такой же вывод можно сделать и из сравнения данных таблицы 4 (л.с.) с теоретическими значениями работы [33].

Наконец, в таблице 6 приведены экспериментальные данные о средних энергиях протонов (а также пионов),

Таблица 6

вылетающих "вперед" и "назад" в с.ц.м. $p\pi$ -взаимодействий. Из таблицы следует, что в пределах ошибок нашего опыта энергия всех типов частиц с $\theta^* < \pi/2$ и $\theta^* > \pi/2$ в $p\pi$ -соударениях одинакова^{ж)}. Ранее использованное нами приближение $\langle E_p^* \rangle = \langle E_n^* \rangle$ в свете данных табл.6 представляется достаточно обоснован-

Частицы	$\langle E^* \rangle$, Гэв		
	$\theta^* < \pi/2$	$\theta^* > \pi/2$	
3	p	$2,04 \pm 0,09$	$1,83 \pm 0,13$
	π^+	$0,63 \pm 0,04$	$0,64 \pm 0,07$
	π^-	$0,62 \pm 0,05$	$0,52 \pm 0,05$
5	p	$1,67 \pm 0,07$	$1,65 \pm 0,13$
	π^+	$0,53 \pm 0,03$	$0,52 \pm 0,04$
	π^-	$0,48 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,03$
7	p	$1,53 \pm 0,10$	$1,37 \pm 0,13$
	π^+	$0,40 \pm 0,04$	$0,46 \pm 0,05$
	π^-	$0,47 \pm 0,04$	$0,46 \pm 0,04$
9,II	p	$1,40 \pm 0,15$	$1,49 \pm 0,11$
	π^+	$0,50 \pm 0,09$	$0,42 \pm 0,05$
	π^-	$0,33 \pm 0,03$	$0,45 \pm 0,05$
Все $p\pi$	p	$1,80 \pm 0,05$	$1,65 \pm 0,07$
	π^+	$0,55 \pm 0,02$	$0,54 \pm 0,03$
	π^-	$0,51 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,02$

ж). Весьма вероятно, что для протонов это не так (см. последнюю полосу табл.6, а также данные по Δ^2 для $p\pi$ -взаимодействий (§10) и по среднему поперечному импульсу для протонов с $\theta^* < \pi/2$ и $\theta^* > \pi/2$ (§11)). Однако, различие в $\langle E_p^* \rangle$ для протонов с (Продолжение - на след. стр.)

ным (действительно, исходя из изотопинвариантности, средние энергии перезарядившихся протонов и нейтронов должны быть одинаковы). Даже если предположить, что перезарядившиеся нуклоны уносят несколько меньшую (в количественном выражении последней полосы таблицы 6) энергию, чем неперезарядившиеся, — данные по неупругости, приведенные выше, изменятся крайне незначительно.

Мы попытались далее оценить среднее число нейтральных пионов $\langle n_{\pi^0} \rangle$ в зависимости от n_{ch} , имея в виду большие разногласия по этому вопросу в предыдущих работах. Вычисление $\langle n_{\pi^0} \rangle$ производилось нами двумя способами:

а) предполагая, что $\langle E_{\pi^0} \rangle = \langle E_{\pi^\pm} \rangle$ (так как $\langle E_{\pi^+} \rangle$ очень близко к $\langle E_{\pi^-} \rangle$ (табл. I), можно думать, что это — хорошее предположение), имеем для событий, в которых вычислялся K (звезды с идентифицированным быстрым протоном):

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = \langle K_{\pi^0} \rangle \langle n_{\pi^\pm} \rangle / \langle K_{\pi^\pm} \rangle, \tag{I2.2}$$

б) предполагая дополнительно, что $\langle E_p^* \rangle = \langle E_n^* \rangle$ (корректность этого предположения обсуждалась выше), можно оценить для всех событий по формуле

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = [E_c - 2\langle E_p^* \rangle - \langle n_{\pi^\pm} \rangle \langle E_{\pi^\pm}^* \rangle - \langle n_{K^\pm} \rangle \langle E_{K^\pm}^* \rangle] / \langle E_{\pi^\pm}^* \rangle. \tag{I2.3}$$

Результаты оценки $\langle n_{\pi^0} \rangle$ по обеим формулам представлены в таблице 7. Несмотря на большие погрешности в $\langle n_{\pi^0} \rangle$, хорошо видно, что $\langle n_{\pi^0} \rangle$ растет с увеличением n_{ch} . Для всех n_{ch} и в целом для pp — и $p\bar{n}$ — взаимодействий:

ж) (см. предыдущую стр.)

$\theta^* < \pi/2$ и $\theta^* > \pi/2$ невелико ($\sim 8\%$) и не выходит за рамки двух стандартных отклонений. Для обоснованного вывода о различии между перезарядившимися и неперезарядившимися нуклонами нужна большая статистика, чем та, которой мы располагаем.

Таблица 7.

n_{ch}	По (I2.2)	По (I2.3)	$\langle n_{\pi^0} \rangle$	$\frac{\langle n_{\pi^0} \rangle}{\langle n_{\pi^\pm} \rangle}$
2	0,6	0,3	$0,4 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,3$
4	1,5	1,1	$1,3 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,1$
6	2,3	1,6	$1,9 \pm 0,5$	$0,4 \pm 0,2$
8	1,4	1,0	$1,2 \pm 0,7$	$0,2 \pm 0,2$
10,12	3,8	3,2	$3,5 \pm 1,1$	$0,5 \pm 0,2$
pp	1,6	1,2	$1,4 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,1$
3	1,0	1,8	$1,4 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,2$
5	1,6	1,9	$1,8 \pm 0,4$	$0,4 \pm 0,1$
7	2,7	2,1	$2,4 \pm 0,7$	$0,5 \pm 0,2$
9,11	3,0	0,5	$1,8 \pm 1,2$	$0,2 \pm 0,2$
pn	1,6	2,0	$1,8 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,1$

$$\langle n_{\pi^0} \rangle \approx \frac{1}{2} \langle n_{\pi^\pm} \rangle. \quad (I2.4)$$

Таким образом, число пионов с различным знаком заряда и энерго-распределение между ними в pN -взаимодействиях находятся в соответствии с ожидаемыми из соображений изотопической инвариантности. Заметим, однако, что эти два утверждения не являются независимыми: из формул (I2.2) и (I2.3) следует, что первое из них в значительной степени является следствием второго.

§13. 0 генерации изобар в pN -взаимодействиях.

Фотоэмульсионная методика представляет очень ограниченные возможности для изучения генерации резонансов вследствие малой статистики, больших погрешностей в импульсных измерениях и практической невозможности выделения отдельных каналов реакций. Мы, однако, попытались исследовать распределения эффективных масс систем $p\pi^+$, $p\pi^-$, $\pi^+\pi^-$ и $p\pi^+\pi^-$ в измеренных pp - и pn -соударениях. При достигнутых нами точностях в угловых и импульсных измерениях (глава 2) относительная погрешность в определении

$M_{p\pi}^*$ в области масс 1,1 - 2 Гэв составляла 5 - 10 % (в заднем конусе еще меньше); для остальных M^* эта погрешность составляла $\sim 10 - 30 \%$.

На рис. 2I показаны распределения эффективных масс $M_{p\pi}^*$ для всех $p\pi^+$ - и $p\pi^-$ -комбинаций из pp -взаимодействий (геометрический фактор учитывался в предположении статистической независимости углов вылета частиц - см. примечание на стр. 45). Хорошо виден обеспеченный пик в спектре масс $M_{p\pi^+}^*$ в области Δ^{++} (1236)-изобары и отсутствие пика в этой области для $p\pi^-$ -системы. Если нормировать друг к другу $M_{p\pi^+}^*$ - и $M_{p\pi^-}^*$ - распределения в области масс вне Δ^{++} -пика, элементарная вычитательная процедура приводит к выводу, что Δ^{++} -изобара рождается в $\sim 10 - 20 \%$ всех pp -соударений (сечение ее образования $4,5 \pm 1,5$ мбарн). Рассмотрение $M_{p\pi^+}^*$ -распределений при отдельных n_{ch} показывает, что главный вклад дают события с $n_{ch} = 4$ и частично с $n_{ch} = 2$ и 6. В pn -взаимодействиях также имеется пик в области массы Δ^{++} -изобары, но гораздо менее выраженный (доля событий с рождением Δ^{++} -изобары оценена в $\sim 5 \%$, а сечение $\sim 1,5$ мбарн), основной вклад дают звезды с $n_{ch} = 5$. При $n_{ch} > 6$ распределения $M_{p\pi^+}^*$ и $M_{p\pi^-}^*$ совпадают как в pp -, так и в pn -событиях. Наши данные по сечению рождения Δ^{++} -изобары в ансамбле pp -взаимодействий находятся в качественном согласии с полученными для отдельных каналов pp -соударений методом пузырьковых камер [4,5] (суммарное сечение рождения Δ^{++} -изобары в исследованных в этих работах каналах (см. §I) - около 2 мбарн).

В распределениях эффективных масс $\pi^+\pi^-$ - и $p\pi^+\pi^-$ -систем нами не было обнаружено никаких особенностей. Это также согласуется с данными пузырьковых камер об очень малых сечениях генерации бозонных резонансов в изученных каналах pp -взаимо-

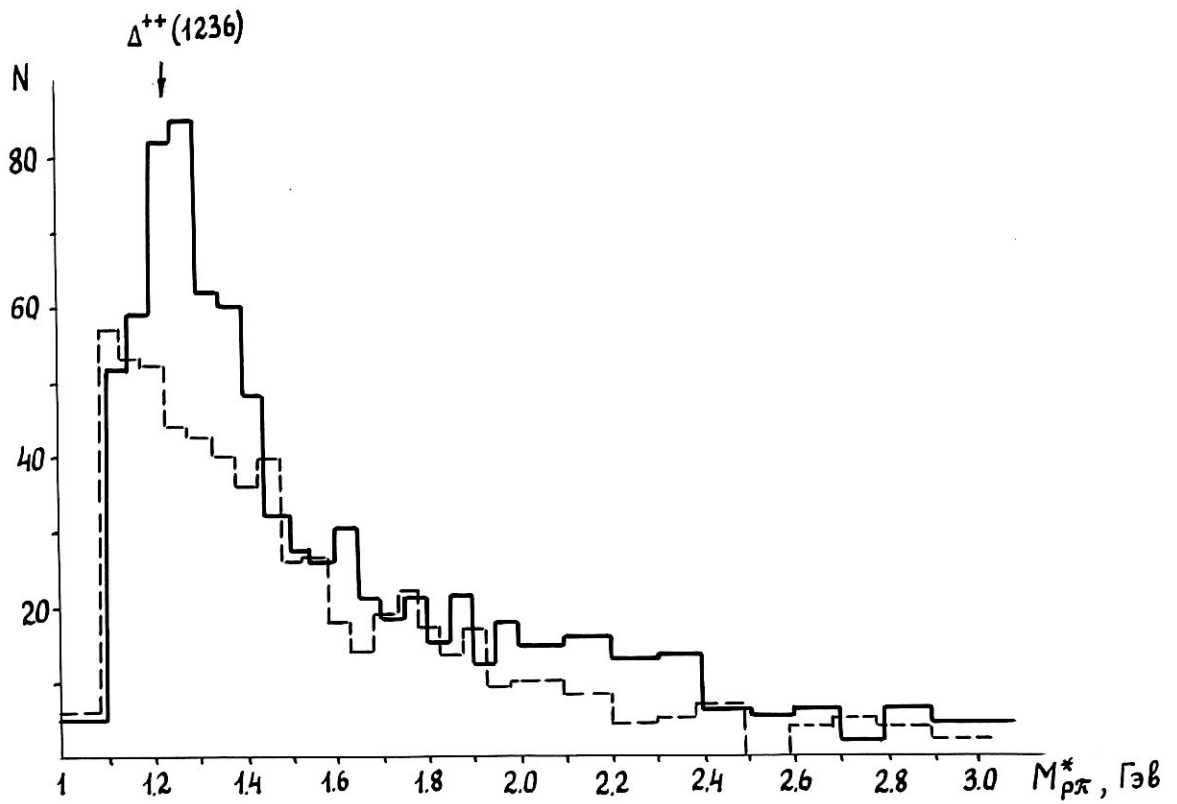


Рис.2I Распределение $M_{\rho\pi+}^*$ (сплошная линия) и $M_{\rho\pi-}^*$ (пунктир) в pp -взаимодействиях.

действия и сравнительно небольшими сечениями рождения резонансов в $p\pi^+\pi^-$ -системе при $n > 4$ (здесь n - полное число вторичных частиц!).

§14. Сравнение с камерными данными.

Как уже отмечалось, подавляющее большинство камерных работ при $E_0 > 10$ Гэв относится к отдельным каналам pp -взаимодействия, доля которых в полном ансамбле pp -соударений невелика ($\sim 10 - 15\%$). Недавно, однако, нам стала известна работа (пока - неопубликованная) скандинавской коллаборации [95], в которой было предпринято глобальное изучение общих характеристик pp -соударений при близкой энергии (19 Гэв) на большой статистике (9274 события), полученной в 2-хметровой жидководородной пузырьковой камере. Представляет интерес сравнение наших данных с данными этой работы.

Отметим сразу же, что значительно превосходя эмульсионную методику в чистоте событий, статистике и точности импульсных измерений, водородная камера имеет все же существенный недостаток, заключающийся в невозможности прямой идентификации быстрых ($E \approx 1$ Гэв) частиц в большинстве реакций. Поэтому авторами [95] были применены следующие упрощения:

а) неучет странных частиц; все отрицательно заряженные частицы ("минус-частицы") считались π^- -мезонами, положительно заряженные ("плюс-частицы") - протонами и π^+ -мезонами;

б) доля π^+ -мезонов среди "плюс-частиц" при всех n_{ch} была определена из полученных в опытах с электроникой при тех же энергиях отношения n_{π^+} / n_{π^-} для pp -соударений при нескольких фиксированных углах вылета (в [95] общее значение n_{π^+} / n_{π^-} было принято равным 1,58, по нашим данным это число равно $1,7 \pm 0,1$);

в) кинематические характеристики π^+ - и π^- -мезонов пред-

полагались одинаковыми, тогда все характеристики протонов определялись вычитанием из любых распределений "плюс-частиц" соответствующего распределения "минус-частиц", умноженного на фактор 1,58;

г) аналогичная процедура использовалась и для разделения нейтральных частиц на нейтроны и π^0 -мезоны: среднее число последних было определено по количеству наблюдаемых в камере присоединенных электрон-позитронных пар с последующей геометрической поправкой, а средняя энергия их предполагалась равной энергии π^- -мезонов ("минус-частиц").

Имея в виду наши данные по pN -взаимодействиям, ясно, что эти приближения могут в той или иной степени исказить некоторые из характеристик, причем эти искажения носят характер систематических погрешностей.

Таблица 8.

Характеристика	НВС; 19 Гэв/с	E_m , 21 Гэв/с
$\langle n_{ch} \rangle$	4,02	$4,36 \pm 0,09$
$\langle n_+ \rangle$	3,01	$3,18 \pm 0,08$
$\langle n_- \rangle$	1,01	$1,18 \pm 0,05$
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	1,01	$1,13 \pm 0,05$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$1,60^{\#}$	$1,93 \pm 0,08$
$\langle n_p \rangle$	$1,41^{\#}$	$1,24 \pm 0,06$
$\langle n_{\pi^0} \rangle$	$1,4 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,2$
$\langle n_{\pi^{\pm,0}} \rangle$	$4,0 \pm 0,1^{\#}$	$4,46 \pm 0,25$

В таблицах 8 и 9 представлены данные сравнения общих характеристик pp -соударений, полученных в водородной камере (НВС) в [95], с соответствующими характеристиками из нашей работы (E_m). Анализ этих данных позво-

ляет, по нашему мнению, сделать следующие заключения (помня о небольшой, но все же разнице в первичных энергиях):

1). По тем характеристикам, данные о которых в НВС заслужива-

ж). Найдено в предположении, что $\langle n_{\pi^+} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle = 1,58$.

Таблица 9.

n_{ch}	% событий		Число рожденных пионов $\langle n_{\pi} \rangle$		$\langle p_1 \rangle$ ж), Мэв/с		$\langle E_{\pi}^* \rangle$ ж), Гэв/с		$\langle K_{\pi}^* \rangle = \langle n_{\pi} \rangle \langle E_{\pi}^* \rangle / E_c$	
	НВС	E_m	НВС	E_m	НВС	E_m	НВС	E_m	НВС	E_m
2	30,6	24,0 ± 2,4	1,9	1,3 ± 0,4	-	-	-	-	0,23	0,16 ± 0,05
4	44,3	44,0 ± 3,0	3,94	4,1 ± 0,3	332 ± 3	328 ± 18	0,57	0,59 ± 0,03	0,37	0,39 ± 0,04
6	19,6	23,7 ± 2,3	5,54	6,3 ± 0,6	313 ± 6	316 ± 17	0,50	0,50 ± 0,02	0,45	0,49 ± 0,05
8	4,6	6,8 ± 1,2	7,23	7,8 ± 0,8	297 ± 11	275 ± 19	0,43	0,43 ± 0,03	0,51	0,54 ± 0,07
10	0,8	1,3 ± 0,6	9,2	10,7 ± 1,5	252 ± 24	231 ± 34	0,40	0,34 ± 0,04	0,60	0,59 ± 0,08

ж). Данные только для π^- -мезонов.

от безусловного доверия (например, $\langle n_{ch} \rangle$, $\langle n_{\pi^-} \rangle$, $\langle n_{\pi^0} \rangle$, $\langle p_1 \rangle_{\pi^-}$, $\langle E_{\pi}^* \rangle$ и некоторые другие), наличие хорошее согласие между данными НВС и нашими.

2). Имеется расхождение между данными [95] и нами по доле протонов и π^+ -мезонов среди "плюс-частиц" (впрочем, не очень значительное). Нам кажется, однако, что именно по этому пункту процедура, использованная в [95], не является убедительной. В пользу этого утверждения говорит и разительная разница между данными [95] и соответствующими данными (табл. I) у Хагедорна [33], который также использовал данные по спектрам частиц, полученные с помощью электроники, но пришел к совершенно другой пропорции между p^- и π^+ -частицами среди положительно заряженных частиц из всего ансамбля pp^- -соударений.

3). По всем остальным характеристикам ($\langle n_{\pi^0} \rangle$, $\langle K_{\pi} \rangle$ и др.), данные о которых в НВС справедливы, по-видимому, с точностью, не лучшей (несмотря на очень большую статистику) нескольких процентов, - также можно констатировать вполне удовлетворительное согласие.

Помимо показанных в табл. 8 и 9 средних характеристик pp - соударений, в [95] имелись данные об импульсных распределениях ($|p_{||}^*$ и p_{\perp} в с.д.м.) для отрицательно заряженных частиц при разных n_{ch} . Сравнение соответствующих распределений π^- -мезонов в нашем эксперименте с данными [95] также показывает хорошее согласие.

Общее заключение, которое может быть сделано на основании данных настоящего раздела, заключается в том, что метод фотоэмульсий в сильных магнитных полях позволяет получать правильные и в достаточной степени полные данные о характеристиках вторичных заряженных частиц из взаимодействий большой энергии с нуклонами и ядрами.

*Энергия - гамма
нуклоны
абсолютно
для распределения*

НЕКОГЕРЕНТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ ЭМУЛЬСИИ. ✓

§15. Введение. Множественность, состав и угловое распределение ливневых частиц.

В данной главе будут изложены результаты экспериментального исследования свойств вторичных ливневых частиц, генерированных во взаимодействиях протонов с энергией 21 Гэв с тяжелыми ядрами эмульсии. Как отмечалось в главе I, данных о взаимодействиях такого типа очень немного (в особенности скудны сведения о характеристиках, которые могут быть получены лишь на основе измерений импульсов и идентификации ливневых частиц). Взаимодействия протонов с тяжелыми ядрами эмульсии в сильном магнитном поле ранее изучались при энергиях 14 [69] и 24 [68], однако число идентифицированных частиц в этих работах составляло весьма незначительную долю вторичных.

Нами были измерены (глава 2) 123 события с числом сильноионизирующих частиц (n_h) $n_h \geq 8^{\#}$, отобранные систематическим путем из большого числа таких взаимодействий, найденных просмотром по следу. Число идентифицированных частиц составило $\sim 70\%$ полного числа ливневых частиц. Геометрический фактор (§6) в нашем эксперименте играл незначительную роль; полное число ливневых частиц (равное 934,6), полученное после применения формулы (6,1) к идентифицированным частицам, совместимо с истинным числом ливневых заряженных частиц $\sum n_s = 939$.

При идентификации вторичных частиц по методу "ионизация-импульс", как отмечалось в гл.2, возникает неопределенность для

ж). Конечно, при таком отборе пропускается часть взаимодействий с тяжелыми ядрами, у которых $n_h \leq 7$ (по литературным данным $\sim 20 - 30\%$).

части положительно заряженных частиц. Подавляющее большинство измеренных ливневых частиц в нашем опыте ($\sim 97\%$) имело импульс и ионизацию, совместимые с ионизационными кривыми для пионов или протонов, и лишь 3% можно было уверенно идентифицировать как каоны, дейтроны, отрицательно заряженные гипероны и электроны. Разумеется, последняя цифра должна рассматриваться лишь как нижний предел (вследствие малочисленности эти частицы, как правило, не будут рассматриваться в дальнейшем анализе), а число пионов и протонов (так же, как и для pN -взаимодействий) оказывается слегка завышенным.

В табл. I0 приведен состав заряженных ливневых частиц, подсчитанный при следующих предположениях:

а). Все ливневые частицы, за исключением надежно идентифицированных странных частиц, дейтронов и электронов, суть протоны и пионы;

б). Среди неоднозначно идентифицированных частиц (группа $(p\pi^+)$), составляющих около 9% полного числа релятивистских частиц, доля пионов равна $0,3 \pm 0,1$ (см. §16) независимо от числа сильно-ионизирующих частиц в звезде.

С целью выяснения зависимости характеристик ливневых частиц от степени развития внутриядерного каскада мы разбили все исследованные нами ливни на две группы примерно одинаковой численности, по числу сильноионизирующих частиц в звезде ($n_h < 16$ и $n_h \geq 16$)^{ж)}. Как видно из табл. I0, среднее число ливневых частиц во второй группе в $1,5$ раза больше, чем в первой, причем рост числа ливневых частиц происходит главным образом за счет пионов. Это обстоятельство проявляется еще более отчетливо, если сравнить дан-

ж). Мы отдаем себе отчет в том, что n_h - не наилучшая характеристика степени развития внутриядерного каскада.

ные табл. I0 с данными табл. I для ρN -взаимодействий: при переходе от элементарного акта к взаимодействиям с тяжелым ядром, сопровождающимся сильным возбуждением (практически развалом) ядра, число ливневых пионов увеличивается более чем в два раза.

Угловые распределения ливневых частиц в масштабе величины $x = \lg |\operatorname{ctg} \theta|$ (θ - пространственный угол вылета частицы в л. с.к.)^{ж)} приводятся на рис. 22 и 23. При их построении мы исходили из предположений о доле положительных пионов среди $(\rho\pi^+)$ -частиц, равной 0,3 (§ I6), и независимости среднего поперечного импульса для $(\rho\pi^+)$ -частиц от угла вылета^{жж)}. Угловые распределения протонов оказываются более узкими для всех групп ливней, чем распределения для π^\pm -мезонов, распределения положительных и отрицательных пионов - близкими друг к другу, а с увеличением числа сильноионизирующих в звездах наблюдается сильный сдвиг угловых распределений в сторону больших углов вылета. Это подтверждают и данные табл. II, в которую сведены эмпирические средние значения и дисперсии (меры анизотропии) распределений, представленных на рис. 22 и 23, а также соответствующие значения для ρN -взаимодействий, описанных в главе 3.

§ I6. Распределения импульсов и поперечных импульсов.

В импульсных распределениях π^+ -мезонов и протонов в облас-

ж). В связи с тем, что доля ливневых частиц с $\theta > \pi/2$ в наших звездах невелика ($\sim 4\%$), распределение этой величины практически не отличается от распределения обычно используемой величины $\lambda = \lg \operatorname{ctg} \theta$.

жж). В § I6 будет показано, что такое предположение для протонов неверно, однако степень этого нарушения не настолько велика, чтобы существенно исказить угловые распределения.

*Литература
вспомогательная
lg ctg theta*

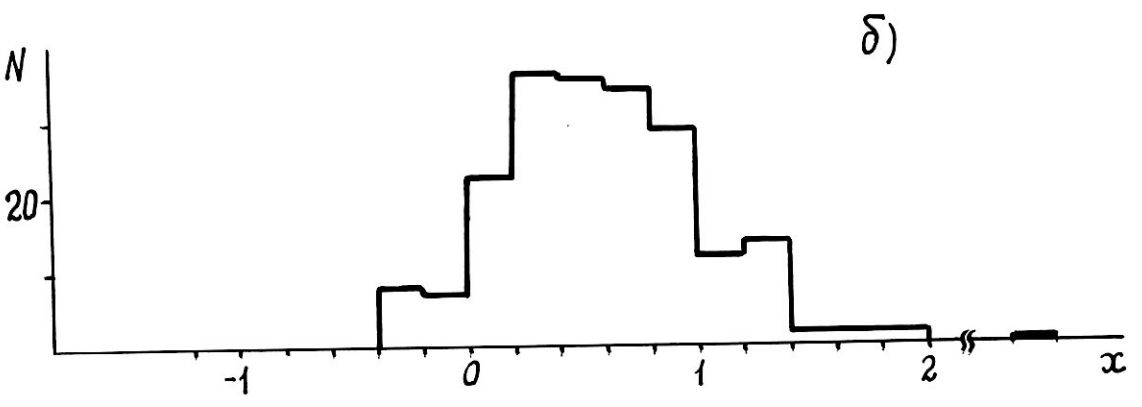
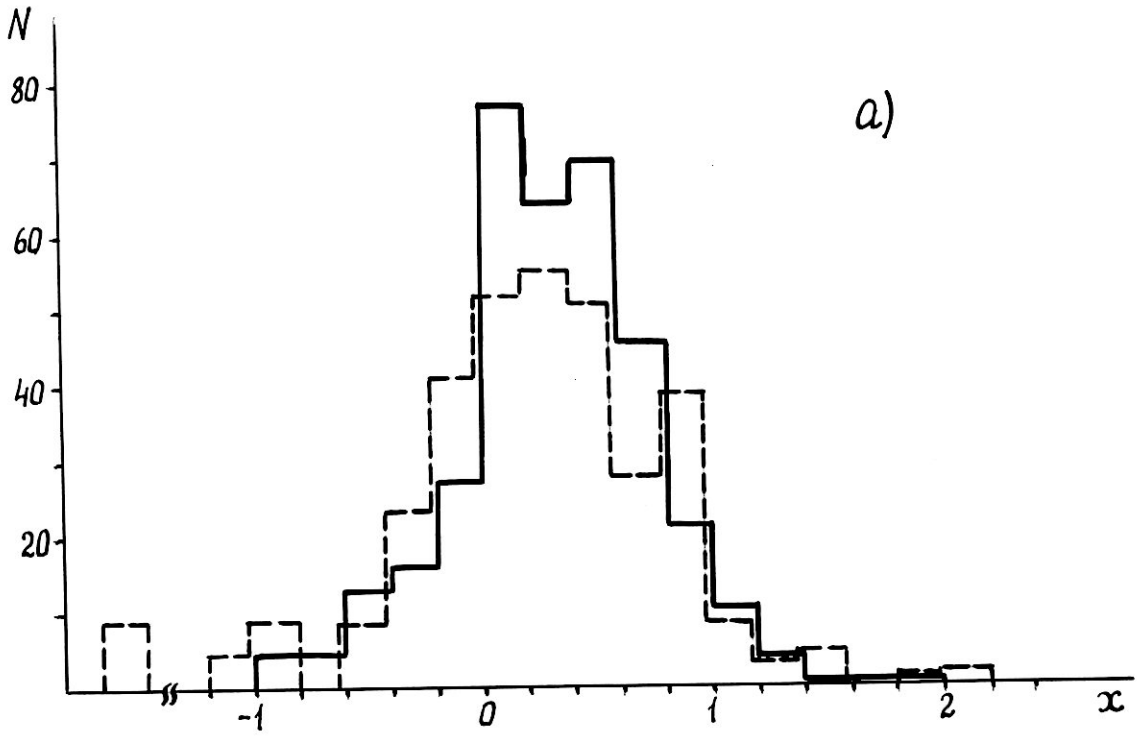


Рис.22 Угловое распределение ливневых частиц:
 а) положительные (сплошная линия) и отрицательные (пунктир) пионы; б) протоны.

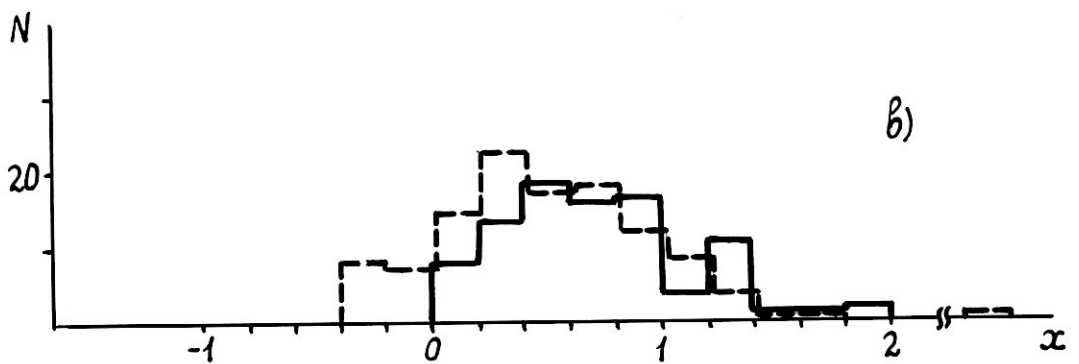
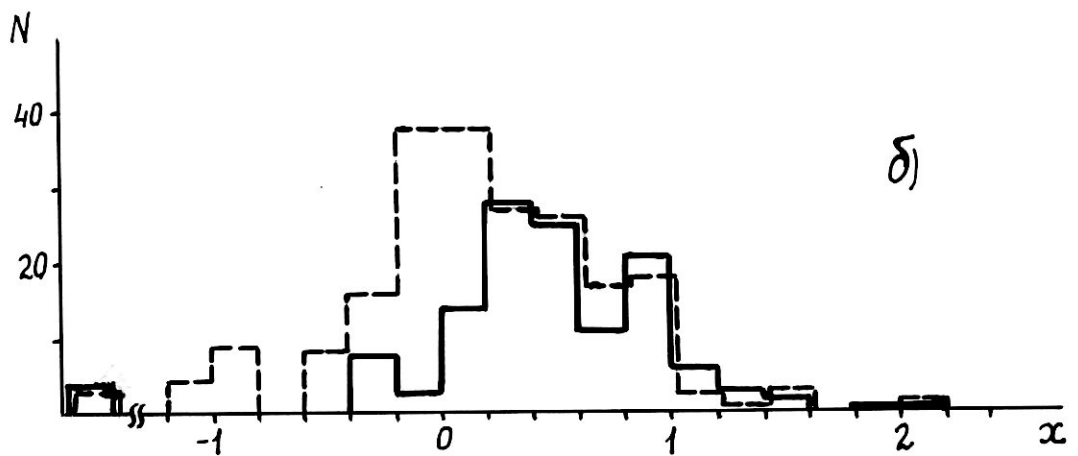
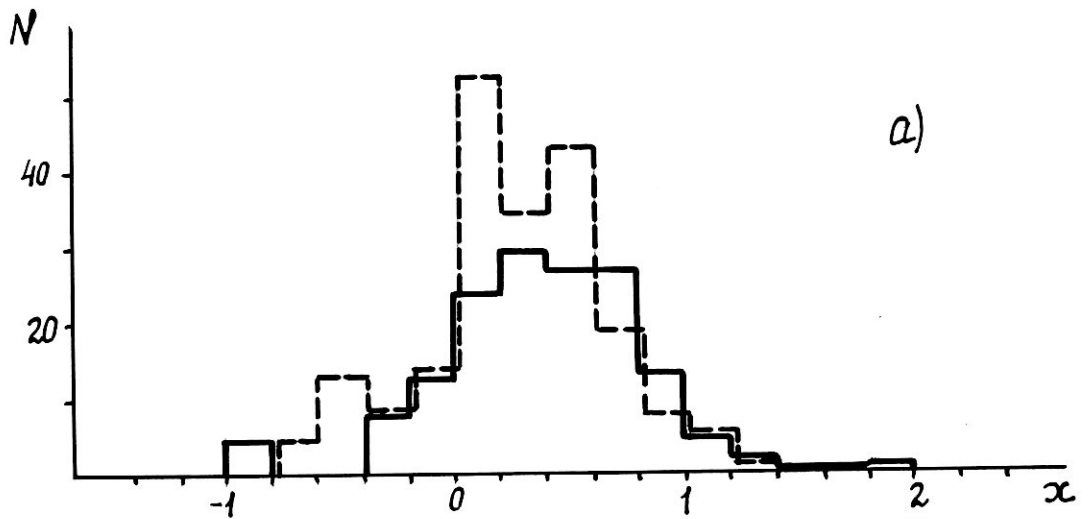


Рис.23 Угловое распределение ливневых частиц в звездах с различным числом сильноионизирующих:
 а) положительные пионы, б) отрицательные пионы, в) протоны; сплошная линия - звезды с $n_k < 16$, пунктир - звезды с $n_k \geq 16$.

Таблица I0.

Характеристика	Тип частиц			Все ливневые частицы		
	ρ	π^+	π^-	ρ	π^+	π^-
Средняя множественность:						
а) все (123 звезды)	$1,7 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,2$	$7,6 \pm 0,3$		
б) $n_h < 16$ (63 звезды)	$1,5 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,2$	$6,2 \pm 0,4$		
в) $n_h \geq 16$ (60 звезд)	$1,9 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,3$	$9,1 \pm 0,5$		
г) $n_h \geq 25$ (14 звезд)	$2,1 \pm 0,4$	$3,9 \pm 0,7$	$3,3 \pm 0,6$	$9,3 \pm 0,9$		
Доля полного числа заряженных ливневых частиц (в %):						
а) все звезды	22 ± 2	38 ± 3	37 ± 3	100		
б) $n_h < 16$	24 ± 3	40 ± 4	33 ± 4	100		
в) $n_h \geq 16$	21 ± 2	38 ± 3	39 ± 3	100		

Таблица II.

Характеристика:	Среднее значение: $\langle x \rangle \cdot 100$			Дисперсия: $\sigma^2(x) \cdot 100$		
	π^+	π^-	ρ	π^+	π^-	ρ
Группа звезд	Все	Все	Все	Все	Все	Все
ρN - взаимодействия	59 ± 2	56 ± 2	59 ± 3	66 ± 1	30 ± 1	27 ± 2
Все звезды с $n_h \geq 7$	33 ± 2	31 ± 3	59 ± 3	38 ± 1	19 ± 2	28 ± 3
Звезды с $n_h < 16$	40 ± 4	49 ± 4	73 ± 4	51 ± 3	20 ± 3	19 ± 3
Звезды $n_h \geq 16$	26 ± 3	19 ± 4	48 ± 4	28 ± 2	16 ± 2	29 ± 3

ти $1,5 < p < 3$ Гэв/с (рис.24) обращает на себя внимание "провалы", связанные с невозможностью идентификации частиц с одинаковым знаком заряда в местах пересечения ионизационных кривых. В этом же сравнительно узком интервале импульсов и сосредоточено большинство (~ 80 %) неоднозначно идентифицированных частиц группы $(p\pi^+)$.

Для выяснения вопроса о доле протонов и пионов среди частиц группы $(p\pi^+)$ сделаем два независимых предположения. Первое: импульсные распределения протонов и пионов обоих знаков заряда описываются некоторой гладкой функцией, например

$$a(p-b)^{-m}, \quad (16.1)$$

где b - величина, равная 0,2 Гэв/с для пионов и 1,2 Гэв/с для протонов^ж), a и m - константы, определяемые эмпирически по участкам распределений в областях $p < 1,5$ Гэв/с и $p > 3$ Гэв/с для протонов и π^+ -мезонов. Второе: число π^- -мезонов в интервале $1,5 < p < 3$ Гэв/с равно числу π^+ -мезонов в этом же интервале (точнее предполагалось не равенство, а пропорциональность полному числу π^+ - и π^- -мезонов), а доля последних в группе $(p\pi^+)$ -частиц не зависит от импульса. Каждое из упомянутых предположений приводит к оценке доли положительных пионов среди группы $(p\pi^+)$ -частиц, равной 30 ± 10 %. Сходные оценки можно также получить из анализа угловых, энергетических и др. распределений частиц, однако вследствие их зависимости от импульса эти оценки являются в значительной степени косвенными.

Аналогичная процедура предельвалась нами и при анализе $pN-$

ж). При значениях импульсов протонов и пионов ниже указанных эффективность регистрации в условиях нашего эксперимента в данном наборе звезд из-за ошибок измерений существенно меньше единицы.

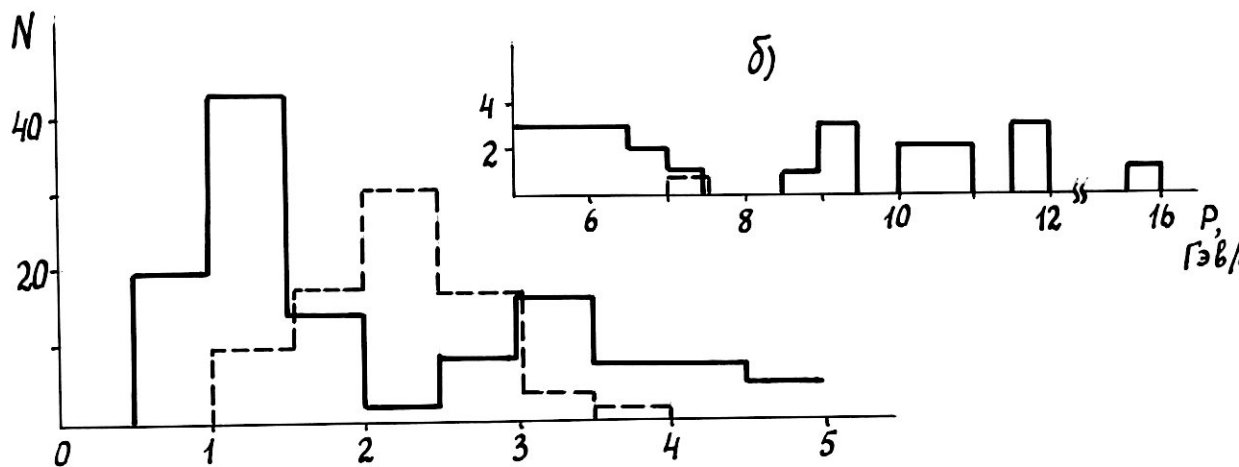
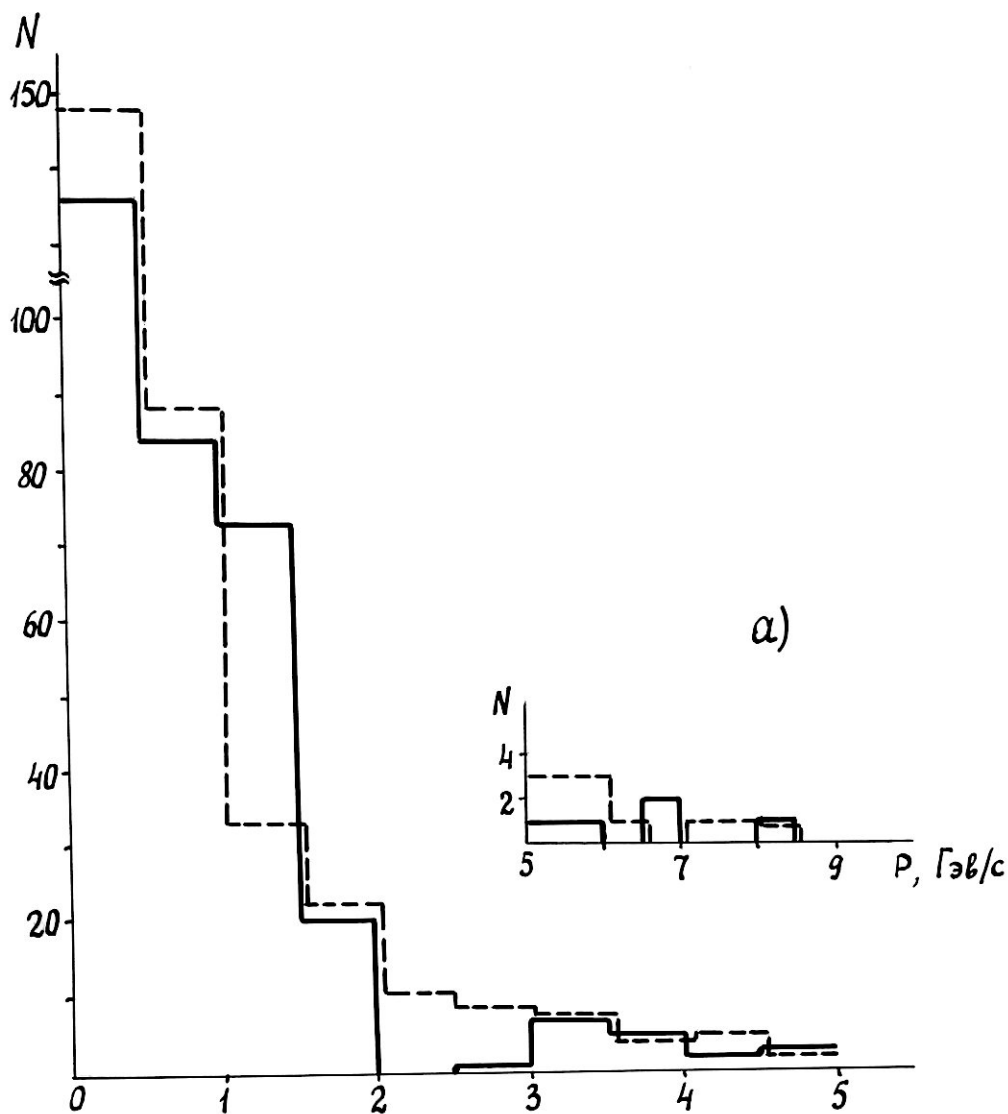


Рис.24 Импульсное распределение идентифицированных частиц: а) положительные (сплошная линия) и отрицательные (пунктир) пионы; б) протоны (сплошная линия) и ($p\bar{\chi}^+$)-частицы (пунктир).

-взаимодействий (при каждом n_{ch}).

В дальнейшем анализе, если это не будет специально оговорено, мы будем всюду использовать предположение о доле π^+ -мезонов среди $(p\pi^+)$ -частиц, равной $0,3 \pm 0,1$ независимо от импульса $(p\pi^+)$ -частицы.

Импульсные распределения в л.с.к. для протонов и пионов показаны на рис.25 и 26. Видно, что импульсные распределения π^+ - и π^- -мезонов в пределах ошибок совпадают друг с другом как при малых, так и при больших значениях n_h и существенно отличаются от импульсного распределения ливневых протонов. Легко видеть также заметное "смягчение" спектров всех типов ливневых частиц при возрастании n_h , особенно сильное для пионов.

Для теоретических моделей ядерных взаимодействий при больших энергиях представляет значительный интерес доказательство того, что частица, уносящая максимальную энергию в нуклон-ядерном взаимодействии, является нуклоном. Если, например, рассматривать взаимодействие нуклон-ядро как совокупность нескольких последовательных NN -взаимодействий, то можно ожидать, что нуклоны и здесь будут энергетически выделены. Анализ высокоэнергичного "хвоста" в импульсных распределениях (рис. 25, 26) показывает (табл. I2), что основную массу вторичных заряженных частиц большой энергии в столкновениях с тяжелыми ядрами составляют (как и в pN -соударениях) протоны.

Одна из важнейших характеристик вторичных частиц - поперечный импульс. Ряд эмпирических свойств P_T -распределений (форма распределения, среднее значение $\langle P_T \rangle$ и его зависимость от других характеристик) широко используется при анализе взаимодействий, построении и проверке различных теоретических схем.

Выше мы установили, что среди неоднозначно идентифицированных $(p\pi^+)$ -частиц большинство составляют протоны. Поэтому при

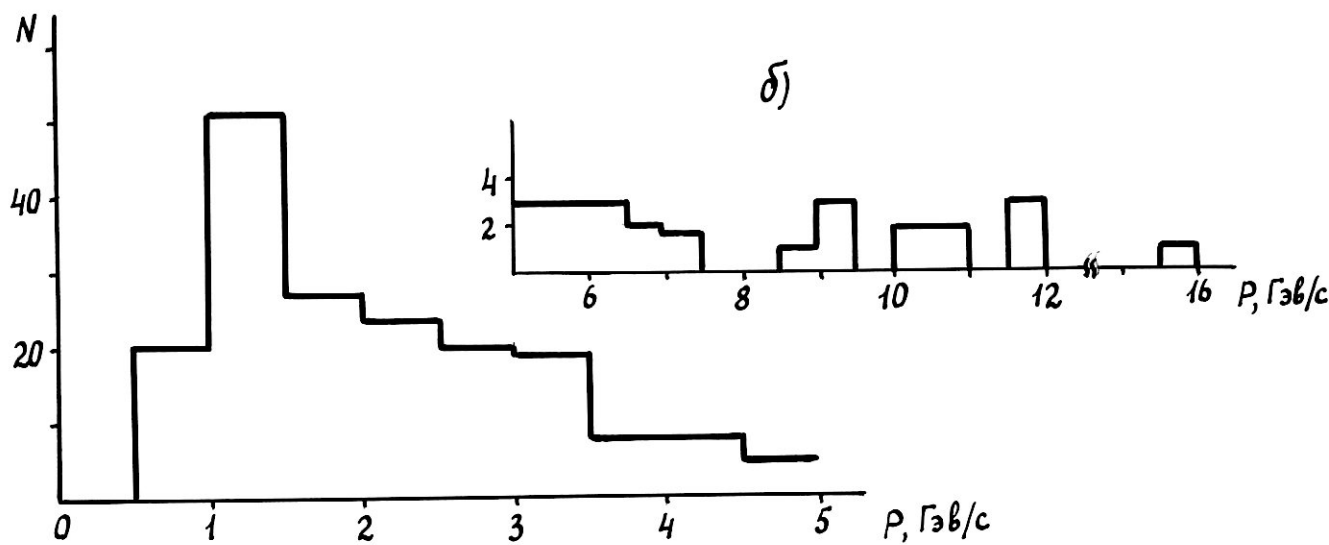
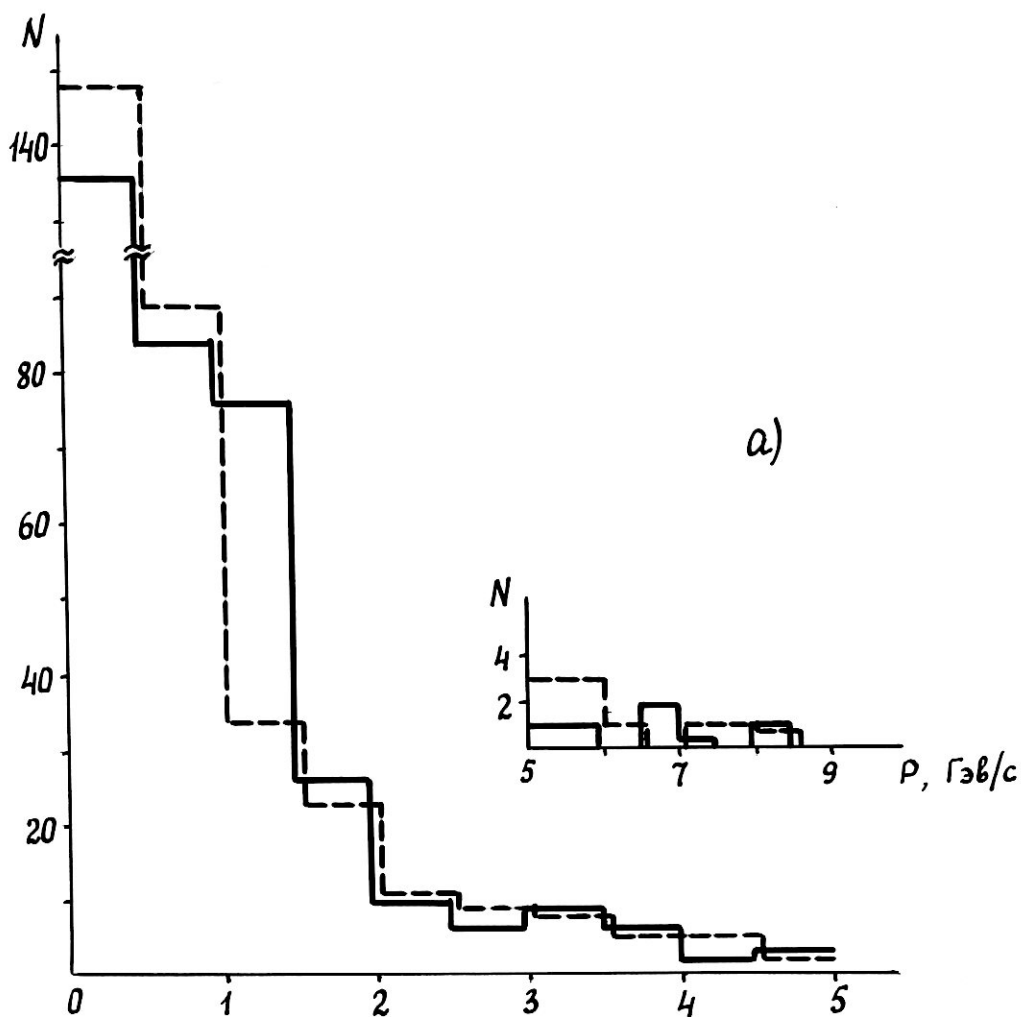


Рис.25 Импульсное распределение ливневых частиц:
 а) положительные (сплошная линия) и отрицательные (пунктир) пионы; б) протоны.

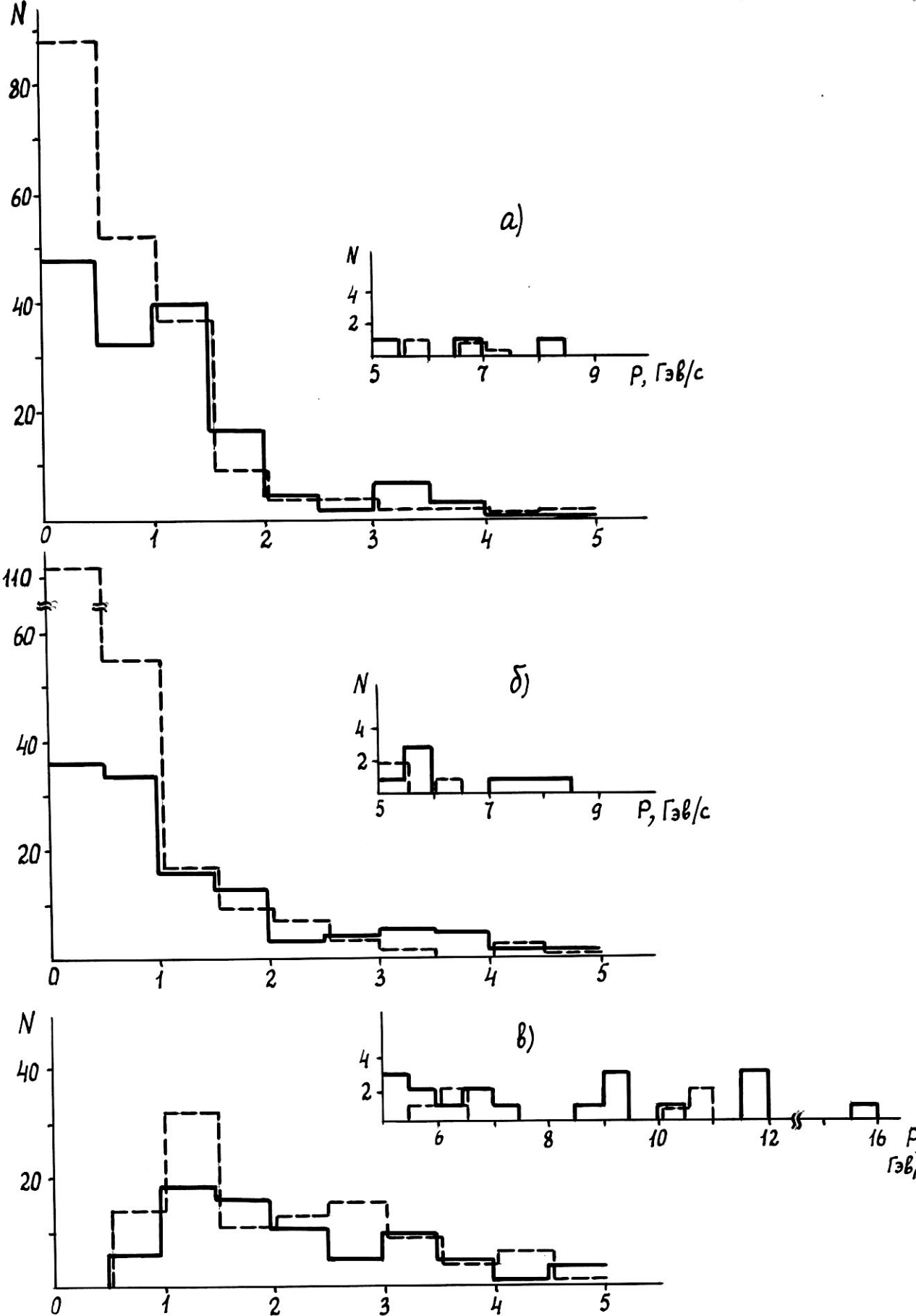


Рис.26 Импульсное распределение ливневых частиц в ливнях с различным числом сильноионизирующих: а) положительные пионы, б) отрицательные пионы, в) протоны; сплошная линия - ливни с $n_h < 16$, пунктир - ливни с $n_h \geq 16$.

анализе P_1 -распределений и зависимости P_1 от других характеристик частиц (θ и ρ) мы будем рассматривать в качестве "протонов" объединенную группу из ρ - и ($\rho\pi^+$)-частиц, которая, по нашим оценкам, "засорена" π^+ -мезонами не более чем на 10 - 15 %. Это допущение оправдывается также апостериорно: все характеристики распределений поперечных импульсов для протонов и ($\rho\pi^+$)-частиц в пределах ошибок совпадают, существенно отличаясь в то же время от соответствующих характеристик для пионов.

На рис. 27 приведены соответственно дифференциальные и интегральные распределения по P_1 для протонов, π^+ - и π^- -мезонов из анализируемого класса взаимодействий и кривые, соответствующие широко используемым формам P_1 -распределения (10.1), (10.2) и (10.3) (соответственно кривые 1, 2 и 3 на рис. 27), параметры которых отвечают наблюдаемым средним значениям (табл.13) поперечных импульсов $\langle P_1 \rangle = 0,32$ для пионов и $0,64$ для протонов (для пионов кривые нормированы к среднему из близких между собой чисел положительных и отрицательных пионов). На основании данных табл. 13 и рис. 27 можно заключить, что:

а). P_1 -распределения π^+ - и π^- -мезонов в пределах ошибок совпадают между собой, средние значения $\langle P_1 \rangle$ для них равны соответствующим значениям для ρN -взаимодействий (см. таблицу I).

б). Средний поперечный импульс протонов вдвое превышает $\langle P_1 \rangle$ для пионов и значительно больше значения, наблюдаемого в ρN -взаимодействиях.

в). Наилучшая аппроксимация P_1 -распределений достигается с помощью линейной экспоненциальной функции для пионов и гауссовой - для протонов.

На рис. 28 показаны зависимости среднего поперечного импу-

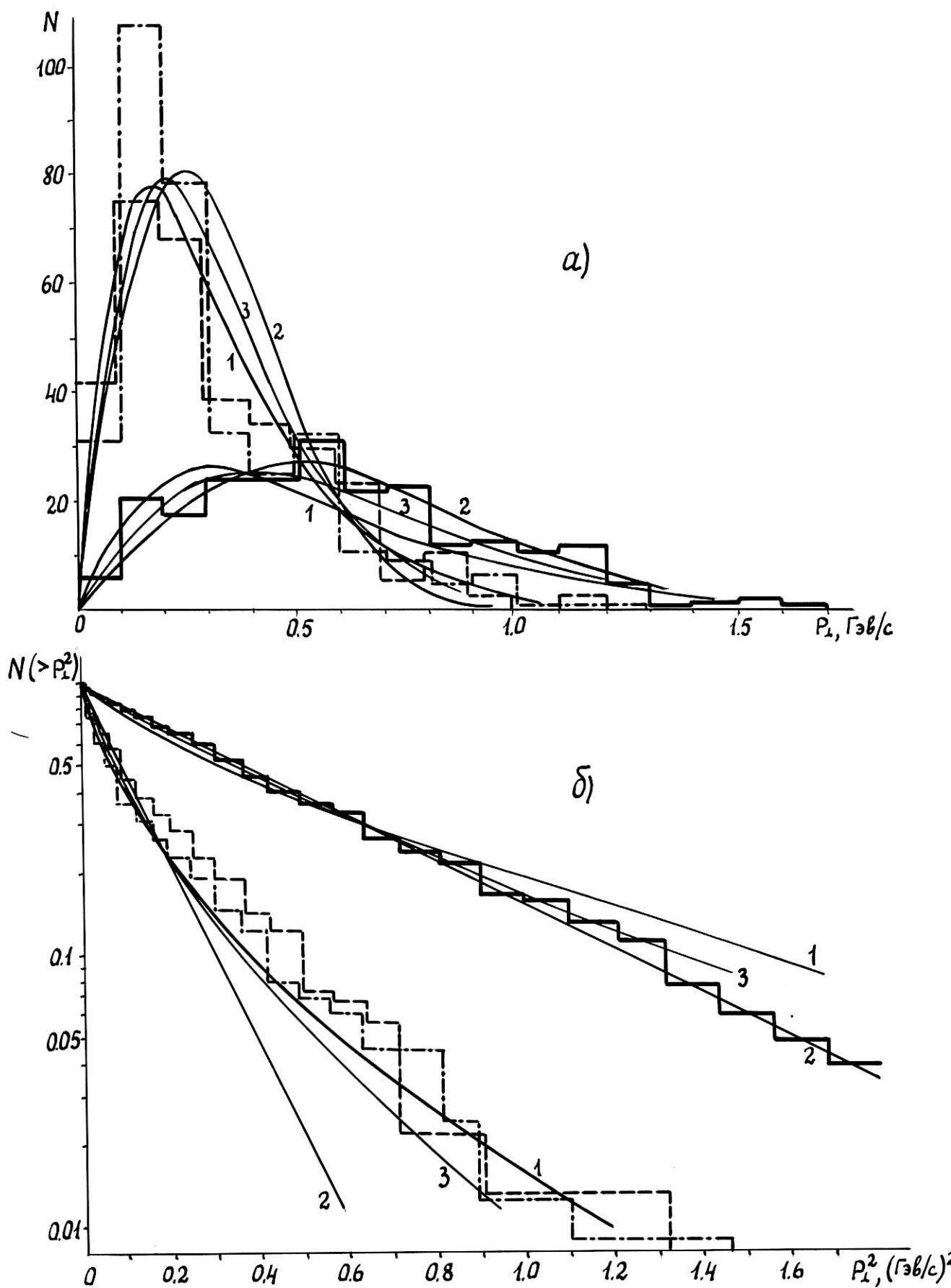


Рис.27 Дифференциальное (а) и интегральное (б) распределение поперечных импульсов ливневых частиц: сплошная линия - протоны, пунктир - положительные пионы, штрих-пунктир - отрицательные пионы; 1 - кривые (10.1), 2 - кривые (10.2), 3 - кривые (10.3).

Таблица 12.

Характеристика	Энергия вторичной частицы		
	Болеe 0,2 E ₀	Болеe 0,3 E ₀	Болеe 0,4 E ₀ Болеe 0,5 E ₀
Число протонов n _p на одно взаимодействие	0,30 ± 0,05	0,15 ± 0,03	0,10 ± 0,03 0,07 ± 0,02
Число заряженных пионов n _π на одно взаимодействие	0,23 ± 0,04	0,06 ± 0,02	0,02 ± 0,01 -
в т.ч. положительных	0,08 ± 0,03	0,03 ± 0,02	0,01 ± 0,01 -
отрицательных	0,15 ± 0,03	0,03 ± 0,02	0,01 ± 0,01 -
Доля протонов (%)	18,1 ± 3,0	9,1 ± 2,1	5,8 ± 1,7 3,9 ± 1,4
Доля заряженных пионов (%)	4,0 ± 0,8	1,0 ± 0,4	0,3 ± 0,2 -
n _p /n _π	1,3 ± 0,3	2,6 ± 1,1	6,0 ± 4,6 -

Таблица 13.

Тип частицы	Все ливневые	
	π ⁺ -мезоны	π ⁻ -мезоны
Протоны	0,33 ± 0,02	0,31 ± 0,02
Средний поперечный импульс (ГэВ/с)	0,64 ± 0,03	0,40 ± 0,01

*Матрица
методом
Р!*

льса протонов и пионов от угла вылета в л.с.к. (θ) и импульса (p). Поперечный импульс пионов почти не зависит от угла вылета, за исключением некоторого уменьшения в области малых углов, которое может быть объяснено влиянием закона сохранения импульса. Имеет место, однако, существенное возрастание поперечного импульса протонов с ростом угла вылета (рис. 28а).

Рис. 28б иллюстрирует значительное уменьшение поперечных импульсов при малых абсолютных значениях импульса ливневых частиц. Поперечный импульс протонов с импульсом ≥ 2 Гэв/с и пионов с $p \geq 1$ Гэв/с практически не зависит от импульса и равен соответственно $0,71 \pm 0,05$ и $0,49 \pm 0,03$ Гэв/с. То обстоятельство, что средний поперечный импульс протонов в столкновении "нуклон - тяжелое ядро" существенно (вдвое) превышает $\langle p_{\perp} \rangle$ для пионов, в значительной степени обусловлено тем, что среди ливневых частиц очень велика доля крайне низкоэнергичных пионов (с энергией в сотни Мэв), рожденных в процессе внутриядерного каскада (в pN -взаимодействиях пионов с такой энергией очень мало).

ну и что?

Это же обстоятельство объясняет и различие в зависимостях $\langle p_{\perp}(\theta) \rangle$ для протонов и пионов (рис. 28а). Действительно, в этой зависимости для пионов с импульсом $p > 1$ Гэв/с обнаруживается такая же тенденция к возрастанию $\langle p_{\perp} \rangle$ с ростом θ , как и для протонов. Однако, наличие большого числа пионов малой энергии, вылетающих под большими углами θ и имеющих малые значения p_{\perp} , компенсирует это возрастание.

Распределения p_{\perp} для всех типов ливневых частиц в пределах ошибок эксперимента не зависят от n_h , что вполне естественно, поскольку при возрастании n_h имеют место два взаимно компенсирующих процесса - "расширение" углового и "смягчение" импульсного распределений (см. выше). Однако эффект воз-

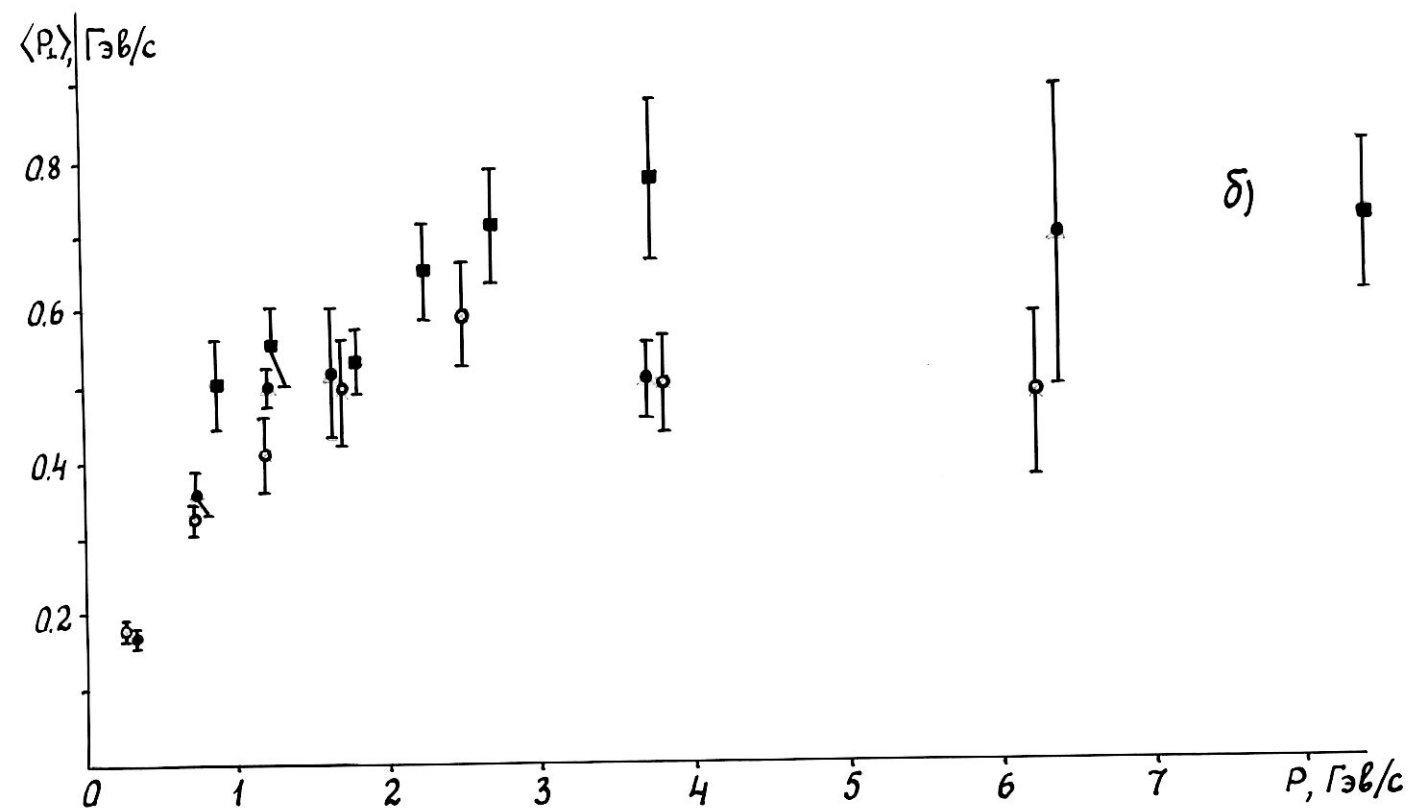
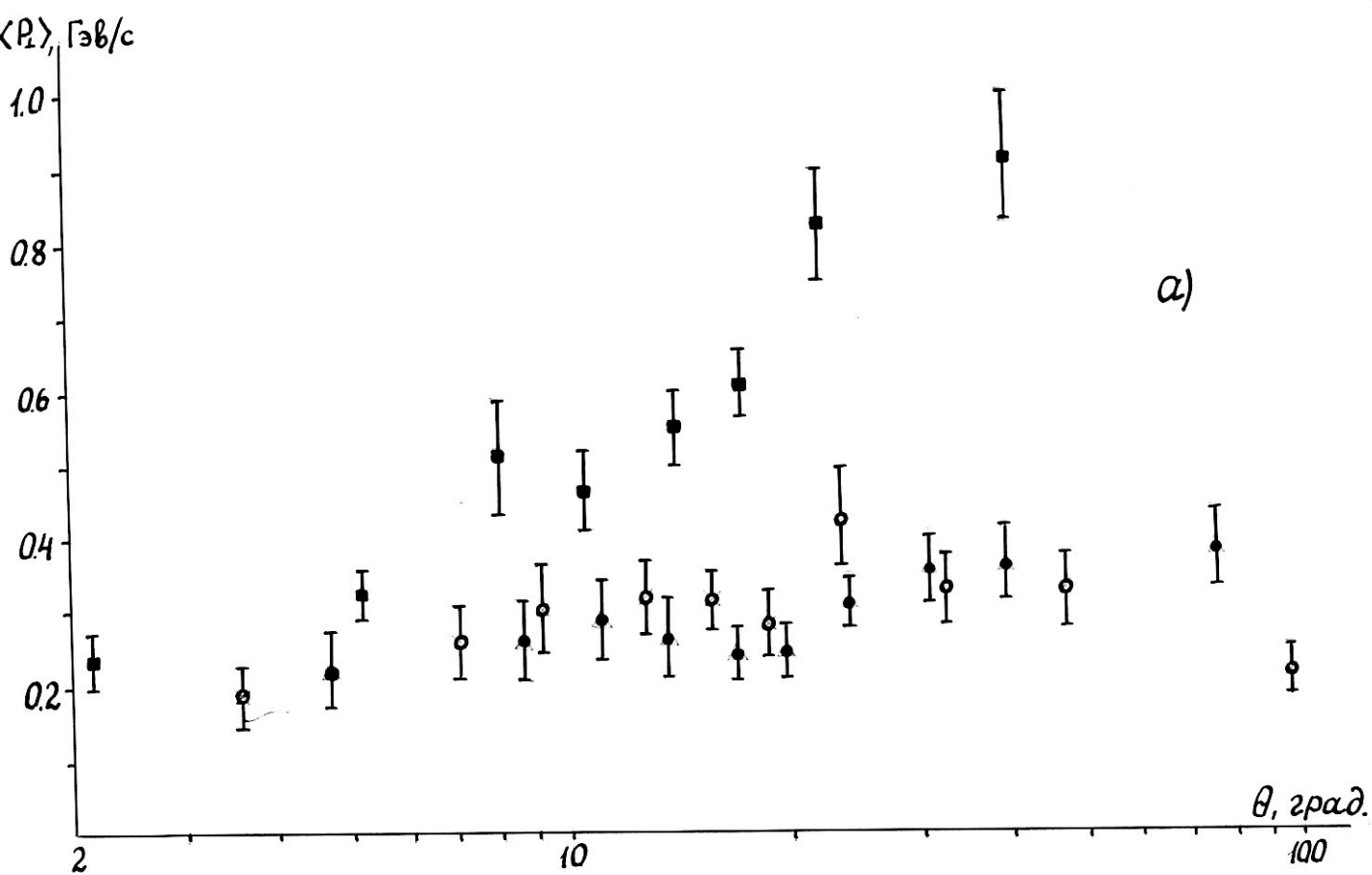


Рис.28 Зависимость среднего поперечного импульса ливневых частиц от угла вылета (а) и импульса (б):
 ■ -протоны, • -положительные пионы, ○ -отрицательные пионы.

*Нужно
анализ
взглянуть
на систему!*

растания поперечных импульсов протонов с углом вылета присутствующим в основном звездам с большими n_n (рис.29), что еще раз указывает на каскадный механизм его возникновения.

§17. Энергораспределение между различными типами частиц.

При подсчете долей энергии, уносимых различными типами вторичных частиц из взаимодействий с тяжелыми ядрами, мы использовали следующие предположения (помимо предположения о доле пионов среди $(\rho\pi^+)$ -частиц):

а). Множественность и кинематические характеристики π^0 -мезонов совпадают с аналогичными характеристиками для заряженных пионов (это предположение кажется обоснованным в свете данных §12 и дает возможность учесть π^0 -мезоны, умножая соответствующие характеристики π^\pm -мезонов на фактор 3/2).

б). Средняя энергия, приходящаяся на одну сильноионизирующую частицу в столкновениях быстрых (десятки Гэв) частиц с тяжелыми ядрами, не зависит от энергии ливня и числа сильноионизирующих частиц [66,67] и равна средневзвешенному значению этой величины из работ [67-69].

Значения доли кинетической энергии столкновения, уносимой различными вторичными частицами при указанных предположениях, представлены в табл. 14. Рассмотрение данных этой таблицы (с привлечением данных табл. 10, а также §12) позволяет сделать следующие выводы:

1). Распределение энергии между различными типами вторичных релятивистских частиц в столкновениях быстрых протонов с тяжелыми ядрами слабо зависит от степени развития внутриядерного каскада (числа сильноионизирующих частиц). Увеличение числа ливневых частиц с ростом числа сильноионизирующих сопровождается "смягчением" энергетического спектра их в такой степени, что суммарная энергия, приходящаяся на каждый тип ливневых частиц,

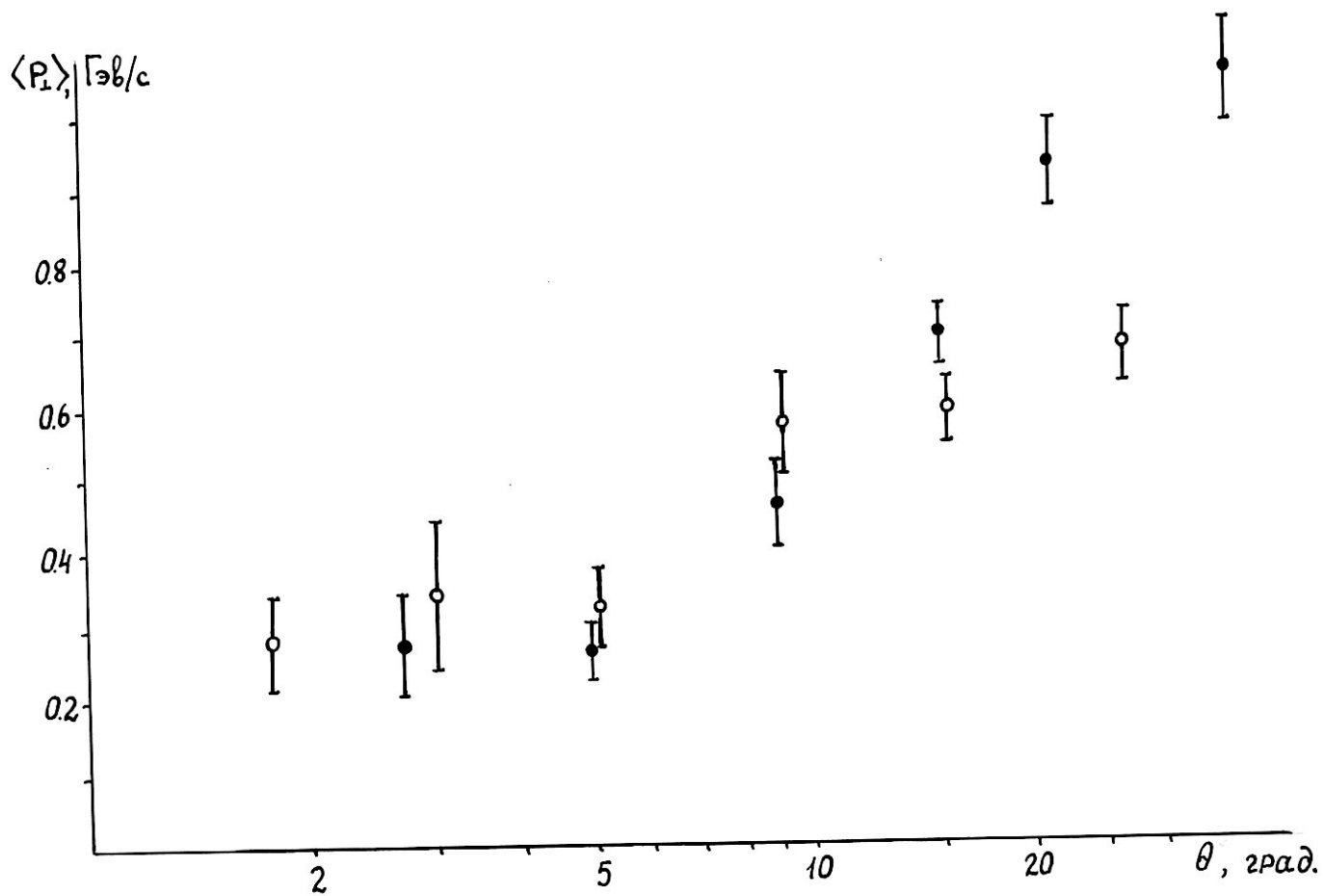


Рис. 29 Зависимость $\langle P_L \rangle$ протонов от угла вылета в звездах с $n_h < 16$ (светлые кружки) и $n_h \geq 16$ (темные кружки).

Таблица 12. 141

Тип частицы	Все звезды		Звезды с $n_{\alpha} < 16$		Звезды с $n_{\alpha} \geq 16$	
	$T_{\text{ж}}$ (ГэВ)	$K_{\text{жж}}$ (%)	$T_{\text{ж}}$ (ГэВ)	$K_{\text{жж}}$ (%)	$T_{\text{ж}}$ (ГэВ)	$K_{\text{жж}}$ (%)
Положительные пионы	$2,7 \pm 0,4$	$13,6 \pm 1,6$	$2,7 \pm 0,6$	$13,6 \pm 2,8$	$2,7 \pm 0,5$	$13,5 \pm 2,5$
Отрицательные пионы	$2,7 \pm 0,3$	$13,5 \pm 1,4$	$2,9 \pm 0,5$	$14,6 \pm 2,4$	$2,5 \pm 0,4$	$12,3 \pm 2,0$
Все пионы жжж	$8,1 \pm 0,6$	$40,6 \pm 2,9$	$8,4 \pm 0,9$	$42,3 \pm 4,3$	$7,8 \pm 0,8$	$38,9 \pm 3,9$
Протоны	$3,6 \pm 0,5$	$17,9 \pm 2,4$	$3,8 \pm 0,7$	$19,3 \pm 3,2$	$3,3 \pm 0,7$	$16,5 \pm 3,4$
Прочие ливневые частицы жжж	0,3	1,4	0,3	1,5	0,3	1,3
Сильноионизирующие частицы (учитывая медленные нейтроны)	$2,2 \pm 0,4$	11 \pm 2	$1,4 \pm 0,3$	7 \pm 2	$3,0 \pm 0,5$	15 \pm 3
Энергия покоя пионов жжж	$1,3 \pm 0,1$	$6,4 \pm 0,5$	$1,0 \pm 0,1$	$5,1 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,2$	$7,6 \pm 0,7$
Остаток (преимущественно быстрые нейтроны)	$4,4 \pm 1,0$	22 \pm 5	$5,0 \pm 1,3$	25 \pm 7	$4,0 \pm 1,2$	20 \pm 6

53

ж) Средняя кинетическая энергия, уносимая данным типом частиц в одном соударении.

жж). Доля кинетической энергии столкновения, уносимая данным типом частиц.

жжж). Включая нейтральные.

жжжж). Цифры в данной строке таблицы следует рассматривать как нижний предел.

379
14
53

Ср. с фотосовми

остается приблизительно одинаковой (аналогичная картина наблюдалась и в соударениях 17 Гэв/с пионов с тяжелыми ядрами эмульсии [67]).

нужно знать фигуру

в аналогичных случаях

2). Энергораспределение между различными типами вторичных частиц в столкновениях протонов с тяжелыми ядрами слабо отличается от соответствующего энергораспределения в pN -взаимодействии (элементарном акте!). Действительно, если в pN -взаимодействии нуклоны уносят в л.с.к. 0,5 - 0,55 кинетической энергии соударения, а во взаимодействиях с тяжелыми ядрами эта доля уменьшается до 0,40^ж) (т.е. всего на 20 - 25 %), то для пионов соответствующие доли в обоих типах взаимодействия оказываются еще более близкими. Так для pN -взаимодействий доля кинетической энергии столкновения в л.с.к., уносимая π^\pm -мезонами, равна $0,27 \pm 0,02$, а для столкновения "протон - тяжелое ядро" : $0,31 \pm 0,02$. Доля энергии, уносимая нейтральными пионами, также почти не отличается в этих двух классах соударений ($0,15 \pm 0,03$ для pN - и $0,16$ для протонядерных взаимодействий). Фактически уменьшение доли энергии, уносимой нуклонами при взаимодействиях с ядрами, сравнительно с pN -взаимодействием происходит за счет затрат на развал ядра, а не на мезообразование.

Август

Недавно было сообщено (Изв.АН СССР, сер.физ., 33, №9, 1970), что доля энергии, передаваемая в мягкую компоненту в соударениях частиц космических лучей с ядрами, слабо зависит от атомного номера ядра-мишени. Наши данные вполне соответствуют этому факту. Объяснение его следует искать, по-видимому, в специфике внутриядерного каскада (см. также следующий раздел).

ж). Если учесть, что в столкновениях с тяжелыми ядрами речь идет лишь о релятивистских нуклонах, эта разница заметно уменьшается.

§18. Взаимодействия с тяжелыми ядрами и модель внутриядерного каскада.

В последние годы утвердилось мнение, что из нескольких существующих представлений о процессе взаимодействия частицы большой энергии со сложным ядром в лучшем согласии с экспериментом находится модель внутриядерного каскада. Согласно этой модели, столкновение нуклона или пиона большой энергии с ядром рассматривается как сложная совокупность нескольких элементарных NN - и πN -взаимодействий с нуклонами ядра-мишени. Характеристики вторичных частиц (множественность, угловые и энергетические распределения и т.д.) из соударений "частица - тяжелое ядро" вычисляются по методу Монте-Карло по заданным эмпирическим характеристикам NN - и πN -соударений с учетом законов сохранения. Расчеты подобного рода при не очень малых числах вторичных частиц чрезвычайно сложны и требуют введения ряда упрощающих предположений.

Наиболее детальные расчеты характеристик вторичных частиц из взаимодействий частиц со сложными ядрами по каскадно-испарительной модели ядерных взаимодействий были выполнены Барашенковым и сотр. [59-61]. Ими было получено удовлетворительное согласие с имевшимися к тому времени экспериментальными данными, которые касались главным образом множественности, угловых распределений и характеристик сильноионизирующих частиц.

В настоящем разделе мы проведем сравнение экспериментальных данных, полученных с помощью метода фотоэмульсий в сильном магнитном поле при импульсах первичных протонов 13,8 [69], 20,8 (настоящая работа) и 24 Гэв/с [68], с расчетами по модели внутриядерного каскада [61].

В таблице 15 представлены экспериментальные данные, каса-

ющиеся средних характеристик заряженных вторичных частиц из взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами эмульсии в указанном интервале энергий, а также соответствующие теоретические значения [61]. При вычислении теоретических значений мы использовали интерполяцию данных [61], найденных для других значений первичной энергии, а также предположение о том, что в рассматриваемом интервале энергий отношения величин соответствующих характеристик для столкновений с тяжелыми и средними ядрами фотоэмульсии постоянны. Некоторые экспериментальные характеристики также получены нами приближенно из других данных работ [68,69]. Вследствие этого отдельные цифры и статистические ошибки в табл.15 следует рассматривать как оценочные. Надо учесть еще и то обстоятельство, что эксперименты [68,69] выполнены с различной степенью точности. Так, в работе [68] почти не производилась идентификация ливневых частиц (характеристики протонов определялись из вычитательной процедуры с распределениями положительно и отрицательно заряженных частиц), кроме этого использовался ряд более или менее серьезных допущений.

107 2499
108 108
109 109

Из табл.15 видно, что имеет место удовлетворительное согласие теоретических расчетов по каскадно-испарительной модели [61] с экспериментальными данными (исключение составляют, пожалуй, лишь величины средних поперечных импульсов ливневых частиц). Имеется также (учитывая замечания, сделанные выше) вполне удовлетворительное согласие между экспериментальными данными из разных работ. К сожалению, в работе [61] отсутствуют такие характеристики протон- ядерных взаимодействий, как величины корреляций между числом сильноионизирующих частиц, углами вылета, импульсами и поперечными импульсами, данные о составе ливневых частиц, об энергетическом распределении между различными типами вторичных частиц и др., детальное срав-

Таблица 15.

Характеристика	13,8 Гэв/с		20,8 Гэв/с		24 Гэв/с	
	эксперимент	теория	эксперимент (наст. работа)	теория	эксперимент	теория
n_s	$6,7 \pm 0,6$	$5,2 \pm 0,3$	$7,6 \pm 0,3$	$6,9 \pm 0,3$	$7,2 \pm 0,6$	$7,6 \pm 0,3$
n_p	$1,6 \pm 0,2$		$1,7 \pm 0,1$		$2,2 \pm 0,5$	
n_π	$4,6 \pm 0,3$		$5,7 \pm 0,3$		$5,0 \pm 0,5$	
$\langle T_s \rangle$, Гэв	$1,2 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,1$
$\langle p_{1s} \rangle$, Гэв/с	$0,42 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,01$
K_π	$39,9 \pm 8,4$		$47,0 \pm 3,0$		$42,0 \pm 4,9$	
K_N	$43,9 \pm 5,0$		$37,9 \pm 5,4$		$47,5 \pm 6,0$	
K_s	$60,7 \pm 8,5$	40 ± 5	$44,7 \pm 3,7$	50 ± 10	$51,8 \pm 4,0$	54 ± 6

Примечания: n_s , n_p , n_π - средние числа соответственно ливневых заряженных частиц, протонов и пионов; $\langle T_s \rangle$ и $\langle p_{1s} \rangle$ - средняя кинетическая энергия и средний поперечный импульс ливневых заряженных частиц; K_π , K_N , K_s - доля кинетической энергии столкновения (в %), уносимая соответственно быстрыми пионами, нуклонами и заряженными частицами.

нение которых с существующими экспериментальными результатами позволило бы, вероятно, уточнить представления о механизме внутриядерного каскада и проверить предположения, принимаемые при его расчете (см. §4). Приходится констатировать, что в этом вопросе эксперимент значительно опережает теоретические расчеты.

ВЫВОДЫ

Основные результаты настоящей работы могут быть резюмированы следующим образом:

1. Методом фотоэмульсий в сильном магнитном поле проанализирован экспериментальный материал, составляющий около 1000 взаимодействий 20,8 Гэв/с протонов с нуклонами и тяжелыми ядрами эмульсии. Идентификация и импульсные измерения были произведены на более 90 % треков вторичных частиц.

Предложена методика отбора когерентных взаимодействий с ядрами, основанная на анализе двумерного распределения по продольным и поперечным импульсам, передаваемым ядру. Когерентные реакции с 3 и 5 заряженными частицами в конечном состоянии, отобранные с ее помощью, были исключены из событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора pN -взаимодействий.

2. При изучении неупругих протон-нуклонных взаимодействий:

а) Показано, что средняя вероятность перезарядки нуклонов равна $0,38 \pm 0,02$ и одинакова для pp - и pn -событий. Имеет место угловая асимметрия для протонов в pn -взаимодействиях (коэффициент асимметрии $\frac{n_{\text{вл.}} - n_{\text{наз.}}}{n_{\text{вл.}} + n_{\text{наз.}}} = 0,24 \pm 0,06$).

б) Импульсные распределения π^{\pm} -мезонов могут быть описаны статистической теорией, учитывающей образование изобар. Для протонов имеет место расхождение как со статистической теорией, так и вариантом одномезонной периферической модели, суперпозиция обеих моделей описывает, однако, импульсный спектр. Распределения величин p^* , p_{\perp}^* , p_{\perp} для всех типов вторичных частиц не имеет каких-либо особенностей. Наилучшей формой p_{\perp} -распределений для всех частиц является термодинамическая функция [33], для пионов пригодно также линейно экспо-

*не очень
хорошо*

ненциальное распределение $f(p_1) \sim p_1 \exp[-Ap_1]$.

в). Имеет место сильная корреляция между p_{ii}^* и p_1 для пионов (провал в распределении $\langle p_1(p_{ii}^*) \rangle$ при $p_{ii}^* = 0$) в pp- и pn-взаимодействиях. Характер распределений $\langle p_1(p_{ii}^*) \rangle$ не зависит от множественности и типа взаимодействия и находится в согласии с расчетом по термодинамической модели Хагедорна. Вся совокупность данных о корреляционной зависимости $\langle p_1 \rangle$ от p_{ii}^* свидетельствует о кинематической природе этого эффекта.

*Томас
q11.741*

г). Подсчитаны полные (K) и парциальные (K_{π^+}, K_{π^0}) коэффициенты неупругости для pp- и pn-соударений и оценено среднее число нейтральных пионов $\langle n_{\pi^0} \rangle$ в зависимости от n_{ch} . Как число пионов различных знаков заряда, так и энергораспределение между ними находится в соответствии с ожидаемыми из соображений изотопической инвариантности.

*Вам
Вам*

д). Показано, что Δ^{++} -изобара образуется в 10 - 20 % неупругих pp-взаимодействий (полное сечение = $4,5 \pm 1,5$ мбн), причем основной вклад дают малые n_{ch} . В pn-взаимодействиях Δ^{++} появляется лишь в ~ 5 % случаев (~ 1,5 мбн).

е). Большинство характеристик pp-взаимодействий (средние значения $\langle n \rangle$, $\langle E^* \rangle$, $\langle p_1 \rangle$, превышение этих значений для π^+ -мезонов над соответствующими характеристиками для π^- , энергораспределение между различными вторичными частицами и т.д.) находится в количественном согласии с термодинамической теорией Хагедорна.

Вам

3. При изучении взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами:

а). Показано, что среди заряженных ливневых частиц подавляющее большинство ($\geq 95\%$) составляют протоны и пионы; протоны вылетают под меньшими углами в л.с. и составляют большинство среди частиц, уносящих максимальную энергию во взаимодействии. Множественность и кинематические характеристики

*Угол к не
очень?*

Роль
↑ элемент
взаимод.

положительных и отрицательных пионов в пределах ошибок опыта тождественны при всех n_h .

б). Средний поперечный импульс пионов не отличается от $\langle p_1 \rangle$ в pN -взаимодействиях, $\langle p_1 \rangle$ протонов - значительно выше. Форма p_1 -распределения удовлетворительно аппроксимируется экспоненциальной функцией для пионов и гауссовой - для протонов. Имеет место сильная корреляция между p_1 для протонов и высокоэнергичных пионов и углом вылета, обусловленного, по-видимому, механизмом внутриядерного каскада. Определенные корреляции между p_1 , p и θ возникают также вследствие наличия большого числа низкоэнергичных пионов, рожденных в каскадном процессе и вылетающих под большими углами.

Взаим.

в). Показано, что увеличение степени развития внутриядерного каскада (числа сильноионизирующих) сопровождается заметным "уширением" угловых и "смятением" импульсных распределений. Распределение поперечных импульсов и энергораспределение между различными типами ливневых частиц почти не зависят от числа сильноионизирующих. Энергораспределение между вторичными ливневыми частицами в столкновениях с тяжелыми ядрами слабо отличается от такового в pN -взаимодействиях. В частности, доли энергии, уносимые пионами различных знаков заряда, в пределах ошибок опыта совпадают для этих двух классов взаимодействий.

Взаим.

г). Экспериментальные данные, касающиеся общих характеристик ливневых частиц из протон-ядерных столкновений при энергиях 14 - 25 Гэв, находятся в удовлетворительном согласии с расчетами по модели внутриядерного каскада [61]. Существующие экспериментальные данные, однако, позволяют провести более детальную проверку различных вариантов расчетов по каскадной модели.

Взаим.

Основные результаты настоящей работы содержатся в работах [I06-I16]. Материалы ее докладывались на Всесоюзных конференциях по физике космических лучей в г. Ташкенте (октябрь 1968г) и Ленинграде (октябрь 1969 г.), сессии Отделения ядерной физики АН СССР (г. Таллин, январь 1970 г.) и на XV-ой Международной Рочестерской конференции по физике высоких энергий (г. Киев, август - сентябрь 1970 г.).

В заключение автор пользуется случаем выразить глубокую признательность научному руководителю работы академику АН УзССР С.А.Азимову за руководство и постоянное внимание к работе и старшему научному сотруднику Г.М.Чернову за многолетнее научное содружество и большую помощь в работе. Автор сердечно благодарен сотрудникам ЛВЭ ИЯФ АН УзССР Н.М.Мялковской, Л.Н.Свечниковой, Н.С.Скрипник, Т.П.Трофимовой и Ю.Е. Устюгину, принимавшим участие в измерениях и обработке обширного экспериментального материала, а также кандидату физико-математических наук У.Г.Гулямову, в содружестве с которым выполнялась часть настоящей работы. Автор благодарит также всех сотрудников ЛВЭ ИЯФ АН УзССР, принимавших участие в обсуждении отдельных деталей работы на научных семинарах отдела.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский, УФН, 82, 3 (1964).
2. V.S.Barashenkov et al., Fortschr. Phys., 14, 357 (1966).
3. V.S.Barashenkov et al., Fortschr. Phys., 15, 435 (1967).
4. F.Turkot, Scient. Rept. CERN, No.7, v.1, 316 (1968).
5. R. Fanfani, BNL-preprint, No.14126 (1969).
6. В.С.Барашенков, Сечения взаимодействия элементарных частиц, Физматгиз, М.(1966).
7. D.B.Smith, R.J.Sprafka, J.A.Anderson, Phys.Rev.Lett., 23, 1064 (1969).
8. S.O.Holmgren, S.Nilsson et al., Nuovo Cim.,51A, 305 (1967).
9. О.Чижевский, Изв. АН СССР, сер.физ., 33, 1532 (1969).
10. K.Imaeda, Nuovo Cim., 48A, 482 (1967).
11. G.Cocconi, Nuovo Cim., 57A, 387 (1968).
12. E.W.Anderson, E.J.Bleser et al., Phys.Rev.Lett., 16, 855 (1966).
13. W.E.Ellis, Phys.Rev.Lett., 21, 697 (1968).
14. I.M.Blair, A.E.Taylor et al., Nuovo Cim.63A, 529 (1969).
15. R.A.Jespersen et al., Phys.Rev.Lett., 21, 368 (1968).
16. R.Ehrlich, R.Nierorent, R.J.Plano et al., Phys.Rev.Lett., 21, 1839 (1968).
17. W.Heisenberg, Z.Phys., 133, 65 (1952).
18. E.Fermi, Phys.Rev., 81, 683 (1951); 92, 452 (1953).
19. Л.Д.Ландау, Изв. АН СССР, сер.физ., 17, 57 (1953).
20. Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский, Изв. АН СССР, сер.физ., 33, 1461 (1969).
21. G.Chew, F.Low, Phys.Rev., 113, 1640 (1959).
22. F.Salzman, G.Salzman, Phys.Rev., 120, 599 (1960); 121, 1541 (1961); 125, 1703 (1962).
23. И.М.Дремин, Д.С.Чернавский, ЖЭТФ, 38, 229 (1960).

24. И.М.Граменицкий, И.М.Дремин и др., ЖЭТФ, 40, 1093 (1961).
25. И.М.Дремин, Д.С.Чернавский, ЖЭТФ, 43, 551 (1962).
26. D.Amati, S.Fubini et al., Nuovo Cim., 22, 569 (1961).
27. H.A.Kastrup, Phys.Rev., 147, 1130 (1966).
28. E.W.Anderson, G.B.Collins, Phys.Rev.Lett., 19, 201 (1967).
29. H.L.Anderson et al., Phys.Rev.Lett., 18, 89 (1967).
30. J.R.Wayland, T.Bowen, Nuovo Cim., 48, 663 (1967).
31. M.A.Ijas, J.E.Campbell, Nuovo Cim., 61A, 307 (1969).
32. R.Hagedorn, Suppl.Nuovo Cim., 3, 147 (1965).
33. R.Hagedorn, J.Ranft, Suppl. Nuovo Cim., 6, 169 (1968).
34. К.А.Тер-Мартirosян, ЖЭТФ, 17, 233 (1963).
35. Chan Hong-Mo, J.Loskiewicz, W.W.M.Allison, Nuovo Cim., 57A, 93 (1968).
36. G.Ranft, Fortschr.Phys., 18, 1 (1967).
37. L.Van Hov, Phys.Lett., 28B, 429 (1969).
38. J.Benecke, T.T.Chou et al., Phys.Rev., 188, 2159 (1969).
39. G.F.Chew, A.Pignotti, Phys.Rev., 176, 2112 (1969).
40. В.Н.Акимов, И.И.Ройзен, ЯФ, 9, 1067 (1969).
41. Г.Б.Жданов, М.И.Третьякова, М.М.Чернявский, Изв. АН СССР, сер.физ., 33, 1417 (1969).
42. И.Я.Померанчук, Е.Л.Фейнберг, ДАН СССР, 93, 439 (1953).
43. E.L.Feinberg, I.Ia.Pomeranchuk, Suppl.Nuovo Cim., 3, 652 (1956).
44. M.L.Good, W.D.Walker, Phys.Rev., 120, 1855 (1960); 120, 1857 (1960).
45. C.M.Fisher, W.M.Gibson et al., Nuovo Cim., 27, 761 (1963).
46. A.Saforio, D.Ferraro et al., Nuovo Cim., 32, 1471 (1964).
47. С.А.Азимов, Е.В.Бетер и др., ЯФ, 1, 72 (1965); 2, 1049(1965)
48. J.F.Allard, D.Drijard et al., Nuovo Cim., 46, 737 (1966).
49. Alma-Ata - Budapest-Cracov-Dubna-Moscow-Sofia-Tashkent-Ulan-Bator Collaboration, Phys.Lett., 31B, 241 (1970).

50. З. Чаховска, Е. Геруля, Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 387 (1968).
51. F.R. Huson, H.J. Lubatti et al., Phys. Lett., 28B, 208 (1968).
52. R. Daugerac, F.R. Huson et al., Phys. Lett., 27B, 332 (1968).
53. Ш. Абдужамиллов, С. А. Азимов, Л. П. Чернова, Г. М. Чернов, В. М. Чудаков, ЯФ, 3, 657 (1966).
54. Э. Г. Боос, Ж. С. Такибаев, Р. А. Турсунов, ДАН СССР, 170, 1041 (1966).
55. Ш. Абдужамиллов, С. А. Азимов, В. М. Чудаков, ЯФ, 7, 95 (1968); 7, 596 (1968).
56. Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова, М. М. Чернявский, Письма ЖЭТФ, 6, 558 (1967); ЖЭТФ, 55, 170 (1968).
57. F.R. Huson, D.J. Miller, J.S. O'Neal, Nucl. Phys., 98, 391 (1968).
58. Э. Г. Боос, Ж. С. Такибаев, Р. А. Турсунов, Вестн. АН КазССР, 12, 42 (1970).
59. V.S. Barashenkov et al., Nucl. Phys., 24, 642 (1961).
60. V.S. Barashenkov et al., Nucl. Phys., 55, 79 (1964).
61. И. З. Артыков, В. С. Барашенков, С. М. Елисеев, ЯФ, 4, 156 (1966).
62. I.Z. Artykov, V.S. Barashenkov et al., Nucl. Phys., 96, 11 (1968).
63. J. Bogdanowicz, P. Ciok et al., Nucl. Phys., 40, 270 (1963).
64. Э. Г. Боос, Н. П. Павлова, Ж. С. Такибаев и др., ЖЭТФ, 47, 2041 (1964).
65. P.L. Jain, H.C. Glahn et al., Nucl. Phys., 67, 641 (1965).
66. H. Winzeler, Nucl. Phys., 69, 661 (1965).
67. L. Hoffmann, H.K. Rao et al., Nucl. Phys., 66, 657 (1965).
68. K. Garbowska, T. Saniewska et al., Nucl. Phys., 60, 654 (1964).
69. D. Gil, J.L. Gomez et al., Nucl. Phys., 82, 662 (1966).
70. G. Cvijanovich et al., Nuovo Cim., 20, 1012 (1961).
71. A. Barbaro-Galtieri et al., Nuovo Cim., 21, 469 (1961).
72. Г. М. Чернов, Кандидатская диссертация, Ташкент (1964).
73. M. Danysz, K. Garbowska et al., Nucl. Instr. and Meht., 24, 103 (1963).

74. Методы измерения основных величин ядерной физики, "Мир", М. (1964).
75. R.M.Sternheimer, Phys. Rev., 88, 851 (1952); 91, 256 (1953); 103, 511 (1956).
76. И.М.Граменицкий, Препринт ОИЯИ, №553 (1960).
77. А.М.Балдин, В.И.Гольданский, И.Л.Розенталь, Кинематика ядерных реакций, Физматгиз, М. (1959).
78. E.Nagy, Nucl. Phys., 79, 691 (1966).
79. G. Belletini, G.Cocconi et al., Nucl.Phys., 79, 609 (1966).
80. С.А.Азимов, Е.В.Бетер, У.Г.Гулямов и др., В сб. "Некоторые вопр. физ. выс. энерг. и косм. лучей", Ташкент (1967).
81. F.F.Abraham, R.M.Kalbach, Nuovo Cim., 26, 717 (1962).
82. Y. Baudinet-Robinet et al., Nucl. Phys., 32, 452 (1962).
83. H.Meyer, M.W.Teucher, E.Lohmann, Nuovo Cim., 28, 1399 (1963).
84. M.Csejthey-Barth, Nuovo Cim., 32, 545 (1964).
85. A.A.Kamal, G.K.Rae, Nucl.Phys., B2, 135 (1967).
86. B.Bhowmik, R.K.Shivpuri, Phys.Rev., 160, 1227 (1967).
87. Э.Г.Боос, Н.П.Павлова и др., ЯФ, 6, 534 (1967).
88. Ж.С.Такибаев, Э.Г.Боос, Р.А.Турсунов, ЯФ, 8, 354 (1968).
89. S.Nasegava et al., Progr. Theor. Phys., 40, 673 (1968); 41, 675 (1969).
90. Д.А.Галстян, Г.Б.Жданов, М.И.Третьякова и др., ЖЭТФ, 51, 417 (1966).
91. И.М.Дремин, Г.Б.Жданов и др., Изв.АН СССР, сер.физ., 32, 359 (1968).
92. Г.Б.Жданов, М.И.Третьякова, М.М.Чернявский, Изв.АН СССР, сер.физ., 33, 1417 (1969).
93. Г.Б.Жданов, М.И.Третьякова, М.М.Чернявский, Труды ФИАН, т.46, 177 (1970).
94. S.P.Almeida et al., Phys.Rev., 174, 1638 (1968).

95. Scandinavian Bubble Chamber Collaboration, Report on the XVth Inter. Conf. on High Energy Phys., Kiev, Aug. 26-Sep. 4 (1970).
96. В.Г.Гришин, В.А.Никитин, М.И.Подгорецкий, Препринт ОИЯИ, Р-480 (1960).
97. Т.Вишки, И.М.Граменицкий и др., ЖЭТФ, 41, 1069 (1961).
98. С.А.Азимов, Г.М.Чернов, Статистические методы в физике высоких энергий, "Фан", Ташкент (1970).
99. R.Hagedorn, Nuovo Cim., 15, 434 (1960).
100. П.А.Усик, И.О.Кучин, Изв. АН КазССР, сер. физ., 28, 1821 (1964).
101. O.Czyzewski, Scient. Rept. CERN, 7/1, 345 (1968).
102. M.Bardadin-Otwinowska et al., Phys.Lett., 21, 351 (1966).
103. В.А.Беляков, Е.Н.Кладницкая и др., ЯФ, 5, 834 (1967).
104. Б.П.Банник, А.А.Кузнецов и др., ЯФ, 9, 1025 (1969).
105. Z.Ajduk, L.Michejda, W.Wojcik, Rept.No.1088/PH, Warszawa (1969).
106. С.А.Азимов, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, ЯФ, 7, 604 (1968).
107. С.А.Азимов, У.Г.Гулямов, Н.М.Мялковская, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, ЯФ, 8, 933 (1968).
108. С.А.Азимов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, "Труды Всесоюзн. конф. по физ. косм. лучей", Препринт ФИАН, ч.1, вып.1, I (1969).
109. С.А.Азимов, У.Г.Гулямов, Н.М.Мялковская, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, В сб. "Физ. элем. частиц и косм. лучей", стр.69, "ФАН", Ташкент (1969).
110. С.А.Азимов, У.Г.Гулямов, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, В сб. "Физ. элем. частиц и косм. лучей", стр.85, "ФАН", Ташкент (1969).
111. С.А.Азимов, У.Г.Гулямов, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, ДАН СССР, 192, 1241 (1970).
112. С.А.Азимов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, ДАН УзССР, №8, 19 (1970).

- II3. С.А.Азимов, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, Изв.АН УзССР,
сер. физ.-мат., №4, 80 (1970).
- II4. С.А.Азимов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов,
Изв.АН СССР, сер.физ., 33, 1912 (1970).
- II5. С.А.Азимов, У.Г.Гулямов, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов,
ДАН УзССР (1971), в печати.
- II6. S.A.Azimov, L.P.Chernova, G.M.Chernov, L.N.Svechnikova,
Report No. 3a-34 on the XV-th International Conference
on High Energy Physics, Kiev, Aug.26 - Sept.4 (1970).