

Г-859



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 7882

ГРИШИН
Валентин Григорьевич

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ
В ПИОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Г. А. ЛЕКСИН,

академик

Б. М. ПОНТЕКОРВО,

член-корреспондент АН СССР

Е. Л. ФЕЙНБЕРГ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий (г. Серпухов).

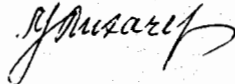
Автореферат разослан "5" мая 1974 года.

Защита диссертации состоится "5" июня 1974 года в 13⁰⁰ час на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московской области, Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

наук



/М. Ф. ЛИХАЧЕВ/

1 - 7882

ГРИШИН
Валентин Григорьевич

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ
В ПИОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Исследование адрон-адронных столкновений, приводящих к образованию многочастичных конечных состояний, является одной из главных задач физики высоких энергий. Множественная генерация частиц составляет $\approx 80\%$ всех взаимодействий адронов при $E \geq 20$ ГэВ. Поэтому для создания теории сильных взаимодействий необходимо знание динамики этих процессов.^{/1-4/}

Процессы множественного рождения частиц при $E \geq 10$ ГэВ в течение нескольких десятков лет изучались в космических лучах^{/1,2/}. В результате был получен ряд важных выводов, которые подтвердились при исследованиях на ускорителях: приближительное постоянство или слабый рост сечения взаимодействия до энергий 10^6 ГэВ; ограниченность и приближительное постоянство средних поперечных импульсов вторичных частиц, слабый рост множественности, однородность дифференциального сечения образования вторичных частиц в области фрагментации и т.д.^{/2/}. Появление нового поколения ускорителей с $E \geq 100$ ГэВ, а также реальные проекты ускорителей с $E \approx 10^6$ ГэВ позволяют провести детальное изучение множественных процессов в ближайшем будущем.

Большое число вторичных частиц, образующихся при высоких энергиях, делает практически невозможным исследование всех отдельных каналов реакции, как это было при $E \leq 10$ ГэВ. В связи с этим как экспериментальный, так и теоретический подход к изучению таких процессов существенно отличается от того, что было при меньших энергиях. В настоящее время широко изучаются характеристики данного сорта частиц с усреднением по всем другим частицам, образованным в данном процессе.^{/5/}

Такой подход получил название инклюзивного. Естественно, что при этом в первую очередь обращается внимание на исследование самых общих фундаментальных закономерностей, которые не зависят от моделей^{/3-8/}. Особенный интерес представляет проверка гипотез масштабной инвариантности и предельной фрагментации^{/6-8/}. Это новые виды инвариантности сильных взаимодействий, которые проявляются при высоких энергиях и нарушаются при низких ($E \leq 10$ ГэВ). Обилие результатов, полученных в последние три года на ускорителях, не даёт возможности дать ссылки на все оригинальные работы.

Полные данные по этому вопросу можно найти в обзорах^{/1-4/}.

Настоящая диссертация посвящена исследованию множественного рождения частиц в пион-нуклонных взаимодействиях.

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения.

Во введении дан краткий обзор основных теоретических представлений и экспериментальных результатов, полученных на ускорителях, по множественной генерации частиц при высоких энергиях. Одночастичный инклюзивный процесс



определяется инвариантным сечением -

$$E_c \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}_c} = \varphi_1(s, \vec{p}_c), \quad (2)$$

которое в общем случае зависит от трех переменных: S , \vec{p}_1 и $p_{||}$. Здесь S - квадрат полной энергии первичных частиц в с.ц. масс, \vec{p}_1 и $p_{||}$ - компоненты импульса вторичной частицы. Обычно φ_i называют структурными функциями данного процесса. Полное сечение инклюзивной реакции обычно нормируется следующим образом:

$$\int d^3\vec{p}_c \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_c} = \int \varphi_1(s, \vec{p}_c) \frac{d^3\vec{p}_c}{E_c} = \langle n_c \rangle \sigma_{in}, \quad (3)$$

где $\langle n_c \rangle$ - среднее число частиц типа C , образующихся в реакции (1), и σ_{in} - сечение неупругого взаимодействия первичных частиц a и b в с.ц. масс.

Гипотеза масштабной инвариантности заключается в утверждении:

$$\lim_{S \rightarrow \infty} \varphi'(s, x, p_1^2) \rightarrow \varphi(x, p_1^2), \quad (4)$$

где $x = p_{||}^* / p_{max}^* = 2p_{||}^* / \sqrt{S}$ и $p_{||}^*$ - импульс вторичной частицы в с.ц. инерции^{/6/}. Для области $x \approx 0$ имеется дополнительное утверждение:

$$\lim_{\substack{S \rightarrow \infty \\ x \rightarrow 0}} \varphi'(s, x, p_1^2) \rightarrow \varphi(p_1^2). \quad (5)$$

Таким образом, при больших энергиях инклюзивные распределения не зависят явно от энергии, а определяются только масштабной переменной x и p_1^2 ^{/3,6/}. Гипотеза предельной фрагментации при $|x| \geq 2m_1 / \sqrt{S}$ полностью эквивалентна (4)^{/7/}. Различие заключается в том, что медленные частицы в с.ц. инерции ($|x| \leq 2m_1 / \sqrt{S}$) в гипотезе предельной фрагментации отсутствуют при $S \rightarrow \infty$. Новый вид инвариантности имеет фундаментальное значение для сильных взаимодействий, ограничивая класс возможных теорий^{/8/}.

Гипотеза масштабной инвариантности проверялась для pp-соударений в интервале энергий от $10 + 2000$ ГэВ.

Оказалось, что в области фрагментации ($|x| \geq 0,2$) она выполняется

х) Иногда употребляется и другая нормировка: $\langle n_c \rangle \cdot \sigma_{tot}$, где σ_{tot} - полное сечение и $\langle n_c \rangle$ - среднее число частиц C в упругих и неупругих процессах.

для Π - мезонов при $E \gtrsim 20$ ГэВ с точностью $(5 \pm 10)\%$. В центральной области ($|x| \leq 0,2$) структурная функция Π -мезонов не зависит от энергии лишь при $E_p \gtrsim 1000$ ГэВ в пределах ошибок эксперимента ($\pm 8\%$). Для ΠN - столкновений аналогичные данные были получены только при $E \leq 20$ ГэВ. Поэтому наши результаты при $p=40$ ГэВ/с позволили дать более полную проверку гипотезы для ΠN - соударений.

В первой главе диссертации дано краткое описание установок, на которых был получен экспериментальный материал. Взаимодействие Π - мезонов с нуклонами при $p=40$ ГэВ/с изучалось с помощью 55-сантиметровой пропановой пузырьковой камеры, которая экспонировалась в пучке отрицательных мезонов на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ^{9/}. Камера с размерами $28 \times 55 \times 14$ см³ находилась в магнитном поле $14,3$ кГс. Среднее число частиц, входящих в камеру за цикл ускорения, составляло $\bar{n} = 9,8$. Всего было получено ≈ 150 тысяч стереофотографий.

Множественное рождение частиц в ΠN - соударениях при $p = 40$ ГэВ/с изучалось с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, которая экспонировалась в пучке отрицательных пионов с $p=(40,00 \pm 0,24)$ ГэВ/с на серпуховском ускорителе (У-70)^{10, 11/}. Камера находилась в магнитном поле с $\bar{H} = 15$

кГс, среднее число первичных частиц на один снимок составило $\bar{n} = 2,4$. В 1971-72 г.г. на этой установке было получено 300 тысяч стереофотографий.

Во второй главе диссертации изложена методика обработки событий, зарегистрированных в пропановых пузырьковых камерах^{12, 13/}. Эти камеры имеют относительно высокую эффективность регистрации гамма-квантов ($\xi_{\gamma} \approx 20\%$). С другой стороны, многократное рассеяние заряженных частиц в пропане несущественно сказывается на точности определения их импульсов и углов вылета. В связи с этим пропановые пузырьковые камеры используются для изучения совместного образования нейтральных и заряженных частиц при высоких энергиях.

Методика просмотра и отбора событий изложена в § 1^{13-18/}. Просмотр снимков проводился на столах, дающих примерно истинное изображение событий в камере. Найденные события в эффективной области разделялись по стандартным критериям на Πp , Πn и ΠC - взаимодействия (§ 1). Доля событий без определения их типа из-за близких вторичных взаимодействий, коротких треков и других причин была мала (1,5%). При просмотре также регистрировались гамма-кванты и нейтральные странные частицы (Λ^0, K^0), связанные с найденными взаимодействиями. Гамма-кванты регистрировались по (e^+e^-)-парам конверсии. Если линия, соединяющая вершины звезды и пары, проходила между треками электрона и позитрона, то считалось, что γ - квант "смотрит" в звезду. Отбрасывались только явно "несмотрящие" γ -кванты. Остальные измерялись и обрабатывались по кинематическим программам. Потери гамма-квантов, связанные с такой методикой их отбора из-за наличия ядра отдачи, комптоновского рассеяния и фотоэффекта, были рассмотрены в работе^{19/} и оказались $\leq 0,2\%$ для обоих экспериментов.

Было проведено два независимых просмотра ≈ 150 тыс. стереоснимков с 55-сантиметровой пропановой камеры и ≈ 50 тыс. снимков с 2-метровой камеры. Эффективности нахождения событий оказались равными 97% и 99,6% соответственно (§ 1). Всего для методического и физического анализа было отобрано 5474 события при $P = 4$ ГэВ/с и 11267 событий при $p = 40$ ГэВ/с. Совместно с этими событиями было найдено 14000 гамма-квантов и ≈ 1000 V^0 -частиц.

Измерение найденных событий проводилось на полуавтоматах типа ПУОС, работающих на линии с ЭВМ БЭСМ-4 ЛВТА (§ 2)^{/20/}. Системы программ обработки данных описаны в § 3 этой главы^{/21-23/}. После проверки качества измерений события записывались на ленту суммарных результатов (DST), и дальнейший физический анализ данных проводился на ЭВМ СДС I604-A с помощью специальных программ.

Особенности методики обработки событий с γ -квантами, идентификация вторичных заряженных частиц и полученные результаты описаны в § 4 - § 7 второй главы.

Имеются две существенные особенности в обработке событий с γ -квантами. Первая связана с тем, что эффективность регистрации γ -квантов по (e^+e^-) -парам конверсии в камерах была $\varepsilon_\gamma \leq 20\%$. Вторая - необходимость учёта тормозного излучения при определении характеристик (e^+e^-) -пар конверсии.

Эффективность регистрации γ -квантов по (e^+e^-) -парам конверсии определяется геометрией эффективной области камеры и сечением процесса $\gamma \rightarrow e^+e^-$:

$$\varepsilon_\gamma = 1 - \exp[-\mu(E_\gamma)L_\gamma/X_0], \quad (6)$$

где L_γ - потенциальный пробег γ -кванта в камере, X_0 -радиационная длина и $\mu(E_\gamma)$ - коэффициент конверсии, пропорциональный $\sigma(\gamma \rightarrow e^+e^-)$. Были вычислены полные и дифференциальные сечения образования пар в поле ядер и электронов для водорода, углерода, фтора, брома и др., которые обычно входят в состав наполнителей пузырьковых камер^{/24/}. Расчёты были проведены на ЭВМ М-20 для $E_\gamma = 10 + 10000$ МэВ. Полные сечения образования (e^+e^-) -пар в пропане (C_3H_8) были вычислены с точностью $\approx 2\%$ для $E_\gamma \leq 100$ МэВ и $\approx 1\%$ для $E_\gamma > 100$ МэВ. Результаты этих вычислений были использованы для нахождения $\mu(E_\gamma)$ в наших экспериментах (§ 4).

Обычно для камер прямоугольной формы веса γ -квантов сильно флуктуирует от события к событию ($W = 1/E_\gamma$). Это связано с геометрией камеры и зависимостью $\mu(E_\gamma)$ от энергии γ -кванта. В то же время истинное число γ -квантов, образованных во взаимодействиях, определяется выражением:

$$N_\gamma = \sum_i W_i \pm \sqrt{\sum_i W_i^2}, \quad (7)$$

Таким образом, ошибки в N_γ зависят от дисперсий весов^{/25/}. В связи с этим естественно использовать всю информацию о геометрии камеры, пучка и динамике процесса, чтобы свести флуктуации весов к минимуму. В наших экспериментах известно распределение вершин взаимодействий по x, y, z - координатам и распределение длин конверсии γ -квантов. Кроме того, отсутствие поляризации начальных частиц приводит к азимутальной симметрии взаимодействия. Поэтому с помощью специально созданной моделирующей программы для каждого найденного события с γ -квантами проводилось усреднение по этим переменным^{/26/}. Кроме того, было введено условие $\Delta p/p \leq 30\%$ для повышения точности измерения

импульсов вторичных частиц и e^{\pm} (§ 4). В результате флуктуация весов была уменьшена примерно в 2 раза при $p=4$ ГэВ/с. В эксперименте при $p=40$ ГэВ/с вводилось только наиболее существенное усреднение — по азимутальному углу φ .

В 1964 году была разработана методика измерения импульсных и угловых характеристик электронов, позитронов и γ -квантов в пропановых пузырьковых камерах^{/27/}. Были выведены формулы с учетом ионизационных и средних радиационных потерь электронов и позитронов в пропане, по которым и обсчитывались измерения (§ 4).

В результате учёта этих процессов и введения моделирующих программ для уменьшения флуктуации весов γ -квантов мы получили массу Π^0 - мезона по двум γ -квантам: $M_{\gamma\gamma}(\pi^0) = (138 \pm 2)$ МэВ с полушириной $\sigma = (7 \pm 1)\%$.

Идентификация вторичных заряженных частиц с $p \leq 1$ ГэВ/с проводилась с помощью измерения их ионизации. Доля протонов с $p \geq 1$ ГэВ/с среди вторичных положительных частиц оценивалась статистически по δ -электронам (§ 5)^{/28/}.

В §§ 6,7 второй главы приведены основные методические результаты, полученные после обработки событий с 2-метровой пропановой камерой^{/29,30/}. Тормозные γ -кванты от (e^+e^-) -пар, "смотрящие" в звезду, исключались по критериям малой эффективной массы с первым γ -квантом ($M_{\gamma_1\gamma_2} \leq 30$ МэВ) и $e_{\text{eff}} \leq 0,025$, полученными на основании анализа экспериментальных распределений. Их доля составляет $\approx 3\%$ от полного числа зарегистрированных

γ -квантов в эксперименте "ПГр - 40 ГэВ" и $\leq 1\%$ в эксперименте "П - 4 ГэВ/с".

В § 8 второй главы обсуждаются методические возможности исследования некоторых электромагнитных процессов с помощью пропановых пузырьковых камер в связи с разработанной методикой регистрации

и измерения $e^+u\gamma$ -квантов. В качестве примеров приводятся результаты выполненных экспериментов по изучению процессов:

$$\pi^-(\mu^-, e^-) + e^- \rightarrow \pi^-(\mu^-, e^-) + e^-, \quad (8)$$

$$\gamma + Z \rightarrow Z + e^+ + e^-, \quad (9)$$

$$e^- + Z \rightarrow Z + e^- + \gamma, \quad (10)$$

$$\pi^-(\mu^-, e^-) + Z \rightarrow Z + e^+ + e^- + \pi^-(\mu^-, e^-). \quad (11)$$

Рассеяние Π^- -мезонов на электронах изучалось при $p=4$ ГэВ/с с целью определения состава пучка^{/31/}. Образование (e^+e^-) -пар

γ -квантами больших энергий (9) исследовалось для определения асимметрии распределения по $\nu = E_e^+/E_\gamma$ и сравнения с теорией Бете-Гайтлера^{/32/}. Тормозное излучение электронов с $\bar{E} = 2,4$ ГэВ изучалось для $\nu = E_\gamma/E_e \rightarrow 0,75$ ^{/33/}. Наконец, прямое образование (e^+e^-) -пар быстрыми частицами (II) исследовалось в связи с расхождением между теоретическими вычислениями и результатами экспериментов, проведенных в космических лучах с помощью ядерных эмульсий^{/34-37/}. Разработанная методика изучения процессов типа (II) была в дальнейшем использована для аналогичных экспериментов на водородной камере, облученной γ -квантами на синхротроне DESY с $E_\gamma = 0,65 + 5,8$ ГэВ^{/38/}. В результате было получено согласие между теоретическими и экспериментальными результатами в пределах $\pm 10\%$.

Проведенные эксперименты показали, что преимущества пузырьковых камер: 4 π -геометрия и высокая локализация области взаимодействия ($\Delta \leq 1$ мм), могут быть успешно использованы для исследования электромагнитных процессов с $\sigma \geq 0,1$ мбарн.

В третьей главе диссертации приведены физические результаты по множественности вторичных частиц в ΠN -взаимодействиях

при высоких энергиях /18,39-42/. Они представляют интерес с точки зрения наблюдения новых закономерностей и проверки моделей множественного рождения частиц.

Большая статистика по Πp -и Πn - взаимодействиям, полученная в эксперименте "Pr - 40 ГэВ/с", позволила исключить модели, в которых предлагалось описание топологических сечений пуассоновским распределением всех заряженных частиц n_{\pm} , рожденных частиц ($n_{\pm} - 2$) и каждого сорта пионов (n_{\pm}). Эти результаты также исключили описание распределения по n_{\pm} по статистической изоспиновой модели. Хорошее согласие с экспериментом для Pr-взаимодействий было получено для модели Ванг-1, в которой предполагалось пуассоновское распределение рожденных пар частиц ($\frac{n_{\pm} - 2}{2}$):

$$P[\frac{1}{2}(n_{\pm} - 2)] = \frac{\langle \frac{1}{2}(n_{\pm} - 2) \rangle^{[1/2(n_{\pm} - 2)]}}{[\frac{1}{2}(n_{\pm} - 2)]!} \exp\{-\langle \frac{1}{2}(n_{\pm} - 2) \rangle\}. \quad (12)$$

Результаты этого сравнения приведены на рис.1/39/. Хорошее согласие с экспериментом дают также эмпирические формулы с двумя параметрами: Бозоки и др., Чижевский - Рыбицкий /39,40/.

Большая статистика γ -квантов позволила изучить зависимость среднего числа Π^0 -мезонов ($\langle n_{\pi^0} \rangle$) от числа вторичных заряженных частиц (§ 2). Было обнаружено, что $\langle n_{\pi^0} \rangle$ растёт с увеличением n_{\pm} (рис.2 и 3)/41,42/. Эту зависимость можно аппроксимировать линейной функцией:

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = \alpha n_{\pm} + \beta. \quad (13)$$

В таблице I даны значения α и β для Πp , Πn -и ΠC^{I2} -взаимодействий при $p=40$ ГэВ/с.

Таблица I

Тип. вз.	α	β	$\chi^2/N_{см.сб.}$
Πp	$0,16 \pm 0,02$	$1,85 \pm 0,15$	0,4
Πn	$0,15 \pm 0,02$	$1,55 \pm 0,30$	0,6
ΠC^{I2}	$0,16 \pm 0,02$	$1,64 \pm 0,11$	0,5

В экспериментах при $p=4$ ГэВ/с значения $\langle n_{\pi^0} \rangle$ равны $2,8 \pm 0,2$; $1,68 \pm 0,23$; $1,25 \pm 0,15$ для 0,2- и 4 - лучевых звезд соответственно ($\alpha < 0$). Аналогичные результаты были получены и в других экспериментах при $E \leq 20$ ГэВ ($\alpha \leq 0$). При более высоких энергиях первичных частиц позже было получено, что значение α растёт, и при $E \approx 300$ ГэВ $\alpha \approx 0,4$ ^{/43/}. Обнаруженное явление сейчас обсуждается в литературе. Его пытаются объяснить как с точки зрения статистической изоспиновой модели, так и с помощью мультипериферических диаграмм^{/45,44/}. Одинаковость значений α для разных типов соударений при $p=40$ ГэВ/с (таблица I) свидетельствует в пользу того, что всё определяется "шириной" распределения по полному числу вторичных частиц (n_{tot}) и мало зависит от сорта первичных частиц.

Следующей закономерностью, обнаруженной для ΠN - соударений на основании полученных экспериментальных данных, был т.н. скейлинг по множественности^{/46/}.

$$\frac{\sigma_{n_{\pm}}(s)}{\sigma_{in}(s)} = \frac{1}{\langle n_{\pm} \rangle} \psi\left(\frac{n_{\pm}}{\langle n_{\pm} \rangle}\right). \quad (14)$$

На рис.4 приведены экспериментальные данные для Πp -и ΠC^{I2} -соударений и данные по pp -взаимодействиям при $E_p = 50 - 300$ ГэВ, кото-

рые аппроксимированы гладкой кривой (§ 3). Из рисунка видно, что все эти данные могут быть описаны одной универсальной кривой, не зависящей явно от энергии. В настоящее время наблюдаемый скейлинг по множественности считается эмпирической закономерностью и не связывается с масштабной инвариантностью, на основании которой он был впервые получен /46/.

Из данных по $\pi^- C^{12}$ -соударениям при $p=40$ ГэВ/с было получено, что

$$R_c = \frac{\langle n_{\pm} \rangle_{\pi^- C^{12}}}{\langle n_{\pm} \rangle_{\pi^- p}} = 1,16 \pm 0,02. \quad (15)$$

В таблице II приведены аналогичные данные для pp -соударений в интервале энергий 100-3000 ГэВ. /47/

Таблица II

E (ГэВ)	Мишень	R_c
40	C^{12}	$1,16 \pm 0,02$
110	"	$1,18 \pm 0,10$
200	"	$1,10 \pm 0,08$
290	"	$1,15 \pm 0,11$
410	"	$1,16 \pm 0,21$
670	"	$1,33 \pm 0,19$
3000	"	$1,38 \pm 0,19$

Расчёты, проведенные по каскадной модели для $\pi^- C^{12}$ -взаимодействий при $p=40$ ГэВ/с, дают значение для $\langle n_{\pm} \rangle_{\pi^- C^{12}}$, превышающее экспериментальное на 15 стандартных отклонений. Сравнение распределений по $(n_{\pm})_{\pi^- C^{12}}$ с расчётом показывает, что большие отклонения наблюдаются при $n_{\pm} > \langle n_{\pm} \rangle$ /48/. Таким образом, уже при $E=40$ ГэВ получено указание о необходимости введения кластеров вто-

ричных частиц, образованных в первичном взаимодействии, которые имеют сечение взаимодействия с нуклонами $\approx \sigma_{\text{я}} /49/$. Ещё более четкое указание на этот эффект получено на основании данных при более высоких энергиях (таблица II), где расчётная величина по каскадной модели примерно в 2 раза больше экспериментальной. Таким образом, взаимодействия элементарных частиц с ядрами могут дать сведения о пространственно-временной структуре адрон-адронных взаимодействий /47/.

В этой же главе дается анализ имеющихся данных по зависимости $\langle n_{\pm} \rangle$ от энергии. Из масштабной инвариантности следует, что

$$\langle n_{\pm} \rangle = k_1 \ln S + a_1. \quad (16)$$

Модели статистического типа приводят к степенной зависимости:

$$\langle n_{\pm} \rangle = a_2 \cdot S^{b_2}. \quad (17)$$

Анализ данных по $\pi^- p$ -взаимодействиям в интервале энергий 7-205 ГэВ показал, что формула (17) не описывает экспериментальные результаты, в то время как для (16) имеется хорошее согласие с $k_1 = 1,47 \pm 0,03$ и $a_1 = -0,83 \pm 0,09$. Этот результат можно также рассматривать как указание на доминирующую роль мультипериферических процессов в $\pi^- N$ -соударениях при этих энергиях. Как известно, в pp -взаимодействиях при $E \leq 200$ ГэВ зависимость (17) хорошо описывает экспериментальные результаты.

В §3 III главы приведена двухкомпонентная модель, исходящая из одновременного существования двух процессов: образования нейтральных центральных кластеров и дифракции первичных частиц /50-52/. Сравнение расчетов по этой модели с экспериментом показало, что она удовлетворительно описывает имеющиеся данные по множественности и корреляции для π^- и pp -соударений при $E=40-300$ ГэВ. Недавно

аналогичная модель была предложена Van Hove и Pokorski /53/. Более последовательной и более полной является мультипериферическая модель, предложенная в работе /54/.

В четвертой главе диссертации обсуждаются масштабные свойства сильных взаимодействий на основании данных по ΠP -взаимодействиям. Экспериментальные результаты при $p=40$ ГэВ/с по инклюзивным реакциям:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \dots, \quad (18)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \dots, \quad (19)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \gamma + \dots \quad (20)$$

являются наиболее полными при $E_n \geq 25$ ГэВ /41,55,56/.

В первом параграфе этой главы приводятся общие характеристики одночастичных процессов при $p=40$ ГэВ/с.

Структурные функции по p_{\perp} сравниваются с аналогичными данными при 16 ГэВ/с. Результаты этого сопоставления показывают, что

$\varphi(p_{\perp}^2)$ не меняется в пределах ошибок эксперимента в интервале 16–40 ГэВ. Удивительное постоянство распределений вторичных частиц по поперечному импульсу ($p_{\perp} \leq 1$ ГэВ) является одной из главных характеристик сильных взаимодействий адронов /55/.

Распределения π^{\pm} -мезонов и γ -квантов по p_{\parallel}^* (в системе ц. масс) при $p=40$ ГэВ/с и $p=4$ ГэВ/с хорошо аппроксимируются экспонентой /57/:

$$dN/dp_{\parallel}^* \sim \exp(-B|p_{\parallel}^*|), \quad (21)$$

но с разными значениями B для $p_{\parallel}^* > 0$ и $p_{\parallel}^* < 0$ ($p_{\parallel}^* \leq 1$ ГэВ/с). Например, для π^{\pm} -мезонов $B_{\pi^+}(p_{\parallel}^* > 0) = 3,75 \pm 0,11$ и $B_{\pi^-}(p_{\parallel}^* < 0) = 5,93 \pm 0,11$ при $p=4$ ГэВ/с и $B_{\pi^+}(p_{\parallel}^* > 0) = 9,4 \pm 0,4$ и $B_{\pi^-}(p_{\parallel}^* < 0) = 11,5 \pm 0,4$ при $p=40$ ГэВ/с^x). Для γ -квантов при $p=40$ ГэВ/с мы име-

х) Чтобы исключить эффект лидирующей частицы обычно сравнивают значения B для Π^- -мезонов, летящих назад, и Π^+ -мезонов, летящих вперед в с.ц. масс.

ем: $B_{\gamma}(p_{\parallel}^* < 0) = 9,8 \pm 0,9$ и $B_{\gamma}(p_{\parallel}^* > 0) = 8,2 \pm 0,5$. Сначала этот факт объясняли с помощью простейшей трехкварковой модели. В этом случае система, в которой $B(p_{\parallel}^* > 0) = B(p_{\parallel}^* < 0)$, должна быть при $R^{сим} = \frac{|P_p'|}{|P_p|} = 1,5$ /58/. Экспериментальные данные в широком интервале энергий не противоречат этому утверждению. Например, $R^{сим}(4 \text{ ГэВ}) = 1,69 \pm 0,15$ и $R^{сим}(40 \text{ ГэВ}) = 1,45 \pm 0,10$. Однако сильная зависимость $R^{сим}$ от n_{\pm} уже не согласуется с этой моделью. Например, при $p=40$ ГэВ/с $R^{сим}(n_{\pm}=2) \geq 3$, $R^{сим}(n_{\pm}=4) = 2,7 \pm 0,3$ и $R^{сим}(n_{\pm}=8) = 1,05 \pm 0,10$. Асимметричный характер спектров частиц по продольным импульсам можно объяснить различными сечениями дифракции Π -мезонов и протонов при этих энергиях ($\sigma_{диф}^{\pi} > \sigma_{диф}^p$). Качественно это объяснение соответствует экспериментальным результатам, так как при $n_{\pm} \geq 8$ дифракционные события отсутствуют и $R \approx 1$.

В этом же параграфе на основании экспериментальных данных при $p=40$ ГэВ и $p=4$ ГэВ/с показано, что структурная функция не факторизуется по переменным X и P_{\perp} ($\varphi(x, P_{\perp}^2) \neq \varphi_1(x) \cdot \varphi_2(P_{\perp}^2)$). Таким образом, при $E \leq 40$ ГэВ нельзя рассматривать "поперечную" и "продольную" динамику взаимодействий независимо.

Во втором параграфе IV главы анализируются масштабные свойства сильных взаимодействий в центральной и фрагментационных областях /41,55,56/.

На рис. 5 и 6 представлены нормированные значения структурных функций для реакций (18) и (20) при $X \approx 0$. Для сравнения здесь же приведены результаты по pp -взаимодействиям при $E_p=1500$ ГэВ, где имеет место скейлинг в центральной области. Как видно из рисунков, значения $\varphi_1(0)/\sigma_{tot}$ и $\varphi_2(y \approx 0)/\sigma_{tot}$ совпадают в пределах ошибок для Πp -взаимодействий при $p=40$ ГэВ/с и pp -взаимодействий при $E_p=1500$ ГэВ. Этот факт служит указанием на ранний скейлинг в Πp -взаимодействиях^x).

х) Из обобщенной оптической теоремы модели полюсов Редже следует, что в случае масштабной инвариантности нормированные значения $\varphi(0)/\sigma_{tot}$ не зависят от сорта первичных частиц и $N_{\pi^+} : N_{\pi^-} = 1$, $N_{\pi^0} : N_{\pi^-} = 1$ при $X \approx 0$.

Дополнительным аргументом в пользу этого утверждения является отношение $\frac{N_{\pi^+}}{N_{\pi^-}}$ при $X \approx 0$ (рис. 7), которое при $P = 40$ ГэВ/с равно $1,04 \pm 0,06$. Конечно, прямым доказательством раннего скейлинга в ΠN -взаимодействиях будет служить сравнение полученных результатов с данными при $E_{\pi} = 200$ ГэВ, которые сейчас обрабатываются в Батавии.

Анализ имеющихся данных для ΠN -взаимодействий в области фрагментации Π -мезона ($X \geq 0,2$) показал, что и в этом случае величина структурной функции для процессов $\pi^- \xrightarrow{P} \pi^+$ и $\pi^+ \xrightarrow{P} \pi^-$ не меняется в интервале энергий от 4 до 40 ГэВ. На рис. 8 и 9 показаны соответствующие значения структурных функций в системе покоя Π -мезона при $\rho_{\pi} = 18,5$ и 40 ГэВ/с (рис. 8) и значения структурной функции в интервале $0 \div 1,2$ ГэВ/с в зависимости от энергии (рис. 9). Как видно из рисунков, в пределах ошибок $f(\rho_{\pi}^{a,n})$ не зависит от энергии для $\pi^{\mp} \xrightarrow{P} \pi^{\mp}$ и меняется с энергией для $\pi^{\mp} \xrightarrow{P} \pi^{\mp}$. Таким образом, масштабная инвариантность, вероятно, имеет место для экзотической фрагментирующей системы ($\pi^{\mp} \pi^{\mp}$) и отсутствует для обычной ($\pi^{\mp} \pi^{\pm}$).

В области фрагментации протона структурная функция зависит от энергии для ΠN -взаимодействий при $E \leq 40$ ГэВ.

Таким образом, изучение обычных реакций (18) + (20) показало, что в отличие от pp -взаимодействий, изученных в интервале $E_p = 10 - 2000$ ГэВ, ΠN -взаимодействия имеют существенные особенности. Получены указания о том, что имеет место ранний скейлинг в центральной области и в области фрагментации $\pi^{\mp} \pi^{\mp}$. С другой стороны, в области фрагментации протона и для реакции $\pi^{\pm} \xrightarrow{P} \pi^{\pm}$ он отсутствует. Обратная ситуация имеет место в pp -взаимодействиях при $E_p \leq 100$ ГэВ.

Распределения Π -мезонов по продольной скорости при $p = 40$ ГэВ/с приведены на рис. 10 и 11. Они не имеют "плато" при $|y^*| \leq 1$.

В эксперименте, выполненном с помощью двухметровой пропановой камеры, в одинаковых условиях получены данные по реакциям (20) и



Сопоставление значений нормированных структурных функций для этих реакций приведено на рис. 12 в зависимости от $\rho_{\pi}^{a,n}$ (§3, гл. IV). Значение величины $R = \frac{f(\pi^{\mp} \rightarrow \gamma) / \sigma_{\pi}(\pi^{\mp})}{f(\pi^{\mp} C^{12} \rightarrow \gamma) / \sigma_{\pi}(\pi^{\mp} C^{12})}$ в пределах ошибок ($\pm 7\%$) равно 1 в центральной области и в области фрагментации π^- -мезона. Значение R отличается от 1 в области фрагментации протона и ядра углерода. Эти результаты для области фрагментации Π -мезона совпадают с предсказаниями паутоновой модели и модели предельной фрагментации^{/59/}.

В пятой главе диссертации приводятся результаты по восстановлению спектров Π^0 -мезонов по спектрам γ -квантов. Для этой цели были выведены соответствующие интегральные уравнения кинематики каскадов и восстановлены спектры эффективных масс $M(\pi^{\pm} \pi^{\pm})$ /60/ и $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ по спектрам $M(\pi^+ \pi^0)$ и $M(\pi^{\pm} \gamma)$ при $p = 4$ ГэВ/с /61/. Для восстановления $N(\rho_{\pi}^*)$ при $p = 40$ ГэВ/с использовался метод статистической регуляризации^{/62/}. На рис. 13 приведены для примера полученные распределения Π^0 -мезонов по ρ_{π}^* . Здесь же для сравнения дано распределение Π -мезонов при той же энергии. Стояла было получено, что $\bar{N}_{\pi^+} / \bar{N}_{\pi^-} = 0,94 \pm 0,07$ и $\bar{N}_{\pi^-} / \bar{N}_{\pi^+} = 0,87 \pm 0,07$ для $|X| \leq 0,02$. Таким образом, данные по Π^0 -мезонам также свидетельствуют о доминирующем вкладе помeronного обмена в центральной области для ΠN -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с. Приближенная методика восстановления спектров Π^0 -мезонов по спектрам γ -квантов может быть использована и в других экспериментах по исследованию инклюзивных процессов^{/60-62/}.

В шестой главе диссертации рассмотрены изотопические соотношения для инклюзивных процессов^{/63-65/}. Они могут быть полезны как для проверки изотопической инвариантности при высоких энергиях, так и для получения информации о множественности определённого типа вторичных частиц (например, Π^0 -мезонов)^{/63/}. В работе^{/64/} получены соотношения между значениями средних множественностей вторичных частиц различного типа, вытекающие из изотопической и зарядовой инвариантности, законов сохранения странности, электрического и барионного зарядов, для процессов множественного рождения частиц в адрон-адронных взаимодействиях. В этой главе также рассматриваются изотопические соотношения между структурными функциями для частиц, относящихся к одному изомультимилету^{/65/}. Для начальных состояний с $T=1/2$ получено, что

$$f_{\mathcal{N}^+}(\vec{P}, S) + f_{\mathcal{N}^-}(\vec{P}, S) = 2 f_{\mathcal{N}^c}(\vec{P}, S). \quad (23)$$

Для \mathcal{N} - столкновений ($T=1/2$ и $3/2$) нет общих равенств типа (23). Однако в реалистической модели показано, что с увеличением энергии сначала начнёт выполняться соотношение (23), а затем и равенство структурных функций для Π^+ - Π^- и Π^0 -мезонов.

В седьмой главе диссертации рассматривается интерференция тождественных частиц и обсуждается возможность измерения на этой основе ширины резонансных состояний^{/66,67,68/}. Предлагаемый метод аналогичен тому, который используется для измерения диаметров звезд по Брауну-Твиссу^{/69/}.

Для примера рассматривается процесс:

$$"0" \rightarrow K^+ + \varphi \rightarrow K^+_1 + K^+_2 + K^+_3, \quad (24)$$

где "0" - условное обозначение всей тройки частиц $1+2+3$.

Амплитуда этого процесса:

$$A \sim \frac{c(\vec{P}_0, \vec{P}_1, \vec{P}_2, \vec{P}_3)}{m_{13}^2 - M^2 + iM\Gamma} + \frac{c(\vec{P}_0, \vec{P}_2, \vec{P}_1, \vec{P}_3)}{m_{23}^2 - M^2 + iM\Gamma}, \quad (25)$$

где в C - включены факторы, определяющие амплитуды рождения системы $(K^+ \varphi)$, M и Γ - масса и ширина резонанса, \vec{P}_0 и \vec{P}_c - импульсы всей системы и соответствующих частиц; m_{13} и m_{23} - массы пар частиц $1,3$ и $2,3$. Из вида (25) следует, что интерференционные явления велики при $m_{13} \approx m_{23} \approx M$. Для достаточно узких резонансов эти условия могут быть выполнены совместно с $\vec{P}_1 \approx \vec{P}_2$, и тогда можно считать, что $c(\vec{P}_0, \vec{P}_1, \vec{P}_2, \vec{P}_3) = c(\vec{P}_0, \vec{P}_2, \vec{P}_1, \vec{P}_3)$. В этом случае интерференционный эффект будет определяться в основном шириной резонанса.

В диссертации приводятся формулы как для двумерных, так и для одномерных распределений процессов типа (24) с учётом законов сохранения. В работе^{/68/} рассмотрены возможности применения этого метода для определения пространственно - временной структуры области взаимодействия.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Проведено экспериментальное исследование множественного рождения частиц в пион-нуклонных взаимодействиях при $p=4$ ГэВ/с и 40 ГэВ/с с помощью 55-сантиметровой и 2-метровой пропановых пузырьковых камер.

2. Разработана методика обработки событий с участием гамма-квантов, зарегистрированных в пропановых пузырьковых камерах. В качестве иллюстрации возможностей этой методики приводятся результаты экспериментов по прямому рождению (e^+e^-) - пар быстрыми частицами, тормозному излучению электронов и образованию (e^+e^-) -пар γ - квантами.

3. На большой статистике получены топологические сечения для ΠP -, Πn - и ΠC^{12} - взаимодействий при $p=40$ ГэВ/с.

Эти данные описываются с помощью модели, где предполагается независимое рождение пар заряженных частиц.

4. Обнаружен рост средней множественности Π^0 -мезонов с увеличением числа вторичных частиц, одинаковый для Π^0 , Π^+ и Π^- -взаимодействий. Эти результаты подтвердились при более высоких энергиях в pp -и $p\bar{p}$ -соударениях.

5. Для объяснения полученных результатов по множественности вторичных частиц при $E \geq 30$ ГэВ предложена двухкомпонентная модель, в которой предполагается совместное рождение нейтральных центральных кластеров и дифракционных частиц. Проведено описание экспериментальных данных по Π^0 -и Π^\pm -соударениям при $p=40$ ГэВ/с и pp -взаимодействиям при $E_p=50-300$ ГэВ с помощью этой модели.

6. Исследованы одночастичные характеристики ΠP -взаимодействий для Π^+ , Π^- -мезонов и γ -квантов при $p=4$ и 40 ГэВ/с. Структурные функции $f(p_1^2)$ в пределах ошибок не меняются с энергией. Структурные функции $f(p_{11}^*)$ асимметричны относительно $p_{11}^*=0$ для ΠP -взаимодействий. Показано, что объяснение этой асимметрии с помощью простейшей трехкварковой модели является неудовлетворительным. Предлагается другая интерпретация этого явления. Показано, что структурные функции $f(x, p_1^2)$ не факторизуются по переменным x и p_1^2 при $p=40$ и 4 ГэВ/с для Π^\pm -мезонов и γ -квантов.

7. Проведено изучение масштабных свойств ΠN -взаимодействий для интервала энергий 4 + 40 ГэВ. Обнаружено, что в области фрагментации протона ($p \xrightarrow{\pi} \pi^\pm$) структурная функция меняется с энергией ($E \leq 40$ ГэВ). В области фрагментации Π -мезона для реакции $\pi^\mp \xrightarrow{p} \pi^\pm$ имеет место масштабная инвариантность при $E \geq 4$ ГэВ, для реакции $\pi^\mp \xrightarrow{p} \pi^\mp$ она нарушается. Таким образом, ранний скейлинг в обычной реакции $\pi^{\mp} p \rightarrow \pi^{\pm}$ для фрагментации $\pi^{\mp} \xrightarrow{p} \pi^{\pm}$ служит

указанием на то, что экзотичность системы $(\Pi^{\pm}\Pi^{\pm})$ может быть достаточна для его существования.

В центральной области ($X = 0$) нормированные структурные функции для Π^+ -мезонов и γ -квантов одинаковы для ΠN -взаимодействий при $E=40$ ГэВ/с и pp -взаимодействий при $E \geq 1000$ ГэВ в пределах ошибок эксперимента ($\pm 8\%$). В связи с этим делается заключение о раннем скейлинге в ΠN -взаимодействиях. Дополнительным аргументом является соотношение: $N_{\pi^+}/N_{\pi^-} = 1,04 \pm 0,06$.

В одном эксперименте и при одинаковых условиях обработки получены и сопоставлены данные по инклюзивным реакциям: $\pi^{\mp} p \rightarrow \gamma + \dots$ и $\pi^{\mp} c^{12} \rightarrow \gamma + \dots$ при $p=40$ ГэВ/с. В области фрагментации π^{\mp} -мезона структурные функции этих процессов совпадают ($\pm 8\%$). Этот результат согласуется с предсказаниями партонной модели.

8. Выведены уравнения и разработана методика восстановления спектров Π^0 -мезонов по спектрам γ -квантов. Получены спектры эффективных масс $M(\pi^{\pm}\pi^0)$ и $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ по спектрам $M(\pi^{\pm}\gamma)$ и $M(\pi^+\pi^-\gamma)$ при $p=4$ ГэВ/с. Восстановлено распределение Π^0 -мезонов по продольным импульсам для Π^0 -соударений при $p=40$ ГэВ/с. В результате получены соотношения: $N_{\pi^+} : N_{\pi^-} = 0,94 \pm 0,07$ и $N_{\pi^+} : N_{\pi^0} = 0,87 \pm 0,07$ для $|X| \leq 0,02$. Эти данные по Π^0 -мезонам также свидетельствуют о доминирующем вкладе помeronных обменов в центральной области.

9. Выведены некоторые изотопические соотношения для инклюзивных процессов.

10. Предложен новый способ измерения ширины резонансов по интерференции тождественных частиц.

Большинство результатов, изложенных в диссертации, получено впервые.

Основные результаты настоящей работы докладывались на между-
народных конференциях в Лунде (1969), Киеве (1970), Амстердаме
(1971), Оксфорде (1972), Батавии (1972), Экс-ан-Провансе (1973);
на сессиях ОЯЭ АН СССР (1968-1973 г.г.) и опубликованы в работах
/13-19; 24+37; 39+42; 48; 50-52; 55+57; 60+67/.

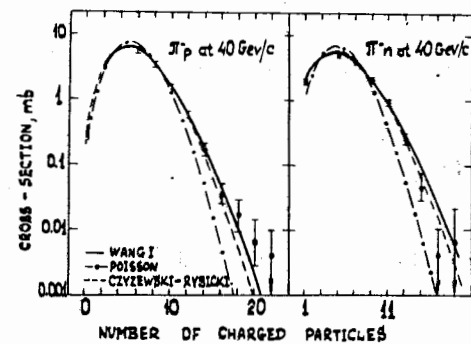


Рис.1. Топологические сечения, $p-p$ - и $\pi-p$ -взаимодействия
при $p = 40$ ГэВ/с.

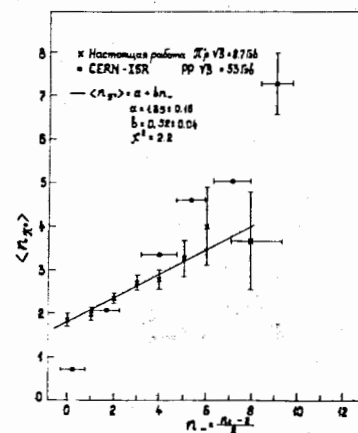


Рис.2. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от n_{ch} .

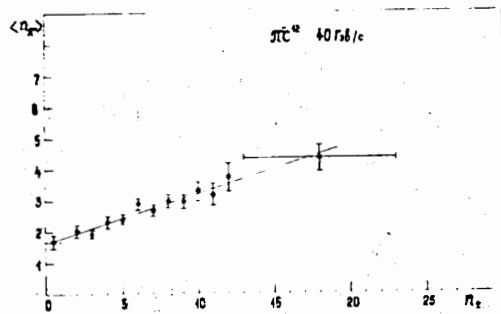


Рис.3. Зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_{\pm} для $P_{\pi^0}^{I2}$ -взаимодействий при $p=40$ ГэВ/с.

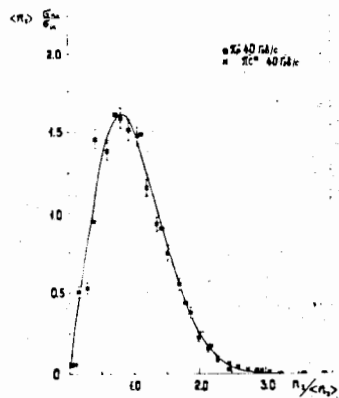


Рис.4. P_{π^0} -и $P_{\pi^0}^{I2}$ - взаимодействия при $p=40$ ГэВ/с.

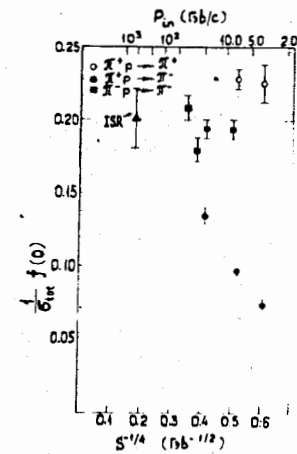


Рис.5. Нормированные структурные функции заряженных частиц.

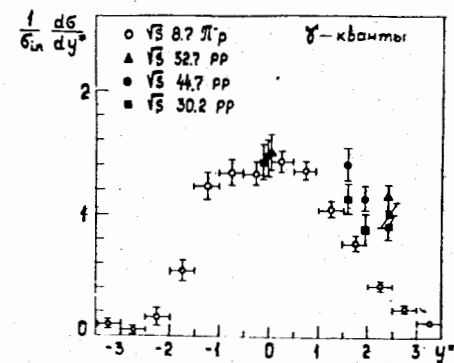


Рис.6. Нормированные структурные функции гамма-квантов.

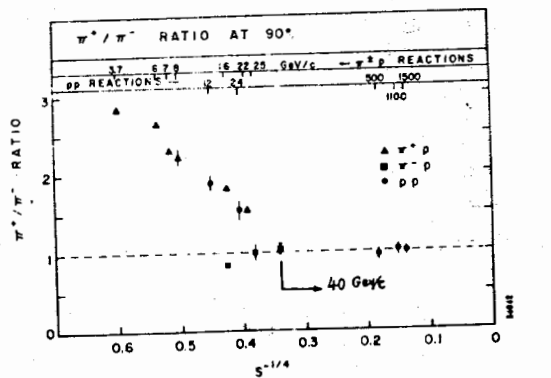


Рис.7. Отношение N_{π^+} / N_{π^-} в зависимости от энергии.

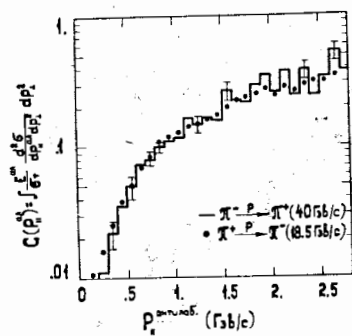


Рис.8. Структурные функции для $\pi^- p$ -и $\pi^+ p$ - взаимодействий в области фрагментации π -мезона.

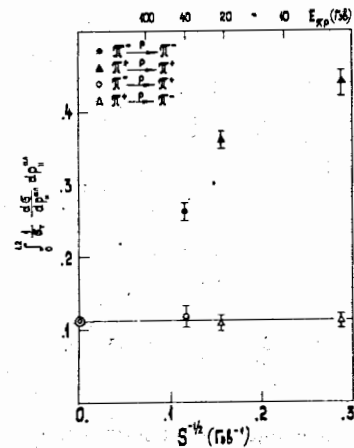


Рис.9. Структурные функции в области фрагментации пиона (антилабораторная система координат).

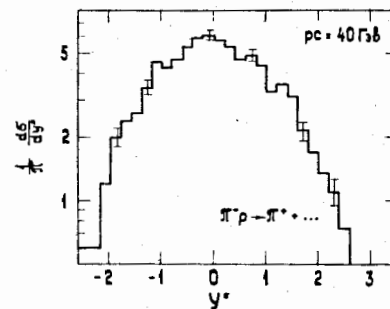


Рис.10. Распределения по продольной быстроте π^+ - мезонов в с.ц.м. инерции.

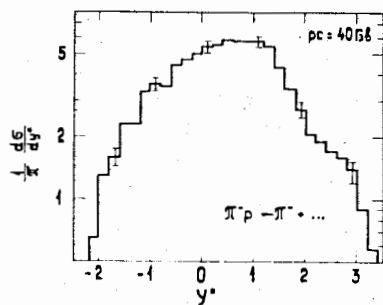


Рис.11. Распределение по продольной быстроте π^- -мезонов.

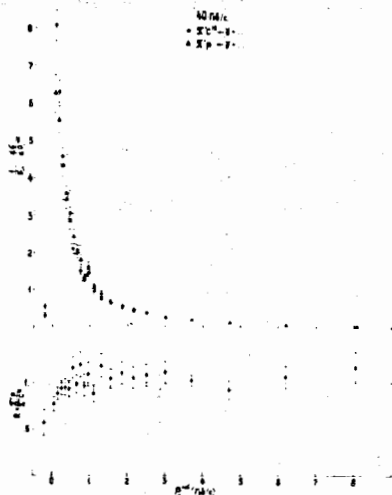


Рис.12. Нормированные структурные функции гамма-квантов для π^-p и π^-C^{12} - взаимодействий при $p=40$ ГэВ/с.

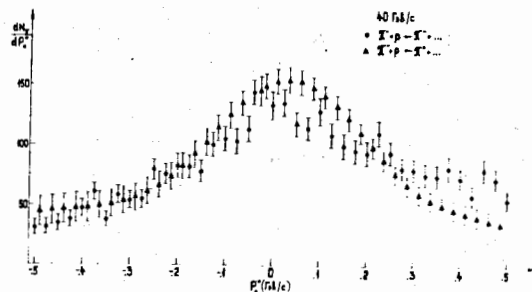


Рис.13. Спектры продольных импульсов π^- -и π^0 -мезонов в π^-p - взаимодействиях при $p=40$ ГэВ/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Л.Фейнберг, УФН, т.104, в.4, 540, 1971;
Phys. Reports, 5С, 237, 1972.
2. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева, Множественные процессы при высоких энергиях, Москва, Атомиздат, 1974.
3. Р.М.Мурадян. ОИЯИ, Р2-6762, 1972.
4. Семинар "Глубокоупругие и множественные процессы".
ОИЯИ, Д1, 2-7411, Дубна, 1973;
Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, 8-я школа ЛИЯФ, часть I, стр.94. Ленинград,
1973.
5. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, Нгуен Ван Хьеу.
Phys. Lett., 25В (1967), 611;
ЖТМФ, 6, 42, 1971.
6. R.Feynman. Phys. Rev., 23, 1415, 1969.
7. I.Venetske, T.T.Chou, C.N.Yang. Phys. Rev., 188, 2159, 1969.
8. Н.Н.Боголюбов, В.С.Владимиров, А.Н.Тавхелидзе.
ЖТМФ, 12, 3, 1972; 12, 305, 1972.
9. Ким Хи Ин, А.А.Кузнецов, В.В.Миллер. ОИЯИ, Р-2092, Дубна, 1965.
10. М.П.Баландин, Н.Г.Борисов, М.И.Соловьев и др. Nucl. Instr. and
Meth., 20, 110, 1963.
11. М.И.Грачев, К.И.Губриенко, Е.В.Еременко и др. ЖТФ, 41, 1461, 1961.
12. Н.Г.Биргер, Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 41, 1461, 1961.
13. Р.А.Арипов, В.Г.Гришин, Л.В.Сильвестров, В.Н.Стрельцов. ЖЭТФ,
т.43, в.2(8), 394, 1962.

14. Я.Бэм, В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев и др. ЯФ, 5, 1054, 1967.
15. В.Г.Гришин, К.Г.Гулямов, Д.К.Копылова и др. ОИЯИ,
Р1-3677, 1968.
16. В.Г.Гришин, М.Иреш, Д.К.Копылова и др. ЯФ, 10, 1204, 1969.
17. В.Г.Гришин, Д.К.Копылова, В.Б.Любимов и др. ЯФ, 11, 1242, 1970.
18. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.А.Беляков, В.Г.Гришин и др.
ОИЯИ, Р1-6277, Дубна, 1972; Phys.Lett. 39В, №4, 571, 1972.
19. В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев, Д.К.Копылова и др. ОИЯИ, Р-2361,
Дубна, 1965.
20. В.В.Ермолаев, Ц.И.Иоселиани, Ю.А.Каржавин и др.
ОИЯИ, 10-5973, Дубна, 1971.
21. И.Ф.Маркова, В.И.Мороз, В.И.Никитина и др.
ОИЯИ, Р10-3768, Дубна, 1968.
22. А.У.Абдурахимов, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев. ОИЯИ, 1-5140,
Дубна, 1970.
23. К.П.Вишневская, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Ю.В.Тевзадзе.
ОИЯИ, 1-5978, Дубна, 1971.
24. Я.Бэм, В.Г.Гришин. ОИЯИ, Р-2636, Дубна, 1966.
25. В.Г.Гришин, В.И.Мороз. ОИЯИ, Р11-3462, Дубна, 1967.
26. В.Г.Гришин, М.Иреш, А.Г.Кривенцова и др. ОИЯИ, 1-3574,
Дубна, 1967.
27. В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев, Л.И.Лепилова и др. ОИЯИ, Р-2277,
Дубна, 1965.
28. Я.Бэм, В.Г.Гришин, А.Г.Кривенцова и др. ОИЯИ, Р-2842, Дубна, 1966.
29. К.П.Вишневская, А.П.Гаспарян, В.Г.Гришин и др. ОИЯИ, 13-4598,
Дубна, 1969.
30. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.Г.Гришин и др. ОИЯИ, 1-6967,
Дубна, 1973.
31. В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев, Му Цзынь. ЯФ, т.2, в.5, 886, 1965.
32. Я.Бэм, В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев. Письма ЖЭТФ, т.1У, 36, 1966.
33. Я.Бэм, В.Г.Гришин, В.Д.Рябцов. Письма ЖЭТФ, т.1У, 106, 1966.

34. Я. Бэм, В. Г. Гришин, М. М. Муминов, В. Д. Рябцов. ОИЯИ, Р1-3143 Дубна, 1967.
35. Я. Бэм, В. Г. Гришин, М. М. Муминов, В. Н. Стрельцов. ЯФ, т. 9, 580, 1969.
36. Я. Бэм, В. Г. Гришин, М. М. Муминов, В. Н. Стрельцов. ОИЯИ, Р1-4023, Дубна, 1968.
37. Я. Бэм, В. Г. Гришин, А. Матлова, Я. Жачек. Nucl. Phys. B32, 632, 1971.
38. Я. Бэм, А. Матлова, Я. Тркова, З. Трка. Nucl. Phys., B57, 355, 1973.
39. А. У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В. Г. Гришин и др. ЯФ, т. 16, 989, 1972.
40. А. У. Абдурахимов, Н. Ангелов, ... В. Г. Гришин и др. Nucl. Phys., B52, 414, 1973.
41. А. У. Абдурахимов, Н. Ангелов, ... В. Г. Гришин и др. ЯФ, т. 17, 1235, 1973.
42. В. Г. Гришин, Т. И. Иногамова, Ш. В. Иногамов, ОИЯИ, Р1-7523, 1973.
43. F. T. Dao, I. Whitmore. Phys. Let., 46B, №2, 252, 1973.
44. E. Friedländer. Inst. of Atomic Phys., POB 35, Bucharest, Romania.
45. Е. М. Левин, М. Г. Рыскин. Письма ЖЭТФ, 18, 654, 1973.
46. Z. Koba et al. Nucl. Phys., B40, 317, 1972.
47. K. Gottfried Ref. TH, 1735 - CERN, 1973.
48. В. Г. Гришин, С. М. Елисеев, Ш. В. Иногамов, Дж. М. Кохли. ЯФ, 17, 1017, 1973.
49. Е. Л. Фейнберг. ОИЯИ, Р2-6867, 56, 1973.
50. В. Г. Гришин, С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, Г. Янчо. ЯФ, т. 17, 1281, 1973.

51. В. Г. Гришин, С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, Г. Янчо. ОИЯИ, Р2-6950, Дубна, 1973.
52. В. Г. Гришин, С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, Г. Янчо. Let. N. Cim., U.8, 590, 1973.
53. L. Van Hove, S. Pokorski, Ref. PH-17-72, CERN, 1973.
54. Д. С. Чернавский, И. М. Дрёмин, А. М. Дунаевский, И. И. Ройзен, Е. И. Волков. ФИАН, № 154, Москва, 1973.
55. А. У. Абдурахимов, Н. С. Ангелов, ... В. Г. Гришин, и др. ЯФ, 18, 545, 1973.
56. А. У. Абдурахимов, Н. С. Ангелов, В. Г. Гришин и др. ОИЯИ, Р1-7668, Дубна, 1974.
57. В. Г. Гришин, Ш. В. Иногамов, Б. С. Юлдашев, Г. Янчо. ЯФ, 16, III4, 1974.
58. I. W. Elbert et al. Phys. Rev., D3, 2042, 1971.
59. О. В. Канчели. Письма ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
60. В. Г. Гришин, Д. К. Копылова, Г. И. Копылов, В. Б. Любимов, Б. С. Юлдашев. ЯФ, 12, 757, 1970.
61. В. Г. Гришин, В. Б. Любимов, Б. С. Юлдашев, ОИЯИ, I-5146, Дубна, 1970.
62. Н. С. Ангелов, В. Г. Гришин, Г. И. Копылов. ОИЯИ, Р1-7546, Дубна, 1973.
63. В. Г. Гришин, В. А. Никитин, М. И. Подгорецкий. ОИЯИ, Р-480, Дубна, 1960.
64. В. Г. Гришин. ЯФ, т. 17, 134, 1973.
65. В. Г. Гришин, ОИЯИ, Р2-7032, Дубна, 1973, ЯФ, т. 19, 192, 1974.
66. В. Г. Гришин, Г. И. Копылов, М. И. Подгорецкий. ЯФ, т. 13, III6, 1971.
67. В. Г. Гришин, Г. И. Копылов, М. И. Подгорецкий. ЯФ, 14, 600, 1971.
68. Г. И. Копылов, М. И. Подгорецкий. ОИЯИ, Д1, 2-7411, Дубна, 1973.
69. R. Hanbury-Brown, R. Twiss. Phil. Mag., 45, 633, 1954.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 апреля 1974 года.