

7268

ЛЯ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



P1 - 7268

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОБЫТИЙ,
ОБРАЗОВАННЫХ В $\pi^+ p$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P = 40$ ГЭВ/С

Алма-Ата - Будапешт - Бухарест - Варшава -
Дубна - Краков - Москва - София - Ташкент -
Тбилиси - Улан-Батор - Ханой

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 7268

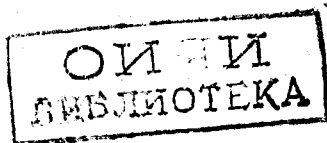
ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОБЫТИЙ,
ОБРАЗОВАННЫХ В П⁺ P- ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ P = 40 ГЭВ/С

Алма-Ата - Будапешт - Бухарест - Варшава -
Дубна - Краков - Москва - София - Ташкент -
Тбилиси - Улан-Батор - Ханой

(Совместная работа)*

Направлено в ЯФ

* Перечень авторов см. на обороте титула.



А.У. Абдурахимов, Н. Ангелов, К.П. Вишневская,¹ В.Г. Гришин, Л.А. Диденко,¹
И.А. Ивановская, Ш.В. Иногамов, Т. Канарек, Е.Н. Кладницкая, Дж.М. Кохли,²
В.Б. Любимов, Н.Н. Мельникова, В.С. Мурзин,¹ В.М. Попова,¹ М. Сабзу, Л.И. Сарычева,¹
Х.И. Семерджиев, Л.Н. Смирнова,¹ М.И. Соловьев, Х.Я. Супичаков, Ю.В. Тевзадзе,
Н.Г. Фадеев, Л.М. Щеглова,¹ Г. Янчо.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна.

Е.О. Абдрахманов, А.Н. Басина, А.Х. Виницкий, Л.Е. Еременко, И.С. Стрельцов,
Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников.

Институт физики высоких энергий АН КазССР.

Т. Гемеш, Л. Йеник, Д. Киш, Ш. Красновски, Д. Пинтер, М. Пош, Ф. Телбис, К. Хайду.

Центральный институт физических исследований,
Будапешт.

О. Балеа, В. Болдеа, Т. Понта, С. Фалеа.

Институт атомной физики, Бухарест.

Е. Биалковска, В. Вуйцик, Я. Гаевский, М. Гурски, Р. Гокиели, Р. Сосновски.

Институт ядерных исследований и Институт физики
Варшавского университета, Варшава.

Л. Анёла, Е. Бартке, А. Квятковска, Г. Рудницка, К. Эскрейс.

Институт ядерной физики и Институт ядерной
техники, Краков.

Н.О. Ахабабян, Н.П. Иков, П.П. Керачев, П.К. Марков, В.Н. Пенев, А.И. Шкловская.

Физический институт и Машино-энергетический
институт, София.

К.Н. Абдуллаева, М. Азимова, С.А. Азимов, К.Ф. Игамбердиев, С.Л. Лутфуллаев,

Х.А. Ризаев, Е.И. Трунова, Т.М. Усманов, А.А. Юлдашев, Б.С. Юлдашев.

Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент.

Л.Н. Абесалашвили, Н.С. Амаглобели, Д.В. Герсамия, М.А. Дасаева,

И.М. Мирианшвили, Р.Г. Салуквадзе, М.С. Чаргейшвили, Л.В. Чхаидзе

Тбилисский государственный университет, Тбилиси.

Ц. Баатар, Д. Тувдендорж, Б. Чадраа.

Институт физики и математики МАН, Улан-Батор.

Нгуен Дин Ты.

Ханойский университет, Ханой.

¹ Физический факультет и научно-исследовательский
институт ядерной физики МГУ.

² Физический факультет Пенджабского университета,
Чандигарх, Индия.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы при изучении множественных процессов применяется инклюзивный метод анализа экспериментов, который основан на анализе свойств отдельных частиц. Наряду с инклюзивным подходом возможен другой путь, который часто используется в космических экспериментах, и по этой причине мы будем называть его "космическим".

В отличие от инклюзивного космический метод состоит в анализе отдельных событий, а не частиц. Для этого должны быть измерены различные величины, характеризующие события в целом.

В отличие от эксклюзивного подхода космический можно применять к событиям, относительно которых нет полной информации.

Анализ распределения событий по множественности является примером космического метода. Другими параметрами, характеризующими отдельные события, могут служить коэффициент неупругости, степень асимметрии разлета заряженных частиц в системе центра масс / C - системе/, дисперсия углового распределения в шкале $\lg \lg \Theta$ и многие другие.

Мы применили указанный метод для анализа экспериментальных данных по взаимодействию π^- -мезонов с протонами в пропановой пузырьковой камере при импульсе первичных пионов $P = 40$ Гэв/с.

§1. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Угловое распределение релятивистских частиц в шкале $lg \operatorname{tg} \Theta$ просто связано с распределением по продольной скорости y^* в С-системе:

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta_i^*}{2} = \gamma_C \operatorname{tg} \Theta_i = e^{-y^*},$$

$$\ln \operatorname{tg} \frac{\Theta_i^*}{2} = \ln \gamma_C + \ln \operatorname{tg} \Theta_i = -y^*. \quad /1/$$

γ_C - лоренц-фактор С-системы для πp -столкновения, Θ_i^* и Θ_i - углы вылета i -й частицы в С-системе и лабораторной системе соответственно. В распределении по $\ln \operatorname{tg} \frac{\Theta_i^*}{2}$ частицы, летящие в системе центра масс вперед, имеют $\ln \operatorname{tg} \frac{\Theta_i^*}{2} < 0$, а летящие назад $-\ln \operatorname{tg} \frac{\Theta_i^*}{2} > 0$.

На рис. 1 представлено угловое распределение в этих переменных частиц с разным знаком заряда для событий с разной множественностью. Обращает на себя внимание резкое разделение по направлениям вперед и назад в С-системе отрицательно и положительно заряженных частиц при $n_{\pm} = 2$. Это, по-видимому, есть следствие сохранения направления движения налетающего π^- -мезона. Кроме того, в событиях с множественностью $n_{\pm} = 4, 6$ и 8 наблюдается асимметрия в угловых распределениях: число частиц, летящих вперед, как положительных, так и отрицательных, больше числа частиц, летящих назад. В последующем мы рассмотрим подробно, в чем могут заключаться причины появления такой асимметрии. При этом, чтобы не учитывать асимметрию, целиком обусловленную явлением сохранения направления движения первичного π^- -мезона, мы будем изучать только события с $n_{\pm} \geq 4$.

В качестве параметра, характеризующего степень асимметрии события, удобно использовать величину γ_S / γ_C , где γ_S - лоренц-фактор симметричной системы, определяемый из соотношения

$$lg \gamma_S = - \langle lg \operatorname{tg} \Theta_i \rangle, \quad /2/$$

которое справедливо в условиях крайнего релятивизма.

Если разлет заряженных частиц симметричен в С-системе, которая при ультрарелятивистских энергиях E_0 определяется соотношением

$$\gamma_C = \sqrt{\frac{E_0}{2m_p}}, \quad /3/$$

где m_p - масса протона-мишени, то $\gamma_S = \gamma_C$. Поэтому отклонение γ_S от γ_C служит мерой асимметрии отдельного события. Кроме того, учитывая соотношения /1/ и /2/, легко увидеть, что

$$2,3 \lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C} = \langle y^* \rangle. \quad /4/$$

Таким образом, параметр асимметрии $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ является величиной, характеризующей каждое событие.

При анализе асимметрии в πp -столкновениях с использованием кварковой модели /7/ вводится параметр

$$R = \frac{P_p}{P_{\pi}}. \quad \text{Здесь } P_p \text{ и } P_{\pi} \text{ - импульсы сталкивающихся}$$

протона и пиона в системе, где разлет вторичных частиц симметричен. Значение $R = 1,5$ соответствует симметричному разлету частиц в С-системе сталкивающихся кварков. Значение R в каждом отдельном событии при условии $\gamma_S, \gamma_C \gg 1$ просто связано с величиной $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$

$$R = \left(\frac{\gamma_S}{\gamma_C} \right)^2. \quad /5/$$

Точность определения величины $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ зависит от дисперсии

углового распределения σ^* в шкале $lg \operatorname{tg} \Theta$ и множественности заряженных частиц n_{\pm} :

* Величина σ для релятивистских частиц является лоренцевским инвариантом.

$$\Delta(\lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C}) = \pm \frac{\sigma}{\sqrt{n_{\pm}}}$$

/6/

Для изотропного разлета частиц $\sigma = 0,39$. Если угловое распределение анизотропно, то σ может быть больше, чем 0,39 /распределение типа $\cos^m \Theta$ / или меньше этой величины /распределения типа $\sin^m \Theta$ /. При энергии 40 Гэв ориентировочная точность измерения величины $\lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ получается равной 0,20.

На рис. 2 показано распределение $\lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C}$. Анали-

зировалось 840 взаимодействий с $n_{\pm} \geq 4$, отобранных по критериям, описанным ранее /1,2/. В 199 случаях был идентифицирован протон, который исключался при определении γ_S .

Наблюдаемое распределение является резко асимметричным, причем преобладают события с положительной асимметрией, в которых вторичные частицы вылетают преимущественно вперед в С-системе. Среднее значение

величины $\lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ составляет $0,16 \pm 0,01$, а средне-

квадратичное отклонение ее $\sigma = 0,29$. Большая ширина распределения по сравнению с ожидаемой указывает на существование событий с различными средними значениями γ_S .

Различие γ_S и γ_C означает, что система, в которой разлет частиц симметричен, движется относительно системы центра масс. Лоренц-фактор этого движения $\bar{\gamma}$ трудно получить из формулы сложения лоренц-факторов

$$\bar{\gamma} = \gamma_{SC} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_S}{\gamma_C} + \frac{\gamma_C}{\gamma_S} \right); \quad \sigma_{\bar{\gamma}} \approx 0,14. \quad /7/$$

Распределение событий по величине $\bar{\gamma}$ представлено на рис. 3. Из рисунка видно резкое изменение характера

распределения при $\bar{\gamma} \approx 1,15$. При значениях $\bar{\gamma}$, близких к 1, наблюдается крутое падение распределения, которое при $\bar{\gamma} \geq 1,15$ становится более пологим.

Назовем события с $\bar{\gamma} < 1,15$ симметричными в системе центра масс /события с индексом S /, а события с $\bar{\gamma} \geq 1,15$ - асимметричными (AS). Среднее значение $\bar{\gamma}_S$ для симметричных событий равно: $\langle \bar{\gamma} \rangle_S = 1,03 \pm 0,03$. Среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\bar{\gamma}_S} = 0,14$, что соответствует ожидаемому статистическому разбросу значений $\bar{\gamma}$. Это означает, что частицы в S-событиях испускаются из неподвижного в С-системе центра.

Величина $\bar{\gamma} = 1,15$ соответствует $\frac{\gamma_S}{\gamma_C} = 1,7$,

поэтому в дальнейшем мы считаем симметричными события в области $-0,2 < \lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C} < 0,2$.

В асимметричных событиях AS величина $\bar{\gamma}_{AS}$ имеет среднее значение, равное $1,48 \pm 0,02$, со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 0,44$, что много больше ожидаемого статистического разброса значений $\bar{\gamma}$. Следовательно, в AS-взаимодействиях центр эмиссии частиц в разных событиях движется относительно системы центра масс с существенно различными скоростями.

Можно попытаться дать следующую динамическую интерпретацию этого движения.

Из формулы /3/ вытекает, что отклонение γ_S и γ_C может произойти, если масса мишени не равна массе протона, а имеет другую величину m_t , т.е.

$$\langle \gamma_S \rangle = \sqrt{\frac{E_0}{2m_t}}. \quad /8/$$

Тогда

$$\left\langle \frac{\gamma_S}{\gamma_C} \right\rangle = \sqrt{\frac{m_p}{m_t}}. \quad /9/$$

Из формулы /7/ при $\langle \bar{y} \rangle_{AS} = 1,48 \pm 0,02$, найдем, что $\langle \frac{\gamma_S}{\gamma_C} \rangle = 2,53 \pm 0,04$ и $m_t = (0,14 \pm 0,04) \text{ Гэв}/c^2$.

На основе этих оценок можно предположить, что асимметрия разлета частиц в πp -взаимодействиях возникает в результате столкновения падающего пиона с виртуальным пионом в нуклоне-мишени. Аналогичный результат был получен несколько лет назад при энергии $\sim 200 \text{ Гэв}$ /3/.

Широкий спектр значений параметра асимметрии можно объяснить тем, что виртуальный пион, даже находясь вблизи массовой поверхности, движется. Поэтому в формуле /8/ следует учесть его движение. Для этого m_t придется заменить выражением $\epsilon_t - p_t \cos \Theta_t$, где ϵ_t , p_t , Θ_t - энергия, импульс и угол движения мишени. В этом случае

$$\frac{\gamma_S}{\gamma_C} = \sqrt{\frac{m_p}{\epsilon_t - p_t \cos \Theta_t}} \quad /10/$$

Если предположить, что $p_t \approx m_\pi$, то предельные значения величины $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ получим при $\cos \Theta_t = \pm 1$.

$$\left(\frac{\gamma_S}{\gamma_C}\right)_{\max, \cos \Theta_t = 1} = \sqrt{\frac{m_p}{\epsilon_t - p_t}} = \sqrt{\frac{m_p}{0,4 m_\pi}} \approx 1,6 \sqrt{\frac{m_p}{m_\pi}} \approx 4,18, \quad /11/$$

$$\left(\frac{\gamma_S}{\gamma_C}\right)_{\min, \cos \Theta_t = -1} = \sqrt{\frac{m_p}{\epsilon_t + p_t}} = \sqrt{\frac{m_p}{2,4 m_\pi}} \approx 0,65 \sqrt{\frac{m_p}{m_\pi}} \approx 1,70.$$

Это соответствует диапазону изменения $\lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ для AS-событий от 0,2 до 0,6. В последующем анализе для AS-событий выбирался интервал значений $0,2 \leq \lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C} \leq 0,8$.

Из 840 взаимодействий к S-событиям отнесено 318, к AS-событиям - 207. Остальные события расположены вне интервала $-0,2 \leq \lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C} \leq 0,8$.

На рис. 4 и 5 приведены структурные функции $f(x) = \frac{2E^*}{\pi\sqrt{S}} \frac{d\sigma}{dx}$ и $f(\lg \lg \frac{\Theta^*}{2}) = \frac{d\sigma}{d \lg \lg \Theta^*/2}$ для S- и AS-групп событий отдельно.

При аппроксимации структурной функции $f(x)$ экспонентой вида $e^{-b_S |x|}$ для симметричных событий получены значения $b_S = 1,85 \pm 0,08$ и $b_S = 1,89 \pm 0,10$ для $0 \leq x \leq 0,70$ и $-0,55 \leq x < 0$ соответственно. Для асимметричных событий $f(x)$ можно описать функцией $e^{-b_{AS} |x - 0,1|}$, где $b_{AS} = 1,55 \pm 0,10$ и $b_{AS} = 2,83 \pm 0,11$ для $0,10 \leq x \leq 0,70$ и $-0,45 \leq x < 0,10$ соответственно. Группа AS-событий, резко асимметричных в системе центра масс, в основном обуславливает асимметрию полной структурной функции $f(x)$ /4/. S-события имеют симметричную структурную функцию.

Структурная функция по переменной $\lg \lg \frac{\Theta^*}{2}$ имеет "платообразную" часть для S-событий. Для AS-событий распределение сдвинуто вперед по направлению падающей частицы. В целом же эти распределения подобны для обеих групп событий.

§2. МАССА СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ

Полная энергия, или суммарная масса частиц в симметричной системе, равна $M = \frac{\sum \epsilon_i}{\gamma_S}$, где ϵ_i - энергия частицы в лабораторной системе.

Если мишень движется, то должна наблюдаться кинематическая зависимость суммарной массы частиц в симметричной системе от степени асимметрии $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$. При встречном столкновении налетающего пиона и мишени $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ будет иметь минимальное значение, а масса M и множественность будут максимальны. С изменением параметра асимметрии масса M будет изменяться обратно пропорционально величине $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$. На рис. 6 показана зависимость $\langle M \rangle$ от $\lg \frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ для взаимодействий с $n_{\pm} \geq 4$. Для асимметричных событий наблюдается зависимость вида $\langle M \rangle_{AS} \sim \left(\frac{\gamma_S}{\gamma_C}\right)^{-1}$, тогда как для симметричных мишень неподвижна и корреляции $\langle M \rangle$ и $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ отсутствуют.

Полная энергия, заключенная в π^- -мезонах, существенно превышает полную энергию, уносимую π^+ -мезонами. Из приведенных на рис. 7 распределений суммарных масс π^+ - и π^- -мезонов для S- и AS-событий видно, что характер этих распределений различен. Если в событиях группы AS распределения π^+ - и π^- -мезонов в целом близки, то среди S-событий встречаются такие, у которых суммарная масса π^- -мезонов значительно превышает суммарную массу π^+ -мезонов.

Превышение суммарной массы отрицательных мезонов, равное $\Delta M_{\pi^-} = 1,23 \pm 0,15 \text{ Гэв}/c^2$, может быть обусловлено избытком числа отрицательных мезонов, когда все мезоны в среднем имеют одинаковые энергии, или наличием лидирующего сохранившегося π^- -мезона, имеющего энергию, резко отличную от средней энергии остальных мезонов. Мы нашли, что средняя множественность идентифицированных протонов равна $n_p = 0,12$ и

0,24 в S- и AS-событиях соответственно. Эти протоны были исключены из рассмотрения и поэтому определяют избыток отрицательного заряда мезонов. Была вычислена и средняя энергия мезонов в симметричной системе /табл. 1/ при исключении π^- -мезона в событиях, где он является самой энергичной частицей. Энергия этого самого энергичного π^- -мезона равна:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\pi_1^-} &= (\Delta M_{\pi^-} + \langle \epsilon_{\pi^-} \rangle) (1 - n_p) + \Delta M_{\pi^-} n_p = \quad /12/ \\ &= (1,23 + 0,62) (1 - 0,12) + 1,23 \cdot 0,12 = 1,8 \pm 0,1 \text{ Гэв}. \end{aligned}$$

Полученная величина совпадает с вычисленным импульсом самой энергичной частицы отрицательного знака, приведенным в табл. 2, причем существенно, что импульс самой энергичной частицы отрицательного знака больше, чем частицы положительного знака. Таким образом, в S-событиях присутствует π^- -мезон, энергия которого в 3 раза превышает среднюю энергию остальных π^{\pm} -мезонов, приблизительно одинаковую для π^+ - и π^- -мезонов. Это означает, что симметричным событиям в среднем можно сопоставить диаграмму на рис. 8а, с одним выделенным по энергии π^- -мезоном.

В асимметричных событиях избыток массы отрицательных мезонов составляет $\Delta M_{\pi^-} = 0,52 \pm 0,07 \text{ Гэв}/c^2$, средняя энергия всех π^{\pm} -мезонов равна $\langle \epsilon_{\pi^{\pm}} \rangle = 0,54 \pm 0,01 \text{ Гэв}$, а средняя множественность протонов $n_p = 0,24$. Тогда по формуле /12/ энергия самого энергичного π_1^- -мезона оказывается равной $0,9 \pm 0,1 \text{ Гэв}$.

Это значение также совпадает с приведенным в табл. 2 импульсом для самой энергичной частицы отрицательного знака, но в данном случае его величина не сильно отличается от импульса самой энергичной частицы положительного знака. Другими словами, π^+ - и π^- -мезоны в асимметричных событиях равноправны и обусловлены, по-видимому, одним и тем же механизмом рождения. Таким событиям может отвечать диаграмма, изображенная на рис. 8б.

Существование корреляций между M и $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ приводит также и к зависимости множественности от $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$. В резко асимметричных звездах с $\frac{\gamma_S}{\gamma_C} > 1$ множественность меньше, чем в симметричных /рис. 9/. Эта корреляция тоже имеет кинематическое происхождение. Необходимо иметь в виду, что корреляция на самом деле сильнее, чем показана на рис. 9, поскольку из рассмотрения исключены случаи с $n_{\pm} = 0$ и 2.

Корреляции n и $\frac{\gamma_S}{\gamma_C}$ были обнаружены в работах /3,5,6/ при энергиях первичных пионов в интервале от 16 до 200 Гэв.

§3. ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ

Мы провели анализ импульсных спектров π -мезонов в S -системе в зависимости от порядкового номера i , присвоенного частицам в процессе выстраивания их по величине полного импульса в S -системе отдельно для передней и задней полусферы для событий с множественностью с $n_{\pm} \geq 4$.

На рис. 10 /а,б/ приведены спектры π^+ и π^- -мезонов для разных значений порядкового номера i .

В табл. 3 представлены средние значения импульсов частиц, расположенных в порядке убывания в S -системе $\langle p_i^* \rangle$. В передней полусфере средние импульсы положительных и отрицательных частиц одинаковы, кроме первой. Первая отрицательная частица имеет импульс больший, чем соответствующая положительная, что связано с сохранением налетающей частицы. В задней полусфере импульсы положительных и отрицательных частиц одинаковы при соответствующих значениях индекса порядкового номера.

В передней полусфере в 65% событий первой по величине импульса частицей является π^- -мезон и в 35%

π^+ . В задней полусфере в 60% событий первой по величине импульса частицей является положительно заряженная частица /идентифицированные протоны исключены/. Зависимость среднего импульса от номера i показана на рис. 11.

Мультипериферическая модель предсказывает более или менее равномерное распределение отношений импульсов частиц в мультипериферической цепочке

$$\Delta_i = \frac{p_{i+1}^*}{p_i^*} \quad /13/$$

Из закона сохранения энергии-импульса следует, что при большой множественности $\Delta_i \geq 0,5$. Экспериментальные значения $\langle \Delta_i \rangle$ приведены в таблице 4.

Рассматривались также расстояния между соседними частицами в шкале y^* для событий разной множественности. Средние значения $\langle \Delta y_i^* \rangle = \langle y_i^* - y_{i+1}^* \rangle$ приведены в таблице 5 и на рис. 12. Отметим, что расстояние между крайними частицами слабо зависит от множественности и значительно меньше кинематически разрешенного при 40 Гэв $Y = \ln \frac{s}{m^2 + q_{\perp}^2} = 6,4$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных данных можно сделать вывод, что в π^-p -столкновениях существует по крайней мере две группы событий, различающихся степенью асимметрии углового распределения заряженных вторичных частиц в системе центра масс, средней энергией частиц в симметричной системе и величиной энергии энергетически выделенной частицы.

Асимметричные взаимодействия можно интерпретировать как результат столкновения налетающей частицы с виртуальным пионом мишени. В этой группе событий наблюдаются кинематические корреляции между множественностью заряженных частиц и величиной параметра асимметрии.

Анализ π^-p -взаимодействий с точки зрения мультипериферической модели показал, что свойства вторичных

частиц слабо зависят от их предполагаемого положения в мультипериферической цепочке - импульсные спектры частиц подобны и перекрываются в широкой области значений, средние значения импульсов различаются менее чем в два раза. Исключение составляют частицы на концах цепочки.

Для всех множественностей частицы распределены по оси y^* равномерно.

Первая и последняя частицы отстоят дальше от соседних, чем это имеет место для остальных частиц. Эта особенность в целом обусловлена периферическим характером взаимодействия сталкивающихся частиц.

Возможность разбиения событий на группы с разными свойствами вторичных частиц указывает на существование различных механизмов взаимодействия, поэтому в дальнейшем представляется интересным анализ различных групп событий как с точки зрения мультипериферизма, так и других модельных представлений.

В заключение авторы выражают благодарность группе лаборантов, которые принимали участие в обработке экспериментального материала.

Литература

1. Будапешт - Бухарест - Варшава - Дубна - Краков - Серпухов - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой. Сотрудничество. Препринт ОИЯИ, P1-6277, Дубна, 1972; Phys. Lett., 39B, 571 (1972).
2. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.А.Беляков и др. Сообщения ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972.
3. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1898 /1970/.
4. Будапешт - Бухарест - Варшава - Дубна - Краков - Серпухов - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой. Сотрудничество. Препринт ОИЯИ, P1-7103, Дубна, 1973.
5. З.В.Анзон и др. ЯФ, 10, 991 /1969/.
6. N.Biswas et al. Phys. Rev. Lett., 26, 1589 (1971).
7. J.W.Elbert et al. Phys. Rev., D3, 2042 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1973 года.

Таблица I. Средняя энергия \bar{E}_n^{\pm} -мезонов $\langle E_n^{\pm} \rangle$ в симметричной системе для S- и AS-событий и для S-событий без пиона наибольшей энергии, если он отрицательный

$\langle E_n^{\pm} \rangle$	S	S без π^{\pm}	AS
σ	0,85±0,02 0,54	0,62±0,02 0,68	0,54±0,01 0,27

Таблица 2. Средний импульс самого энергичного во взаимодействии-
 вии пиона в \bar{S} - и AS -сообностях в симметричной систе-
 ме

	\bar{S}^-	\bar{S}^+
$\langle P_1 \rangle_{\bar{S}}$	$1,71 \pm 0,06$	$1,31 \pm 0,10$
$\langle P_1 \rangle_{AS}$	$0,94 \pm 0,04$	$0,79 \pm 0,04$

Таблица 3. Средние значения импульсов $\langle P_i^* \rangle$ (Гэв/с)

i	$\langle P_i^* \rangle_{\bar{S}^+}$	$\langle P_i^* \rangle_{\bar{S}^-}$
	$P_{ii}^* < 0$	$P_{ii}^* < 0$
1	$1,10 \pm 0,03$	$1,66 \pm 0,04$
2	$0,61 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,02$
3	$0,40 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,01$
4	$0,32 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,01$
5	$0,28 \pm 0,02$	$0,27 \pm 0,01$

Таблица 4. Средние значения величин $\langle \Delta_i \rangle = \left\langle \frac{P_{i+1}^*}{P_i^*} \right\rangle$,
 $n_{\pm} \approx 4$

i	$P_{ii}^* < 0$		$P_{ii}^* > 0$	
	$\langle \Delta_i \rangle$	σ_i	$\langle \Delta_i \rangle$	σ_i
1	0,58±0,01	0,25	0,56±0,01	0,26
2	0,63±0,01	0,23	0,65±0,01	0,23
3	0,67±0,01	0,23	0,68±0,01	0,22
4	0,71±0,02	0,22	0,70±0,01	0,22
5	0,74±0,02	0,22	0,68±0,02	0,23
6	0,79±0,03	0,16	0,74±0,03	0,20
7	0,71±0,06	0,25	0,76±0,05	0,19

Таблица 5. Средние значения разности быстрой $\langle \Delta y_i^* \rangle = \langle y_i^* - y_{i-1}^* \rangle$
 для событий с разной множественностью n_{\pm}

n_{\pm}	4		6		8		10	
	$\langle \Delta y_i^* \rangle$	σ_i	$\langle \Delta y_i^* \rangle$	σ_i	$\langle \Delta y_i^* \rangle$	σ_i	$\langle \Delta y_i^* \rangle$	σ_i
$\langle \Delta y_1^* \rangle$	1,27±0,05	1,04	0,77±0,04	0,69	0,63±0,04	0,56	0,50±0,05	0,52
$\langle \Delta y_2^* \rangle$	0,94±0,04	0,79	0,58±0,03	0,52	0,40±0,03	0,41	0,32±0,03	0,28
$\langle \Delta y_3^* \rangle$	1,19±0,05	0,98	0,53±0,02	0,46	0,37±0,02	0,35	0,30±0,03	0,28
$\langle \Delta y_4^* \rangle$			0,60±0,03	0,55	0,35±0,02	0,38	0,26±0,02	0,20
$\langle \Delta y_5^* \rangle$			0,80±0,04	0,68	0,40±0,03	0,40	0,24±0,02	0,25
$\langle \Delta y_6^* \rangle$					0,46±0,03	0,41	0,30±0,03	0,27
$\langle \Delta y_7^* \rangle$					0,59±0,03	0,52	0,38±0,03	0,29
$\langle \Delta y_8^* \rangle$							0,36±0,03	0,33
$\langle \Delta y_9^* \rangle$							0,54±0,05	0,50
$\langle \Delta y_{10}^* \rangle$	3,40±0,09	1,64	3,28±0,08	1,30	3,20±0,09	1,15	3,15±0,10	1,00

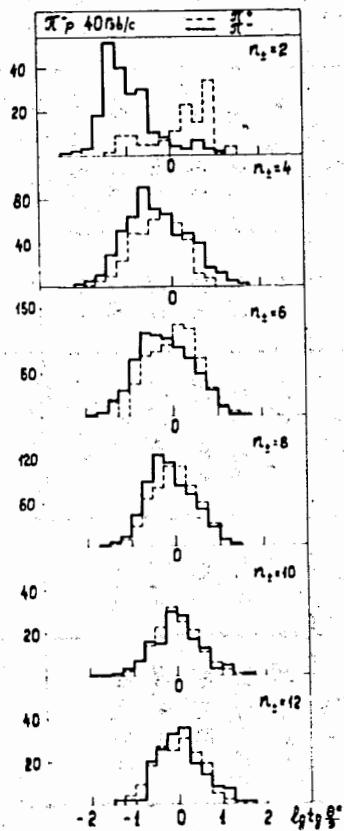


Рис. 1. Угловое распределение π^+ и π^- мезонов в С-системе для событий разной множественности /без исключения упругих/.

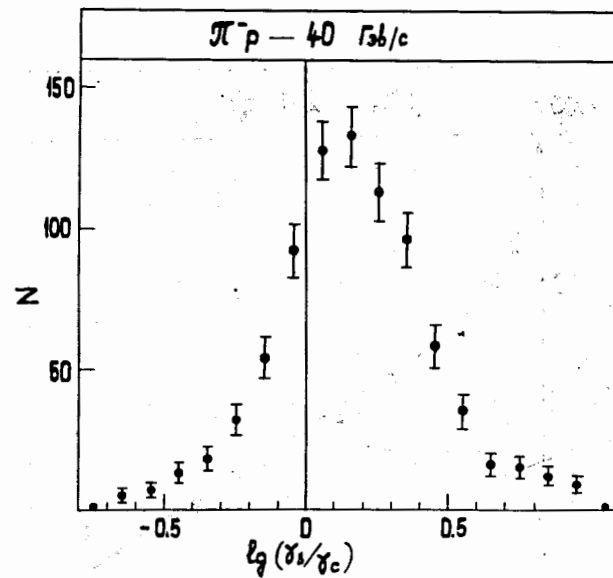


Рис. 2. Распределение параметра асимметрии $lg \frac{y_s}{y_c}$ для событий $n_{\pm} \geq 4$. Использовано 840 событий.

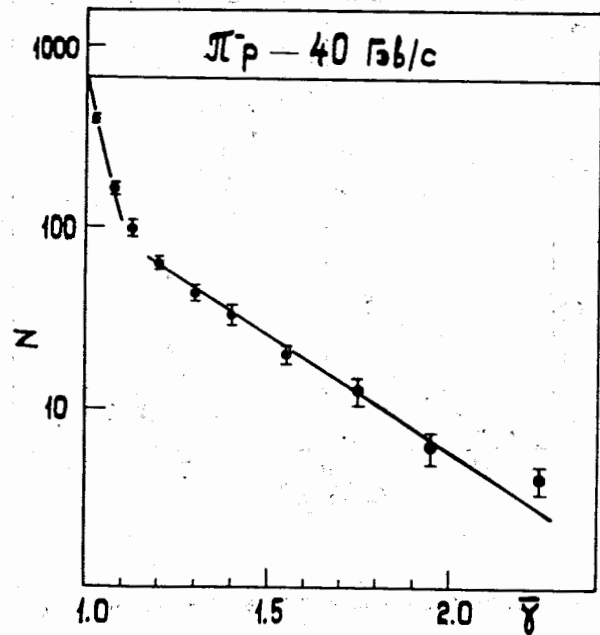


Рис. 3. Распределение величины лоренц-фактора $\bar{\gamma}$ движения центра симметрии вторичных частиц в C -системе ($n_{\pm} \geq 4$). Использовано событий ≈ 1200 .

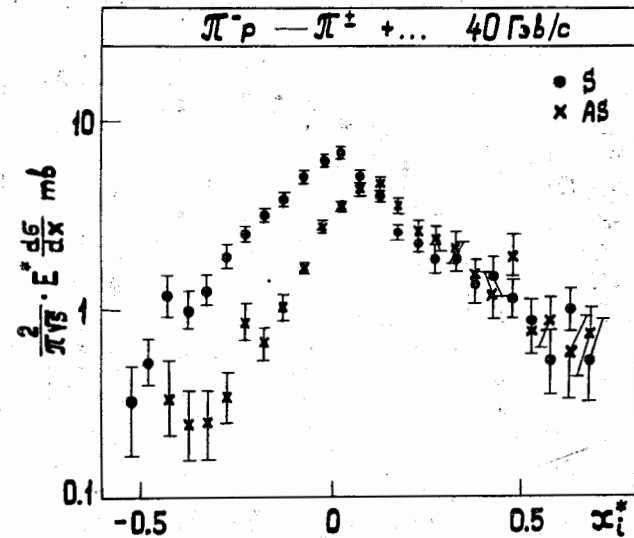


Рис. 4. Структурная функция $f(x) = \frac{2 E^*}{\pi \sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx}$ для S - и AS -событий ($n_{\pm} \geq 4$).

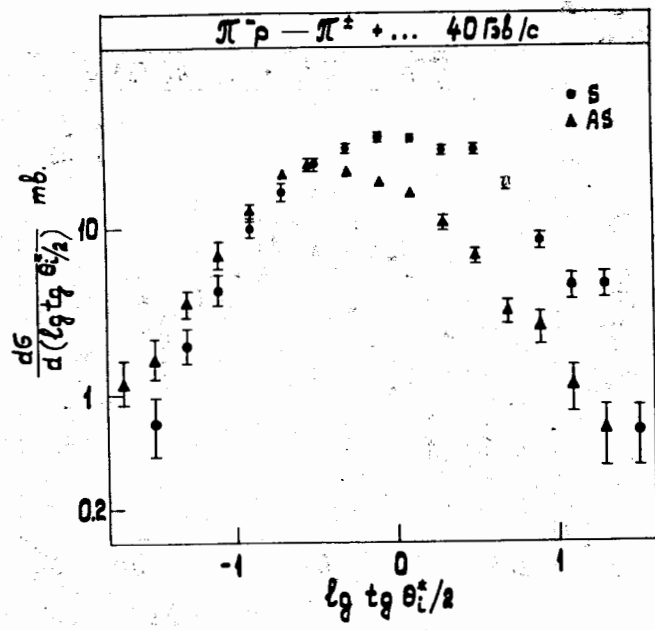


Рис. 5. Структурная функция $f(Lg tg \frac{\theta^*}{2})$ для S- и AS-событий ($n_{\pm} \geq 4$).

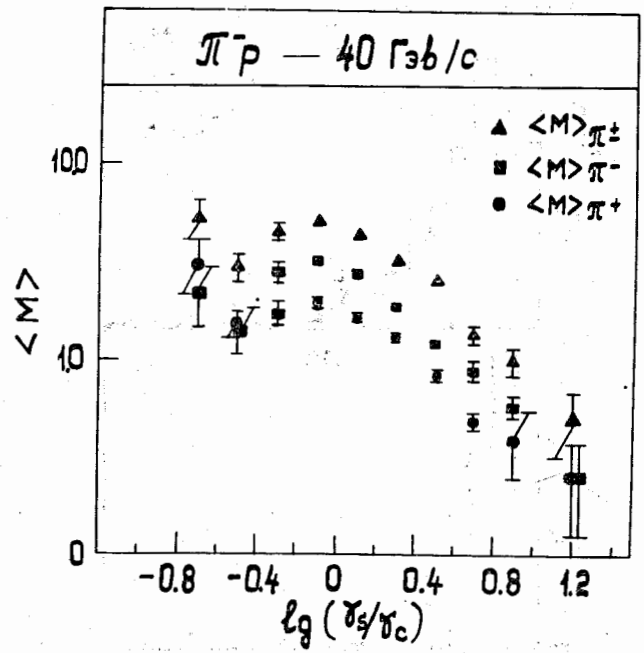


Рис. 6. Средние значения суммарных масс π^+ - и π^- -мезонов в симметричной системе для различных параметров асимметрии $Lg \gamma_s/\gamma_c$.

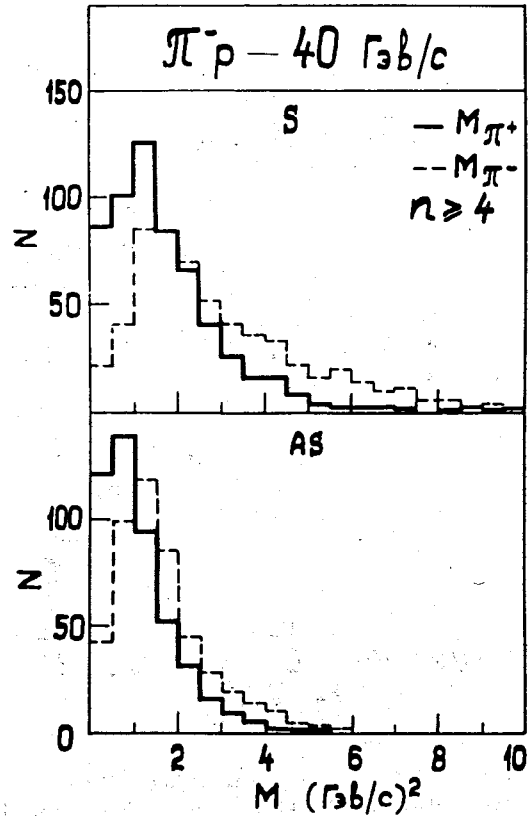
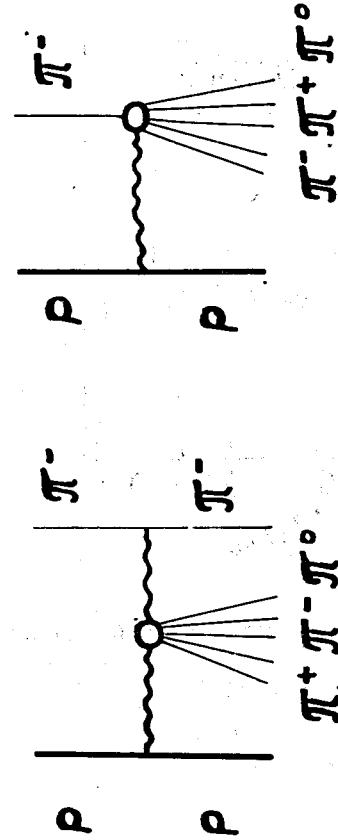


Рис. 7. Распределение суммарных масс π^+ -и π^- -мезонов в симметричной системе для S- и AS-событий.



б/

а/

Рис. 8. Диаграммы, соответствующие S- и AS-событиям.

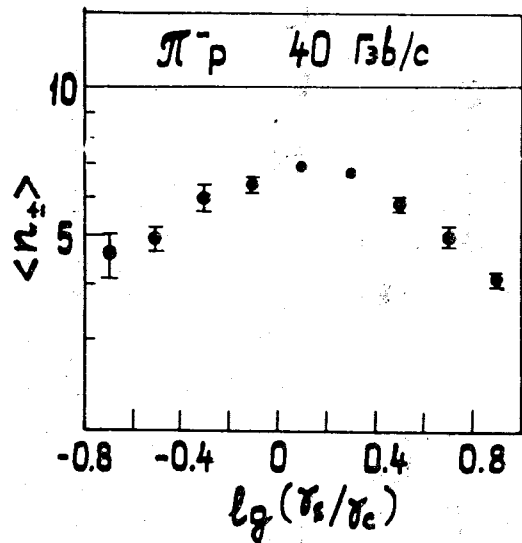


Рис. 9. Средняя множественность событий для различных величин параметра асимметрии $\lg \gamma_s / \gamma_c$.

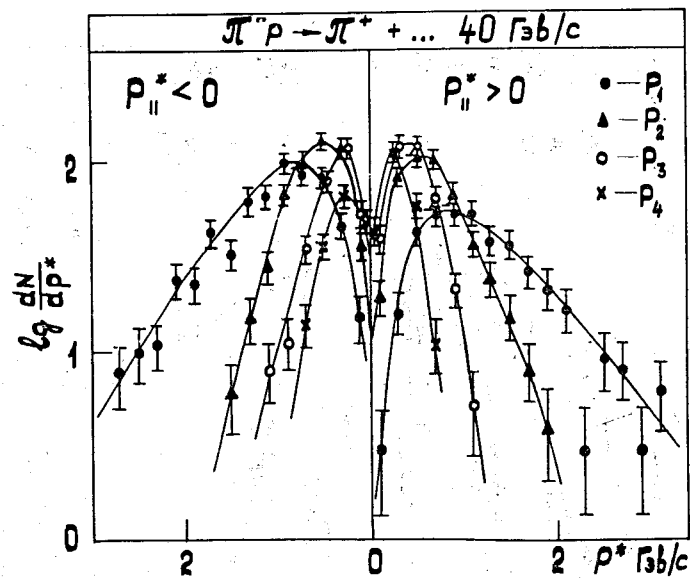


Рис. 10. Распределение величины импульса i -й частицы для передней и задней полусфер: а/ для π^+ -мезонов, б/ для π^- -мезонов.

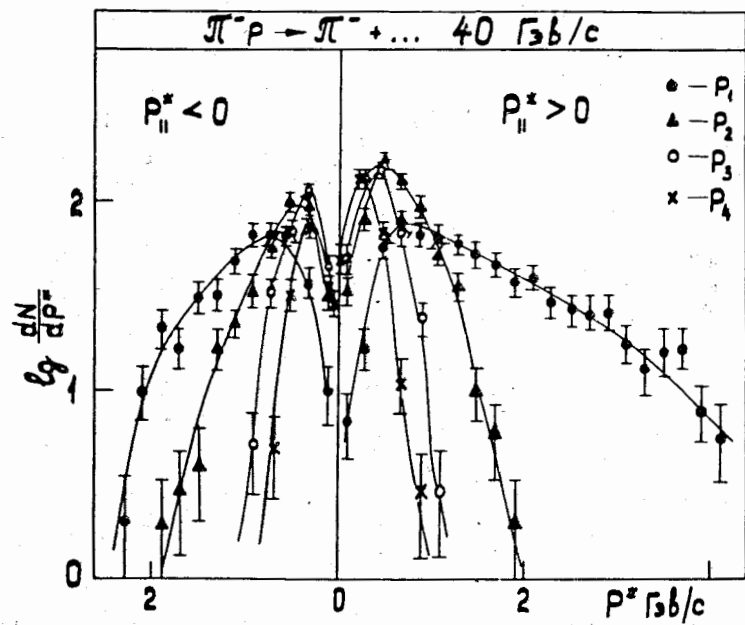


Рис. 10б

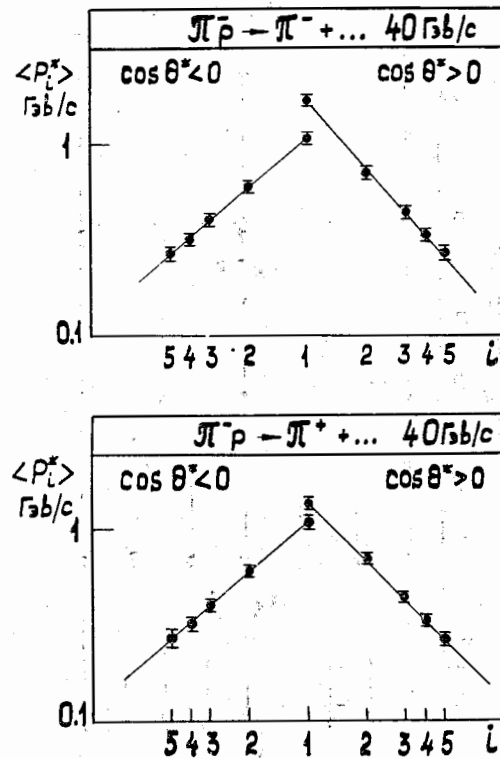


Рис. 11. Средние значения $\langle p_t^* \rangle$ для частиц передней и задней полусферы: а/ для π^- -мезонов, б/ для π^+ -мезонов.

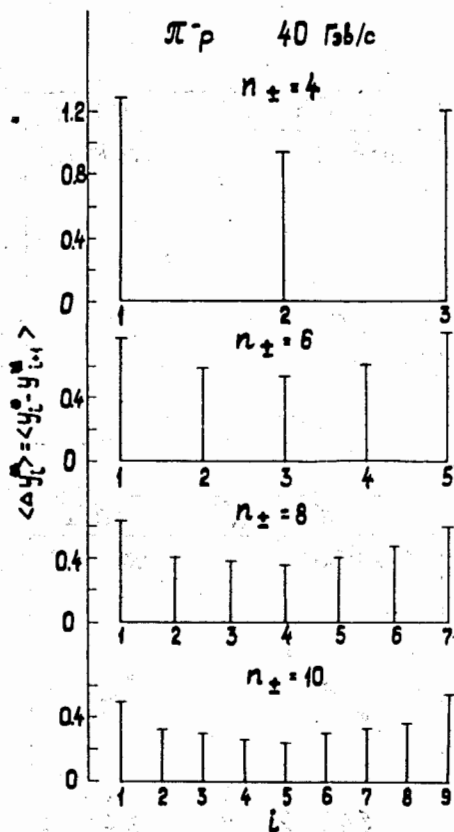


Рис. 12. Средние значения разностей быстрот $\langle \Delta y_i^* \rangle = \langle y_i^* - y_{i+1}^* \rangle$ для событий разной множественности.