

С 323.5

Ш-7011



ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ

П.В.Шляпников

Множественные процессы
и инклюзивные реакции

ДУБНА

P2 - 10681

П.В.Шляпников *

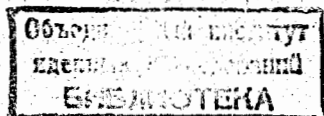
с 323.5
Ш-704

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ
И ИНКЛЮЗИВНЫЕ РЕАКЦИИ

108379

Лекция, прочитанная на X Международной школе молодых ученых по физике высоких энергий /Баку, 25 сентября-5 октября 1976 г./

* Институт физики высоких энергий /Серпухов/.



Дубна 1977

Многочастичные процессы и инклюзивные реакции

Освещаются основные экспериментальные результаты, полученные при исследовании многочастичных процессов при высоких энергиях

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Chliapnikov P.V.

P2 - 10681

Multiparticle Processes and Inclusive Reactions

The main experimental results obtained in the investigations of multiparticle processes at high energies are described.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

1. Введение

В задачу настоящего обзора входит освещение основных экспериментальных результатов, полученных при исследовании многочастичных процессов при высоких энергиях. Глобальное описание многочастичных процессов в рамках инклюзивного подхода, сформулированного Логуновым с сотрудниками^{/1/}, первые экспериментальные указания на существование масштабной инвариантности в адронных взаимодействиях^{/2,3/} и их теоретическое переосмысление в рамках гипотез предельной фрагментации^{/4/} и скейлинга^{/5/} стимулировали бурное развитие этой области физики высоких энергий и способствовали получению огромного количества экспериментальных и теоретических результатов, существенно углубивших наше понимание механизмов множественного образования частиц.

Много важных результатов было представлено на недавней XVIII Международной конференции по физике высоких энергий в Тбилиси. Так, в экспериментах в широком диапазоне энергий от нескольких ГэВ до 2000 ГэВ надежно установлено драматическое нарушение скейлинга в центральной области. Получены веские доказательства того, что образование наблюдаемых частиц в многочастичных реакциях идет, в основном, через рождение и последующий распад резонансов. Явления кластеризации и короткодействующие эффекты в корреляциях, долгое время будоражившие воображение физиков, по-видимому, могут быть в значительной степени объяснены образованием резонансов. Поскольку детальное описание полученных эксперименталь-

ных данных и их обсуждение составляют предмет многих обстоятельных обзоров⁷⁻¹¹, я, в основном, сконцентрирую ваше внимание на самых последних результатах, полученных при изучении множественных процессов и инклюзивных реакций, в свете итогов Тбилисской конференции. Канву этой лекции составит мой раппортерский доклад в Тбилиси⁶.

Во втором разделе представлены экспериментальные данные по полным инклюзивным сечениям π^- -мезонов и нейтральных странных частиц в адрон-адронных взаимодействиях и их энергетическим зависимостям. Третий раздел посвящен закономерностям подхода к скейлингу в области фрагментации первичных частиц и в центральной области. Энергетические зависимости инклюзивных сечений в разных кинематических областях сравниваются с предсказаниями феноменологических моделей, основанных на применении обобщенной оптической теоремы, феноменологическими подходами, использующими представление Йоста-Лемана-Дайсона и аналогию с известным механизмом Дрела-Яна образования лептонных пар в адрон-адронных взаимодействиях. Обсуждаются эксперименты по проверке факторизуемости ведущих реджевских особенностей. Рассмотрен трехреджеонный анализ некоторых специфических инклюзивных реакций. Четвертый раздел посвящен инклюзивному рождению мезонных и барионных резонансов. Анализируется энергетическая зависимость выходов различных резонансов. Проводится сравнение экспериментальных данных с предсказаниями кварковых моделей. Обсуждаются характерные свойства инклюзивных распределений резонансов, измерения спиновой матрицы плотности и поляризации для ряда инклюзивных реакций, некоторые следствия, вытекающие из доминирующего вклада одноопионного обмена в ряде инклюзивных реакций в области фрагментации, и новые данные по измерению полных сечений $K\pi$ - и $\pi\pi$ -рассеяния. В пятом разделе, где представлены экспериментальные данные по двухчастичным корреляциям, основное внимание уделено угловым корреляциям, интерференционным эффектам между тождественными пионами и пространственной структуре области взаимодействия. В последнем разделе кратко суммируются основные заключения.

2. Полные инклюзивные сечения

Последние данные по энергетической зависимости полных инклюзивных сечений π^+ , π^- и π^0 -мезонов, $\sigma_x = \langle n_x \rangle \sigma_{inel}$, скомпили-

рованы на рис. I. В $p\bar{p}$ -взаимодействиях выше 50 ГэВ/с рост сече-

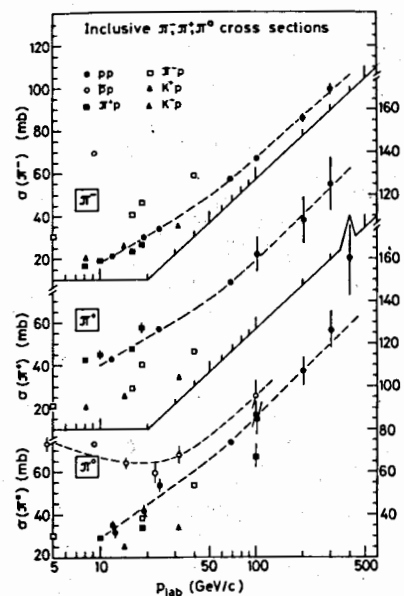


Рис. I Инклюзивные сечения π^- , π^+ и π^0 -мезонов в зависимости от первичного импульса (компиляция опубликованных данных; новые данные: K^-p 32 ГэВ/с¹⁵/₁₆, $\bar{p}p$ 32 ГэВ/с¹⁶/₁₇, 22,4 ГэВ/с¹⁷/₁₈, 9,1 и 4,6 ГэВ/с¹⁸/₁₉; π^-p 5 ГэВ/с²⁰/₂₀); линии проведены на глаз через экспериментальные точки.

ний пионов согласуется с логарифмической зависимостью $\ln s$. Отношение сечений $\sigma(\pi^-)/\sigma(\pi^+)$ медленно меняется от величины $0,74 \pm 0,02$ при 69 ГэВ/с¹²/₁₂ до $0,80 \pm 0,08$ при 303 ГэВ/с¹⁴/₁₄ (см. Таблицу I). Отношение сечений $\sigma(\pi^0)/\sigma(\pi^+)$ составляет $0,94 \pm 0,02$ при 69 ГэВ/с¹²/₁₂ и $1,01 \pm 0,10$ при 303 ГэВ/с¹¹/₁₁. Интересно отметить, что в K^-p -взаимодействиях вплоть до 32 ГэВ/с $\sigma(\pi^+) \approx \sigma(\pi^-) \approx \sigma(\pi^0)$.

Энергетическая зависимость сечений пионов в реакциях с другими пучковыми частицами подобна наблюдаемой в $p\bar{p}$ -взаимодействиях. Некоторая разница при сравнительно небольших энергиях объясняется действием законов сохранения, эффектами лидирующих частиц и вкладом аннигиляционных каналов. Так, инклюзивные сечения π^0 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях вплоть до серлуховских энергий заметно падают по мере увеличения первичных импульсов за счет уменьшения вклада аннигиляционного канала. В диапазоне первичных импульсов от 22,4 до 100 ГэВ/с сечения π^0 -мезонов начинают возрастать по мере увеличения энергии примерно с той же ско-

ростью, что и в $p\bar{p}$ -взаимодействиях, поскольку при импульсах выше 100 ГэВ/с вклад аннигиляционной компоненты составляет меньше 5% от полного сечения $\bar{p}p$ -взаимодействий. В этой связи интересно

Таблица I

Полные инклюзивные сечения (мб) π^+ , π^- и π^0 мезонов в pp- и Kp-взаимодействиях при высоких энергиях

P_{LAB} GeV/c	pp				K ⁻ p	
	69 ^{/12/}	100 ^{/11/}	205 ^{/11,14/}	303 ^{/11,13/}	143 ^{/8/}	32 ^{/15/}
$\sigma(\pi^+)$	78.5 ± 1.3	91.8 ± 9.2	108 ± 11	125 ± 13	25.6 ± 0.8	33.6 ± 1.3
$\sigma(\pi^-)$	57.5 ± 0.6	66.9 ± 1.3	86 ± 2	99.5 ± 3	25.9 ± 1.5	35.3 ± 1.8
$\sigma(\pi^0)$	74.0 ± 1.5	85 ± 8	107 ± 7	126.5 ± 9	27.2 ± 1.0	35.3 ± 0.8

отметить, что экспериментальные значения величины $R_n = \sigma_n$ (аннигиляция)/ σ_n (pp) (где σ_n - топологические сечения) для $n \geq 4$ совместимы со степенной зависимостью $R_n = A \beta^n$ (рис.2(a)) в широком интервале импульсов от 6 до 100 ГэВ/с^{/159/}. Значения же коэффициентов $\alpha = \ln A / \ln \beta$ и β , кажется, достигают асимптотических значений уже при серпуховских или несколько больших энергиях (рис.2(b)). Это означает существование асимптотической зависимости

$R_n \rightarrow \alpha \beta^n$ (с $\alpha = 0,73 \pm 0,04$ и $\beta = 1,24 \pm 0,02$), хотя, конечно, для достоверных заключений необходимы данные при более высоких энергиях. Интересно, что за-

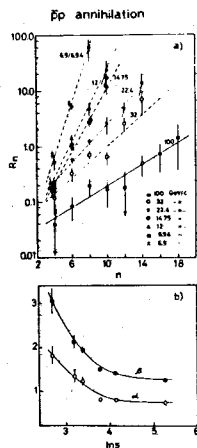


Рис.2(a) Зависимость $R_n = (\sigma_n(\bar{p}p) - \sigma_n(pp)) / \sigma_n(pp)$ от n для $n \geq 4$; прямые линии - результат подгонки к функции $R_n = A \beta^n$; (b) зависимость коэффициентов $\alpha = \ln A / \ln \beta$ и β от $\ln s$; кривые проведены на глаз (из работы^{/159/}).

висимость такого типа предсказывается теоретически^{/160/} на основе дуальных свойств $\bar{p}p$ -рассеяния.

Поведение сечений образования нейтральных странных частиц K^{\pm} (K^0/\bar{K}^0), Λ и $\bar{\Lambda}$ представлено на рис.3 и 4. Сечения нейтральных

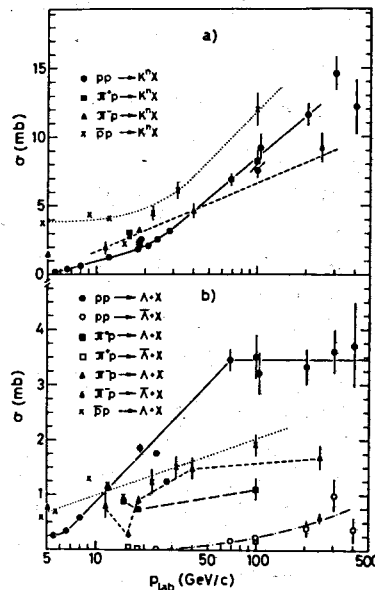


Рис.3 Инклюзивные сечения K^{\pm} , Λ и $\bar{\Lambda}$ в зависимости от первичного импульса для $p^{\pm}p$ - и $K^{\pm}p$ -взаимодействий (компиляция опубликованных данных; новые данные: $\bar{p}p$ 32 ГэВ/с^{/16/}, 22,4 ГэВ/с^{/17/}, 12 ГэВ/с^{/22/}, 9,1 и 4,6 ГэВ/с^{/18/}; π^-p 205 ГэВ/с^{/23/}, 5 ГэВ/с^{/24/}); линии проведены на глаз через экспериментальные точки.

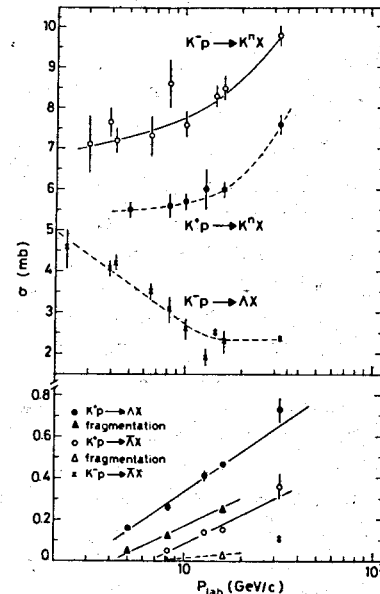


Рис.4 Инклюзивные сечения K^{\pm} , Λ и $\bar{\Lambda}$ в зависимости от первичного импульса для $K^{\pm}p$ -взаимодействий (компиляция опубликованных данных; новые данные: K^+p 32 ГэВ/с^{/25/}, 16, 8,2 и 5 ГэВ/с^{/26/}; K^-p 32 ГэВ/с^{/15/}, 16 и 10 ГэВ/с^{/21/}, 6,5 ГэВ/с^{/28/}); показаны также вклады фрагментационных сечений для Λ и $\bar{\Lambda}$ в $K^{\pm}p$ -взаимодействиях (см.^{/26/}); линии проведены на глаз через экспериментальные точки.

странных каонов в pp -взаимодействиях возрастает на порядок в интервале первичных импульсов от 12 ГэВ/с до максимально доступных в ФНАЛ. В π^+p -взаимодействиях энергетическая зависимость сечения образования K^{\pm} -мезонов во всем интервале импульсов вплоть до 205 ГэВ/с^{23/} согласуется с логарифмической. В $\bar{p}p$ -взаимодействиях сечения K^{\pm} -мезонов систематически выше, чем в pp -взаимодействиях, и в интервале энергий Серпухова-ФНАЛ растут так же быстро, как в pp -столкновениях. Следует обратить внимание на то, что сечения K^{\pm} -мезонов, измеренные в экспериментах на пузырьковых камерах BEBC (12 ГэВ/с)^{22/}, Людмила (22,4 ГэВ/с)^{17/} и Мирабель (32 ГэВ/с)^{16/}, систематически отличаются от более ранних экспериментов (см., например, обзор^{11/} или экспериментальное значение сечения при 14,75 ГэВ/с на рис.3). Поправленные значения сечений в эксперименте при 4,6 и 9,1 ГэВ/с^{18/} в два раза отличаются от ранее цитированных значений. По-видимому, не всегда эту систематику можно объяснить неучтенными поправками на нейтральные моды распада и распад долгоживущих каонов, как следует из сравнения данных^{11/} в pp -и $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

Сечение рождения Λ -гиперонов в pp -взаимодействиях возрастает в области импульсов от 5 до 50 ГэВ/с, но слабо меняется при больших энергиях. Начиная с серпуховских энергий, $\sigma(\Lambda)$ примерно в два раза выше в pp -, чем в $\bar{p}p$ -и π^+p -взаимодействиях, как и следовало ожидать, если доминирующим процессом образования Λ -гиперонов является фрагментация протона. Преобладание процесса фрагментации над центральным рождением пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ объясняет также слабую зависимость сечений выходов Λ -гиперонов в области энергий ФНАЛ. Сечение рождения $\bar{\Lambda}$ невелико, но сильно возрастает с энергией при $p_{LAB} > 69$ ГэВ/с по аналогии с поведением выходов антипротонов.

На рис.4 сечения рождения нейтральных странных частиц, измеренные сотрудничеством Франция-СССР и ЦЕРН-СССР в K^+p -взаимодействиях при 32 ГэВ/с, сравниваются с соответствующими данными при меньших энергиях. Как в K^+p -, так и в K^-p -столкновениях наблюдается заметный рост сечений K^{\pm} -мезонов: $\Delta\sigma \approx 1,5$ мб в интервале от 16 до 32 ГэВ/с. Этот рост может быть, по крайней мере частично, объяснен большим сечением рождения $K^{\pm}K^{\mp}$ -пар: $\sigma(K^{\pm}K^{\mp}) = 1,1 \pm 0,1$ мб и $1,68 \pm 0,24$ мб в K^+p -^{25/} и K^-p -^{15/} взаимодействиях при 32 ГэВ/с, соответственно. Интересно отметить, что подобное увеличение парного образования K^+K^- -мезонов наблюдалось и в эксклюзивных каналах реакций в K^+p -столкновениях при

32 ГэВ/с^{29/}. Аналогичный эффект обнаружен сотрудничеством Франция-СССР и ЦЕРН-СССР и в K^-p -столкновениях при 32 ГэВ/с^{30/}:

$$\frac{\sigma(K^-p \rightarrow K^+K^+K^+K^+K^+K^-)}{\sigma(K^-p \rightarrow K^+K^+K^+K^+K^-)} = 0,18 \pm 0,05;$$

$$\frac{\sigma(K^-p \rightarrow K^+K^+K^+K^+K^+K^-)}{\sigma(K^-p \rightarrow K^+K^+K^+K^+K^-)} = 0,55 \pm 0,21.$$

Энергетическая зависимость сечений Λ и $\bar{\Lambda}$ в K^+p -взаимодействиях по характеру совпадает с наблюдаемой в pp -взаимодействиях в той же области энергий: данные хорошо согласуются с логарифмической зависимостью. В K^-p -взаимодействиях сечения рождения Λ -гиперонов уменьшаются с энергией в области небольших энергий, но практически не меняются в интервале от 10 до 32 ГэВ/с. Уменьшение сечений при небольших энергиях объясняется падающим вкладом процессов с аннигиляцией странности при виртуальном K^+K^- -рассеянии в реакции $K^-p \rightarrow \Lambda +$ пионы. По мере увеличения энергии другие механизмы образования Λ -гиперонов, такие как $K^-p \rightarrow \Lambda K^+ +$ пионы, начинают давать большой вклад (рис.5), что и приводит к приблизительно постоянным сечениям Λ -гиперонов в интервале от 10 до 32 ГэВ/с. Исходя из тенденции данных, можно ожидать, что при

дальнейшем увеличении энергии сечения образования Λ -гиперонов начнут возрастать и в K^-p -взаимодействиях.

3. Подход к скейлингу

3.1. Подход к скейлингу во фрагментационной области

Закономерности подхода к скейлингу в области фрагментации мишени интенсивно обсуждались в течение последних двух лет^{7,8,32-34/}. Выводы, однако, весьма противоречивы, что является отражением недостаточности данных в этой кинематической области при максимальных энергиях. Действительно, большая часть данных по инклюзивному образованию π -мезонов, полученных

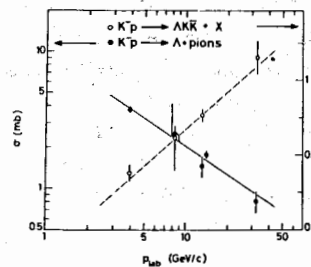


Рис.5 Энергетическая зависимость сечений образования Λ -гиперонов в процессах аннигиляции странности $K^-p \rightarrow \Lambda +$ пионы (левая шкала) и в реакции $K^-p \rightarrow \Lambda K^+ + X$ (правая шкала) (см.^{31/}).

на накопительных кольцах ЦЕРНа (НК ЦЕРН), соответствует $p_T > 0,4$ ГэВ/с или $u_{LAB} > 0$, в то время как данные с пузырьковых камер из-за небольшой статистики обычно проинтегрированы по поперечным импульсам.

Современная ситуация с факторизуемостью ведущих обменных траекторий и подходом к скейлингу в области фрагментации протона в π^\pm -мезоны на основе данных, полученных на пузырьковых камерах, проиллюстрирована на рис.6.

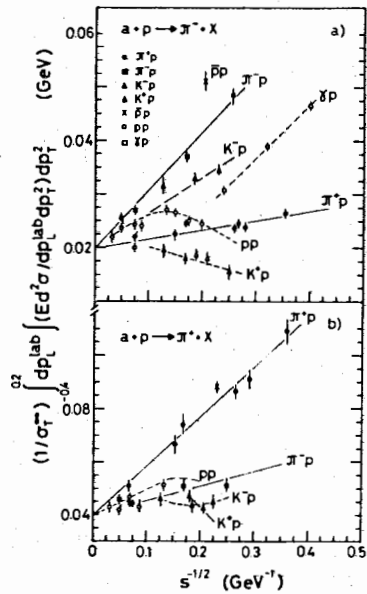


Рис.6 Приближение к скейлингу в области фрагментации протона для инклюзивного образования π^\pm -мезонов (из работы^{/34/}; добавлены некоторые опубликованные данные).

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = f(s, p_L, p_T^2) = A(p_L, p_T^2) + \sum_R B_R(p_L, p_T^2) s^{\mathcal{L}_R(0)-1} \quad (3.1.1)$$

Гипотеза предельной фрагментации^{/4/} не выполняется во всем интервале энергий. Однако данные при максимальных энергиях указывают на то, что скейлинговый предел, по-видимому, существует, что он достигается сверху и что факторизация, по-видимому, выполняется при предельных энергиях.

Более детальное рассмотрение показывает, что для реакций, в которых ни одно из квантовых чисел ($ab, ab\bar{c}, b\bar{c}, a\bar{c}$) не является экзотичным, таких как $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm X, K^{\pm} p \rightarrow K^{\pm} X, \gamma p \rightarrow \pi^\pm X$ (и, вероятно, $\bar{p} p \rightarrow \pi^\pm X$), наблюдается сильная энергетическая зависимость сечений во всем энергетическом интервале, совместимая с Мюллер-Реджевскими предсказаниями^{/35,36/}, основанными на обобщенной оптической теореме^{/37,38/}:

где $\mathcal{L}_R(0)$ — пересечения обменных траекторий Редже. Для реакций, в которых, по крайней мере, одна из комбинаций $ab, ab\bar{c}$ или $a\bar{c}$ является экзотичной (Таблица 2), ситуация не столь очевидна.

Таблица 2

Экзотичность различных комбинаций для реакции



Reaction	ab	ab \bar{c}	a \bar{c}	b \bar{c}
$pp \rightarrow \pi^- X$	Exotic	Exotic		
$\pi^+ p \rightarrow \pi^- X$		Exotic	Exotic	
$K^+ p \rightarrow \pi^- X$	Exotic	Exotic	Exotic	
$pp \rightarrow \pi^+ X$	Exotic	Exotic		
$\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$			Exotic	
$K^- p \rightarrow \pi^+ X$	Exotic	Exotic		
$K^+ p \rightarrow \pi^+ X$			Exotic	

Для этих реакций энергетическая зависимость является менее выраженной, хотя существует, достигая 10-20% в интервале энергий Серпухова-ФНАЛ. Похоже, что рост сечений от порога, наблюдаемый в реакциях $pp \rightarrow \pi^\pm X$ и $K^+ p \rightarrow \pi^\pm X$ и, возможно, в реакции $K^+ p \rightarrow \pi^+ X$, связан с экзотичностью состояния (ab). Поскольку сечения в этих реакциях растут, то предсказание (3.1.1) для них неприменимо. Поведение сечений реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^- X, \pi^- p \rightarrow \pi^+ X$ (и, возможно, $K^- p \rightarrow \pi^+ X$), где наблюдается систематическая, хотя и слабая, энергетическая зависимость, опять совместимо с предсказанием (3.1.1); для этих реакций экзотичным является состояние ($a\bar{c}$).

Представляется весьма интересным проследить связь между экзотичностью различных комбинаций частиц и энергетической зависимостью инклюзивного сечения образования π^\pm -мезонов в области фрагментации пучка. Особенно интересны реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$ и $K^- p \rightarrow \pi^+ X$, где экзотичны только состояния ($a\bar{c}$) (Таблица 2).

Наиболее бедны при высоких энергиях данные о фрагментации мишени в тяжелые частицы. Качественно характер приближения к масштабному пределу в области фрагментации протона в нейтральные

K^{π} -мезоны и Λ -гипероны иллюстрируется на рис.7. Однако даже

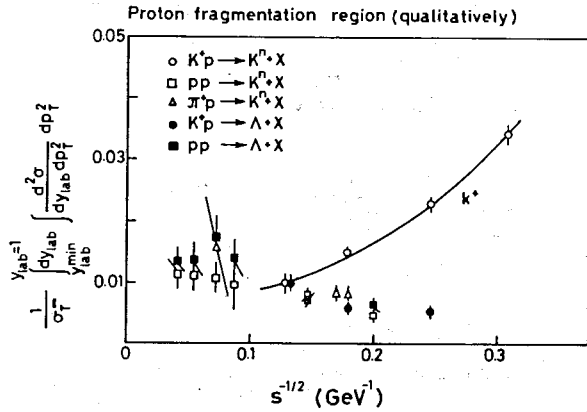


Рис.7 Приближение к скейлингу в области фрагментации протона для инклюзивного образования K^{π} и Λ (компиляция опубликованных данных).

эти данные позволяют провести аналогию с тенденцией, наблюдаемой в энергетической зависимости рождения K^{\pm} мезонов. В частности, факторизация оказывается в первом приближении справедливой, энергетическая зависимость в области энергий ФНАЛ слабой, и во всех реакциях с экзотичным состоянием (ab), за исключением реакции $K^+p \rightarrow K^+X$, наблюдается рост сечений от порога.

Отличие в поведении сечения реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ можно связать с наличием вклада процесса аннигиляции странности в виртуальном $K^+\gamma^*+$ -рассеянии. В этом случае реакция $K^+p \rightarrow K^+X$ в области фрагментации протона идет через обмен траекторией ρ^+ - $\phi/36,39/$, что в соответствии с (3.1.1) приводит к s^{-1} -зависимости инвариантной структурной функции. Действительно, данные в области фрагментации протона (рис.8(a)) не противоречат такой картине, поскольку зависимость s^{-1} лучше всего описывает энергетическое поведение сечений в интервале импульсов от 5 до 32 ГэВ/с.

France-USSR and CERN-USSR Collaborations
Birmingham-Brussels-CERN-Mons Collaboration

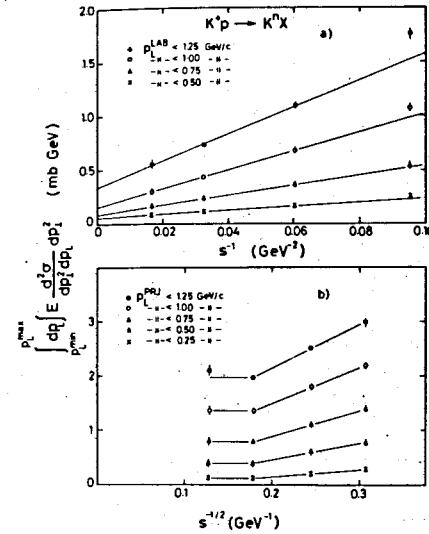


Рис.8 Энергетическая зависимость структурных функций для реакции $K^+p \rightarrow K^+X$: (а) в области фрагментации протона; линии - фит к данным при 8,2-32 ГэВ/с; (б) в области фрагментации первичного K^+ -мезона; линии проведены на глаз через экспериментальные точки; (из работы /25/).

Другое интересное экспериментальное наблюдение, сделанное сотрудничеством Франция-СССР и ЦЕРН-СССР в K^+ -эксперименте при 32 ГэВ/с, состоит в неожиданном энергетическом поведении реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ в области фрагментации первичного K^+ -мезона и в

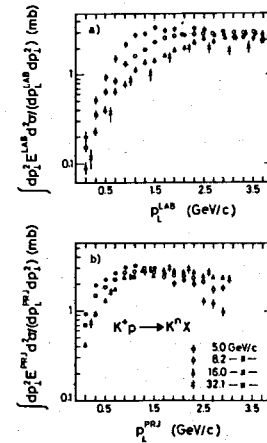


Рис.9 Инвариантные распределения для инклюзивной реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ в зависимости от продольного импульса K^{π} -мезона (а) в лабораторной системе, (б) в системе покоя первичного K^+ -мезона (из работы /25/).

центральной области. Сечение этой реакции в области фрагментации пучка (рис.8(b)) падает в интервале первичных импульсов 5-16 ГэВ/с^{39/} по закону $v^{-1/2}$, т.е. в соответствии с (3.1.1), но практически совпадает при 16 и 32 ГэВ/с. Подробнее этот эффект иллюстрируется на рис.9 и 10. В области фрагментации протона, т.е. при небольших значениях p_L^{LAB} (рис.9(a)), структурная функция систематически убывает при увеличении энергии. В то же время в области фрагментации пучка, т.е. при больших значениях p_L^{PRJ} (где p_L^{PRJ} - продольный импульс K^{\pm} -мезона в системе покоя первичного K^{\pm} -мезона), значения структурных функций не меняются в интервале первичных импульсов от 16 до 32 ГэВ/с (рис.9(b)). Из рис.10 видно, что скейлинг в реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ в интервале от 16 до 32 ГэВ/с имеет место и в центральной области. Дифференциальные сечения $d\sigma/d(M^2/v)$ совпадают практически во всем диапазоне переменной M^2/v , где M^2 - квадрат недостающей массы^{*)}. Подобный

France-USSR and CERN-USSR Collaborations
Birmingham-Brussels-CERN-Mons Collaboration

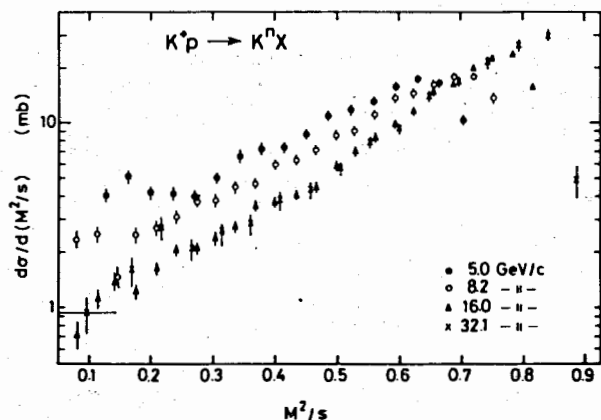


Рис.10 Дифференциальные сечения $d\sigma/d(M^2/v)$ для реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ (из работы^{25/}).

^{*)} Заметная энергетическая зависимость сечений фрагментации $p \rightarrow K^{\pm}$ мало сказывается на энергетической зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d(M^2/v)$ в силу небольшого вклада сечения фрагментации $p \rightarrow K^{\pm}$ в полное инклюзивное сечение реакции $K^+p \rightarrow K^+X$.

эффект обнаружен и в реакции $K^-p \rightarrow K^{\pm}X$ в том же интервале энергий^{40/}. Кажется естественным объяснить это удивительное поведение заметным ростом сечений парного рождения $K^{\pm}K^{\pm}$ -мезонов в интервале первичных импульсов от 16 до 32 ГэВ/с (см. раздел 2). Позже будет показано, что, по крайней мере в центральной области, наблюдение раннего скейлинга в реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ в этом интервале энергий, скорее всего, является случайным и что следует ожидать заметного возрастания сечений K^{\pm} -мезонов при дальнейшем увеличении энергии.

Измерение выходов π^{\pm} , K^{\pm} -мезонов и протонов в $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ -и $p^{\pm}p$ -взаимодействиях в области фрагментации протона в интервале первичных импульсов от 4 до 205 ГэВ/с проведено группой из Пенсильвании^{41/} с помощью электронного детектора. Энергетическая зависимость сечений выходов π^{\pm} -мезонов в фиксированной области фазового пространства, примерно соответствующей $p_T = 0,3$ ГэВ/с и $u_{LAB} = 0,6$, показана на рис.11. Первой характерной особенностью

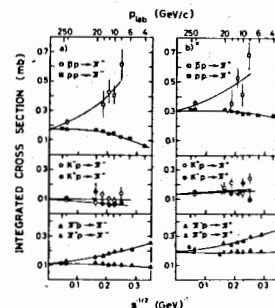


Рис.11 Энергетическая зависимость инвариантных сечений (проинтегрированных по кинематической области $0,3 \leq p_{LAB}^{\pi} \leq 0,6$ ГэВ/с и $60,75^{\circ} \leq \theta_{LAB}^{\pi} \leq 3,3^{\circ}/p_{LAB}^{\pi} \leq 64,25^{\circ}$) (a) π^{\pm} -мезонов и (b) π^{\pm} -мезонов в $p^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ -и $\pi^{\pm}p$ -взаимодействиях. Кривые - подгонки к формулам $A + Bv^{-1/2}$ или $A + Bv^{-1/2} + Cv^{-1}$.

этих данных является приближение к скейлинговому пределу снизу для реакций $pp \rightarrow \pi^{\pm}X$ в отличие от уже обсуждавшихся данных с пузырьковых камер (рис.6), где для этих реакций сечения вначале растут, а затем убывают по мере приближения к асимптотическому пределу. Поскольку данные с пузырьковых камер соответствуют области $u_{LAB} < 0$ и проинтегрированы по всей области поперечных импульсов, пока трудно сказать, противоречат ли эти эксперименты друг другу, тем более, что при высоких энергиях в электронном эксперименте измерены только две точки. Вторая интересная особенность последних данных состоит в том, что энергетическая зависимость сечений реакций $pp \rightarrow \pi^{\pm}X$ и $\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^{\pm}X$ (или $\pi^{\pm}X$) хоро-

шо описывается выражением $A + Bv^{-1/2} + Cv^{-1}$. Вообще говоря, это не является удивительным, так как вклад во фрагментационную область от процессов центрального типа существен даже при энергиях ФНАЛ. Поэтому необходимо значительное увеличение точности экспериментальных данных в различных областях фазового пространства для определения истинной v -зависимости инвариантных сечений во фрагментационной области.

В этой связи особенно интересно измерять энергетическую зависимость разности структурных функций для инклюзивных реакций $A^+p \rightarrow cX$ и $A^-p \rightarrow cX$. В соответствии с (3.1.1) $\Delta f = \text{const } v^{-1/2}$. Немногочисленные данные, для которых такое сравнение возможно

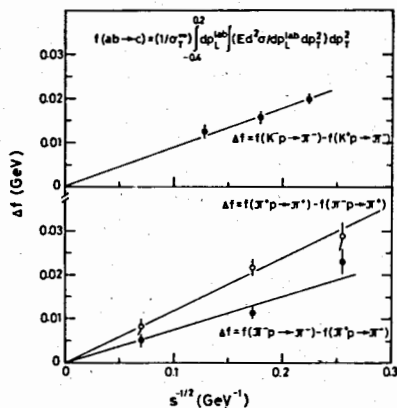


Рис.12 Энергетическая зависимость разности структурных функций.

не связана с вкладом процессов центрального типа, то это лишнее подтверждение того факта, что мы не понимаем либо структуры сингулярностей на языке полюсов Редже и обобщенной оптической теоремы, либо дуальных свойств траекторий Редже (а скорее всего, и того и другого). Первое указание на такую ситуацию следует из роста сечений в центральной области с увеличением энергии (как и роста сечений в реакциях $pp \rightarrow \pi^+X$ во фрагментационной области).

Проверка факторизуемости ведущей траектории Померанчука

(рис.12), не противоречат этому предсказанию и совместимы с предсказанием о факторизуемости ведущих траекторий. Близкие значения параметров наклона для $\Delta f = f(K^+p \rightarrow \pi^+) - f(K^+p \rightarrow \pi^-)$ и $\Delta f = f(\pi^+p \rightarrow \pi^+) - f(\pi^+p \rightarrow \pi^-)$ указывают на вырожденность траекторий $f - A_2$, хотя для более достоверных утверждений необходимы новые эксперименты в широкой области энергий.

Если зависимость структурных функций от энергии $A + Bv^{-1/2} + Cv^{-1}$ в области фрагментации, замеченная Пенсильванской группой,

$$\frac{Ed^3\sigma(ap \rightarrow c)/d^3p}{Ed^3\sigma(a'p \rightarrow c)/d^3p} \underset{s \rightarrow \infty}{=} \frac{\sigma_{tot}(ap)}{\sigma_{tot}(a'p)},$$

проведенная Пенсильванской группой^{/41/} при экстраполяции полученных зависимостей $A + Bv^{-1/2} + Cv^{-1}$ (для статистически обеспеченных данных) или $A + Bv^{-1/2}$ (для статистически бедных данных) к $v \rightarrow \infty$, показала (Таблица 3), что результаты находятся в разумном согласии с предсказаниями наивной кварковой модели ($\sigma(\pi p) = \sigma(Kp) = \frac{2}{3}\sigma(pp)$) или параметризацией^{/42/} дифракционной компоненты полных сечений, оцененной при $p_{LAB} = 250$ ГэВ/с.

Таблица 3

Проверка факторизуемости траектории Померанчука

Cross section ratio	Asymptotic ratio for produced particle c				Predicted ratio	
	c = π^-	c = π^+	c = K^+	c = p	Ref. ^{/42/}	Quark model
$\frac{\pi p \rightarrow c}{pp \rightarrow c}$	0.63 ± 0.03	0.62 ± 0.03	0.25 ± 0.18	0.62 ± 0.03	0.61 ± 0.02	0.67
$\frac{Kp \rightarrow c}{pp \rightarrow c}$	0.60 ± 0.06	0.45 ± 0.04		0.61 ± 0.08	0.53 ± 0.02	0.67

108379

Аналогичный вывод сделан группой из СЛАКа^{/43/}, которая измерила отношения R инклюзивных сечений частиц и античастиц в реакциях $A^+p \rightarrow A^+X$ ($A = \pi, K, p$) при 10 и 14 ГэВ/с для $|t| < 0,25$ (ГэВ/с)² (рис.13). Интегрирование R по всему доступному интервалу недостающих масс M дает $R = 0,96 \pm 0,04, 0,90 \pm 0,02$ и $1,02 \pm 0,02$ для неупругого рассеяния K^+, π^+ и p^+ , соответственно, при 10,4 ГэВ/с. Эти значения указывают на то, что вклад обменов с $C = -1$ очень мал в этих реакциях по сравнению с упругим рассеянием, где этот вклад существен при тех же энергиях.

Проверка факторизуемости ведущих траекторий в дифракционных процессах $pp \rightarrow p + X, pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-) + X, pp \rightarrow (\Lambda K^+) + X$ при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ на НК ЦЕРНа^{/44/} показала, что она выполняется с точностью до 5% при $|t| < 0,5$ (ГэВ/с)². Однако при $|t| > 0,5$ (ГэВ/с)² наблюдается заметное отклонение от факторизуемости упругого и неупругого дифракционных сечений. Это демонстрирует рис.14, на котором приведены отношения коллинеарных к неколлинеарным событиям

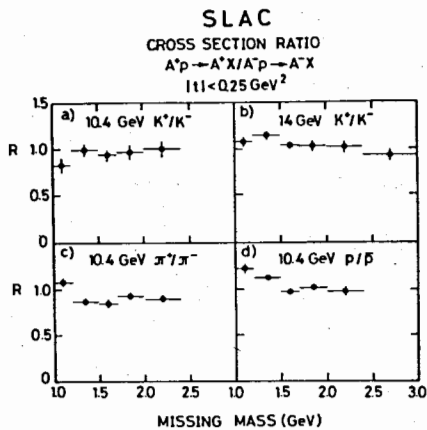


Рис.13 Отношения инклюзивных сечений

$$R(M) = \frac{\int_0^{0,25} A(M)e^{-B(M)|t|} dt}{\int_0^{0,25} A(M)e^{-B(M)|t|} dt}$$

частиц и античастиц в реакциях $A^{\pm}p \rightarrow A^{\pm}X$ ($A = \pi, K, p$) при 10,4 ГэВ/с, полученные из результатов фитов дифференциальных сечений при различных значениях M и $|t| < 0,25 (\text{ГэВ/с})^2$ (из работы /36/).

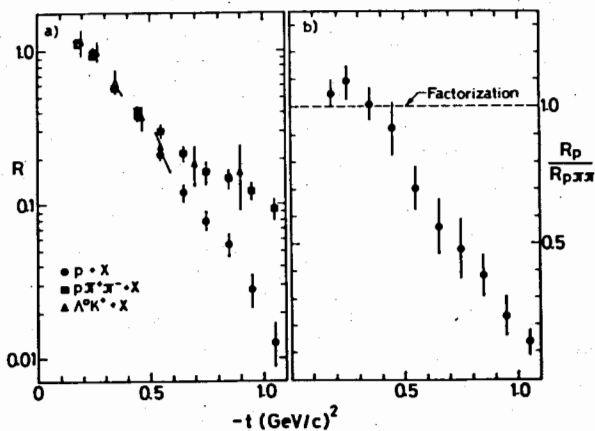


Рис.14(a) Отношения $R_p, R_{p\pi\pi}$ и $R_{\Delta K}$ коллинеарных событий к неколлинеарным (с учтенными поправками на потери неколлинеарных событий) для реакций $pp \rightarrow p + X, pp \rightarrow (p\pi\pi) + X$ и $pp \rightarrow (\Delta K^+) + X$ при $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}$ в зависимости от переданного импульса; (b) $R_p/R_{p\pi\pi}$ в зависимости от t (из работы /44/).

в зависимости от переданного импульса t для трех вышеперечисленных реакций. Эти отношения связаны с дифференциальными сечениями следующим образом:

$$R_p = \frac{\epsilon_p(d\sigma_{el}/dt)}{\epsilon_p(\frac{1}{2}d\sigma_{SD}/dt)}, R_{p\pi\pi} = \frac{\epsilon_{p\pi\pi}(\frac{1}{2}d\sigma_{SD}/dt)}{\epsilon_{p\pi\pi}(d\sigma_{DD}/dt)}, R_{\Delta K} = \frac{\epsilon_{\Delta K}(\frac{1}{2}d\sigma_{SD}/dt)}{\epsilon_{\Delta K}(d\sigma_{DD}/dt)}$$

Факторизация требует, чтобы $\epsilon_{p\pi\pi} = \epsilon'_{p\pi\pi}$ и $\epsilon_{\Delta K} = \epsilon'_{\Delta K}$. Все три параметра R согласуются друг с другом при $|t| < 0,5 (\text{ГэВ/с})^2$, но при $|t| > 0,5 (\text{ГэВ/с})^2$ наблюдается резкое уменьшение параметра R_p , свидетельствующее о нарушении факторизации для упругого рассеяния.

Другое указание на нарушение факторизации в рамках простой t -канальной модели получено в работе /125/, где обращается внимание на разную энергетическую зависимость неупругих дифракционных и упругих сечений:

$$\frac{\sigma(K^+p \rightarrow K^+(n\pi^+); \sqrt{s} = 5,3 \text{ ГэВ})}{\sigma(K^+p \rightarrow K^+p; \sqrt{s} = 5,3 \text{ ГэВ})} = 7 \pm 1,2\%$$

$$\frac{1/2\sigma(pp \rightarrow p(n\pi^+); \sqrt{s} = 45 \text{ ГэВ})}{\sigma(pp \rightarrow pp; \sqrt{s} = 45 \text{ ГэВ})} = 2,7 \pm 0,7\%$$

Тот же самый вывод следует из сравнения данных с НК ЦЕРНа при $\sqrt{s} = 45 \text{ ГэВ}$ с pp -данными при меньших энергиях, где $1/2\sigma(n\pi^+)_{dif} \approx \sigma_{dif}(p\pi^+) = 0,60 \pm 0,08 \text{ мб}$, в то время как $\sigma_{el}(pn) \approx \sigma_{el}(pp) = 8,5 \pm 0,3 \text{ мб}$ при первичных импульсах $\approx 20 \text{ ГэВ/с}$ (о деталях см. /125/). Эти результаты противоречат предсказаниям простой t -канальной модели, согласно которой упругая и неупругая дифракционные амплитуды должны иметь одинаковую энергетическую зависимость $\sim s^{\alpha_P}$. Отклонение параметра R для упругого рассеяния в эксперименте на НК ЦЕРНа, по-видимому, указывает на причину такой заметной разницы в энергетическом поведении полных сечений.

Экспериментальные значения R_p и $R_{p\pi\pi}$, полученные в /44/, были использованы для вычисления абсолютных значений дифференциальных и полных сечений одновершинного и двухвершинного дифракционных возбуждений при $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}$ /44/. Для этого использовалась нормировка на абсолютные значения сечений упругого рассеяния, которые измерялись независимым образом. Результирующие диф-

Дифференциальные сечения показаны на рис.15. Они хорошо параметризу-

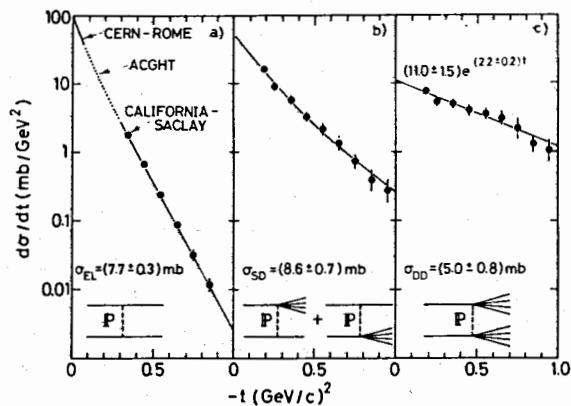


Рис.15 Дифференциальные сечения трех дифракционных процессов, измеренные при $\sqrt{s} = 45$ ГэВ (из работы ^{44/}).

ются следующими экспоненциальными зависимостями:

$$d\sigma_{el}/dt = (57,1 \pm 4,7) \exp(10,2 \pm 0,2)t \text{ мб}/(\text{ГэВ}/c)^2, \quad 0,3 < -t < 0,9 (\text{ГэВ}/c)^2,$$

$$d\sigma_{SD}/dt = (59 \pm 6) \exp[(7,0 \pm 0,6)t + (1,7 \pm 0,7)t^2] \text{ мб}/(\text{ГэВ}/c)^2,$$

$$d\sigma_{DD}/dt = (11,0 \pm 1,5) \exp(2,2 \pm 0,2)t \text{ мб}/(\text{ГэВ}/c)^2.$$

Соответствующие полные сечения оказались равными $\sigma_{el} = 7,7 \pm 0,3$ мб, $\sigma_{SD} = 8,6 \pm 0,7$ мб и $\sigma_{DD} = 5,0 \pm 0,8$ мб, так что полное упругое и неупругое дифракционное сечение

$$\sigma_{el} + \sigma_{SD} + \sigma_{DD} = 21,3 \pm 1,1 \text{ мб},$$

т.е. составляет $(49,4 \pm 2,5)\%$ от полного сечения при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ. Значение $\sigma_{SD} + \sigma_{DD} = 13,6 \pm 1,1$ мб значительно выше, чем обычно считалось, и совместимо с насыщением верхнего предела Памплина ^{45/}

$$\sigma_{dif} \leq 1/2 \sigma_{tot} - \sigma_{el}.$$

Интересный подход к поведению инклюзивных сечений во фрагментационной области был предложен Логуновым с сотрудниками ^{46/}. Используя представление Йоста-Лемана-Дайсона для спектральных функций, они показали, что инклюзивное сечение может быть записано в виде

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \gamma^a(q^2, \nu) F(q^2, \nu), \quad (3.1.2)$$

где $q^2 = (p_a - p_c)^2$, $\nu = 2p_b(p_a - p_c)$ и $\gamma = 2p_b(p_a + p_c)/\nu$.

Если спектральная функция не имеет сингулярностей, то $a(q^2, \nu) < 0$, в противном случае $a(q^2, \nu) > 0$. Из рис.16 ^{47/} следует, что функция (3.1.2) действительно описывает данные с очень слабой зависимостью $a(q^2, \nu)$ и $F(q^2, \nu)$ от ν . Величина $a(q^2, \nu) < 0$ для реакций $pp \rightarrow \pi^+ X$, в то время как $a(q^2, \nu) > 0$ для реакций $pp \rightarrow pX$ ^{47/} и $K^+p \rightarrow K^+X$ ^{48/} с сильным эффектом лидирующих частиц. Таким образом, кажется вероятным, что сингулярности в спектральной функции в представлении Йоста-Лемана-Дайсона как-то связаны с эффектами лидирования. При $p_T = 0,4$ ГэВ/с, т.е. при поперечном импульсе π^- -мезона, близком к среднему значению поперечного импульса, величина a в (3.1.2.) приблизительно равна 3. В x -представлении это соответствует $E d^3\sigma/d^3p \sim (1-x)^3$. Подобная x -зависимость наблюдается и для структурной функции $\nu w_2(x)$ глубоконеупругого рассеяния при $x = 1$, что наводит на мысль о существовании интересной аналогии между поведением инклюзивных реакций в адрон-адронных столкновениях и глубоконеупругим рассеянием (см. также ^{49/}).

Более того, оказывается ^{47/}, что инвариантное сечение факторизуется по переменным γ_1 и γ_2 , относящимся к фрагментации

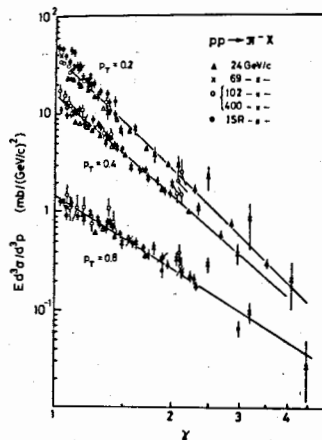


Рис.16 Инклюзивные сечения реакции $pp \rightarrow \pi^+ X$ в зависимости от переменной ν ; прямые линии проведены на глаз (из работы ^{47/}).

пучка и мишени. В обычных переменных

$$x_1 = \frac{E + p_L}{\sqrt{s}} = \frac{m_T e^y}{\sqrt{s}}, \quad x_2 = \frac{E - p_L}{\sqrt{s}} = \frac{m_T e^{-y}}{\sqrt{s}}$$

это означает, что

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \approx \varphi(m_T) f(x_1) f(x_2), \quad (3.1.3)$$

где функция $f(x) \approx (1-x)^3$ в pp-столкновениях при $x \rightarrow 1$. Одним из возможных проявлений уравнения (3.1.3), связанным с глубоководным рассеянием, является механизм слияния кварков из сталкивающихся адронов^{50/}. Этот аналог известного механизма Дрела-Яна об-

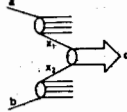


Рис. I7 Механизм образования частиц через слияние кварков взаимодействующих адронов.

разования лептонных пар в адрон-адронных взаимодействиях (рис. I7) дает

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \approx \frac{A}{m^2} \cdot f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) \quad (3.1.4)$$

$$c f(x) = \varphi W_2(x) \text{ и } x_{1,2} = 1/2(\sqrt{x^2 + 4m^2/s} \pm x). \quad (3.1.5)$$

Из (3.1.4) и (3.1.5) следует, что

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p(x \rightarrow 1)} \approx \frac{A}{m^2} f_q(x) f_{\bar{q}}\left(\frac{m^2}{sx}\right), \quad (3.1.6)$$

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p(x \rightarrow 0)} \approx \frac{A}{m^2} f_q(x) f_{\bar{g}}\left(\frac{m}{\sqrt{s}}\right). \quad (3.1.7)$$

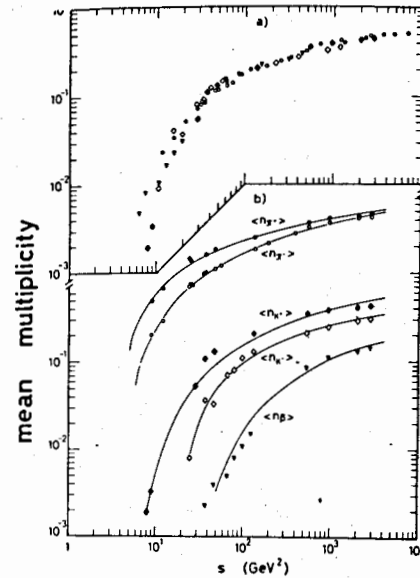


Рис. I8(b) Средняя множественность K^{\pm} , K^0 и \bar{p} в зависимости от s ; (a) те же данные, что и в (b), но смещенные к средней множественности K^+ -мезонов; сдвиги вдоль оси $\langle n \rangle$ пропорциональны отношениям соответствующих квадратов масс (подробности в^{51/}; данные из работы^{54/}).

Таим образом, этот механизм предсказывает различный подход к скейлингу во фрагментационной и центральной областях (энергетическая зависимость определяется переменными m^2/s и m/\sqrt{s} в (3.1.6) и (3.1.7), соответственно). Кроме этого, мы видим, что масштаб энергии измеряется в единицах массы m рождаемой частицы (или в единицах поперечной массы m_T , если принять во внимание поперечный импульс). Как следствие, средние множественности частиц разного типа, образующихся в адрон-адронных столкновениях, могут описываться одной универсальной кривой $(1/m_c^2) \varphi(m_T^2/s)$. Это действительно так в первом приближении (рис. I8). Отмеченные закономерности имеют важное значение и для выходов частиц в адрон-адронных столкновениях, поскольку фактор Δ/m^2 в (3.1.4) может приводить к нарушению простых правил кваркового

счета в наивных кварковых моделях (см. раздел 3). Интересно отметить, что подобные заключения следуют из довольно различных подходов^{52,53/}.

К вышесказанному я хотел бы добавить еще несколько слов о важности поиска аналогий между процессами и взаимодействиями разных типов. Существование глубокой аналогии между адронными и лептонными взаимодействиями не вызывает сомнений. Так, например, средние множественности заряженных адронов, представленные в ви-

де функции от квадрата энергии w^2 , идущей на образование адронных ливней, хорошо совпадают для разных типов взаимодействий (рис.19). Наиболее заметные отличия наблюдаются при небольших

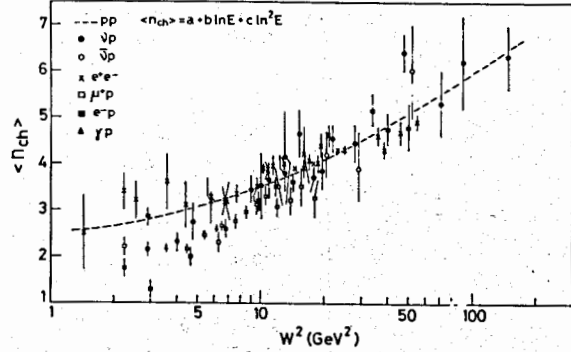


Рис.19 Зависимость средней множественности вторичных заряженных адронов от w^2 .

значениях w^2 , что, естественно, объясняется разным вкладом фрагментационных и центральных процессов при взаимодействиях разных типов (рис.20).

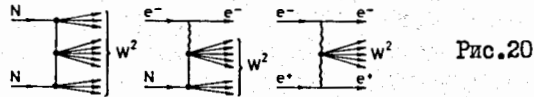


Рис.20

Так как лептоны являются точно-подобными частицами, сравнительный анализ реакций, типа указанных на рис.20, представляет несомненный интерес. В частности, в e^+e^- -аннигиляции не может быть процессов фрагментационного типа, что позволяет, в принципе, выделить процессы фрагментации в адрон-адронных столкновениях путем сравнения их с e^+e^- -аннигиляцией. Сравнение процессов глубоконеупругого рассеяния $e p \rightarrow e + X$ с адронными реакциями также позволяет получить много полезной информации. Для примера на рис.21 показано сравнение структурных функций $F_2(x)$ и $F_2(\omega)$ для неупругой реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ и глубоконеупругого рассеяния в реакции $e p \rightarrow eX$. Структурная функция $F_2(x,y)$ для реакции $K^+p \rightarrow K^+X$

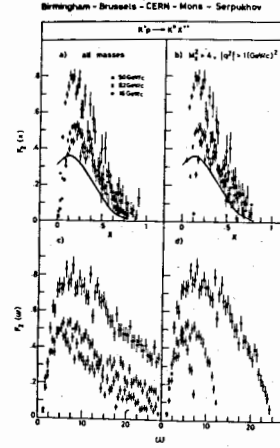


Рис.21 Распределения структурной функции F_2 по переменным x и $\omega = 1/x$ (a), (c)-для всех событий; (b) (d) после удаления резонансной области. Точки-данные для реакции $K^+p \rightarrow K^+X$ при 5,8,2 и 16 ГэВ/с. Сплошные линии-данные SLAC для реакции $e p \rightarrow eX$.

точечных, но и "одетых в шубу" адронных взаимодействий частиц.

3.2. Трехрежеонная область

Неупругая дифракция адронов при высоких энергиях подробно обсуждалась в раппортерском докладе Кайдалова на конференции в Тбилиси. Поэтому я остановлюсь лишь на некоторых специфических реакциях в трехрежеонной области.

В нескольких экспериментах^{/26, 55-58/} исследовалось инклюзивное образование Λ , $\bar{\Lambda}$, Σ^+ , Σ^- и $\Sigma^+(1385)$ во фрагментационных

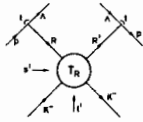
вычислялась^{/49/} в предположении доминирующего вклада ρ -мезонного обмена по формуле

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8^2_{\rho KK}}{4\pi} \frac{4\pi m_\rho E_0}{(q^2 - m_\rho^2)^2} (1 + (1-y)^2) F_2(x, y),$$

где $x = \frac{1}{\omega} = \frac{q^2 + 2m_\rho y}{2E_0}$, $y = y/E_0$ и $y = E - E_0$ - потеря энергии. Относительно неплохое согласие структурных функций говорит о разумности гипотезы, высказанной в работе^{/46/} о том, что в асимптотической области при определенных условиях, накладываемых на спектральные функции инклюзивного процесса, взаимодействие адронов может быть "квази-локальным".

После того как подобные аналогии удастся изучить детальнее, нам предстоит сделать самый важный шаг - попытаться понять причину пусть даже небольших отличий в в общем-то подобных характеристиках. Пока же мы только подходим к этой самой интересной проблеме, для решения которой, очевидно, потребуется многократное увеличение точности экспериментальных данных. Тогда, используя лептонные реакции как известный фон, можно попытаться разобратся во взаимодействиях не только

областях. Фрагментацию протона $p \rightarrow \Lambda$ можно описать с помощью диаграммы, показанной на рис.22, где обмениваемый Реджеон R представляет K -и $K^*(890)$ -траектории.



$$T_R = T_R^0 + T_R^1$$

$$\text{Im } T_R^0 = 2k^2 s^{1/2} \sigma_R$$

$$T_R^0 = \beta_R^0 (V_{pp} + V_{pp}) \cdot \beta_R^0 (V_{\Lambda\Lambda} + V_{\Lambda\Lambda})$$

$$T_R^1 = \beta_R^1 (V_{pp} + V_{pp}) \cdot \beta_R^1 (V_{\Lambda\Lambda} + V_{\Lambda\Lambda})$$

$$\beta_R^0 = \beta_{R_0}^0 + \beta_{R_1}^0 + \beta_{R_2}^0 + \beta_{R_3}^0 + \beta_{R_4}^0 + \beta_{R_5}^0 + \beta_{R_6}^0 + \beta_{R_7}^0 + \beta_{R_8}^0 + \beta_{R_9}^0$$

σ_R and β_R are the adjustable parameters
 V is the Veneziano function

Рис.22 Диаграмма Редже для фрагментации $p \rightarrow \Lambda$.

Хорошо известно, что трехреджеонная модель обеспечивает неплохое описание процессов фрагментационного типа даже при экстраполяции в область энергий порядка нескольких ГэВ. Резонансы в M_X^2 -каналах для неэкзотичных реакций (в смысле $(ab\bar{c})$) обычно учитываются в рамках полудокальной дуальности^{59/}. Интересная попытка прямо использовать дуальное описание рассеяния реджеон-частица в реакции $K^+p \rightarrow \Lambda X$ (и $K^+p \rightarrow \Sigma^+ X$) при 4,2 ГэВ/с предпринята сотрудничеством Амстердам-ЦЕРН-Ньюмекен-Оксфорд. Они использовали обычную реджевскую формулу:

$$\frac{d^2\sigma}{ds'dt} = \frac{1}{16k^2 s} \sum_R \frac{\gamma_{RA}^2}{4\pi} \text{Im } T_R(s', 0, t) \frac{(s-u)^{2\alpha_R(t)}}{2s'}, \quad (3.2.1)$$

где γ_{RA}^2 -вычет, но вместо перехода к трехреджеонному пределу попытались описать RK -рассеяние (рис.22), введя четырехточечную функцию $T_R(s', t', t)$. Амплитуда T_R записана как сумма двух членов T_R^0 и T_R^1 . Дифракционный член T_R^0 , который, согласно двухкомпонентной дуальности, может быть проэкстраполирован к небольшим s' , описывает нерезонансный фон в инклюзивном распределении. Недифракционная амплитуда T_R^1 , взятая как амплитуда Венециано, в явном виде воспроизводит резонансы в M_X^2 -канале.

На рис.23 экспериментальное распределение $d^2\sigma/ds'dM$ для реакции $K^+p \rightarrow \Lambda X$ приведено вместе с абсолютными предсказаниями модели. Общее согласие является очень хорошим, хотя наблюдается некоторое расхождение в области масс $p-\omega$ при 2-х наименьших значениях $|t|$. Подобные результаты получены и при исследовании реакции $K^+p \rightarrow \Sigma^+ X$ при 4,2 ГэВ/с. Относительные вклады обменов K -и K^* -траекториями представлены для этих двух реакций в Таблице 4.

Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford Collaboration

$K^+p \rightarrow \Lambda + X_M$ at 4.2 GeV/c

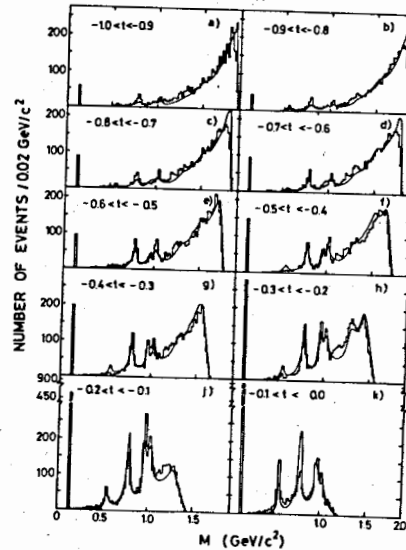


Рис.23 Распределения недостающих масс в реакции $K^+p \rightarrow \Lambda X$ при 4,2 ГэВ/с для разных интервалов t в сравнении с абсолютными предсказаниями модели (из работы^{55/}).

Таблица 4

Относительные вклады обменов K и $K^*(890)$ в реакциях $K^+p \rightarrow \Lambda X$ и $K^+p \rightarrow \Sigma^+ X$ при 4,2 ГэВ/с для $|t_{p,\Lambda(\Sigma)}| < 1$ (ГэВ/с)².

Type of exchange	$K^+p \rightarrow \Lambda + X$		$K^+p \rightarrow \Sigma^+ + X$	
	σ (mb)	%	σ (mb)	%
Dual part of K exchange	0.11	9	0.01	3
Diffractive part of K exchange	0.33	28	0.16	40
Dual part of K^* exchange	0.51	43	0.08	20
Diffractive part of K^* exchange	0.23	20	0.15	37

Мы видим, что отношение обменов K^* и K -траекториями составляет 1,7 : 1 для реакции $K^+p \rightarrow \Lambda X$ и 1,3 : 1 для реакции $K^+p \rightarrow \Sigma^+ X$, в то время как отношение полных вкладов дифракционного и недифракционного членов близко к 1 для первой реакции и к 3,5 : 1 для второй.

Близкие результаты получены сотрудничеством Бирмингем-Брюссель-ЦЕРН-Монс^{26/} при трехреджеонном анализе реакции $K^+p \rightarrow \Lambda X$

при 8,2 и 16 ГэВ/с в области фрагментации протона. Здесь экзотичность системы $(ab\bar{c})$ приводит к раннему скейлингу, который действительно наблюдается, когда пороговые эффекты учитываются введением переменной $(M^2 - M_{th}^2)/s$ вместо переменной M^2/s ($M_{th} = 2m_K$ для реакции $K^+p \rightarrow \Lambda X$ и $M_{th} = 2m_p$ для реакции $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} X$). Из фита данных к трехрежеонной формуле

$$\frac{d^2\sigma}{d(M^2/s)dt} = \frac{s}{(2p^*)^2} C \exp(-bt) \left(\frac{M^2 - M_{th}^2}{s} \right)^{1-2\alpha(t)} \quad (3.2.2)$$

получена эффективная траектория $\alpha(t)$, проходящая вблизи квадратов масс K , Q -и L -мезонов и лежащая между K -и K^* -траекториями (рис.24).

Birmingham - Brussels - CERN - Mors Collaboration
 $K^+p \rightarrow \Lambda^+ X^{++}$

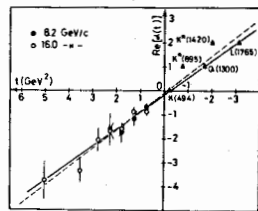


Рис.24 Эффективная траектория $\alpha(t)$, полученная из трехрежеонного фита реакции $K^+p \rightarrow \Lambda X$ при 8,2 и 16 ГэВ/с; пунктирная линия соответствует одновременному фиту выражения $\alpha(t) = \alpha_0 - \alpha' t$ к объединенным точкам $\alpha(t)$ при 8,2 и 16 ГэВ/с; сплошная линия получена из одновременного фита трехрежеонной формулы (3.2.2) к данным при 8,2 и 16 ГэВ/с (из работы /26/).

В этом же эксперименте показано, что вклад процессов фрагментации первичного K^+ -мезона в реакциях $K^+p \rightarrow \Lambda X$ и $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} X$ незначителен. Параметры ведущей траектории $\alpha(t)$, оцененные для реакции $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} X$ при 16 ГэВ/с в рамках трехрежеонной параметризации, заметно отличаются от ожидаемой N_c -траектории (рис.25), хотя в пределах больших ошибок и не противоречат ей. Во всяком случае, представляется оправданным использовать N_c и Ξ_c -траектории с фиксированными параметрами для оценки вклада фрагментации $K^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$ и $K^+ \rightarrow \Lambda$ в реакциях $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} X$ и $K^+p \rightarrow \Lambda X$, соответственно. Тогда можно оценить и полный вклад фрагментационных процессов, проинтегрировав функции распределения (3.2.2) для этих реакций по всему распределению Чу и Лоу. Вклад сечений фрагментационных процессов в полные инклюзивные распределения Λ и $\bar{\Lambda}$ показан на рис.26 (соответствующие полные сечения фрагментационных процессов при-

ведены на рис.4). Интересно отметить, что в то время как экспери-

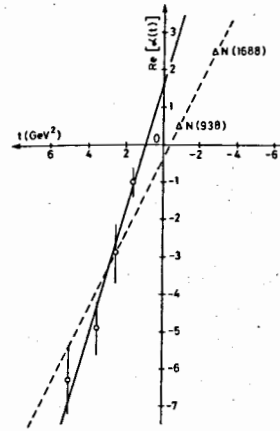


Рис.25 Эффективная траектория $\alpha(t)$ из трехрежеонного фита реакции $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} X$ при 16 ГэВ/с; сплошная линия - линейный фит к значениям $\alpha(t)$; пунктирная линия - ожидаемая N_c -траектория (из работы /26/).

ментальные распределения по переменной $(M^2 - M_{th}^2)/s$ не зависят от энергии в интервале от 8,2 до 16 ГэВ/с в соответствии с формулой (3.2.2), инклюзивные распределения по переменным x и p_L явно не подчиняются скейлингу. Это обстоятельство отражает тот известный факт, что при недостаточно высоких энергиях переход от одних переменных к другим не зависит от энергии и может тем самым маскировать истинную энергетическую зависимость инклюзивных спектров.

Очевидно, что не только фрагментационные процессы дают вклад в полные экспериментальные распределения Λ и $\bar{\Lambda}$ на рис.26.

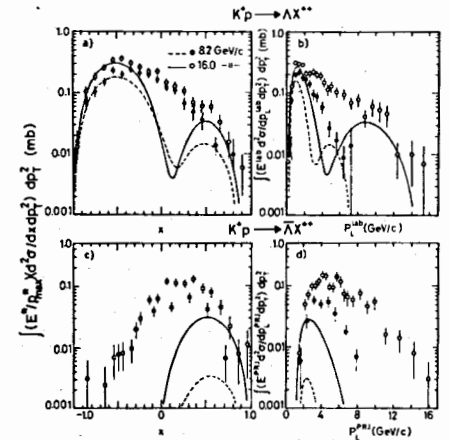


Рис.26 Инвариантные сечения реакций $K^+p \rightarrow \Lambda X$ как функции x (a) и p_L^{LAB} (b) и $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} X$ как функции x (c) и p_L^{PRJ} (d). Сплошные (пунктирные) линии - оценки сечений фрагментационных процессов для данных при 16 ГэВ/с (8,2 ГэВ/с) (из работы /26/).

Если определить центральное образование частиц как нефрагментационный процесс, то его можно оценить,

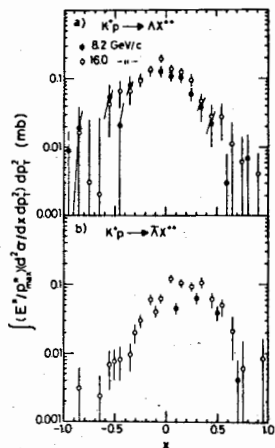


Рис.27 Инклюзивные распределения реакций $K^+p \rightarrow \Lambda X$ и $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} X$ в центральной области (из работы ^{26/}).

Таким образом, трехреджеонная параметризация успешно описывает большое разнообразие инклюзивных процессов в широком интервале энергий. Однако к параметрам ведущих сингулярностей, получаемых в ТР-анализе, следует относиться осторожно, особенно в тех случаях, когда инклюзивные частицы могут быть продуктами распада резонансов. Это прекрасно продемонстрировано сотрудничеством Бирмингем-Брюссель-ЦЕРН-Монс-Серпухов ^{60/} при исследовании медленных протонов в реакции $K^+p \rightarrow pX$ при 16 ГэВ/с. Как видно из рис.28(а), заметное образование $\Delta^{++}(1236)$ - изобары существенно искажает форму инклюзивного спектра протонов и, как следствие, результаты трехреджеонного фита (рис.28(б)). После удаления событий с $\Delta^{++}(1236)$ данные оказываются совместимыми с доминирующим влиянием трехреджеонной вершины f_{1R} , хотя это совсем не так для полной выборки протонов.

процесс, то его можно оценить, вычитая распределения, предсказываемые (3.2.2) (кривые на рис.26) из наблюдаемых распределений. Такие результирующие распределения по переменной x показаны на рис.27 и действительно имеют черты центрального рождения. Было бы интересно использовать ту же процедуру выделения центральной компоненты и для других инклюзивных реакций для детального анализа зависимости центрального рождения от типа первичных и инклюзивных частиц.

Трехреджеонный анализ был также применен для описания инклюзивного образования Λ , K^0 и $\bar{\Lambda}$ под небольшими углами в рВе-взаимодействиях при 300 ГэВ/с ^{58/}. Выводы таковы, что ядерные эффекты в первом приближении несущественны, так что трехреджеонная параметризация может быть успешно использована и для описания инклюзивного рождения частиц на ядрах.

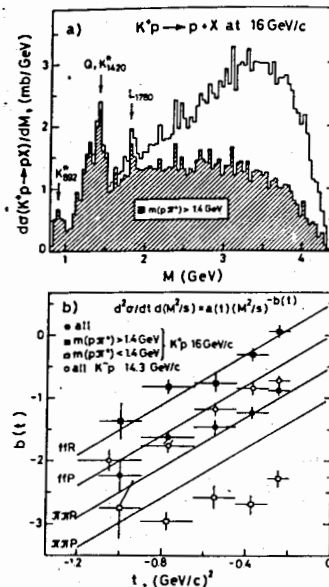


Рис.28(а)-Распределение недостающих масс M к протону в реакции $K^+p \rightarrow pX$ при 16 ГэВ/с. Заштриховано распределение для событий с $m(pX^+) > 1,4$ ГэВ/с² (т.е. после удаления $\Delta^{++}(1236)$). (б)- Значения $b(t)$, найденные при трехреджеонном фите данных в реакции $K^+p \rightarrow pX$ при 16 ГэВ/с для всех событий, для событий с $m(pX^+) > 1,4$ ГэВ/с² и $m(pX^+) < 1,4$ ГэВ/с². Зависимости $b(t)$ для нескольких возможных трехреджеонных вершин показаны прямыми линиями (из работы ^{60/}).

3.3. Подход к скейлингу в центральной области

В последнее время выполнено несколько важных экспериментов на ускорителях Серпухова, ФНАЛ и НК ЦЕРНа, заметно прояснивших характер энергетической зависимости инклюзивных сечений в центральной области. Так, сотрудничеством БСМ ^{61,62/} на конференцию в Тбилиси представлены результаты измерения инклюзивного выхода π^\pm , K^\pm , p^\pm при $x = 0$ в области энергий НК ЦЕРНа $23 \leq \sqrt{s} \leq 63$ ГэВ при небольших значениях p_T : $0,04 \leq p_T \leq 0,4$ ГэВ/с для π^\pm , $0,1 \leq p_T \leq 0,3$ ГэВ/с для K^\pm и $0,1 \leq p_T \leq 0,5$ ГэВ/с для p^\pm . Эти данные вместе с ранее полученными данными при больших значениях p_T ^{63/} скомпилированы на рис.29. Мы видим, что скейлинговый предел не достигается даже при энергиях НК ЦЕРНа. Среднее увеличение дифференциальных сечений в области энергий НК от $\sqrt{s} = 23$ ГэВ до $\sqrt{s} = 63$ ГэВ в вышеуказанной кинематической области составляет:

$$36 \pm 2\% \text{ и } 41 \pm 2\% \text{ для } \pi^+ \text{ и } \pi^-;$$

$52 \pm 8\%$ и $69 \pm 8\%$ для K^+ и K^- ;
 $8 \pm 5\%$ и $84 \pm 6\%$ для p и \bar{p} .

British - Scandinavian and
 British - Scandinavian-MIT Collaborations

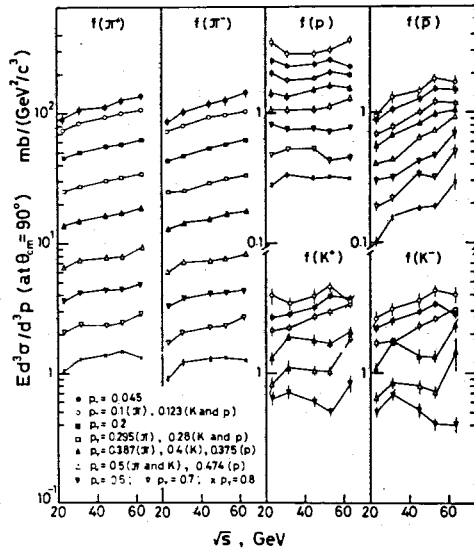


Рис.29 Энергетическая зависимость инвариантных инклюзивных сечений π^\pm , p^\pm и K^\pm при $\theta_{cm} = 90^\circ$ для разных значений p_T при энергиях ISR ($\sqrt{s} = 23, 31, 45, 53$ и 63 ГэВ) (данные из работ/61-63/).

British - Scandinavian - MIT Collaboration

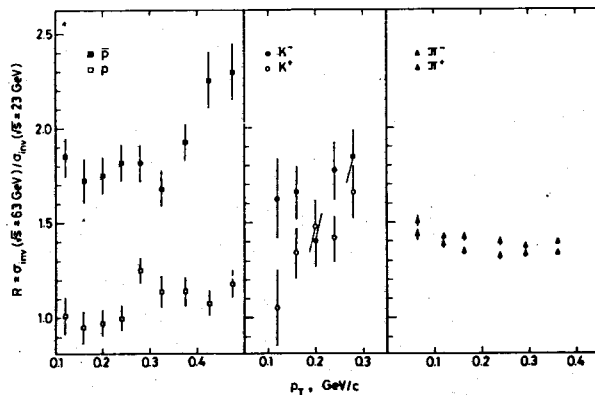


Рис.30 Отношения инвариантных дифференциальных сечений $R = \sigma_{inv}(63 \text{ ГэВ}) / \sigma_{inv}(23 \text{ ГэВ})$ для π^\pm , K^\pm и p^\pm при $\sqrt{s} = 63$ и 23 ГэВ в зависимости от p_T (из работ/61,62/).

Поток частиц при небольших p_T , в основном, определяется выходом пионов, но доля более тяжелых частиц, каонов и нуклонов, растет почти линейно с p_T (рис.30). Однако при минимальных значениях p_T сечения пионов возрастают. Кажется разумным объяснить этот эффект увеличением сечений резонансов, которое приводит к большей доле пионов от распада резонансов при меньших значениях p_T (см. раздел 4). Отношение выходов частиц и античастиц (рис.31)

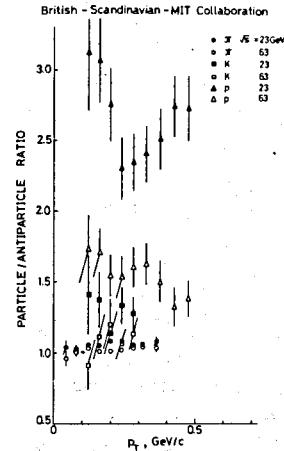


Рис.31 Отношение выхода частиц к выходу античастиц в зависимости от p_T при $\sqrt{s} = 23$ и 63 ГэВ (из работы/62/).

сильно меняется в зависимости от p_T и \sqrt{s} для протонов и антипротонов. При наименьших энергиях и небольших p_T заметная доля протонов при $x = 0$ на самом деле образуется за счет фрагментации первичных частиц, хотя при увеличении p_T и \sqrt{s} отношение выходов p и \bar{p} стремится к 1, как и следует ожидать при центральных соударениях.

В инвариантных p_T -распределениях пионов при небольших p_T (рис.32) наблюдается заметное уменьшение экспоненциальных наклонов, хорошо известное из экспериментов при меньших энергиях. Поэтому распределения по поперечным импульсам наилучшим образом описываются параметризацией $\sim \exp(-B p_T)$ с поперечной массой $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$. В рамках такой параметризации $B = 7,1 \text{ ГэВ}^{-1}$ для π^+ -мезонов и $B = 7,2 \text{ ГэВ}^{-1}$ для π^- -мезонов. Таким образом, $1/B \approx m_T$ в весьма широком диапазоне энергий. Такая же тенденция к уменьшению наклонов инвариантных распределений по поперечным импульсам при наименьших значениях p_T наблюдается и для K^+ и K^- мезонов/62/ (с соответствующими значениями $B = 6,6 \text{ ГэВ}^{-1}$ и $7,09 \text{ ГэВ}^{-1}$), но не очевидна для протонов и антипротонов, где статистика, однако, существенно беднее.

Распределения по быстротам π^- -мезонов при максимальных энергиях НК ЦЕРНа (рис.33) слабо меняются в интервале быстрот $y < 1$, но точность экспериментальных данных все еще недостаточна для однозначного определения формы распределения по быстротам.

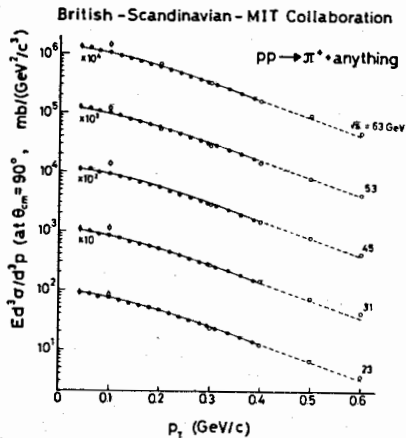


Рис.32 Инвариантные p_T -распределения π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow \pi^+ X$ при $\theta_{cm} = 90^\circ$ при $\sqrt{s} = 23 - 63$ ГэВ (из работы ^{61/}).

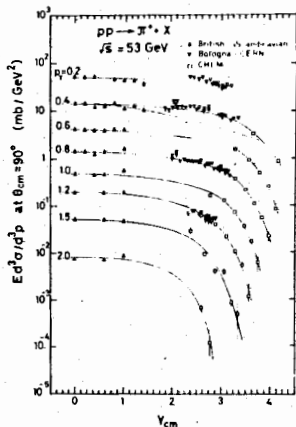


Рис.33 Распределения по быстротам в реакции $pp \rightarrow \pi^+ X$ при $\theta_{cm} = 0$ и $\sqrt{s} = 53$ ГэВ для нескольких значений p_T (из работы ^{63/}).

там при максимальных y . В частности, утверждение о том, что гидродинамическая модель Ландау не описывает спектры по быстротам во всем интервале y ^{63/} (см. пунктирную кривую на рис.33, полученную при фите модели к данным ^{63/} при минимальных $\sqrt{s_{cm}}$), с моей точки зрения, нуждается в дальнейшем подтверждении, так как еще не исключены возможные систематические ошибки между данными нескольких экспериментов.

Сильное нарушение скейлинга в доступной области энергий при $x = 0$ может означать либо неограниченный рост инклюзивных сечений при дальнейшем увеличении энергии, как предсказывается в ряде теоретических моделей (см., например, ^{64/}), либо существование асимптотического предела. Последний подход выдвигается в рамках двухреджеонного предела ^{65,66/}, диаграмма которого представлена на рис.34. В этом случае инвариантное сечение инклюзивной реакции записывается в виде:

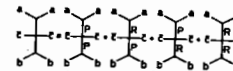


Рис.34 Диаграмма двухреджеонного приближения для инклюзивной реакции $a + b \rightarrow c + x$ в центральной области. α_P и α_R - обычные сингулярности с эффективными пересечениями $\alpha_P(0)=1$, $\alpha_R(0)=1/2$.

$$\frac{E^2 d^3 \sigma}{d^3 p} = \beta_{PP}(m_T) s^{-1/4} \left[\sum_R \beta_{RP}(m_T) e^{Y/2} + \sum_R \beta_{PR}(m_T) e^{-Y/2} \right] + s^{-1/2} \sum_R \beta_{RR}(m_T). \quad (3.3.1)$$

Дополнительное предположение о факторизуемости отдельных вершин $\beta_{ij}(m_T)$ приводит к выражению

$$\beta_{ij}(m_T) = (-1)^{2(\alpha_i + \alpha_j)} \delta_1^a \delta_j^b \beta_{ij}(m_T), \quad (3.3.2)$$

где член $(-1)^{2(\alpha_i + \alpha_j)}$ возникает ^{66/} из-за экспериментально установленного роста сечений в центральной области, а $\alpha_{i,j}$ - пересечения $\alpha_P(0) = 1$ и $\alpha_R = 1/2$ Померонной и Реджевской траекторий. Формулы (3.3.1) и (3.3.2) приводят к нескольким важным следствиям. В частности, из них следует:

1) существование асимптотического плато в распределении по быстротам с одинаковой высотой $(1/\sigma_{tot}) E^2 d^3 \sigma / d^3 p = \beta_{PP}(m_T)$ для частицы c и античастицы \bar{c} ;

2) энергетическая зависимость средней множественности частиц типа c , определяемая выражением

$$\langle n_c \rangle = a_c + b_c \ln s + c_c / \sqrt{s} + d_c \ln s / \sqrt{s}, \quad (3.3.3)$$

где

$$b_c = \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \int \frac{d^2 \sigma}{dp_L dp_T^2} dp_T^2 \Big|_{p_L=0} = \int \beta_{PP}(m_T) dm_T^2. \quad (3.3.4)$$

Кроме этого, формула (3.3.1) связывает энергетическую зависимость инклюзивных сечений с формой распределений по быстротам при разных энергиях, а через выражение (3.3.2) можно связать инклюзивные спектры частиц с, образованных различными первичными частицами. Как было показано в работах⁶⁶⁻⁶⁸, этот подход действительно описывает энергетическую зависимость инклюзивных сечений и форму распределений по быстротам в центральной области для целого ряда инклюзивных реакций. Важный результат состоит в том, что значения вершинных функций β_{RR} и β_{PP} оказываются одного порядка. Поэтому при использовании данных при небольших энергиях для описания энергетической зависимости инклюзивных сечений в центральной области последним членом в (3.3.1) пренебрегать нельзя.

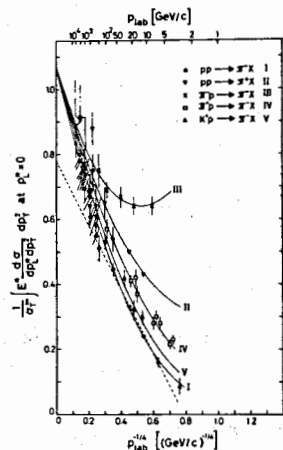


Рис.35 Энергетическая зависимость инвариантных инклюзивных сечений π^\pm -мезонов в центральной области (компиляция опубликованных данных; новые данные: $pp \rightarrow \pi^\pm$ при $\sqrt{s} = 23, 31, 45, 53$ и 63 ГэВ/⁶¹). Кривые - результат двухреджеонного фита⁶⁶ в пространстве (s, m_T, y) к данным реакции $pp \rightarrow \pi^\pm X$ при 12 и 24 ГэВ/⁶⁹.

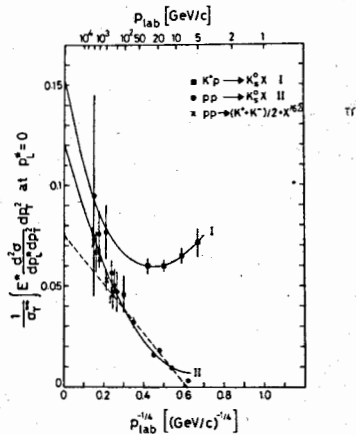


Рис.36 Энергетическая зависимость инвариантных инклюзивных сечений K_S^0 -мезонов в pp -и K^+p -взаимодействиях в центральной области (компиляция опубликованных данных; новые данные: K^+p 32 ГэВ/²⁵; pp при $\sqrt{s} = 23, 31, 45, 53$ и 63 ГэВ/⁶²).

На рис.35 представлена компиляция данных при высоких энергиях для инклюзивного выхода π^\pm -мезонов в центральной области. Настоящая ситуация заметно отличается от ожидавшейся несколько лет тому назад⁷⁰ (пунктирная кривая на рис.35 с $b_0 = 0,78$). Скейлинг явно не достигается даже при самых высоких энергиях. Но данные заставляют предположить, что скейлинговый предел может существовать, что он достигается снизу и что факторизация может, в конце концов, также выполняться.

Двухреджеонный формализм воспроизводит тенденцию данных вплоть до максимальных энергий. Кривые I и II на рис.35 представляют результат фита⁶⁶ формулы (3.3.1) к данным $pp \rightarrow \pi^\pm X$ при 12 и 24 ГэВ/с в пространстве (s, m_T, y) . Кривые IV и V получены при использовании соотношения (3.3.2) со значениями $\delta_1^{\pi^+}$ и $\delta_1^{\pi^-}$, взятыми из анализа полных сечений. Кажется удивительным, что двухреджеонный анализ при таких сравнительно небольших энергиях (приведенный до того, как были получены данные при энергиях выше 100 ГэВ) обеспечивает такое обещающее описание данных, помимо небольших отличий для реакции $pp \rightarrow \pi^\pm X$.

В реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^\pm X$ с сильным эффектом лидирующей частицы энергетическая зависимость сечений при небольших энергиях сначала заметно отличается от других реакций. Однако по мере увеличения энергии наблюдается та же самая тенденция. Более того, энергетическая зависимость сечений этой реакции хорошо описывается формулой (3.3.1), когда значение b_0 зафиксировано равным b_0 для реакций $pp \rightarrow \pi^\pm X$ (кривая III на рис.35). Ситуация с приближением к скейлингу в центральной области для реакций $pp \rightarrow K_S^0 X$ и $K^+p \rightarrow K_S^0 X$ представлена на рис.36. Мы видим, что энергетическая зависимость сечений для реакции $pp \rightarrow K_S^0 X$ опять согласуется с двухреджеонным представлением. Неплохо описываются с помощью двухреджеонной параметризации и спектры K_S^0 -мезонов по быстротам в с.ц.м. (рис.37).

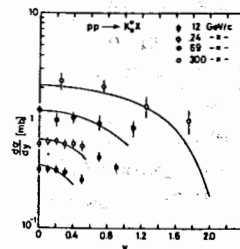


Рис.37 Распределения по быстротам в реакциях $pp \rightarrow K_S^0 X$ и предсказания двухреджеонной параметризации.

То же, с большими оговорками, относится и к реакции $K^+p \rightarrow K_S^0 X$ (рис.36), где RR — член в формуле (3.3.1) ответствен за падение сечений в интервале первичных импульсов от 5 до 16 ГэВ/с^{68/}. В интервале от 16 до 32 ГэВ/с сечения выходят на плато, и двухреджеонный фит, проделанный сотрудничеством Франция-СССР и ЦЕРН-СССР^{25/} для данных от 5 до 32 ГэВ/с, указывает на то, что сечения должны начать расти при больших энергиях. Значение $b_c = 0,152 \pm 0,030$ для этой реакции, полученное из фита данных в интервале от 5 до 32 ГэВ/с в пространстве (s, m_T, y) ^{25/}, вполне совместимо с асимптотическим значением для реакции $pp \rightarrow K_S^0 X$ (рис.36). Поэтому образование K_S^0 в центральной области также совместимо с факторизацией.

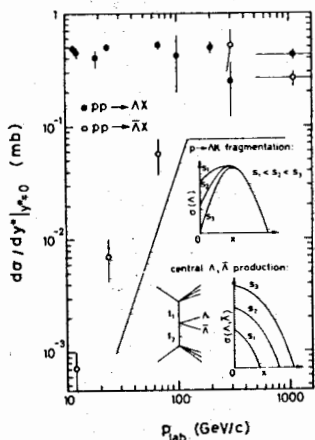


Рис.38 Сечения выхода Λ -и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в pp -взаимодействиях при $y = 0$ в зависимости от первичного импульса (из работы^{161/}).

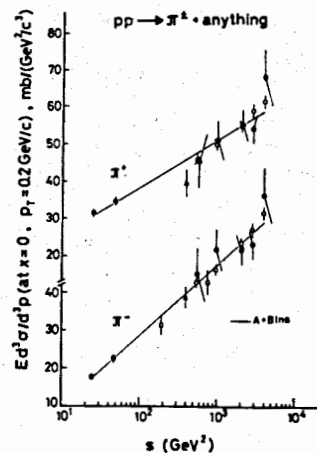
$\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ не может быть большим при небольших энергиях, так как пере-

даваемые импульсы t_1 и t_2 (вставка на рис.38) не могут быть одновременно малы. Но по мере увеличения энергии парное рождение $\bar{\Lambda}\Lambda$ возрастает. Образование Λ -гиперонов в процессах фрагментации протона также зависит от t_{min} и сначала возрастает с увеличением энергии по мере уменьшения $|t_{min}|$. Однако при достаточно больших энергиях вклад процессов фрагментации $p \rightarrow \Lambda$ в сечение выхода Λ -гиперонов при $x = 0$ начинает падать (верхняя вставка на рис.38), поскольку

$$t_{min} \approx (1 - x_{\Lambda K}) m_p^2 \left(1 - \frac{\langle m_{\Lambda K}^2 \rangle}{m_p^2} \frac{1}{|x_{\Lambda K}|}\right).$$

Поэтому постоянство сечений Λ -гиперонов при $y = 0$ является следствием суперпозиции двух эффектов: роста сечений Λ в центральных процессах и падения вклада сечений от процессов фрагментации. Следует ожидать, что при дальнейшем увеличении энергии сечения Λ -гиперонов начнут заметно возрастать.

Таким образом, экспериментальные данные однозначно указывают на сильное нарушение скейлинга в центральной области в доступном интервале энергий. В то же время из вышеприведенного рассмотрения можно было бы сделать вывод о совместимости данных с существованием асимптотического предела, предсказываемого в рамках двухреджеонного подхода. Однако такой вывод был бы, пожалуй, преждевременным. Компиляция данных, проделанная БСМ-сотруд-



ничеством^{61/}, предостерегает нас от возможной предвзятости. Инвариантные сечения для реакций $pp \rightarrow \pi^\pm X$ при $x=0$ и $p_T = 0,2$ ГэВ/с, представленные на рис.39 в виде функции от $\log s$, хотя

Рис.39 Энергетическая зависимость инвариантных сечений реакций $pp \rightarrow \pi^\pm X$ при $x=0$ и $p_T=0,2$ ГэВ/с (из работы^{61/}).

и согласуются с предсказаниями двухреджеонного формализма, но также совместимы и с логарифмическим или даже степенным ростом сечений ($\sim A+Bv^{\alpha}$ и $\alpha > 0$), т.е. с отсутствием скейлингового предела. Необходимы более точные данные для прояснения этой картины.

В этой связи нельзя не сказать о важности измерения различных моментов распределений по множественности вторичных частиц в различных областях фазового пространства и особенно в области пионизации, где наблюдается драматическое нарушение скейлинга. Согласно теоретическим представлениям^{/71/}, энергетический рост момента $\langle n_{c,d} \rangle$ для инклюзивной реакции $a + b \rightarrow c + d + X$ в области пионизации может быть при определенных условиях на выбор фазового пространства очень большим $\sim v/ln^{\alpha}$ ($\alpha > 0$). Исследование ассоциированных множественностей $\langle n(M_X^2) \rangle$ для ряда инклюзивных реакций $a + b \rightarrow c + X_d$ показало, например, что они характеризуются разными зависимостями от M_X^2 во фрагментационных и центральных областях, возрастая намного быстрее с M_X^2 в центральной области^{/72-74/}.

Энергетическая зависимость инклюзивных сечений в центральной области (рис.35,36) и соотношения (3.3.3), (3.3.4) имеют также очень важное значение для энергетической зависимости полной множественности заряженных частиц, которая должна иметь ту же форму, что и (3.3.3), с коэффициентом перед $\log s$ — членом, целиком определяемым центральными соударениями^{*}). Из тенденции данных на рис. 35,36 следует, что этот коэффициент перед $ln s$ в энергетической зависимости средней множественности заряженных частиц должен быть $\approx 2,5$, т.е. выше, чем обычно предполагается. Поэтому необходимо соблюдать осторожность при сравнении множественностей вторичных частиц в космических лучах при энергиях $10^{12}-10^{16}$ эВ с экстраполяцией данных при ускорительных энергиях.

Однако анализ данных по широким атмосферным ливням, похоже, указывает на даже большее увеличение множественностей вторичных частиц при энергиях космических лучей^{/75/}. Другие данные^{/76-78/} по космическим лучам, представленные на конференции в Тбилиси, также указывают на отклонение от скейлинга (о деталях см.^{/79/}).

*) Вклад в среднюю множественность заряженных частиц от фрагментационных процессов $\langle n \rangle_{fragm} = a + b/\sqrt{s}$.

Конечно, эти указания не являются чем-то неожиданным, так как сильное нарушение скейлинга имеет место и при ускорительных энергиях. Важно другое — степень нарушения скейлинга, которая может быть либо совместимой с существованием асимптотически независимых от энергии сечений, либо с их беспредельным ростом. В этой связи я хотел бы еще раз обратить внимание на то, что масштаб энергии в центральной области есть \sqrt{s} по сравнению с v во фрагментационных процессах. Поэтому можно ожидать совершенно новых явлений при энергиях, намного превышающих энергии, доступные сегодня на ускорителях. Анализ прохождения вторичных частиц через атмосферу в космических лучах указывает на то, что, возможно, такое случается при энергиях $10^{14}-10^{16}$ эВ. Очевидно, что ускорители нового поколения с энергией ≈ 2 ТэВ и с накопительными кольцами необходимы для количественного анализа этих интересных явлений.

4. Инклюзивное образование резонансов

В настоящее время много внимания уделяется изучению инклюзивного образования резонансов, что обусловлено несколькими причинами. Главная — это обильное образование резонансов, продукты распада которых составляют заметную долю от наблюдаемых в конечном состоянии частиц. Корреляционные эффекты, наблюдаемые в процессах множественного образования частиц, указывают на то, что многие пионы возникают от распада кластеров с большими массами. Становится все более очевидным, что наблюдаемые короткодействующие корреляции на самом деле могут быть обусловлены образованием резонансов. Более того, резонансы, являясь, так сказать, родительскими частицами, лучше отражают характерные, первичные черты взаимодействия, чем дочерние частицы, на которые они распадаются. Это очень важно для проверки различных моделей симметрии и кварковых моделей. Изучение матриц спиновых плотностей при распаде резонансов представляет уникальные возможности для исследования динамики процессов рождения частиц. Наконец, неожиданно большой выход прямых лептонов в адрон-адронных взаимодействиях также увеличивает интерес к исследованию мезонных резонансов, которые могут быть ответственны, по крайней мере, за часть наблюдаемого эффекта.

4.1. Инклюзивное образование мезонных резонансов

Энергетическая зависимость инклюзивных сечений образования

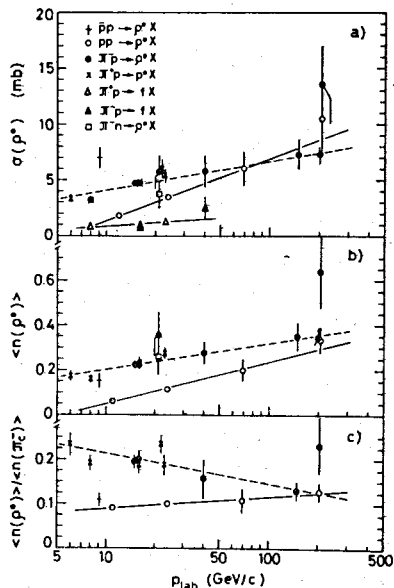


Рис.40 Энергетическая зависимость инклюзивных сечений ρ^0 и f -мезонов; (а)-инклюзивные сечения ρ^0 и f в зависимости от $P_{\text{Лаб}}$; (б)-средняя множественность ρ^0 в зависимости от $P_{\text{Лаб}}$; (с)-отношение $\langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\pi_c^-) \rangle$ в зависимости от $P_{\text{Лаб}}$; кривые проведены через экспериментальные точки (компиляция опубликованных данных; новые данные: π^-p 200 ГэВ/с^{80/}, 40 ГэВ/с^{81/}, $2I$ ГэВ/с (π^-p и π^-n из данных по π^-d ^{82/}, 16 ГэВ/с^{83/}; pp 9,1 ГэВ/с^{19/}).

ρ^0 и f в адрон-адронных взаимодействиях демонстрируется на рис. 40. Здесь же показаны средняя множественность ρ^0 на неупругое столкновение и отношение $\langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\pi_c^-) \rangle$. Как и в работе^{83/}, мы определили $\langle n(\pi_c^-) \rangle$ как среднюю множественность рожденных π^- -мезонов, для того чтобы учесть сильный эффект лидирующих частиц и эффекты сохранения заряда: $\langle n(\pi_c^-) \rangle = \langle n(\pi^-) \rangle - 1$ для π^-p и $\langle n(\pi_c^-) \rangle = \langle n(\pi^-) \rangle$ для всех остальных взаимодействий. Данные свидетельствуют об очевидном росте $\sigma(\rho^0)$, $\sigma(f)$ и $\langle n(\rho^0) \rangle$ с увеличением энергии, согласующимся с логарифмической зависимостью. Линии на рис.40(а) и (б), проведенные на глаз через экспериментальные точки, соответствуют

$$\sigma(\rho^0)_{pp} \sim 2,41 \ln s,$$

$$\langle n(\rho^0) \rangle_{pp} \sim 0,081 \ln s,$$

$$\sigma(\rho^0)_{xp} \sim 1,11 \ln s,$$

$$\langle n(\rho^0) \rangle_{xp} \sim 0,041 \ln s.$$

Таким образом, имеется серьезное указание на то, что энергетическая зависимость сечения образования ρ^0 -мезона примерно в 2 раза сильнее в pp , чем в πp -взаимодействиях в исследованной области энергий. Этот эффект следует отнести за счет сильного эффекта лидирующей частицы в реакциях $\pi^\pm p \rightarrow \rho^0 X$ (рис.41). Из эмпи-

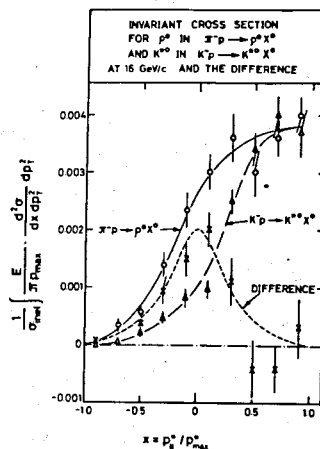


Рис.41 Инвариантные x -распределения ρ^0 -мезонов в πp -взаимодействиях и $K^*(890)$ в $K p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с и их разность (из работы^{83/}).

16 ГэВ/с:

$$\sigma_{\text{fragm.}}(\rho^0) = 3,1 \pm 0,3 \text{ мб},$$

$$\sigma_{\text{centr.}}(\rho^0) = 1,6 \pm 0,5 \text{ мб}^{83/}$$

Мы видели раньше, что для реакций $\pi^-p \rightarrow \pi^- X$ и $K^+p \rightarrow K^+ X$, где фрагментационные процессы оказываются доминирующими, энергетическая зависимость сечений в центральной области сначала сильно отличается от других реакций (рис.35,36), а затем становится универсальной по мере возрастания энергии. Имеются все основания предполагать, что такой же механизм ответствен и за энергетическую зависимость сечений образования ρ^0 в $\pi^\pm p$ -взаимодействи-

ях. Поэтому можно допустить, что асимптотически, когда $\sigma_{\text{centr.}}(\rho^0) > \sigma_{\text{fragm}}(\rho^0)$, энергетическая зависимость $\sigma(\rho^0)$ и $\langle n(\rho^0) \rangle$ будет в $\pi^{\pm}p$ -взаимодействиях такой же, как и в pp -взаимодействиях.

Из этого рассмотрения следует, что отношение $R = \langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\pi) \rangle$ будет асимптотически одинаковым в πp -и pp -взаимодействиях и не зависящим от энергии. Точность имеющихся данных и сравнительно небольшой интервал энергий пока не позволяют решить, установилась ли такая асимптотическая тенденция при доступных энергиях (рис.40(с)). Исследование энергетической зависимости отношения R весьма критично для проверки кварковых моделей^{84,85/}. Анисович и Шехтер предсказывают^{84/}, что асимптотически $R_{\pi p} = R_{pp} = 0,18$, когда главный вклад в образование мезонов дают центральные соударения. Данные при небольших энергиях противоречат одинаковым значениям $R_{\pi p}$ и R_{pp} , по-видимому, главным образом из-за доминирующего вклада фрагментационных процессов в реакции $\pi^{\pm}p \rightarrow \rho^0 X$. При максимальных энергиях $R_{\pi p} \approx R_{pp}$, но меньше предсказываемого значения. Чтобы уменьшить значение R в кварковой модели, можно ввести короткодействующие корреляции между кварками (или партонами). Если мезон массы M образуется как связанное состояние кварка и антикварка (с массами m_1 и m_2), то средняя разность быстроев между ними $\Delta y \sim \ln(M^2/(m_1 m_2))$. Вероятность найти такую пару уменьшается с увеличением Δy как $\exp(-\Delta y)$, что приводит к нарушению $SU(6)$ -симметрии с фактором $(M^2)^{-\alpha}$. Такое рассмотрение^{86/} позволяет получить отношения $\rho/\pi = 0,07$, $K/\pi = 0,09$ и $K^*/\pi = 0,10$, если, как это следует из нескольких теоретических рассмотрений^{52,53/}, предположить, что $\alpha = 1$ (см. также раздел 3.1).

На рис.42 приведены данные об энергетической зависимости сечений $K^{*\pm}(890)$ -резонанса. В πp -и pp -взаимодействиях сечения выхода резонанса $K^*(890)$ заметно ниже сечений ρ^0 -мезона, но быстро возрастают с увеличением энергии. Как видно из рис.43, резонанс $K^*(890)$ обильно рождается в $K^{\pm}p$ -взаимодействиях, где энергетическая зависимость сечений (рис.42) заметно более слабая, чем в pp -взаимодействиях. Сечение рождения $K^*(1420)$ невелико (рис.43) и по оценкам составляет не больше $\approx 10\%$ от сечения $K^*(890)$. Большая часть $K^*(890)$ -мезонов в $K^{\pm}p$ -взаимодействиях рождается в событиях с малой множественностью (рис.42(б)), но вклад больших топологий возрастает с увеличением энергии.

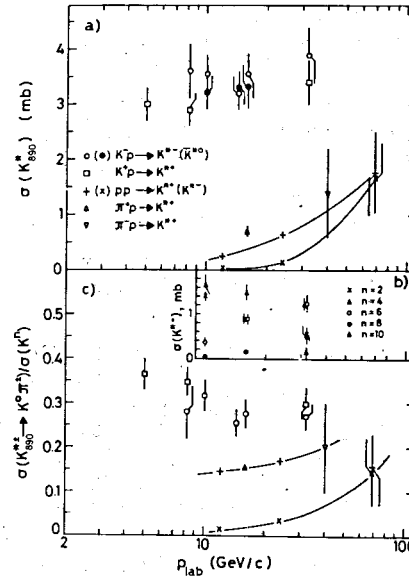


Рис.42 Энергетическая зависимость сечений резонанса $K^*(890)$ (а)-инклюзивное сечение $K^*(890)$ в зависимости от p_{LAB} ; (б)-зависимость $\sigma(K^{*+}(890))$ в K^-p -взаимодействиях от p_{LAB} для разных множественностей^{87/}; (с)-доля K^{\pm} -мезонов ($K^0 + \bar{K}^0$) от распадов $K^{*+}(890)$ или $\bar{K}^{*-}(890)$ в $K^{\pm}p$ -взаимодействиях в зависимости от p_{LAB} ; (компиляция опубликованных данных; новые данные: K^-p 32 ГэВ/с^{87/}, 16 и 10 ГэВ/с^{27/}; K^+p 32, 8,2 и 5 ГэВ/с^{88/}; π^-p 40 ГэВ/с^{81/}).

На рис.42(с) показана энергетическая зависимость отношений выходов нейтральных каонов, образующихся от распада $K^{*\pm}(890)$ -резонансов. При серпуховских энергиях заметная часть каонов в πp -и pp -взаимодействиях образуется как продукт распада $K^*(890)$, и доля таких каонов возрастает с увеличением энергии. В $K^{\pm}p$ -взаимодействиях примерно 50% всех нейтральных каонов являются продуктами распада $K^*(890)$ (если учесть сечение рождения

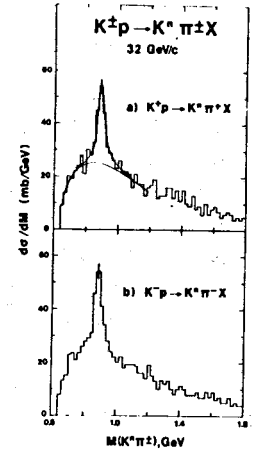


Рис.43 Спектры эффективных масс (а) $K^+p \rightarrow K^+\pi^+X$ и (б) $K^-p \rightarrow K^+\pi^-X$ в K^+p ^{88/} и K^-p ^{87/} взаимодействиях, соответственно, при 32 ГэВ/с; Кривые - результат фита к распределению Брайта-Вигнера и фон.

$K^{*0}(890) \rightarrow K^0\pi^0$; как видно из рис.42(а), в K^+p -взаимодействиях $\sigma(K^{*0}(890)) \approx \sigma(K^{*+}(890))$. В пределах достаточно больших ошибок экспериментов отношение $\sigma(K^{*0}(890) \rightarrow K^0\pi^0)/\sigma(K^{*+}(890))$ в K^+p -взаимодействиях не зависит от энергии. Дальнейшее уточнение этой зависимости в интервале энергий от 10 до 100 ГэВ представляет несомненный интерес в связи с сильным ростом сечений выхода K^{\pm} -мезонов при серпуховских энергиях (см. раздел 2) и намечившимся ростом сечений $K^*(890)$. В частности, при парном рождении странных частиц одна из них (а при росте энергий и обе) может быть продуктом распада более тяжелого резонанса. Такое явление наблюдается уже при сравнительно небольших энергиях.

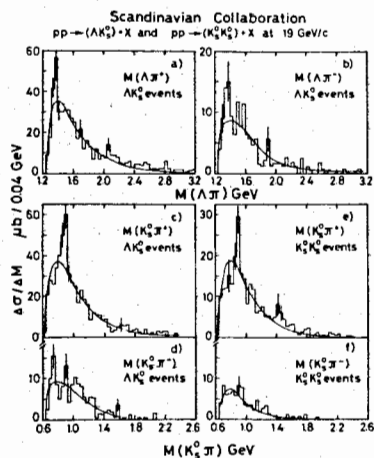


Рис.44 Спектры эффективных масс $\Lambda\pi^{\pm}$ и $K_S^0\pi^{\pm}$ в реакциях $pp \rightarrow (\Lambda K_S^0) + X$ и $pp \rightarrow (K_S^0 K_S^0) + X$ при 19 ГэВ/с (из работы /162/).

или K^+p -взаимодействие, примерно одинаково.

В основном энергетическая зависимость сечений $K^*(890)$ и их средних множественностей в K^+p -взаимодействиях не сильно отличается от аналогичных зависимостей для ρ^0 -мезонов в π^+p -взаимодействиях, поскольку массы этих мезонов близки и оба они в основном образуются в процессах фрагментации. Действительно, боль-

Так, Скандинавской коллаборацией /162/ при исследовании реакций $pp \rightarrow (\Delta K_S^0) + X$ и $pp \rightarrow (K_S^0 K_S^0) + X$ при 19 ГэВ/с обнаружено (рис.44) заметное образование $\Sigma^{\pm}(1385)$ -и $K^{*+}(890)$ -резонансов. Не исключено, что сильный рост сечений парного образования $K^{\pm}K^{\pm}$ в K^+p -взаимодействиях в интервале от 16 до 32 ГэВ/с, по крайней мере частично, может быть связан с началом парного образования резонансов $K^*(890)$, хотя этот эффект, по-видимому, еще незначителен при серпуховских энергиях. Энергетические зависимости средних множественностей K^{\pm} и $K^*(890)$ -мезонов в K^+p -взаимодействиях показаны на рис.45. Сечения K^{\pm} и $K^*(890)$ выше в K^+p , чем в K^+p -взаимодействиях, но среднее число как K^{\pm} , так и $K^*(890)$, рождаемых на одно неупругое K^+p -

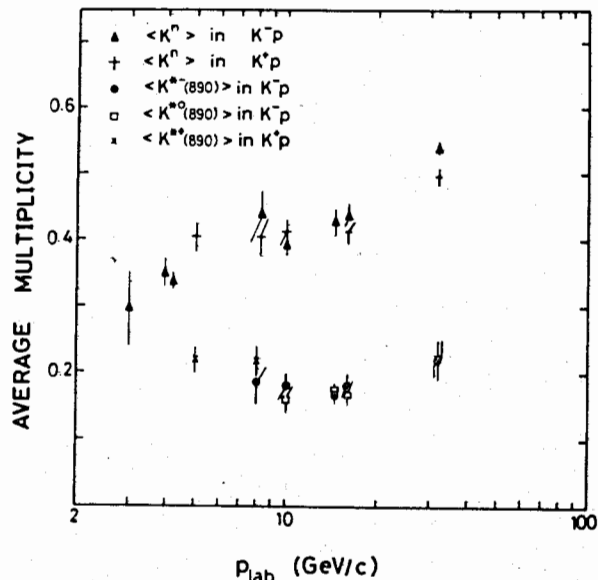


Рис.45 Средняя множественность K^{\pm} и $K^*(890)$ в неупругих K^+p -и K^-p -взаимодействиях (компиляция опубликованных данных; новые данные - те же, что и на рис.42).

шая часть $K^*(890)$ -мезонов рождается в передней полусфере (рис.46). Нет никаких указаний на заметное образование $K^*(890)$ при фрагментации протона и, по-видимому, только небольшая часть $K^*(890)$ рождается в центральных соударениях. Однако данные сотрудничества Франция-СССР и ЦЕРН-СССР при 32 ГэВ/с позволяют предположить, что центральное рождение $K^*(890)$ -мезонов начало возрастать и будет заметно выше при энергиях будущих экспериментов на камере ВЕЕС.

Мы можем теперь сравнить средние множественности ρ^0 и $K^*(890)$ с предсказаниями "предасимптотической" кварковой модели /89/, в которой предпринята попытка улучшить предсказания оригинальной кварковой модели /84/, используя экспериментальную информацию о средних множественностях частиц. Предсказания этой модели

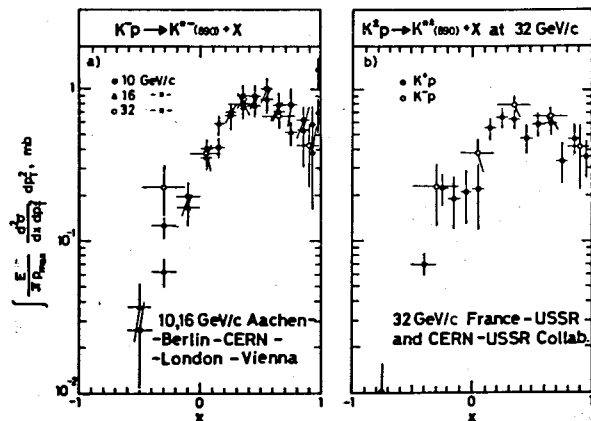


Рис.46 Инвариантные x -распределения $K^*(890)$, образующихся в K^-p - и K^+p -взаимодействиях: (а) - в реакции $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)X$ при 10, 16^{/27/} и 32 ГэВ/с^{/87/}; (б) - в реакции $K^+p \rightarrow K^{*+}(890)X$ и $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)X$ при 32 ГэВ/с^{/88,87/}.

$\langle n(\rho^0) \rangle_{pp} = 0,30 + 0,15 \ln(s/s_0)$ и $\langle n(\rho^0) \rangle_{Kp} = 0,45 + 0,15 \ln(s/s_0)$ ($s_0 = 55 \text{ ГэВ}^2$) сравниваются с экспериментальными данными в Таблице 5.

Таблица 5

Сравнение средних множественностей векторных мезонов в неупругих столкновениях адронов с предсказаниями "предасимптотической" кварковой модели^{/89/}

Reaction	P_{LAB} GeV/c	Average multiplicity	
		experiment	prediction
$\pi^-p \rightarrow \rho^0 X$	40 ^{/81/}	0.25 ± 0.06	0.45
	147 ^{/90/}	0.35 ± 0.06	0.67
	200 ^{/80/}	0.35 ± 0.04	0.75
$pp \rightarrow \rho^0 X$	69 ^{/12/}	0.20 ± 0.05	0.30
	205 ^{/91/}	0.33 ± 0.06	0.60
$K^+p \rightarrow K^{*+}(890)X$	32 ^{/88/}	0.224 ± 0.026	0.41
$K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)X$	32 ^{/87/}	0.22 ± 0.03	0.41

Так как $K^{*±}(890)$ -мезоны в $K^\pm p$ -взаимодействиях в основном рождаются во фрагментационных процессах, то их средние множественности сравниваются с предсказаниями^{/89/} во фрагментационной области. Из таблицы 5 видно, что кварковая модель расходится с экспериментальными данными на фактор порядка 2.

Реакции $K^+p \rightarrow K^{*+}(890)X$ и $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)X$ могут идти через обмены с $I = 0$ и $I = 1$ с разными четностями π -B, ρ -A₂, ω -f. Элементы спиновой матрицы плотности (Таблица 6)

Таблица 6

Элементы спиновой матрицы плотности $K^{*±}(890)$ в $K^\pm p$ -реакциях при 32 ГэВ/с для $|t_{KK^*}| < 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ и $(M_X^2/s) < 0,5$ ^{/87,88/}.

Reaction	ρ_{00}	ρ_{1-1}	$Re\rho_{10}$	$\frac{\rho_{00} \cdot \rho_{11} - \rho_{1-1}}{\rho_{11} \cdot \rho_{1-1}}$
$K^+p \rightarrow K^{*+}(890)X$	0.45 ± 0.08	-0.07 ± 0.08	-0.03 ± 0.07	2.9 ± 1.1
$K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)X$	0.42 ± 0.10	0.07 ± 0.08	-0.07 ± 0.06	1.8 ± 0.6

указывают на заметный вклад π -мезонного обмена в этих реакциях, который, как хорошо известно, доминирует в этих реакциях при меньших энергиях^{/92,93/}. Отношение обменов с неестественной четностью $\sigma^- = \rho_{00} + \rho_{11} - \rho_{1-1}$ к обменам с естественной четностью $\sigma^+ = \rho_{11} + \rho_{1-1}$ для обоих значений спиральностей K^* -мезона ($\lambda=0$ и $\lambda=1$) указывает на большой вклад обменов с неестественной четностью при $|t_{KK^*}| < 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ и $(M_X^2/s) < 0,5$, хотя заметная часть K^* -мезонов в обеих реакциях идет и через обмены с естественной четностью. В пределах точности экспериментальных данных инклюзивные x -распределения K^* -мезонов в $K^\pm p$ -взаимодействиях примерно одинаковы по форме (рис.46(б)) и, грубо говоря, находятся в отношении полных неупругих сечений K^+p - и K^-p -взаимодействий.

На рис.47 распределения нейтральных каонов по p_T^2 в реакции $K^-p \rightarrow K^0 X$ при трех энергиях сравниваются с соответствующими распределениями $\bar{K}^{*0}(890)$ в реакции $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)X$. Распределения по p_T^2 как для K^0 , так и для $\bar{K}^{*0}(890)$ слабо зависят от энергии в интервале от 10 до 32 ГэВ/с. Они не являются экспоненциальными, и изменение наклонов в области $p_T^2 \approx 0,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ особенно заметно для K^0 -мезонов. Характерной особенностью этих спектров явля-

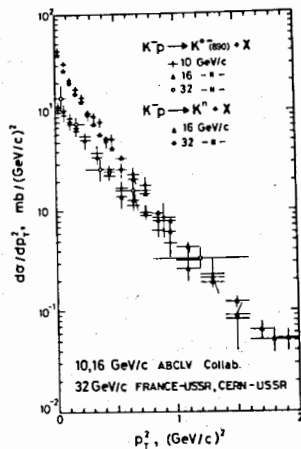


Рис.47 Распределения по p_T^2 нейтральных каонов в реакции $K^-p \rightarrow K^+X$ и $K^-p \rightarrow K^0X$ (990)-мезонов в реакции $K^-p \rightarrow K^+X$ и $K^-p \rightarrow K^0X$ (даные из работ /27,87/).

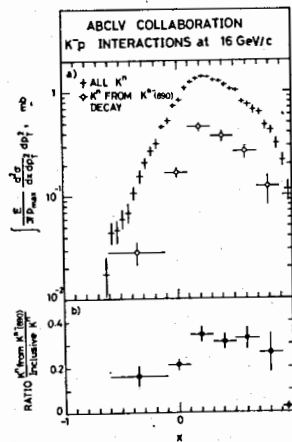


Рис.48(а) Инвариантные x -распределения K^π -мезонов в реакции $K^-p \rightarrow K^\pi X$ при 16 ГэВ/с и K^π -мезонов от распада $K^*(890)$; (б)-отношения соответствующих сечений (из работы /27/).

ется близость к единице отношения K^*/K^π при $p_T^2 \geq 1$ (ГэВ/с)², в то время как при минимальных значениях p_T^2 это отношение составляет около 0,2. Для K^π -мезонов от распада $K^*(890)$ наклон p_T^2 -спектра заметно больше, чем для всех K^π -мезонов /27/. Это свидетельствует о том, что при больших p_T^2 в основном рождаются "прямые" K^π -мезоны, не связанные с рождением K^* -резонансов, тогда как "непрямые" K^π -мезоны в основном дают вклад при малых p_T^2 , приводя к большему наклону p_T^2 -спектров при малых p_T^2 . Распределение по переменной x "непрямых" K^π -мезонов (рис.48(а)) качественно подобно распределению всех K^π -мезонов, но отличается от него количественно (рис.48(б)): большая часть K^π от распада $K^*(890)$ сосредоточена в области $x \approx 0,5$, т.е. примерно там же, где рождается большая часть $K^*(890)$ (см.рис.46).

Отмеченные закономерности в спектрах K^π и $K^*(890)$ -мезонов в K^-p -взаимодействиях еще отчетливее проявляются при сравнитель-

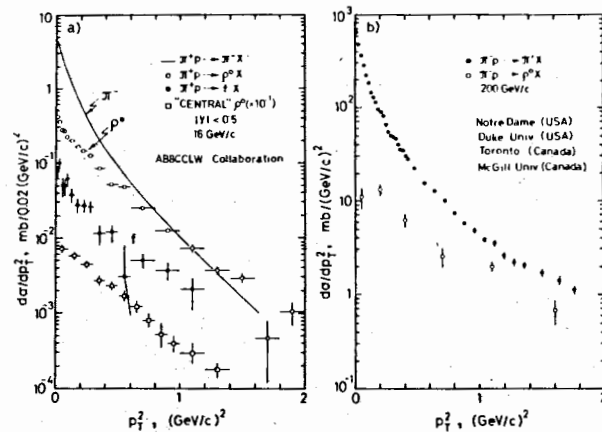


Рис.49 Распределения по p_T^2 (а) K^- , ρ^0 и f в π^+p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с /94/ и (б) K^+ и ρ^0 в K^-p -взаимодействиях при 200 ГэВ/с /80/.

ном анализе спектров K^- и ρ^0 -мезонов в K^-p -столкновениях, где интервал доступных энергий существенно выше. Распределения по p_T^2 для K^- , ρ^0 и f в π^+p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с и для K^+ и ρ^0 в K^-p -взаимодействиях при 200 ГэВ/с показаны на рис.49. Заметный пик при небольших p_T^2 в распределениях для ρ^0 -мезона в K^-p -83,94/ и K^+p -95/-взаимодействиях при 16 ГэВ/с связан с еще заметным вкладом квазидвухчастичных реакций (он не наблюдается для ρ^0 -мезонов в центральной области, рис.49(а), и быстро вымирает при увеличении энергии (рис.49(б)). Отношения ρ^0/K^+ и $K^*(890)/K^\pi$ малы в области небольших p_T^2 , но возрастают до ≈ 1 с ростом p_T^2 . Эта тенденция очень четко выражена для данных при 200 ГэВ/с, где отношение ρ^0/K^+ равно $\approx 0,02$ при минимальных p_T^2 . Так как заметная доля пионов образуется от распада резонансов, это различие в спектрах по поперечным импульсам мезонных резонансов и пионов можно рассматривать как следствие кинематики распада резонансов. Это прекрасно продемонстрировано АВССН-сотрудничеством /96/. Дочерние пионы от распада резонансов ω и η , образованных в квази-инклюзивных реакциях

$$K^+p \rightarrow \omega + \text{заряженные частицы}, \quad (4.1.1)$$

$\pi^+p \rightarrow \eta + \text{заряженные частицы}$ (4.1.2)

имеют значительно более крутые p_T^2 -распределения, чем ω и η , в то время как p_T^2 -распределения π^- -мезонов от распада f -резонанса очень близки к соответствующему p_T^2 -распределению f -мезона (рис.50). Значения экспоненциальных наклонов p_T^2 -распределений для ω , η и ρ^0 в квази-инклюзивных реакциях приблизительно одинаковы и x -распределения ω - и η -резонансов в реакциях (4.1.1) и (4.1.2) близки к x -распределению инклюзивного ρ^0 -мезона (рис.50(e)).

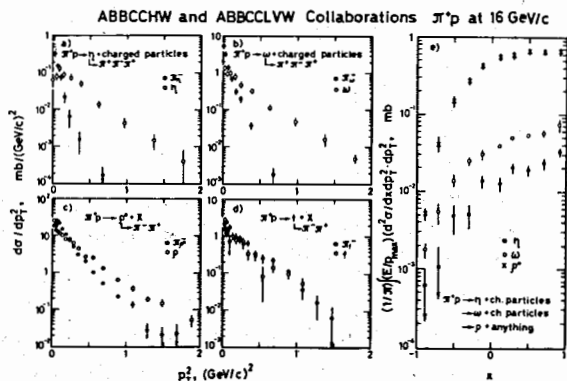


Рис.50(a)-(a)-Распределения по p_T^2 для резонансов и пионов от распада этих резонансов в квази-инклюзивных реакциях (4.1.1) и (4.1.2) и в инклюзивных реакциях $\pi^+p \rightarrow \rho^0 X$ и $\pi^+p \rightarrow f X$; (e)-инвариантные x -распределения η и ω в реакциях (4.1.1) и (4.1.2) и ρ^0 в реакции $\pi^+p \rightarrow \rho^0 X$ (из работ ^{96,97/}).

На рис.51 распределения по быстротам в с.ц.м. и p_T^2 -распределения дочерних пионов от распада η , ω , ρ и f сравниваются друг с другом и со спектрами инклюзивных π^- -мезонов. Из распределений по быстротам видно, что не прямые пионы дают больший относительный вклад в области фрагментации пучка. При минимальных p_T^2 доминирующим оказывается вклад от распада ω , в то время как при больших p_T^2 наибольший вклад в не прямые пионы дают ρ и f .

Эти экспериментальные наблюдения вместе с анализом эксклю-

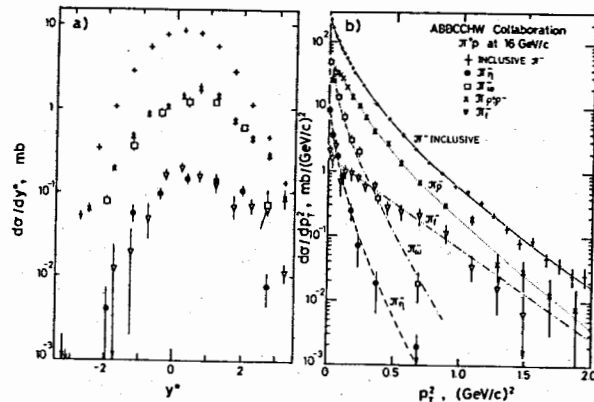


Рис.51 Сравнение распределений (a) по быстротам π^- -мезонов от распада η , ω , ρ^0 и f ; (b) - p_T^2 -распределений π^- -мезонов от распада η , ω , ρ^0 и f с соответствующими инклюзивными распределениями π^- -мезонов в π^+p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с. Данные нормированы на сечения $\sigma(\eta) = 1,5 \text{ мб}$, $\sigma(\omega) = 4,0 \text{ мб}$, $\sigma(\rho^0) = 4,8 \text{ мб}$, $\sigma(\rho^-) = 1,6 \text{ мб}$ и $\sigma(f) = 0,63 \text{ мб}$ (из работы ^{96/}).

зивных каналов образования η , ω и ρ^0 позволили оценить инклюзивные выходы η , ω и ρ^0 -мезонов в π^+p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с ^{97/}

$$\eta : \omega : \rho^0 = 0,34 : 0,9 : 1$$

с $\sigma(\rho^0) = 4,8 \pm 0,4 \text{ мб}$, $\sigma(\omega) = 4,0 \pm 0,6 \text{ мб}$ и $\sigma(\eta) = 1,5 \pm 0,3 \text{ мб}$. Эти оценки находятся в разумном согласии с отношениями $\omega/\rho^0 = 1,0 \pm 0,2$ и $\eta/\rho^0 = 1,1 \pm 0,2$, полученными в pp -взаимодействиях при 12 и 24 ГэВ/с ^{98/}, и новыми результатами с НК ЦЕРН ^{99/} для реакции $pp \rightarrow ppX$ ($X = \rho^0, \omega, f, A_2$) в ограниченной области переданных импульсов t_{pp1}, t_{pp2} и быстроты центрального кластера ($y < 0,8$):

\sqrt{s} (GeV)	(ω/ρ)	$(\omega+\rho)/f$	(A_2/f)	$\langle -t \rangle$ (GeV)
4,9 ^{98/}	0,78 ± 0,13	3,3 ± 1,0	-	-
6,9 ^{98/}	0,66 ± 0,13	0,89 ± 0,15	-	-
23,5 ^{99/}	0,5 ± 0,25	1,1 ± 0,3	0,7 ± 0,2	0,22 ± 0,05
30,5 ^{99/}	0,8 ± 0,5	0,7 ± 0,3	0,8 ± 0,3	0,30 ± 0,07

Данные сотрудничества AVBCSLVW также косвенно подтверждают результаты эксперимента ^{100/} на НК, указывающие на заметное образование η -мезона при больших p_T^2 . Таким образом, π -мезоны от распада только четырех резонансов ρ , ω , η и f ($\sigma(f) = 0,63\text{мб}$) составляют 46% от полного выхода пионов в πp -взаимодействиях при 16 ГэВ/с, и имеются серьезные основания полагать, что эта фракция остается постоянной в широком интервале энергий.

Образование η - и ϕ -мезонов подавлено, по крайней мере, при относительно низких энергиях. Инклюзивное сечение ϕ -мезона составляет $\sigma(\phi) = 158 \pm 35\text{мкб}$ с $\phi/\rho^0 = 0,045 \pm 0,012$ в pp -взаимодействиях при 24 ГэВ/с ^{8,10/}. В π^+p -столкновениях при 16 ГэВ/с $\phi/\rho^0 \leq 2,5\%$ и $\eta'/\eta \approx (5-10)\%$ ^{9,7/}. При измерении выхода ϕ -мезонов в π^-Be - и K^-Be -взаимодействиях при 43 ГэВ/с в Серпухове ^{102/} по

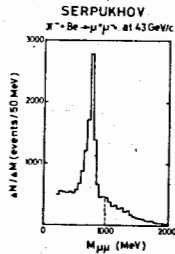


Рис.52 Спектр эффективных масс $\mu^+\mu^-$ в реакции $\pi^-Be \rightarrow (\mu^+\mu^-) + X$ при 43 ГэВ/с ^{102/}.

спектрам $\mu^+\mu^-$ -пар обнаружено, что рождение ϕ сильно подавлено в π^-Be -взаимодействиях (рис.52), тогда как в K^-Be -взаимодействиях наблюдается сильный сигнал от ϕ -мезона (рис.53) с $\sigma(K^-Be \rightarrow \phi X) = 2,0 \pm 0,5\text{мб/ядро}$ при $x \geq 0,4$. Это дает $\sigma(K^-Be \rightarrow \phi X) = 0,43 \pm 0,11\text{мб}$ для $x \geq 0,4$, если предположить, что сечение образования ϕ от атомного номера подчиняется зависимости $A^{2/3}$. Отношение сечений образования ϕ -мезона в π^-Be - и K^-Be -взаимодействиях составляет $(2,1 \pm 1,1)\%$ для $x \geq 0,4$.

Распределение по x для ϕ -мезона (рис.53(a)) хорошо описывается зависимостью $1-x$, как и должно следовать из

вышеописанного механизма Дрела-Яна и кваркового счета ^{103/}. Подобные зависимости $(1-x)^n$ для спектров ρ , ω и ψ наблюдаются и Бостонской группой ^{104/} в πFe - и pFe -взаимодействиях при 200 и 240 ГэВ/с. Как и ожидалось, $n=3$ и $n=1$ в pFe - и πFe -взаимодействиях, соответственно.

Подавление рождения ϕ -мезона в πp - и pp -взаимодействиях может быть следствием правила Цвейга, согласно которому пара кварков в мезоне не может аннигилировать, так что образование и распад идут через связанные кварковые диаграммы. Применимость правила Цвейга установлена при изучении рождения ϕ в реакциях

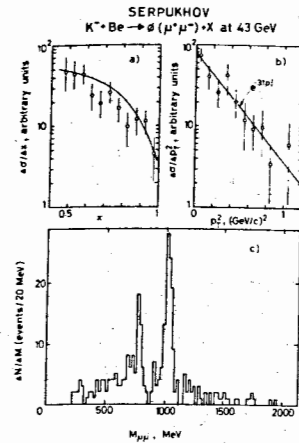


Рис.53 Спектр эффективных масс $\mu^+\mu^-$ в реакции $K^-Be \rightarrow (\mu^+\mu^-) + X$ при 43 ГэВ/с ^{102/} и распределения ϕ -мезона по x и p_T^2 ; кривые: (a)-зависимость $(1-x)$, (b)-зависимость $\exp(-3,1 p_T^2)$.

$pp \rightarrow K^+K^+K^+K^-$ и $pp \rightarrow K^+K^+X^+X^-$ при 3,6 ГэВ/с ^{105/}. Отсутствие событий с небольшими массами $\rho\phi$ в реакции $K^-p \rightarrow K^-\phi p$ по сравнению с заметным пиком при малых массах $\rho\omega$ в реакции $K^-p \rightarrow K^-\omega p$ в K^-p -эксперименте при 14,3 ГэВ/с ^{106/}, что прекрасно иллюстрируют диаграммы Далитца (рис.54), также является прямым следствием правила Цвейга.

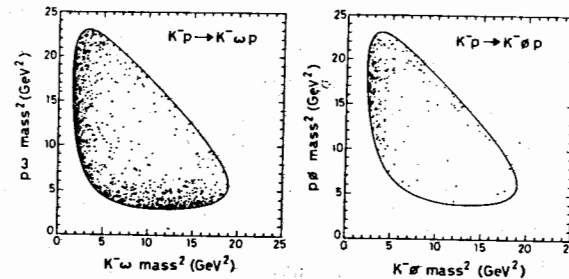


Рис.54 Диаграммы Далитца для реакций $K^-p \rightarrow K^-\omega p$ и $K^-p \rightarrow K^-\phi p$ при 14,3 ГэВ/с ^{106/}.

действительно, если две диаграммы на рис.55(a), ответственные за образование систем $\rho\omega$ с малыми массами в реакции $K^-p \rightarrow K^-\omega p$,

разрешены, то соответствующие им диаграммы с рождением ϕ в реак-

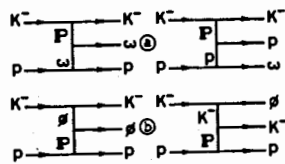


Рис.55 Двухреджеонные диаграммы, соответствующие околороговым пикам в спектрах эффективных масс (а) ρ , (б) K^0 в реакциях $K^+ p \rightarrow K^+ \omega p$ и $K^+ p \rightarrow K^+ \phi p$, соответственно.

клюдивном рождении ϕ в pp -взаимодействиях при 24 ГэВ/с¹⁰¹. В этом эксперименте образование ϕ -мезона четко наблюдается в спектре эффективных масс пар $K^+ h^+$ (рис.56(a)). В соответствии с правилом Цвейга следовало бы ожидать, что рождение ϕ сопровождается

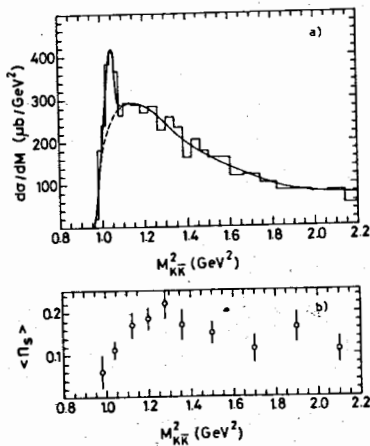


Рис.56 (а)-Распределение по квадрату эффективной массы $K^+ h^+$ в pp -эксперименте при 24 ГэВ/с¹⁰¹; K^+ -мезон идентифицирован по моде распада, а h^+ -любой другой неидентифицированный адрон, которому приписана масса K -мезона; (б)-средняя множественность странных частиц на неупругое взаимодействие, помимо пары $K^+ h^+$, в зависимости от $M^2(K^+ h^+)$.

им диаграммы с рождением ϕ в реакции $K^+ p \rightarrow K^+ \phi p$ запрещены правилом Цвейга, исключаям существование вершины $pp\phi$. В то же время образование систем $K\phi$ с малыми массами разрешено двумя нижними диаграммами на рис.55(б), и они действительно наблюдаются в эксперименте. Исследование образования ϕ -и ω -мезонов в эксклюзивных каналах в $\pi^+ p$, $K^+ p$ -и pp -взаимодействиях при 10 ГэВ/с¹⁰⁷ также указывает на справедливость правила Цвейга.

Таким образом, складывается любопытная ситуация, когда правило Цвейга выполняется в эксклюзивных каналах, но не выполняется при ин-

дополнительной парой странных частиц. Однако в соответствующем распределении ассоциированных (с парой $K^+ h^+$) множественностей странных частиц не наблюдается соответствующего пика в районе массы ϕ -мезона (рис.56(б)), что заставляет авторов этой работы говорить о нарушении правила Цвейга в инклюзивных реакциях. Интересное предложение, позволяющее объяснить это противоречие, сделано в двух представленных на тбилисскую конференцию работах^{108,109}. На основании простой аналогии ϕ - ψ в них постулируется возможное существование нового возбужденного состояния, распадающегося по схеме $p^* \lambda \rightarrow \phi X$.

Подавление рождения ϕ и η представляет еще одну серьезную проблему для простых кварковых моделей^{84,85}, как нетрудно видеть из сопоставления предсказаний модели с результатами $\pi^+ p$ -эксперимента при 16 ГэВ/с⁹⁴ (Таблица 7).

Таблица 7

Отношения сечений выходов нестранных мезонов в $\pi^+ p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с⁹⁴ с предсказаниями простой кварковой модели⁸⁴

Ratio	Prediction	Experiment
ω/ρ^0	1	1
η/ω	11/81	0.39 ± 0.03
ϕ/ρ^0	1/9	0.025
η'/η	19/11	0.05 - 0.10
π_{DIR}^0/π_{ALL}^0	1/14	0.5

Если для мезона с массой M ввести коэффициент подавления $(M^2)^{-1}$, обсуждавшийся ранее в связи с механизмом Дрела-Яна, то ситуация несколько улучшается, но незначительно.

Так как наблюдаемые пионы часто являются продуктами распадов резонансов, необходимо различать прямо рождаемые пионы от тех, что образуются от распада других частиц. Оценка доли прямых пионов, π_{DIR}^0/π_{ALL}^0 , полученная в $\pi^+ p$ -эксперименте⁹⁴ простым суммированием вкладов всех известных резонансов в полное инклюзивное сечение π^+ -мезонов в реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ + X$, также несовместима с предсказаниями кварковой модели (Таблица 7). Другой подход к оценке отношения π_{DIR}^0/π_{ALL}^0 использует тот факт, что в области больших p_T^2 наиболее значителен вклад прямых пионов. Данные указывают, что отношение ρ^0/π_{DIR}^0 приблизительно равно 1 для $p_T > 1$ ГэВ/с в $\pi^+ p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с и несколько

ниже при 200 ГэВ/с (рис.49); таким образом, $\alpha_{DIR}/\alpha_{ALL} \approx 0,2 \pm 0,3$. Отношение $\rho^0/\alpha_{DIR} = 3$, ожидаемое в кварковой модели из простого счета спиновых состояний, таким образом, исключается экспериментальными данными с фактором 3 ± 4 . Однако если отношение $\alpha_{DIR}/\alpha_{ALL}$ поправить на вклад κ -мезонов от распада ρ^0 и f в области больших $p_T^{96/}$, то это отношение уменьшается до $\alpha_{DIR}/\alpha_{ALL} \approx 0,15$. Этот результат все еще, тем не менее, не совместим с предсказаниями кварковой модели. Вместе с тем, последнюю оценку трудно согласовать с оценкой $\alpha_{DIR}/\alpha_{ALL} \approx 0,50$, полученной простым суммированием вкладов от резонансов, если только образование барионных резонансов не ответственно за более существенную долю непрямых пионов, чем мы привыкли предполагать.

4.2. Инклюзивное образование барионных резонансов

Большинство доступной информации по инклюзивным сечениям барионных резонансов связано с исследованием рождения $\Delta^{++}(1236)$ и Δ^0 -изобар в экспериментах на пузырьковых камерах. Поэтому данные в основном ограничены областью фрагментации протона, когда медленные протоны от распада изобары могут быть идентифицированы по ионизации. Определение сечения $\Delta^{++}(1236)$ до какой-то степени является произвольным, так как Δ^{++} представляет собой широкий резонанс и для оценки фона часто используются различные методы. Характерные черты энергетической зависимости сечений $\Delta^{++}(1236)$, тем не менее, отчетливо видны на рис.57. Для неэкзотичных (в смысле $ab\bar{c}$) реакций в pp -, π^+p -и K^+p -взаимодействиях сечения падают в области небольших энергий примерно с одинаковой скоростью. Отношения сечений этих реакций в этой области при фиксированных t совместимы с отношениями полных неупругих pp -, π^+p -и K^+p -сечений и, таким образом, совместимы с выполнением факторизации.

В pp -взаимодействиях свыше 100 ГэВ/с сечение $\Delta^{++}(1236)$ практически не зависит от энергии и, примерно, равно 1,5 мб. Исследование образования Δ^{++} при энергиях НК ЦЕРНа показало^{112/}, что в области $0 < p_T < 0,7$ ГэВ/с и $x > 0,6$ сечение Δ^{++} практически одинаково при энергиях $\sqrt{s} = 23$ ГэВ и $\sqrt{s} = 35$ ГэВ: $\sigma(\sqrt{s} = 23 \text{ ГэВ})/\sigma(\sqrt{s} = 35 \text{ ГэВ}) = 1,03 \pm 0,03$. В ограниченной области переменных ($1,16 < M(p\pi^+) < 1,32$ ГэВ, $0,86 < x < 0,92$, $0,1 < -t < 0,5$ ГэВ²) при $\sqrt{s} = 30,4$ ГэВ образование Δ^{++} в том же эксперименте согласуется с доминирующим вкладом однопионного об-

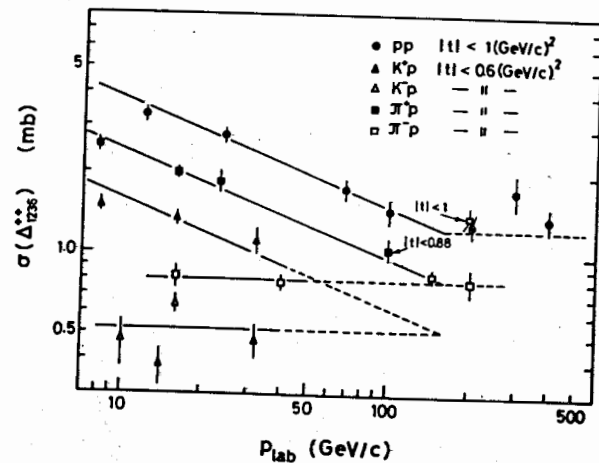


Рис.57 Инклюзивное сечение $\Delta^{++}(1236)$ в зависимости от первичного импульса; Δ^{++} определен в полосе масс $I, I2 < M(p\pi^+) < 1,32$ ГэВ/с² (с небольшими отличиями в некоторых экспериментах) и указанными обрезаниями по t . Однако фон в разных экспериментах оценивался разными методами. В некоторых экспериментах для получения сечения Δ^{++} использовалась процедура Брейта-Витнера (компиляция опубликованных данных; новые данные: π^+p 200 ГэВ/с^{80/}, 147 ГэВ/с^{110/}, 40 ГэВ/с^{81/}, 16 ГэВ/с^{111/}; π^+p 16 ГэВ/с^{111/}; K^+p 32 ГэВ/с^{87/}, 16 ГэВ/с^{111/}).

мена и, в частности, с уравнением Чу-Лоу, модифицированным введением фактора Дюра-Лилкуна. Интегрирование этого уравнения по всему интервалу переменных позволило получить не зависящее от t сечение $\sigma(\Delta^{++}) = 4,5$ мб в обеих полусферах. Этот результат не противоречит данным с пузырьковых камер при энергиях свыше 100 ГэВ, в которых использование обрезания по t существенно уменьшает реальное сечение Δ^{++} -изобары.

Для экзотических π^-p -и K^-p -реакций следует ожидать отсутствия энергетической зависимости даже при небольших энергиях. В пределах ограниченной статистики данные совместимы с таким предположением. Эта тенденция отчетливо прослеживается в широком

диапазоне энергий в π^-p -столкновениях, где экспериментальные данные получены примерно одинаковым способом. Из весьма приближенного сравнения тенденции данных для неэкзотичных K^+p -и π^+p -реакций с соответствующими постоянными сечениями K^-p -и π^-p -реакций следует, что энергетическая зависимость сечений образования Δ^{++} в K^+p -и π^+p -взаимодействиях должна выходить на плато при энергиях выше 100 ГэВ, так же как это наблюдается в pp -столкновениях. Конечно, реальная энергетическая зависимость сечений Δ^{++} в реакциях, инициированных различными первичными частицами, может быть несколько отличной от ожидаемой из простой экстраполяции данных при небольших энергиях. Она определяется ведущими механизмами обмена.

Анализ угловых распределений и элементов спиновой матрицы плотности $\Delta^{++}(1236)$ в ряде экспериментов позволил установить доминирующую роль однопионного обмена при небольших значениях $|t|$ даже при энергиях НК ЦЕРНа. Так, экстраполяция в пионный полюс с помощью уравнения Чу-Лоу в реакции $pp \rightarrow \Delta^{++}X$ при $\sqrt{s} = 30,4$ ГэВ /112/ позволила получить $\sigma_{tot}(\pi^-p)$ в интервале от $2I, I \pm 1,3$ мб до $23,7 \pm 0,5$ мб (при разных процедурах экстраполяции), что хорошо согласуется с истинным значением $\sigma_{tot}(\pi^-p) = 24,3$ мб. Экстраполяция Чу-Лоу в пионный полюс, либо использование реджеванной однопионной модели в реакциях $K^+p \rightarrow \Delta^{++}X$ /113-115/, $\pi^-p \rightarrow nX$ /116/, $\pi^+n \rightarrow pX$ /117/, позволили измерить полные сечения K^+p - и π^+p -рассеяния (рис.58).

Полные сечения $\pi^+\pi^-$ -рассеяния быстро падают от резонансной области к асимптотическому сечению на уровне 14-16 мб в соответствии с предсказаниями, основанными на факторизации: $\sigma_{tot}(\pi^+\pi^-) = \sigma_{tot}(\pi^+p)\sigma_{tot}(\pi^-p)/\sigma_{tot}(pp)$. Сечения $K^+\pi^-$, измеренные до энергий 3,5 ГэВ в с.с.м., следуют той же тенденции, но в пределах доступного интервала энергий еще превышают соответствующие предсказания, следующие из факторизации. Можно предположить, что это связано с существованием многочисленных резонансных состояний в неэкзотическом $K^+\pi^-$ -канале. Полные сечения $K^+\pi^-$ -рассеяния, в экзотичном $K^+\pi^-$ -канале, заметно ниже сечений $K^+\pi^-$ -рассеяния и приближаются к асимптотическому пределу снизу. Если тенденция данных, обозначенная на рис.58, сохранится при больших энергиях, то можно ожидать, что сечения образования Δ^{++} в области фрагментации протона станут одинаковыми в K^+p -и K^-p -взаимодействиях и π^+p -и π^-p -взаимодействиях, соответственно, причем

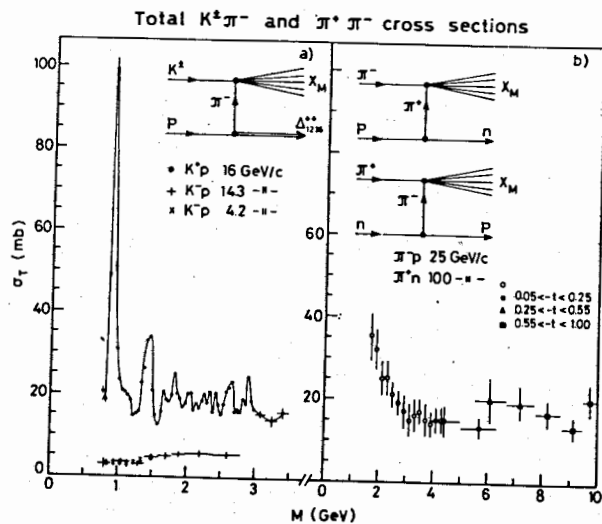


Рис.58 Полные сечения $K^+\pi^-$, $K^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ -взаимодействий, полученные при анализе реакций $K^+p \rightarrow \Delta^{++}X$, $\pi^-p \rightarrow nX$ и $\pi^+n \rightarrow pX$ в зависимости от массы X , т.е. энергии $K\pi$, $\pi\pi$ -систем в их системе покоя (данные из работ /113-117/).

$$\sigma_{\Delta^{++}}(pp) : \sigma_{\Delta^{++}}(\pi p) : \sigma_{\Delta^{++}}(Kp) = \sigma_{tot}(\pi p) : \sigma_{tot}(\pi\pi) : \sigma_{tot}(K\pi).$$

Однако вклад других обменов с изоспином 1, таких как ρ , A_2 , которые могут давать вклад в эти реакции, так же как интерференция между различными обменами, могут в итоге привести к заметно отличающимся результатам во всей области передаваемых импульсов. Кроме этого, заметная часть сечений образования Δ^{++} связана с процессами образования и последующего распада дифракционной системы $\rho\pi^+\pi^-$, где трехреджеонная параметризация и факторизуемость полюса Померанчука могут привести к заметно отличающимся предсказаниям.

Очень мало экспериментальной информации об инклюзивном образовании $\Delta^{++}(1236)$ -изобарн. Мы знаем, что образование систем $\rho\pi^+$ и $\rho\pi^-$ с малыми массами сильно коррелировано из-за дифракционного рождения $\rho\pi^+\pi^-$ -системы. Так как дифракционная система $\rho\pi^+\pi^-$ име-

ет изоспин $1/2$, то сечение $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$ в девять раз выше сечения $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$. Это объясняет наличие большого фона под Δ^0 -пиком и затрудняет выделение Δ^0 -резонанса. Однако, в противовес некоторым заключениям, я хотел бы подчеркнуть, что сечение образования Δ^0 может быть существенно выше, чем $1/9$ от сечения Δ^{++} , так как дифракционное образование системы $p\pi^+\pi^-$ с $I = 1/2$ отнюдь не является единственным механизмом образования Δ^0 , по крайней мере в исследованном интервале энергий. Так, в области небольших $|t|$, где доминирует однолионный обмен, справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow \Delta^0 X)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow \Delta^{++} X)} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p)}{3\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)}, \quad (4.2.1)$$

$$\frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \Delta^0 X)}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} X)} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ \pi^+)}{3\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ \pi^-)}, \quad (4.2.2)$$

$$\frac{\sigma(K^+ p \rightarrow \Delta^0 X)}{\sigma(K^+ p \rightarrow \Delta^{++} X)} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(K^+ \pi^+)}{3\sigma_{\text{tot}}(K^+ \pi^-)}. \quad (4.2.3)$$

Например, в реакции $K^+ p \rightarrow \Delta^{++} X$ $\sigma(\Delta^{++}) = 700 \pm 100 \text{ мкб}$, тогда как в реакции $K^+ p \rightarrow \Delta^0 X$ $\sigma(\Delta^0) = 985 \pm 180 \text{ мкб}$ в эксперименте при $14,3 \text{ ГэВ/с} / 118^\circ$. В этом же эксперименте показано, что отношение (4.2.3) для $K^+ p$ -реакций и отношение $\sigma(K^+ p \rightarrow \Delta^{++} X) / \sigma(K^+ p \rightarrow \Delta^0 X)$, которое должно равняться 3 в случае любого обмена с изоспином $I=1$, действительно выполняются как для $K^+ p_{113,118}$, так и для $K^+ p_{114,119}$ данных. Таким образом, образование и распад изобар Δ^{++} и Δ^0 ответственны за заметную долю непрямых пионов, образовавшихся в адрон-адронных взаимодействиях.

Интересная попытка выделить образование Δ^{++} во всей кинематической области предпринята сотрудничеством АВССНЛВВ в $\pi^+ p$ -и $K^+ p$ -экспериментах при $16 \text{ ГэВ/с} / 111^\circ$. Таблица 8 показывает, что инклюзивные сечения $\Delta^{++}(1236)$ почти вдвое выше тех, что получены при применении обрезаний $I, 12 < M(p\pi^+) < 1,34 \text{ ГэВ}$ и $|t| < 0,6 (\text{ГэВ/с})^2$, показанных на рис.57. Интересно, что относительный вклад сечения образования Δ^{++} в полное неупругое сечение возрастает с увеличением множественности вторичных частиц, и от 45 до 49% от всех Δ^{++} образуется в событиях с $n > 4$. Из рис.59 видно, что основная часть $\Delta^{++}(1236)$ -изобар рождается в заднюю полусферу,

Таблица 8

Сечения образования Δ^{++} и относительный вклад Δ^{++} -сечений в полное неупругое сечение для разных топологий в $\pi^+ p$ -и $K^+ p$ -экспериментах при 16 ГэВ/с

Reaction	$\sigma_{\text{inel}}(\text{mb})$	Fraction (%)				
		inclusive	2prongs	4prongs	6prongs	8prongs
$\pi^+ p$	3.39	17.2	6.1	19.6	21.9	23.4
$\pi^- p$	1.41	6.6	-	7.5	10.5	18.0
$K^+ p$	1.25	4.4	-	7.7	12.0	13.3

т.е. образуется при фрагментации протонов. Однако незначительная часть сечений связана с рождением Δ^{++} в переднюю полусферу. Этот последний процесс характеризуется наличием излома в соответствующем распределении $d\sigma/dt$ при $|t| \approx 3 (\text{ГэВ/с})^2$ и, по-видимому, связан с другим механизмом рождения $\Delta^{++}(1236)$, например с обменом бармонными квантовыми числами.

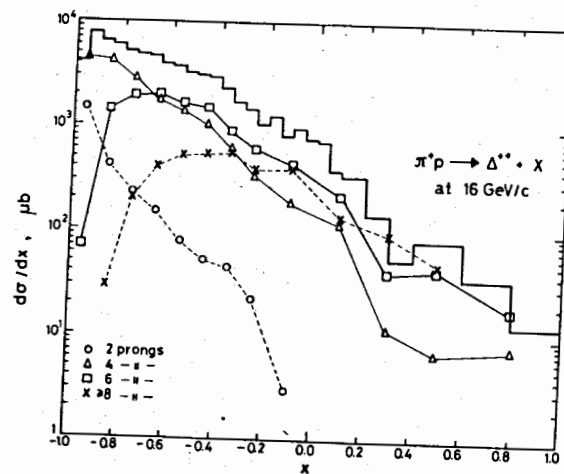


Рис.59 Дифференциальные сечения $d\sigma/dx$ реакции $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} X$ при 16 ГэВ/с для всех событий (гистограмма) и различных топологий (из работы /III/).

Из-за практических трудностей очень скудна информация об инклюзивном образовании более тяжелых изобар N^* , которые, главным образом, распадаются по трехчастичным каналам или каскадно. Новые данные получены по образованию странного барионного резонанса

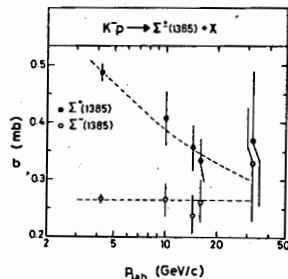


Рис.60 Инклюзивные сечения $\Sigma^\pm(1385)$ в Kp -взаимодействиях в зависимости от первичного импульса (данные из работ^{/57,87,120,121/}); кривые проведены на глаз.

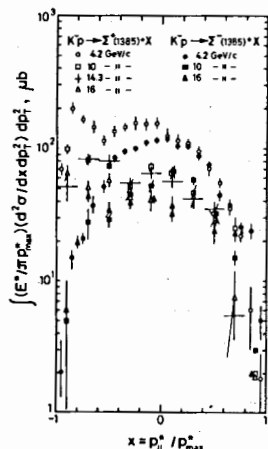


Рис.61 Инвариантные x -распределения для реакций $Kp \rightarrow \Sigma^\pm(1385)X$ (данные из работ^{/57,120,121/}).

$\Sigma^\pm(1385)$ в Kp -взаимодействиях^{/57,87,120/} (рис.60). Уменьшение сечений образования $\Sigma^+(1385)$ с возрастанием энергии весьма напоминает энергетическую зависимость сечений реакции $Kp \rightarrow \Lambda X$ (рис.4). Сечения падают в интервале от 4,2 до 10 ГэВ/с, но слабо меняются в пределах от 10 до 32 ГэВ/с, где сечение $\Sigma^+(1385)$ весьма близко к сечению $\Sigma^-(1385)$; последнее слабо меняется с ростом энергии. Из инвариантных распределений по x (рис.61) видно, что резонанс $\Sigma^-(1385)$ рождается симметрично относительно $x=0$, т.е., главным образом, в соударениях центрального типа. При фиксированной энергии распределения по x для $\Sigma^+(1385)$ и $\Sigma^-(1385)$ практически совпадают в передней полусфере, тогда как при $x < 0$ наблюдается заметное превышение числа $\Sigma^+(1385)$, что можно приписать квазидвухчастичным процессам с обменом гиперзаряда, которые, как известно, характеризуются сильной энергетической зависимостью. Действительно, трехрежеонный анализ рождения $\Sigma^+(1385)$ при 4,2 ГэВ/с в области фрагментации протона (и, следовательно, с аннигиляцией странности в K^- -вершине) показал^{/57/}, что реджевская тра-

ектория, ответственная за процесс аннигиляции странности в реакции $K\bar{K} \rightarrow$ пионы, совместима с $f' \rightarrow \phi$ -траекторией.

Информация о слабом распаде Λ -гиперона в двухступенчатом процессе $\Sigma^+(1385) \rightarrow \pi^+(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ была использована сотрудничеством Амстердам-ЦЕРН-Ньюмекен-Оксфорд^{/57/} для восстановления полной спиновой матрицы плотности $\Sigma^+(1385)$ в реакции $Kp \rightarrow \Sigma^+(1385)X$ при 4,2 ГэВ/с. Хотя из-за неопределенностей, связанных с большим фоном, ошибки в поляризации оказываются большими, результат этого эксперимента позволяет сделать вывод о том, что поляризация $\Sigma^+(1385)$ в области $|t'_{p,\Sigma^+}| < 0,5$ (ГэВ/с)² мала и совместима с нулевой, в согласии с предсказаниями^{/122/} аддитивной кварковой модели. Эти результаты сильно отличаются от ситуации с поляризацией Λ -гиперонов в реакциях $Kp \rightarrow \Lambda X$, в которых установлена заметная поляризация Λ -гиперонов (см.^{/123/}, где содержатся ссылки и на более ранние работы).

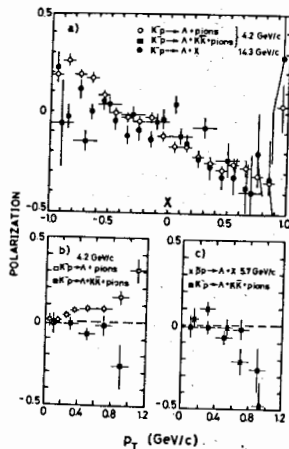


Рис.62(a) Поляризация Λ -гиперонов $P = (3/4N) \cdot \sum q_i \vec{p}_i$ (в обычных обозначениях) в зависимости от переменной x в реакции $Kp \rightarrow \Lambda +$ пионы и $Kp \rightarrow \Lambda + K +$ пионы при 4,2 ГэВ/с^{/123/} и $Kp \rightarrow \Lambda + X$ при 14,3 ГэВ/с^{/124/}; (b) (c) поляризация Λ -гиперонов с $-1 < x < -0,2$ в зависимости от p_T в реакциях $Kp \rightarrow \Lambda +$ пионы, $Kp \rightarrow \Lambda + K +$ пионы при 4,2 ГэВ/с и $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + X$ при 5,7 ГэВ/с^{/123/}.

Из рис.62(a) следует, что поляризация Λ -гиперонов при $x < 0,5$ существенно отличается в реакциях

$$Kp \rightarrow \Lambda + \text{пионы}, \quad (4.2.4)$$

$$Kp \rightarrow \Lambda K + \text{пионы}. \quad (4.2.5)$$

Она положительна для реакции (4.2.4), но слегка отрицательна для реакции (4.2.5). Для событий в области фрагментации протона ($-1 < x < -0,2$) для этих двух реакций наблюдается заметная раз-

ница в зависимости поляризации P_{Λ} от p_T (рис.62(b)). В то же время P_{Λ} в реакции (4.2.5), не связанной с процессом аннигиляции странности, весьма близка к поведению P_{Λ} в реакции $\bar{p}p \rightarrow \Delta X$ (рис.62(c)). Небольшая величина поляризации Λ в области фрагментации протона для $\bar{p}p$ -взаимодействий и K^-p -взаимодействий с виртуальным процессом $KK \rightarrow K\bar{K} + \text{пионы}$ возможно указывает на то, что в обоих процессах доминирует обмен полюсом Померанчука.

5. Двухчастичные корреляции

Многие заключения о статусе двухчастичных корреляций в пространстве быстрот в настоящее время значительно отличаются от выводов, сделанных на конференциях в Экс-ан-Провансе и Лондоне. Важность представления результатов в терминах полуинклюзивных корреляций (показанная в экспериментах на пузырьковых камерах в Серпухове и Батавии), дискриминации частиц разных знаков и накопления разумной статистики теперь всеми хорошо понята, и это объясняет уменьшение потока экспериментальной (но отнюдь не теоретической) информации на эту тему.

Простая модель независимого испускания кластеров все еще продолжает описывать наиболее характерные свойства экспериментальных данных. Вместе с тем, накапливается все больше доказательств, что обильное образование резонансов может в значительной степени объяснить эффекты короткодействия, наблюдаемые в двухчастичных корреляциях. С моей точки зрения, одним из серьезных доводов в пользу такой интерпретации является постоянная структура событий в широкой области энергий.

Так, в работе /125/ при сравнении дифракционного возбуждения нуклонов в состоянии $N \rightarrow N\pi$, $N \rightarrow N\pi\pi$ и $N \rightarrow \Lambda K$ K^- -мезонами с импульсом 14,3 ГэВ/с и протонами при энергиях НК ЦЕРНа установлено удивительное подобие характеристик этих дифракционных процессов. В качестве примера на рис.63 показано, что формы спектров эффективных масс $p\pi^+\pi^-$ и $p\pi^+$ в реакциях $K^-p \rightarrow K^-(p\pi^+\pi^-)$ при 14,3 ГэВ/с и $pp \rightarrow p(p\pi^+\pi^-)(p\pi^+\pi^-)$ при ≈ 500 ГэВ/с практически одинаковы как для резонансных структур, так и для всего фрагментационного фона. Дифференциальные сечения $d\sigma/dt$ для трех дифракционных процессов $K^-p \rightarrow K^-(p\pi^+\pi^-)$ при $\sqrt{s} = 5,3$ ГэВ, $pp \rightarrow p(p\pi^+\pi^-)$ при $\sqrt{s} = 45$ ГэВ и $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)(p\pi^+\pi^-)$ при $\sqrt{s} = 31$ ГэВ (рис.64) также весьма близки друг к другу. Характерными чертами этих распределений являются экспоненциальное паде-

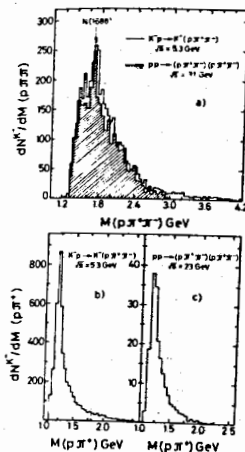


Рис.63 Сравнение фрагментационных систем $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ в реакции с одноврешинной диссоциацией $K^-p \rightarrow K^-(p\pi^+\pi^-)$ при 14,3 ГэВ/с и реакции с двухчастичной диссоциацией $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)(p\pi^+\pi^-)$ при ≈ 500 ГэВ/с: (а)-спектры масс $p\pi^+\pi^-$; (б) и (с)-спектры масс подсистемы $p\pi^+$ (на рис.(с) в произвольных единицах); (из работы /125/).

ние сечений при малых $-t_{KK}$ (или $-t_{pp}$) с большими и сравнительно близкими параметрами наклонов и наличие изломов при $|t| \approx 0,3$ ГэВ/с². Подобие распределений инвариантных масс, угловых распределений, и дифференциальных сечений для этих процессов при отличающихся на порядок величины энергиях в с.д.м. указывает, таким образом, на поразительную независимость от энергии динамики дифракционных процессов в этой широкой области энергий.

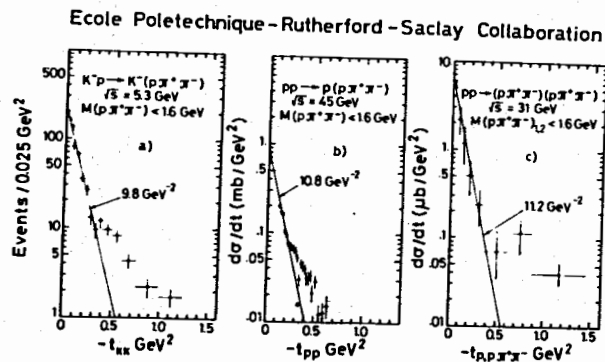


Рис.64 Сравнение дифференциальных сечений образования дифракционных систем $N\pi\pi$ с малыми массами (из работы /135/).

Другим важным свойством экспериментальных данных является слабая энергетическая зависимость корреляционной функции по быстрой $R(y_1, y_2)$ в центральной области (при $\Delta y = y_2 - y_1 = 0$) в широком интервале энергий. Сотрудничеством ЦЕРН-СССР и Франция-СССР показано^{/29/}, что этим же свойством обладают и полунклюзивные корреляционные функции. При сравнительном анализе корреляционных функций

$$G_n^{--}(y_1, y_2) = \left(\frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2}\right)_n - \frac{n-1}{n\sigma_n} \cdot \left(\frac{d\sigma}{dy_1}\right)_n \cdot \left(\frac{d\sigma}{dy_2}\right)_n \quad (5.0.1)$$

в реакциях $K^+p \rightarrow \pi^- \pi^- + X$ при 32 ГэВ/с и 12 ГэВ/с в этом эксперименте установлено явное существование полунклюзивных корреляций между π^- -мезонами в центральной области в 6, 8, 10 и 12-лучевых событиях при 32 ГэВ/с (рис.65), величина которых слабо меняется с увеличением множественности и приблизительно постоянна в интервале от 12 до 32 ГэВ/с. Последнее прямо противоречит утверждениям, сделанным на Лондонской конференции^{/163/}.

исследовать энергетическую зависимость максимальных значений корреляций в центральной области. Установлено, что максимальные значения корреляционной функции для полунклюзивных (--) и (+-) корреляций растут с энергией как $\ln s$, причем этот рост наиболее существен для корреляций между частицами разных зарядов. Последний факт объясняется в рамках кластерной феноменологии, но на самом деле еще лучше согласуется с логарифмическим ростом сечений образования мезонных резонансов (см. предыдущий раздел).

Единственным серьезным доводом против "резонансной" интерпретации наблюдаемых двухчастичных корреляций, по-видимому, является несколько более высокая средняя множественность заряженных частиц "кластера", $\langle k \rangle \approx 2.3^{/127, 128/}$. Следует, однако, иметь в виду, что эти значения получены не экспериментально, а в рамках определенных моделей, и другие оценки дают $\langle k \rangle \lesssim 2$ (более подробно см., например, ^{/129/}), что не противоречит резонансной интерпретации. Кроме того, распад барионных резонансов с большими массами может давать более высокую множественность заряженных частиц в "кластере".

Ниже представлено краткое обсуждение последних экспериментальных данных по двухчастичным корреляциям, в которых основное внимание уделено угловым корреляциям, интерференционным эффектам между тождественными пионами и пространственной структуре области взаимодействия.

5.1. Угловые корреляции

Азимутальные корреляции обычно изучаются в терминах параметра асимметрии $A = (N(\phi_T > \pi/2) - N(\phi_T < \pi/2)) / (N(\phi_T > \pi/2) + N(\phi_T < \pi/2))$, где ϕ_T - азимутальный угол между поперечными импульсами p_{T1} и p_{T2} двух частиц. В Таблице 9 приведены экспериментальные значения параметра A для пар тождественных и нетождественных частиц, полученные в нескольких экспериментах^{/130-133/}.

На рис.66 приведена зависимость параметров A_L и A_U в π^-p -эксперименте при 11,2 ГэВ/с^{/131/} от разности быстрот Δy , которая сравнивается с предсказаниями статистической модели. Из этого рисунка и Таблицы 9 можно сделать следующие заключения. Более высокие множественности нейтральных частиц при больших энергиях приводят к убыванию A_L , A_U и $A_U - A_L$ с ростом s , тогда как отношение $(A_U - A_L) / (A_U + A_L)$ в пределах ошибок постоянно. Разность

Сотрудничество ФРАНЦИЯ-СССР ЦЕРН-СССР
 $K^+p \rightarrow \pi^- \pi^- + X$, 32 ГэВ/с

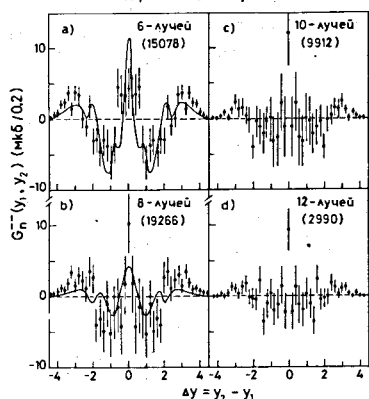


Рис.65 Зависимость корреляционной функции (5.0.1) для полунклюзивной реакции $K^+p \rightarrow \pi^- \pi^- + X$ при 32 ГэВ/с^{/29/} в 6, 8, 10- и 12-лучевых событиях от $\Delta y = y_2 - y_1$; в скобках указаны числа $\pi^- \pi^-$ -комбинаций; линии - данные при 12 ГэВ/с^{/164/}.

Аналогичные выводы сделаны при исследовании двухчастичных корреляций по быстрой в центральной области в полунклюзивных реакциях в π^-p -взаимодействиях от 8 до 360 ГэВ/с^{/126/}. Широкий интервал энергий в этом эксперименте позволил более детально

Таблица 9

Значения параметров асимметрии А для пар тождественных (A_L) и нетождественных (A_U) частиц

	$\bar{p}n$ /130/ (1-16) GeV/c	π^-p /131/ 11.2 GeV/c	π^-p /132/ 40 GeV/c	pp /133/ 102 GeV/c
$A_{LIKE(L)}$	0.182 ± 0.008	0.1074 ± 0.0008	0.062 ± 0.006	0.040 ± 0.010
$A_{UNLIKE(U)}$	0.335 ± 0.006	0.1764 ± 0.0008	0.106 ± 0.003	0.078 ± 0.010
$A_U - A_L$	0.153 ± 0.009	0.0690 ± 0.0011	0.044 ± 0.007	0.038 ± 0.01
$\frac{A_U - A_L}{A_U + A_L}$	0.296 ± 0.018	0.243 ± 0.004	0.262 ± 0.04	0.322 ± 0.08

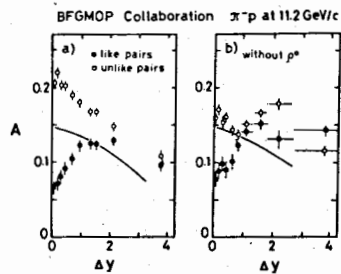


Рис.66 Параметры азимутальной асимметрии для пар тождественных и разных частиц в π^-p -взаимодействиях при 11,2 ГэВ/с в зависимости от разности быстрот $\Delta y = y_1 - y_2$; (а)-для всех событий; (б)-после удаления событий с парами $\pi^+\pi^-$ из области ρ^0 -мезона (из работы /131/).

от разности быстрот Δy . В самом деле, как образование резонансов, так и эффекты, связанные со статистикой тождественных частиц, проявляются, прежде всего, при малых значениях Δy и поэтому трудно разделимы. Исследование же угловых корреляций в зависимости

между A_U и A_L наиболее значительна для малых разностей быстрот. Асимметрия для пар разных частиц после удаления событий из полосы масс ρ^0 становится совместимой с предсказаниями статистической модели, но отличается от этих предсказаний для тождественных пар. Таким образом, рост A_U при малых Δy можно интерпретировать как следствие распада резонансов, тогда как падение A_L при малых Δy происходит, по-видимому, вследствие эффекта симметризации в статистике Бозе-Эйнштейна.

Поскольку образование резонансов влияет на угловую асимметрию, то кажется естественным исследовать угловые корреляции между частицами в зависимости от их эффективной массы М, а не

от эффективной массы пары частиц позволяет разделить эти эффекты, так как статистика Бозе-Эйнштейна проявляется, главным образом, в околопороговой области масс.

Такая зависимость параметра асимметрии А от эффективной массы М для пар π^- -мезонов $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^+$ исследовалась сотрудничеством Дубна-Москва-Тбилиси /134/ в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Для всей совокупности событий зависимости параметров A_L и A_U от М примерно одинаковы, но при $\Delta y < 0,2$ и $\Delta p_T^2 < 0,2$ (ГэВ/с)² в параметре асимметрии для $\pi^+\pi^-$ -пар наблюдается острый пик при $M=M_{\rho^0}$ (рис.67(а), (б)). Если распределения по азимутальному углу ϕ для всей совокупности событий оказываются весьма отличными для $\pi^+\pi^+$ и $\pi^+\pi^-$ -пар, то после удаления $\pi^+\pi^-$ -пар из полосы масс ρ^0 -мезона эти распределения в пределах статистики весьма подобны (рис.67(с)).

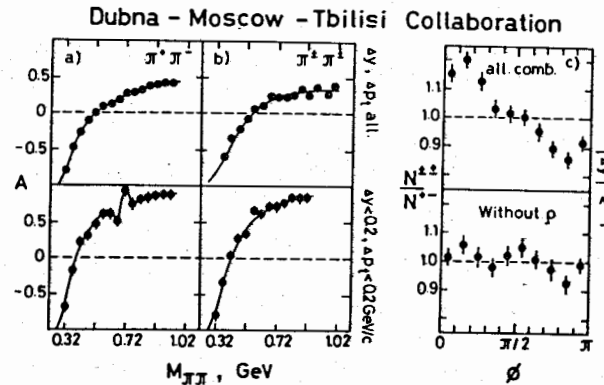


Рис.67 Параметр азимутальной асимметрии А для (а) $\pi^+\pi^-$ и (б) $\pi^+\pi^+$ -пар в зависимости от их эффективной массы М в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с; (с)-отношение азимутальных распределений для тождественных и разных пар для всех комбинаций и после удаления $\pi^+\pi^-$ -пар из полосы масс ρ^0 (из работы /134/).

Детальный анализ угловых корреляций в зависимости от эффективных масс рассматриваемых пар частиц проделан в π^-p -эксперименте при 16 ГэВ/с /135/, в котором исследовались 4- и 6-лучевые события и отдельные 4- и 6-частичные эксклюзивные реакции. В

этом эксперименте изучалась зависимость распределений по углу ϕ между импульсами двух частиц \vec{p}_1 и \vec{p}_2 от эффективной массы M этих частиц. В распределениях по эффективной массе $\pi^+\pi^-$ -мезонов в соответствующих выборках событий (рис.68) отчетливо наблюдаются пики в области масс ρ^0 - и f -мезонов в реакции $\pi^+p \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$, пик от ρ^0 -мезона в реакции $\pi^+p \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ и некоторая концентрация событий в области ρ^0 -мезона в полунклюзивных реакциях (рис.67(c) и (d)). Для того чтобы исследовать влияние угловых

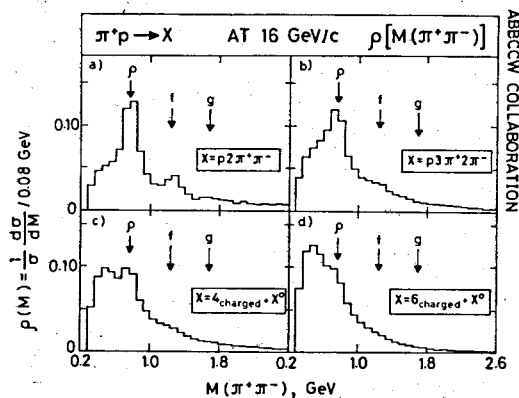


Рис.68 Спектры плотностей эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов в π^+p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с (из работы /135/).

переменных на спектры эффективных масс, рассматривалось среднее значение $\langle \cos\phi \rangle$ в виде функции от M . Оказалось, что зависимость $\langle \cos\phi \rangle$ от M для пар $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^+$ в значительной степени определяется кинематикой. Однако влияние конфигурации импульсов p_1 и p_2 частиц от распада резонансов на спектры эффективных масс действительно является разительным при исследовании разностей

$$d_{\pi\pi}(M) = \langle \cos\phi^{\pi^+\pi^-} \rangle_M - \langle \cos\phi^{\pi^+\pi^+} \rangle_M \quad (5.1.1)$$

для пионных пар (рис.69) и

$$d_{p\pi}(M) = \langle \cos\phi^{p\pi^+} \rangle_M - \langle \cos\phi^{p\pi^-} \rangle_M \quad (5.1.2)$$

для протон-пионных пар в зависимости от M . Замечательный факт состоит в том, что резонансы, такие как f и g , которые не видны

$$d_{\pi\pi}(M) = \langle \cos\phi, \pi^+\pi^- \rangle_M - \langle \cos\phi, \pi^+\pi^+ \rangle_M$$

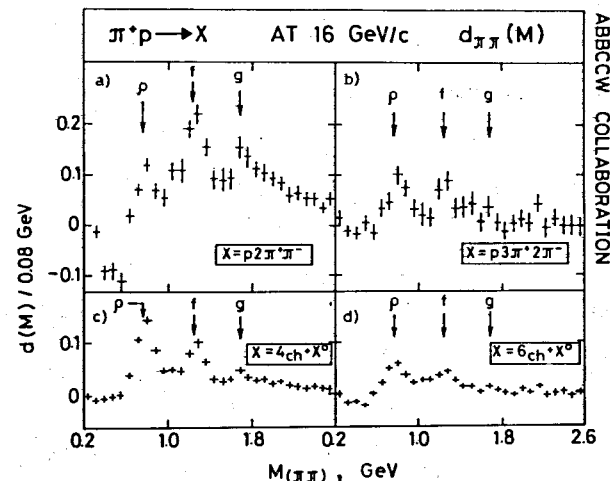


Рис.69 Зависимость величины $d_{\pi\pi}(M)$ (5.1.1) от эффективной массы пары пионов $\pi\pi$ в π^+p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с (из работы /136/).

(или практически не видны) в соответствующих распределениях эффективных масс, отчетливо наблюдаются в распределении величины $d_{\pi\pi}(M)$, как следует из сопоставления рис.68 и 69. Аналогичный эффект наблюдается и для величины $d_{p\pi}(M)$, где отчетливо виден пик от изобары $\Delta^{++}(1890)$, который не заметен в распределении по эффективной массе $p\pi^+$. Этот эффект связан с понятным уменьшением угла ϕ (увеличением $\langle \cos\phi \rangle_M$) между импульсами частиц, образующих резонанс с массой M , и его применение может оказаться очень полезным для выделения резонансов в многочастичных реакциях при высоких энергиях, где, в силу комбинаторики, выделение резонансов по спектрам эффективных масс представляет непростую задачу.

Таким образом, кажется разумным заключить, что угловые корреляции имеют главным образом кинематическое происхождение. Разница между комбинациями тождественных и разных заряженных частиц вне околороговой области, где интерференционные эффекты могут быть существенными, может быть объяснена образованием резонансов.

5.2. Пространственная структура событий

Рассмотрим теперь область вблизи порога инвариантных масс пар тождественных частиц, интерес к которой связан с возможностью измерения размеров области взаимодействия. Первое указание на возможность изучения пространственно-временных свойств источника эмиссии пионов было получено в связи с обнаружением угловой кластеризации тождественных пионов (в терминах угла θ между импульсами двух частиц), известной под названием GGLP-эффекта /I36/. В работе /I37/, представленной на тбилискую конференцию, была предпринята попытка измерить область Бозе-Эйнштейновских корреляций в единицах комptonовской длины волны пиона, т.е. так, как это было сформулировано GGLP /I36/, в $\pi^+\pi^-$ -эксперименте при 200 ГэВ/с. В этом эксперименте показано, что $\pi^+\pi^-$ -корреляции отличаются от $\pi^-\pi^-$ -корреляций только при малых значениях $t_{12}=(p_1-p_2)^2$. Эта разница объяснима, если область корреляций Бозе-Эйнштейна составляет $R = (1 \pm 0,25)$ фм.

Недавно Копылов и Подгорецкий /I38/ (см. также /I39, I40/) предложили изучать размеры области эмиссии пионов с помощью интерференции тождественных мезонов, испускаемых из разных частей излучающей области. Они показали, что конструктивная интерференция между такими мезонами существует даже тогда, когда они испускаются независимо друг от друга, причем ширина интерференционного максимума обратно пропорциональна размерам области. Интерференция должна наблюдаться при малых значениях переменных q_0 и q_t , определенных следующим образом:

$$q_0 = E_1 - E_2 \quad \text{и} \quad q_t = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot \vec{x},$$

где $\vec{x} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) / |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|$, ($q_t^2 \rightarrow M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2$ при $q_0 \rightarrow 0$), и измеряется экспериментально как отношение

$$N_L/N_B = 1 + (2J_1(q_t R) / (q_t R))^2 / (1 + (\tau q_0)^2), \quad (5.2.1)$$

где N_L - число пионов одинакового заряда и N_B - фон. Это выражение получено /I38/ в рамках статистической модели Померанчука, описывающей излучение пионов из массивного точечного центра с радиусом области эмиссии пионов R и временем жизни пионов τ .

Существование этого эффекта твердо установлено в нескольких экспериментах /I30, I41-I47/. Во всех экспериментах (как, например,

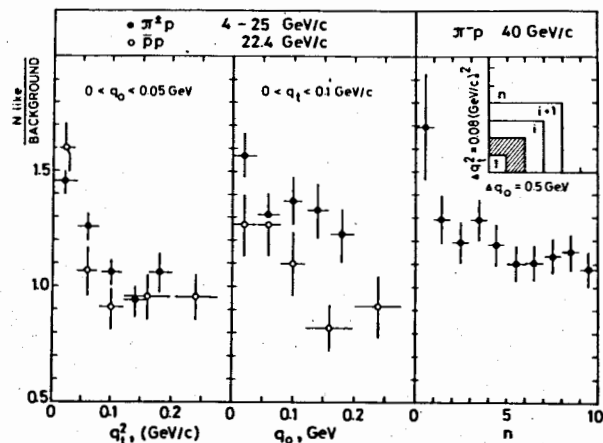


Рис.70 Отношения N_L/N_B (N_L - число пар тождественных пионов, N_B - фон, который в большинстве случаев представляет число пар $\pi^+\pi^-$ мезонов разного знака) в зависимости (а) от q_t^2 (при малых q_0) или (б) от q_0 (при малых q_t^2) или (с) от номера Γ -образной полосы.

показано на рис.70) наблюдается явное превышение числа пар тождественных пионов при малых значениях q_t^2 и q_0 , которое уменьшается с ростом q_0 и q_t^2 и, наконец, исчезает совсем. Влияние образования ρ^0 на распределения по q_t^2 и q_0 пренебрежимо мало в области малых q_t^2 и q_0 и сказывается на форме q_t^2 -распределения для пар мезонов разного заряда только при $q_t^2 \approx 0,40$ (ГэВ/с) 2 /I30/. Оценки величины радиуса взаимодействия R , полученные в нескольких экспериментах /I30, I41-I47/ при фите данных к формуле (5.2.1), приведены на рис.71. Все значения R для мезон-протонных взаимодействий в пределах ошибок согласуются со значением $R \approx 1$ фм, которое довольно близко к радиусу протона. Энергетическая зависимость при имеющейся точности, по-видимому, мала. Однако имеются некоторые указания на то, что радиус взаимодействия может отличаться для разных типов взаимодействий.

Характерное время излучения пионов τ , определенное по формуле (5.2.1), оказалось сравнительно небольшим (рис.72). Но в то время как в одних экспериментах $\sigma\tau < R$ /I42, I44, I47/, в других

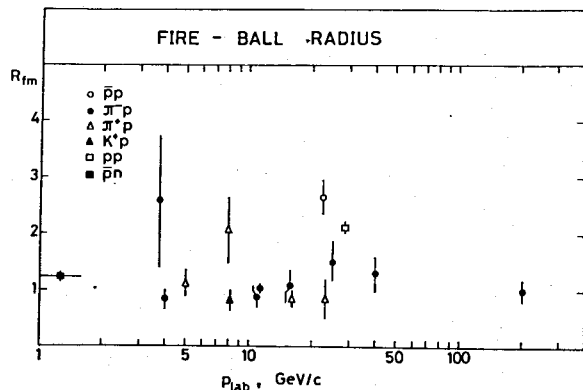


Рис.71 Радиус области эмиссии пионов (радиус "файербола"), определенный по формуле (5.2.1) в экспериментах /130,141-147/ при разных значениях P_{LAB} , и так, как это сформулировано GGIP в π^-p -эксперименте при 200 ГэВ/с /137/.

$c\tau > R$ /130,141,146/. Если $c\tau < R$, то это может означать, что $c\tau$ представляет, фактически, толщину "фотосферы" пионного источника, а не его время жизни /142/. Однако более детальное рассмотрение /138,148/ показывает, что влиянием "фотосферы" можно пренеб-

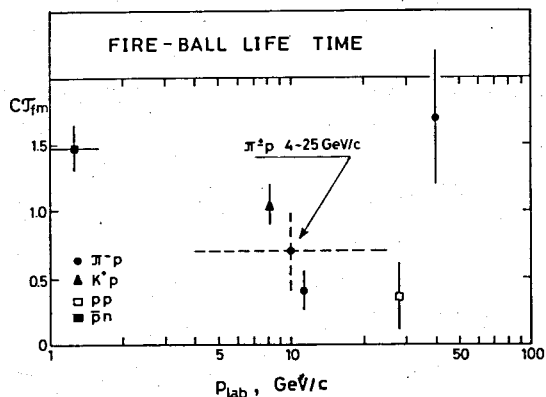


Рис.72 Время жизни пионного источника в единицах $c\tau$ (ферми) в зависимости от P_{LAB} .

речь по сравнению с влиянием кривизны самой поверхности "файербола". На сегодня эта дискуссия является, пожалуй, несколько отвлеченной, поскольку точность экспериментальных данных не позволяет однозначно определить, какое из двух условий $c\tau < R$ или $c\tau > R$ выполняется на самом деле. Известно только, что $c\tau \approx R$, и истинную интерпретацию параметра $c\tau$ удастся, по-видимому, определить только в будущих экспериментах с большей статистикой.

Другая возможность изучения пространственной структуры области взаимодействия возникла в связи с представлением прицельного параметра для неупругих реакций, развитым в работах /149-152/. В ряде экспериментов /154,155/ получены нижние границы для среднеквадратичного значения прицельного параметра для дифракционных каналов реакций и $\bar{p}p$ -аннигиляции. В работе /153/, представленной на тбилисскую конференцию, нижние границы b_L среднеквадратичного значения прицельного параметра

$$\langle b^2 \rangle = b_L^2 = \left\langle \sum_i^n (x_i^2 - r_i^2) / (2p_i^{\max}) \right\rangle^2 / \left\langle \sum_j^n x_i x_j \vec{r}_i \vec{r}_j \right\rangle \quad (5.2.2)$$

исследованы в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 5,7 ГэВ/с и $\bar{p}d$ -взаимодействиях в интервале импульсов от 4,72 до 14,6 ГэВ/с для когерентных процессов, реакций аннигиляции и других неупругих реакций. В (5.2.2) r_i - поперечный импульс i -ой частицы в конечном состоянии с $x_i = p_i / p_i^{\max}$, где p_i^{\max} -максимально возможное значение p_i , вычисленное для каждого сорта частиц, рождающихся в изучаемой реакции.

В эксперименте показано, что при фиксированной энергии значения прицельного параметра b_L убывают с ростом числа вторичных частиц в реакциях аннигиляции и других некогерентных реакциях. Для когерентного канала $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d \pi^+ \pi^-$ значения прицельного параметра b_L убывают с ростом первичного импульса (рис.73), но растут для некогерентных реакций (например, реакции $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p \pi^-$). Такая же тенденция была обнаружена и ранее при исследовании реакций $pp \rightarrow pp \pi^+ \pi^-$ (рис.73) и $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \pi^+ \pi^-$ /154/. Граничные значения прицельного параметра для когерентных реакций оказались примерно в 2-3 раза выше, чем для других реакций и во много раз больше (примерно в 10 раз), чем в аннигиляционных каналах. Таким образом, аннигиляция $\bar{p}p$ в мезоны оказывается более центральным процессом, нежели другие неупругие реакции. Этот вывод согласуется с более ранними результатами и, по-видимому, указывает на то,

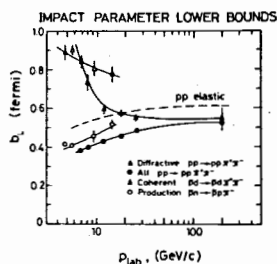


Рис.73 Нижняя граница прицельного параметра для нескольких реакций в зависимости от P_{LAB} (из работ /153,154/).

тор прицельного параметра. Предложено много методов для измерения степени такой возможной выстроенности частиц. В одном из них /156/ вводится главная ось, определяемая направлением, для которого сумма квадратов поперечных импульсов всех вторичных частиц минимальна. Главные оси определяются как собственные векторы $\vec{z}(k)$ матрицы

$$Q^{\alpha\beta} = \sum_i^n p_i^\alpha p_i^\beta,$$

где суммирование проводится по всем частицам в конечном состоянии в событии, а α и β означают компоненты трехимпульса \vec{p}_i . Собственные значения $\lambda_k = \sum_i (\vec{p}_i \cdot \vec{z}(k))^2$ полностью описывают конфигурацию

конечного состояния в пространстве импульсов и упорядочены так, что $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$. Определенная таким образом система главных осей показана на рис.74.

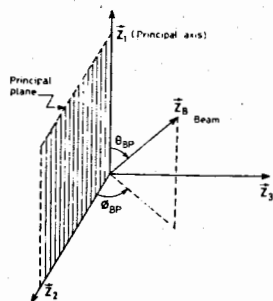


Рис.74 Система главных осей.

Сотрудничеством СССР-Франция и СССР-ЦЕРН /157/ действительно обнаружена выстроенность вторичных частиц и первичного K^+ -мезона в реакциях $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ и $K^+p \rightarrow K^+p2\pi^+2\pi^-$ при 32 ГэВ/с в определенной таким образом главной плоскости. Это видно из рис.75, на котором показаны

распределения по азимутальным углам первичного K^+ -мезона и вторичных частиц в этих реакциях. Степень этой выстроенности по предварительным оценкам оказывается несколько большей, чем можно ожидать из соотношения ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$). Еще более удивительным оказывается поведение дифференциальных сечений этих реакций $d\sigma/d\cos\theta_{BP}$ и $d\sigma/d\cos\alpha$ (рис.76), где θ_{BP} -угол рассеяния первичного K^+ -мезона

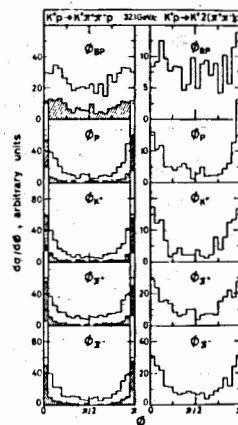


Рис.75 Распределения по азимутальным углам ϕ в системе главных осей для первичного K^+ -мезона (ϕ_{BP}) и вторичных частиц в реакциях $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ и $K^+p \rightarrow K^+p2\pi^+2\pi^-$ при 32 ГэВ/с (из работы /157/).

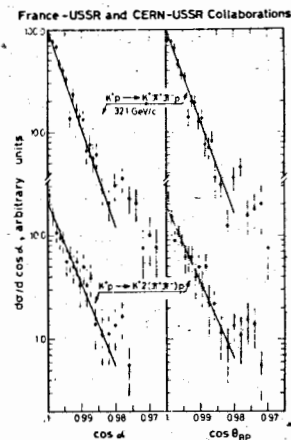


Рис.76 Дифференциальные сечения $d\sigma/d\cos\theta_{BP}$ и $d\sigma/d\cos\alpha$, где θ_{BP} и α -углы первичного K^+ -мезона в системе главных осей в реакциях $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ и $K^+p \rightarrow K^+p2\pi^+2\pi^-$ при 32 ГэВ/с (из работы /157/).

в системе главных осей (т.е. аналог угла рассеяния в с.ц.м. для упругой реакции), а α - обобщенный угол рассеяния, определяемый как угол между направлением первичного K^+ -мезона и этим же направлением, но повернутым матрицей $Q^{\alpha\beta}$. Мы видим, что дифференциальные сечения при малых углах рассеяния оказываются экспоненциальными со значениями параметров экспоненциальных наклонов:

$$V_{\alpha} = 205 \pm 10 \quad V_{\theta} = 204 \pm 10 \quad \text{для } K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$$

$$V_{\alpha} = 175 \pm 25 \quad V_{\theta} = 168 \pm 24 \quad \text{для } K^+p \rightarrow K^+p2\pi^+2\pi^-,$$

которые довольно близки к соответствующему значению параметра наклона $V_{e1} = 195 \pm 9$ в экспоненциальной параметризации распределения $d\sigma/d\cos\theta$ упругого K^+p -рассеяния при этой же энергии. Это означает, что описание многочастичных конечных состояний в переменных главных осей очень похоже на описание упругого рассеяния. Этого можно было ожидать для реакции $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$, в которой при 32 ГэВ/с доминируют дифракционные каналы и еще заметен вклад от квазидвухчастичных процессов (рис.77(a)). Действительно, пара-

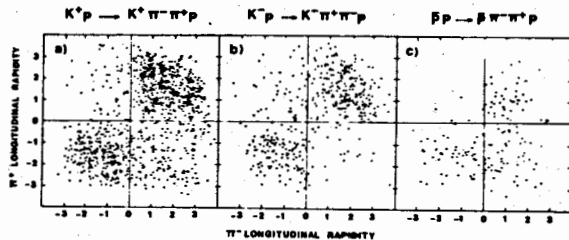


Рис.77 Зависимость быстроты (в с.ц.м.) π^+ -мезона от быстроты π^- -мезона в реакциях $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$, $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ и $p p \rightarrow p p\pi^+\pi^-$ при 32 ГэВ/с⁴⁰⁷.

метр V_{α} для этой реакции несколько выше, чем V_{e1} , что отражает хорошо известный факт о большем наклоне $d\sigma/dt$ в дифракционных и квазидвухчастичных каналах реакций по сравнению с упругим рассеянием. Однако близость значений параметров наклона V в упругом рассеянии и реакции $K^+p \rightarrow K^+p2\pi^+2\pi^-$ является достаточно неожиданной. Это явление требует дальнейшего уточнения, особенно в реакциях с большой множественностью.

6. Выводы

В заключение я хотел бы кратко сформулировать основные результаты, полученные при изучении инклюзивных и многочастичных реакций в затронутой в настоящем обзоре области исследований.

1. Гипотеза предельной фрагментации, сформулированная Янгом с сотрудниками, не выполняется во всей области доступных энергий, но совместима с имеющимися данными при максимально доступных энергиях, где в разных экспериментах она выполняется с точностью от 3 до 20%.

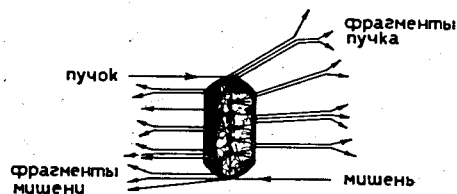
2. Точный характер энергетической зависимости инклюзивных сечений для реакций с экзотическими квантовыми числами во фрагментационной области, как и его связь с экзотичностью комбинаций ab , $ab\bar{c}$, $a\bar{c}$, все еще не до конца понята, особенно при максимальных энергиях, и требуют проведения дальнейших экспериментальных исследований с хорошей статистикой. Энергетическая зависимость инклюзивных реакций с неэкзотическими квантовыми числами согласуется с предсказаниями Миллер-Реджевской феноменологии.

3. Факторизуемость ведущих реджевских особенностей установлена для ряда инклюзивных реакций с точностью не хуже 10% и при малых переданных импульсах выполняется даже с лучшей точностью (5%) вплоть до энергий НК ЦЕРНа. Однако обнаружено заметное нарушение факторизуемости упругого и неупругого дифракционных процессов, которое отчетливо наблюдается при $-t < 0,5(\text{ГэВ}/c)^2$ и, по-видимому, связано с аномальным поведением упругого рассеяния.

4. Твердо установлено драматическое нарушение скейлинга в центральной области (скейлинга Фейнмана) даже при максимальных энергиях НК ЦЕРНа. Тенденция экспериментальных данных совместима с двухреджеонным формализмом, т.е. с существованием асимптотического предела при $s \rightarrow \infty$, но и не исключает беспредельного роста сечений. В этой связи я хотел бы еще раз напомнить о том, что масштаб энергии в центральной области есть \sqrt{s} , по сравнению с \sqrt{s} во фрагментационной области. Поэтому не исключено, что при более высоких энергиях мы столкнемся с совершенно непредсказуемыми явлениями в центральной области. Совершенно ясно, что необходимы ускорители нового поколения с энергиями ≥ 2 ТэВ и накопительными кольцами для исследования этих явлений и выбора одной из возможностей: существования асимптотического предела или бесконечного роста сечений в центральной области.

5. Намечился определенный прогресс в установлении связи глубоконеупругих взаимодействий лептонов (и лептонов с адронами) с адрон-адронными взаимодействиями. Это позволяет надеяться, что в перспективе нам удастся разобраться во взаимодействиях не только точечных, но и "одетых в шубу" адронных взаимодействий частиц.

6. Экспериментально доказано, что большая часть наблюдаемых в конечном состоянии частиц образуется в результате распада резонансов. Поэтому качественная картина адрон-адронных взаимодействий выглядит следующим образом:



в соответствии с предсказаниями наивных кварковых моделей. Однако в количественном отношении предсказания кварковых моделей расходятся с экспериментальными данными на фактор ≈ 2 .

7. Получены веские доказательства, что короткодействующие эффекты в двухчастичных корреляциях в основном обусловлены обильным рождением резонансов.

Автор благодарен В.В.Анисовичу, Э.П.Кистеневу, А.К.Лиходеду, А.А.Логунову и В.М.Шехтеру за многие полезные обсуждения. Он особенно признателен А.К.Лиходеду за интересные предложения и многочисленные дискуссии. Мне приятно поблагодарить Л.Н.Герджокова, О.Г.Чикилева, В.А.Уварова и других сотрудников моей лаборатории за помощь в компиляции данных, а Г.В.Павловскую и В.А.Баранова за эффективную помощь в подготовке иллюстраций.

Литература*

1. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili, Nguen Van Hieu, Phys.Letters, 25B (1967)611; A.A.Logunov, Nguen Van Hieu, Topical Conference on High-Energy Collisions of Hadrons, CERN 68-7, v.II (1968).
2. Yu.B.Bushnin et al, IHEP-CERN Collaboration, Phys.Letters, 29B(1969)48; Phys.Letters, 30B (1969)506.
3. D.B.Smith, R.J.Sprafka, J.A.Anderson, Phys.Rev.Letters, 23(1969)1064.
4. J.Benecke, T.T.Chan, C.N.Yang, E.Yen, Phys.Rev., 188 (1969)2159.
5. R.P.Feynman, Phys.Rev.Letters, 23(1969)1415.
6. P.V.Chliapnikov, Rapporteur's talk at the XVIII-th Intern. Conference on High Energy Physics, Tbilisi (1976).
7. K.Zalewski, Rapporteur's talk at the XVII-th International Conference on High Energy Physics, London (1974).
8. K.Böckmann, Rapporteur's talk at the Intern.Conf. on H.-E. Physics, Palermo (1975).
9. N.A.McCubbin, Rapporteur's talk at the Intern.Conf. on H.-E. Physics, Palermo (1975).
10. M.Boggild and T.Ferbel, Ann. Reviews of Nucl.Sci., 24 (1974).
11. J.Whitmore, Phys.Reports, 10C (1974)273.
12. V.V.Ammosov et al, IHEP, Report M-26 (1976).
13. A.Sheng et al, Phys.Rev., D11 (1975)17.
14. K.Yaeger et al, Phys.Rev., D11 (1975)2405.
15. C.Cochet et al, France-USSR and CERN-USSR Collaboration, paper 1034(A2-89).

*) При ссылках на работы, представленные на XVIII Международную конференцию по физике высоких энергий, Тбилиси (15-21 июля 1976), указывается фамилия автора и/или название института или сотрудничества, порядковый номер работы и (в скобках) номер работы на параллельной сессии.

16. J.Hanton et al, France-USSR, CERN-USSR Collaborations, paper 1035(A2-90).
17. B.V.Batyunya et al, Alma-Ata-Dubna-Helsinki-Moscow-Prague-Kosice Collaboration, paper 159(A2-11).
18. M.T.Regan et al, Liverpool-Stockholm Collaboration, paper 682(A2-63).
19. P.S.Gregori et al, Liverpool-Stockholm Collaboration, paper 683(A2-102).
20. N.S.Amaglobeli et al, Tbilisi-Dubna-Minsk Collaboration, paper 1078(A2-122).
21. W.W.Neale, invited talk at the Intern.Conference on High Energy Physics, Palermo(1975).
22. D.Bertrand et al, Brussels-CERN-London-Mons-Orsay Collaboration, paper 722(A2-67).
23. D.Bogert et al, FNAL-Florida Collaboration, paper 199(A2-33).
24. Yu.A.Budagov et al, Dubna-Tbilisi-Kosice-Erevan-Minsk Collaboration, paper 811(A2-82).
25. P.V.Chliapnikov et al, France-URSS, CERN-USSR Collaborations, paper 1167(A2-127).
26. P.V.Chliapnikov et al, Birmingham-Brussels-CERN-Mons Collaboration, paper 1060(A2-75).
27. H.G.Kirk et al, Aachen-Berlin-CERN-London-Vienna Collaboration, paper 695(A2-68).
28. B.Musgrave et al, Argonne-Brussels-Kansas-Michigan-Tufts Univ. Collaboration, paper 366(A2-59).
29. P.V.Chliapnikov, invited talk at the Intern.Conference on High Energy Physics, Palermo (1975).
30. A.Givernaud et al, France-USSR, CERN-USSR Collaboration, paper 1161(A1-10).
31. J.I.Arestov et al, France-USSR, CERN-USSR Collaboration, paper 207(A2-37).
32. R.Stroynowski, Rapporteur's talk at the VI Intern.Colloquium on Multiparticle Reactions, Oxford (1975).
33. T.Ferbel, Proceedings of the Summer Institute on Particle Physics, SLAC REPORT 179, v.II(1974),175.
34. J.Whitmore et al, Phys.Letters,60B(1976)211.
35. Chan Hong-Mo et al, Phys.Rev.Letters,26(1971)672.
36. H.I.Miettinen, Phys.Letters,38B(1972)431.
37. A.H.Mueller, Phys.Rev.,D2(1970)2963.
38. O.V.Kancheli, JETP Letters,11(1970)397.
39. G.Ciapetti et al, Nucl.Phys.,B89(1975)365.
40. R.Barloutaud, Invited talk at Tbilisi conference.
41. E.W.Beier et al, Pennsylvania, paper 402(A2-58).
42. R.E.Hendrick et al, Phys.Rev.,D11(1975)536.
43. R.K.Garnegie et al, SLAC, paper 289(A2-55).
44. W.Lockman et al, California-Saclay Collaboration UCLA-1104 (1976), paper 1210 (A1-163).
45. J.Pumplin, Phys.Rev., D8(1973)2899.
46. A.A.Logunov et al, IHEP 74-66, Serpukhov(1974).
47. A.N.Tolstenkov, paper 791(A5-2).
48. P.V.Chliapnikov, IV Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna (1975), 32.
49. P.V.Chliapnikov et al, Phys.Letters,60B(1976)218.
50. J.F.Gunion, Phys.Rev.,D11(1975)1796;
M.B.Green, M.Jacob, P.V.Landshoff, Nuovo Cimento 29A(1975)123.
51. A.K.Likhoded, A.N.Tolstenkov, IHEP 75-88(1975) Serpukhov.
52. T.K.Gaisser, F.Halzen, Phys.Rev.,D11(1975)3157.
53. D.Silvers, *ibid.*, 3253 and Nucl.Phys.,B106(1976)95.
54. A.M.Rossi et al, Nucl.Phys.,B84(1975)269.
55. K.Blokzijl et al, Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford Collaboration, paper 279(A2-78).
56. Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford Collaboration, paper 276(A2-51).
57. Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford Collaboration, paper 278(A2-52).
58. T.J.Devlin, paper 332(A2-57).
59. A.A.Logunov, L.D.Soloviev, A.N.Tavkhelidze, Phys.Letters, 24B(1967)181;
P.Freund, Phys.Rev.Letters,20(1968)235;
H.Harary, Phys.Rev.Letters,20(1968)1395.
60. I.V.Ajinenko et al, Birmingham-Brussels-CERN-Mons-Serpukhov Collaboration, paper 200(A2-34).
61. K.Guettler et al, British-Scandinavian-MIT Collaboration, paper 114(A2-39).
62. K.Guettler et al, British-Scandinavian-MIT Collaboration, paper 1121(A2-113).
63. B.Apel et al, Nucl.Phys.,B100(1975)237.
64. H.Cheng, T.T.Wu, Phys.Letters,45B(1973)367.

65. Chan Hong-Mo et al, Phys.Letters. 40B(1972)406.
66. M.N.Kobrinisky, A.K.Likhoded, A.N.Tolstenkov, Yad. Fiz., 20(1974)775.
A.K.Likhoded, A.N.Tolstenkov, IHEP Preprint 74-51(1974).
67. R.Windmolders et al, Yad. Fiz., 22(1975)1014.
68. P.V.Chliapnikov et al, Nucl.Phys., B97(1975)1.
69. V.Blobel et al, Nucl.Phys., B69(1974)454.
70. T.Ferbel, Phys.Rev., D8(1973)2321.
71. V.V.Ezhela, A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili IHEP 72-1(1971) Serpukhov.
72. P.V.Chliapnikov et al, Phys.Letters, 52B(1974)375.
73. I.V.Ajinenko et al, IHEP Preprint M-30(1976) Serpukhov.
74. V.V.Babintsev et al, France-Soviet Union and CERN-Soviet Union Collaborations, paper 204(A2-35).
75. T.Stewart et al, Durham-Lodz Collaboration, paper 194(A2-29).
76. S.N.Vernov et al, paper 778(A2-110).
77. V.P.Pavluchenko et al, paper 169(A2-2).
78. V.K.Budilov et al, "Pamir" Collaboration, paper 169(A2-1).
79. N.N.Roinishvili, minirapporteur's talk at Tbilisi Conference.
80. N.N.Biswas et al, Notre Dame-Duke Univ.-Toronto-McGill Univ. Collaboration, paper 1026(A2-87).
81. N.Angelov et al, Dubna 2m Propane BC Collaboration, paper 868(A2-86).
82. R.E.Ansorge, Cambridge-Kraców-Warsaw and Davis-Kraców-Seattle-Warsaw Collaborations, paper 1003(A2-73).
83. J.Bartke et al, Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg-Warsaw Collaboration, paper 196(A2-31).
84. V.V.Anisovich, V.M.Shekhter, Nucl.Phys. B55(1973)455.
85. J.D.Bjorken, G.R.Farrar, Phys.Rev. D9(1974)1449.
86. A.K.Likhoded et al, IHEP 76-2 Serpukhov (1976).
87. U.Gensch et al, France-USSR, CERN-USSR Collaborations, paper 206(A2-36).
88. M.De Beer et al, France-USSR, CERN-USSR Collaborations, paper 1168(A2-128).
89. V.V.Anisovich, M.N.Kobrinisky, V.I.Povsun, paper 85(A3-5).
90. D.Fong et al, Phys.Letters 60B(1975)124.
91. R.Singer et al, Phys.Letters 60B(1976)385.
92. P.V.Chliapnikov et al, Nucl.Phys. B37(1972)336.

93. K.Paler et al, Nucl.Phys. B96(1975)1.
94. Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-London-Vienna-Warsaw Collaboration, paper 663(A2-105).
95. M.Deutschmann et al, Nucl.Phys. B103(1976)426.
96. Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg-Warsaw Collaboration, paper 664(A2-104).
97. Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-London-Vienna-Warsaw Collaboration, paper 186(A2-27).
98. V.Blobel et al, Phys.Letters 48B(1974)73; Nucl.Phys.B69(1974)237; Preprint Bonn HE 76-9 (1976).
99. J.C.M.Armitage et al, CHM Collaboration, paper 347(A2-72)
100. F.W.Büsser et al, Phys.Letters 55B(1975)232.
101. V.Blobel et al, Phys.Letters 59B (1975)88.
102. Yu.M.Antipov et al, IHEP 76-42 Serpukhov(1976).
103. V.Matveev, R.Muradyan, A.Tavkhelidze, Lett.Nuovo Cimento 7(1973)719.
104. M.L.Mallary et al, Northeastern Univ., paper 138(N1-18).
105. R.A.Donald et al, Phys.Letters 61B(1976)210.
106. Rutherford-Ecole Polytechnique-Saclay Collaboration, paper 71(A1-70).
107. R.Baldi et al, Geneva Univ., paper 728(A1-135).
108. V.G.Kartvelishvili et al, paper 631(N3-14).
109. S.D.Ellis, M.B.Einhorn, C.Quigg, paper 953(N3-35).
110. D.Brick et al, 30-inch-bubble chamber-proportional-wire-chamber hybrid spectrometer Collaboration, paper 1050(A2-88).
111. Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg-London-Vienna-Warsaw Collaboration, paper 198(A2-32).
112. W.Lockman et al, Univ.California-Aachen-CERN Collaboration, paper 1201(A2-108).
113. M.Bardadin-Otwinowska et al, Nucl.Phys. B72(1974)1.
114. P.V.Chliapnikov et al, Nucl.Phys. B91(1975)413; Phys.Letters 55B(1975)237.
115. H.Voorhuis et al, Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford Collaboration, paper 277(C3-24).
116. W.J.Robertson et al, Phys.Rev. D7(1973)2554.
117. J.Hanlon et al, FERMILAB-PUB-76/28-EXP (1976).
118. M.Bardadin-Otwinowska et al, paper submitted to the International Conf. on Elementary Particles, Palermo (Italy) 1975.

119. P.V.Chliapnikov et al, Nucl.Phys. B105(1976)510.
120. Aachen-Berlin-CERN-London-Vienna Collaboration, paper 144(A2-111).
121. M.Bardadin-Otwinowska et al, Nucl.Phys. B98(1975)418.
122. P.Gizbert-Studnicki, A.Golemo, Lett. al Nuovo Cimento IV(1970)473.
123. Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford Collaboration, paper 272 (A2-50).
124. H.Abramowicz et al, Nucl.Phys. B105(1976)222.
125. D.Denegri et al, Saclay-Ecole Polytechnique-Rutherford Collaboration, paper 73(A1-72).
126. V.P.Kenney et al, Notre Dame-Durham-Canada-Iowa-Maryland-Michigan Collaboration, paper 1023(A2-103).
127. C.B.Chiu, K.-H.Wang, papers 357(A3-24) and 358(A3-25).
128. A.M.Gershkovich, I.M.Dremin, Reports on Physics, FIAN N1(1976)1.
129. P.Darriulat, Rapporteur's talk at the VI Intern.Colloquium on Multiparticle Reactions, Oxford(1975).
130. G.Borreani et al, Torino, paper 112(A2-66).
131. A.Quareni-Vigundelli et al, Bologna-Firenze-Genova-Milano-Oxford-Pavia Collaboration, paper 1202(A2-117).
132. Alma-Ata-Bucharest-Budapest-Cracow-Dubna-Hanoi-Moscow-Sofia-Tashkent-Tbilisi-Ulan Bator-Warsaw Collaboration, Phys. Letters 48B(1974)277; G.Ranft et al, Nucl.Phys. B86(1975)63.
133. G.Bromberg et al, Phys.Rev. D9(1974)3100.
134. N.Angelov et al, Dubna-Moscow-Tbilisi Collaboration, paper 205(A2-106).
135. Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg-Warsaw Collaboration, paper 1070(G2-53).
136. G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Lee, A.Pais. Phys. Rev. 120 (1960)300.
137. N.N.Biswas et al, Notre Dame-Duke Univ.-Toronto-Monreal Collaboration paper 1022(A2-107).
138. G.I.Kopylov and M.I.Podgoretsky, Yad.Phys. 15(1972)392; 18(1973)656; 19(1974)434; G.I.Kopylov, Phys. Letters 50B (1974)472.
139. E.V.Shuryak, Phys.Letters 44B(1973)387.
140. G.Cocconi, Phys.Letters 49B(1974)459.
141. F.Grard et al, Nucl.Phys. B102(1976)221.

142. M.Deutschmann et al, Nucl.Phys. B103(1976)198 and paper 197(A2-24).
143. J.Canter et al, Preprint BNL-20516(1975).
144. Y.D.Bayukov et al, Preprint ITEP(1976) Moscow.
145. N.Angelov et al, Dubna-Moscow-Tbilisi Collaboration, paper 205(A2-106).
146. V.V.Filippova et al, Alma Ata-Dubna-Helsinki-Kosice-Moscow-Prague Collaboration, paper 160(A2-10).
147. A.Calligarich et al, Pavia-Bologna-Firenze-Genova-Milano-Oxford Collaboration, paper 1090(A2-114).
148. G.I.Kopylov and M.I.Podgoretsky, paper 1007(A2-120).
149. V.G.Grishin, V.I.Ogievetski, Nucl.Phys. 18(1960)516.
150. M.I.Shirokov, JETP 42(1962)173.
151. A.A.Logunov, Nguen Van Hieu, Theor.Mat.Phys.1(1969)375.
152. B.R.Webber, Phys.Letters 49B(1974)474.
153. H.Braun et al, Strasbourg, paper 377(A2-109).
154. B.R.Webber, D.M.Chew, M.J.Counihan, H.Yuta, Nucl.Phys. B97(1975)317.
155. G.Warren et al, Nucl.Phys. B97(1975)381.
156. M.J.Counihan, Phys.Letters 59B(1975)367.
157. I.V.Ajinenko et al, France-USSR and CERN-USSR Collaborations, paper 1162(A1-49).
158. J.Saudraix et al, France-USSR and CERN-USSR Collaborations, paper 1165(A1-120).
159. J.G.Rushbrooke et al, Phys.Letters 59B(1975)303.
160. Y.Eylon, H.Harari, Nucl.Phys. B80(1974)349.
161. F.W.Busser et al, Phys.Letters 61B(1976)309.
162. Scandinavian Bubble Chamber Collaboration, paper 116(A2-54).
163. W.Ko, minirapporteur's talk at the XVII Intern.Conf. on High Energy Physics, London (1976).
164. W.Ko, Phys.Rev. Letters 28(1972)935.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1977 года.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. Введение	3
2. Полные инклюзивные сечения	4
3. Подход к скейлингу	9
3.1. Подход к скейлингу во фрагментационной области	9
3.2. Трехреджеонная область	25
3.3. Подход к скейлингу в центральной области	31
4. Инклюзивное образование резонансов	41
4.1. Инклюзивное образование мезонных резонансов	42
4.2. Инклюзивное образование барионных резонансов	58
5. Двухчастичные корреляции	66
5.1. Угловые корреляции	69
5.2. Пространственная структура событий	74
6. Выводы	80
Литература	83