

ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ И СТРУЙ АДРОНОВ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРА АДРОНОВ

В. Г. Гришин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре приведены основные результаты исследований рождения резонансов в соударениях адронов и в глубоконеупругих лептон-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях. Показано, что во всех процессах среди вторичных частиц доминируют резонансы, которые дают прямую информацию о динамике сильных взаимодействий кварков. Обсуждаются характеристики струй адронов, образованных в соударениях адронов, e^+e^- -аннигиляции и в глубоконеупругих взаимодействиях. В первом приближении они одинаковы и не зависят от типа взаимодействия. Теоретическая интерпретация интенсивного образования резонансов и универсальности струй адронов рассматривается в рамках аддитивной кварковой модели, которая удовлетворительно описывает переход адронов в кварки и кварков в адроны. Отсюда следуют существование двух характерных размеров адронов $\left[r_N \sim \frac{1}{2m_\pi} \text{ и } r_q \sim \frac{1}{m_N} \right]$ и правила кварковой статистики для переходов кварков в адроны на больших расстояниях, где неприменима квантовая хромодинамика.

In this review main results are presented of studies of resonance production in hadron collisions and deep-inelastic lepton-nucleon interactions at high energy. It is shown that in all processes among secondary particles there dominate resonances which give direct information on the dynamics of strong interactions of quarks. Characteristics are discussed of hadron jets produced in hadron collisions, e^+e^- -annihilation and deep-inelastic interactions. To a first approximation they are similar and independent of the type of interaction. A theoretical interpretation of the intensity of resonance production and the universality of hadron jets is considered in the framework of an additive quark model which satisfactorily describes the transition of hadrons to quarks and quarks to hadrons. Hence it follows that there are two characteristic sizes of hadrons $\left(r_q \sim \frac{1}{m_N}, r_N \sim \frac{1}{2m_\pi} \right)$ and the rules of quark statistics for quark transition to hadrons at large distances, where quantum chromodynamics is inapplicable.

ВВЕДЕНИЕ

В соударениях частиц высоких энергий ($E \gtrsim 10$ ГэВ), как правило, рождается много вторичных адронов. Их характеристики отражают как сам характер взаимодействия, так и структуру первичных объектов. Открытие кварковой структуры адронов и объединение слабых и электромагнитных взаимодействий позволили рассматривать все типы соударений частиц как результат взаимодействия лептонов и кварков [1, 2]. В связи с этим представляет интерес рассмот-

реть совместно процессы множественного рождения частиц в адронных, лептон-адронных и лептонных соударениях [3—16].

Множественное рождение частиц в адронных столкновениях изучается уже более тридцати лет. Сначала это были эксперименты с космическими лучами [3], а затем в 60-х годах начались исследования на ускорителях в СССР, США и Швейцарии ($E \leq 2$ ТэВ) [4—12]. За прошедшее время получено огромное число экспериментальных данных о характеристиках вторичных долгоживущих или стабильных частиц (π , K , η , N , Λ , Σ , Ξ , Ω^-), образованных в адронных взаимодействиях *. Они подробно обсуждаются в обзорах [4—12].

Однако с накоплением данных по множественным процессам постепенно становилось все более ясно, что изучаемые вторичные долгоживущие адроны в большинстве своем являются продуктами распада короткоживущих состояний (резонансов) с временем жизни 10^{-21} — 10^{-23} с. Сначала это были косвенные указания: обнаружение близких корреляций для пионов разного знака ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$), относительно большие поперечные импульсы вторичных пионов и т. п. [5, 7]. В 1976 г. появились и первые прямые измерения интенсивности рождения легких мезонных резонансов (ρ , ω , f) в инклюзивных процессах, которые показали, что более 50% вторичных пионов являются продуктами распада этих резонансов [5—7].

Столь относительно позднее обнаружение обильного рождения резонансов при высоких энергиях ($E \geq 10$ ГэВ) связано в основном с методическими причинами (см. разд. 1). Действительно, современные методы регистрации частиц (ядерные эмульсии, пузырьковые камеры, электронные установки) имеют пространственное разрешение 1—100 мкм, что позволяет изучать непосредственно лишь характеристики рождения вторичных частиц с временами жизни $\tau \geq 10^{-14}$ с ($c\tau \geq 10^{-4}$ см), т. е. пионов, K -мезонов и барионов с $\tau \geq 10^{-14}$ с. По их характеристикам, используя известную кинематику и динамику распадов резонансов, в принципе, можно восстановить характеристики рождения последних (см. разд. 2, 3) [17].

Обильное образование резонансов во множественных процессах показывает, что изучаемые в течение многих лет характеристики вторичных долгоживущих адронов в значительной степени определяются не динамикой процессов, а известной кинематикой распадов резонансов.

В связи с этим в настоящем обзоре главное внимание будет уделено экспериментальным результатам по образованию резонансов как более непосредственной информации о динамике и структуре адронов (см. разд. 2, 3). Поэтому мы не будем рассматривать закономерности рождения долгоживущих адронов (КНО-скейлинг, фейнмановский скейлинг, корреляционные явления и т. п.), которые подробно обсуждаются в целом ряде обзоров [5—8].

* Мы не будем обсуждать рождение очарованных частиц, вероятность образования которых мала по сравнению с обычными и странными адронами.

С точки зрения интерпретации полученных результатов представляет интерес рассмотреть их в рамках полуфеноменологической кварк-партонной модели, объединяющей как жесткие, так и мягкие соударения адронов (см. разд. 4). Теоретической основой этой модели для жестких соударений является квантовая хромодинамика (КХД), которая, однако, не дает определенных предсказаний о фрагментации кварков в адроны, и характеристики этого процесса берутся из экспериментальных данных [1, 2]. Для мягких соударений, когда вторичные адроны имеют небольшие поперечные импульсы ($p_{\perp} \ll 1 \text{ ГэВ}/c$), КХД неприменима, и в этом случае широко используются феноменологические модели, учитывающие кварк-партонную структуру адронов. В этом отношении мы отдадим предпочтение аддитивной кварковой модели (АКМ), на основе которой в 1973 г. было предсказано обильное рождение резонансов, обнаруженное экспериментально лишь в 1976 г. [5, 7, 18—20].

Изучение характеристик вторичных адронов в слабых и электромагнитных взаимодействиях частиц высоких энергий только началось [13—16]. Получены лишь первые результаты о рождении резонансов в этих процессах, которые показывают, что их доля велика, как и в адронных соударениях (см. разд. 3). Кроме того, именно в этих процессах наиболее четко проявляются кварковая природа сильных взаимодействий и динамика переходов кварков на больших расстояниях в адроны, что не может быть описано в рамках КХД. Поэтому мы рассмотрим имеющиеся данные по характеристикам струй адронов, образованных в глубоконеупругих лептон-нуклонных соударениях и в e^+e^- -аннигиляции (см. разд. 3).

В заключение суммируются основные результаты исследований рождения резонансов и струй адронов при высоких энергиях.

1. МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ВЫДЕЛЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Наиболее общим способом изучения рождения резонансов при высоких энергиях является анализ распределений вторичных частиц по их эффективным массам (M) в инклюзивных процессах типа

$$a + b \rightarrow c + d + X, \quad (1)$$

где X означает любой возможный набор вторичных частиц, сопровождающих c и d . В случае если частицы c и d являются продуктами распада резонанса (R), то реакция (1) протекает в две стадии

$$a + b \rightarrow R + X \rightarrow c + d + X, \quad (2)$$

и в распределении по M (c , d) будет наблюдаться пик, соответствующий массе (M_R) и ширине [$\Gamma(R)$] резонанса. Этот пик описывается известной формулой Брейта — Вигнера (БВ) [17]:

$$\text{БВ}(M) = \frac{M^2}{q} \frac{M_R \Gamma}{(M^2 - M_R^2)^2 + M_R^2 \Gamma^2}, \quad (3)$$

$$\Gamma = \Gamma_R (q/q_R)^{2l+1} (M_R/M), \quad (4)$$

где M_R , Γ_R — масса и ширина резонанса; l — орбитальный момент распадных частиц; q — их импульс в системе покоя резонанса и q_R — импульс при $M = M_R$. Иногда используются другие выражения для описания резонансов [17], все они при современной точности экспериментальных данных дают близкие значения $\sigma(R)$.

Для измерения сечений образования резонансов $[\sigma(R_i)]$ в реакциях (1) и (2) необходимо определить не только M_R и Γ_R , но и распределение фоновых событий по M , особенно в области резонансных пиков. Обычно распределение по M (c , d) аппроксимируется выражением:

$$\frac{dN}{dM} = \alpha\Phi_1(M) + \Phi_2(M) \sum_i \beta_i \text{БВ}(M) + \Phi_3(M) \sum_j \gamma_j F_j(M), \quad (5)$$

где $\Phi_i(M)$ — фоновые распределения и $F_j(M)$ — распределения, учитывающие вклад в dN/dM резонансов, распадающихся на три и более частицы, среди которых имеются частицы c и d . Коэффициенты α , β_i и γ_j определяют сечения рождения резонансов и фоновых процессов.

Выделение обычных «широких» резонансов. При низких энергиях, когда рождалось мало частиц ($n = 3 \div 4$) и все их характеристики были измерены, отношение $r = N(R)/N(\Phi)$ (сигнал/фон), как правило, было значительно больше единицы. Поэтому не было проблемы в проведении фоновой кривой в области резонанса. Неопределенности в ее проведении ($\leq 10\%$) приводили к погрешности в определении $\sigma(R)$ на уровне нескольких процентов.

При переходе к высоким энергиям ($E \gtrsim 10$ ГэВ) ситуация значительно усложняется. Это связано с двумя причинами: большим числом частиц ($\langle n \rangle \approx 10 \div 20$) и далеко неполной информацией о всех вторичных частицах (инклюзивные процессы). Большое число вторичных частиц приводит к появлению так называемого комбинаторного фона. Действительно, даже в самой благоприятной ситуации, когда в реакциях (1) рождаются только резонансы (например, ρ^0 -мезоны), их число $N(\rho^0) = n/2$, а число «ложных» комбинаций, когда комбинируются пионы от разных ρ^0 -мезонов, $N(\pi\pi) \sim n^2$ и $r \sim 1/n$. Отсюда видно, что уже при $n = 10 \div 20$ резонансный пик может составлять лишь 5—10% фона, и он будет слабо проявляться в экспериментальных распределениях. В частности, поэтому в 1968—1974 гг., когда в экспериментах по множественному рождению частиц была относительно небольшая статистика (≤ 5000 событий), «сигнал» от распадов $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в реакциях (2) не был зарегистрирован. И только после увеличения статистики до десятков тысяч событий было обнаружено «плечо» в области резонанса [$r \approx 5 \div 10\%$], которое, однако, соответствовало большому сечению $\sigma(\rho^0)$ [19—24]. Для иллюстрации на рис. 1 приведены распределения $dN/dM(\pi^+\pi^-)$ для π^-p -взаимодействий при p , равном 100, 200 и 360 ГэВ/с (статистика событий 7700, 17 000 и 30 000 соответственно) [24]. Сигналы от ρ^0 -мезонов

выражены слабо, хотя сечение $\sigma(\rho^0) = (8,5 \pm 0,4) \text{ мб}$ [$\sigma_{\text{неупр}}(\pi^-p) = 21 \text{ мб}$] при $p = 200 \text{ ГэВ/с}$. Если учесть, что при взаимодействиях с большим сечением идет образование и других резонансов (ρ^\pm , ω , f , Δ^{++} и т. п.), то становится очевидным, что большая доля вторичных пионов получается в результате их распадов. Поэтому пионы «несут» мало информации о динамике рождения адронов.

Вернемся к проблеме выделения резонансов в процессах (2) при $r \sim 0,1$ [19—23]. Начнем с экспериментов, выполненных при относительно низких импульсах ($p = 16 \text{ ГэВ/с}$) [20, 21]. Они проводились

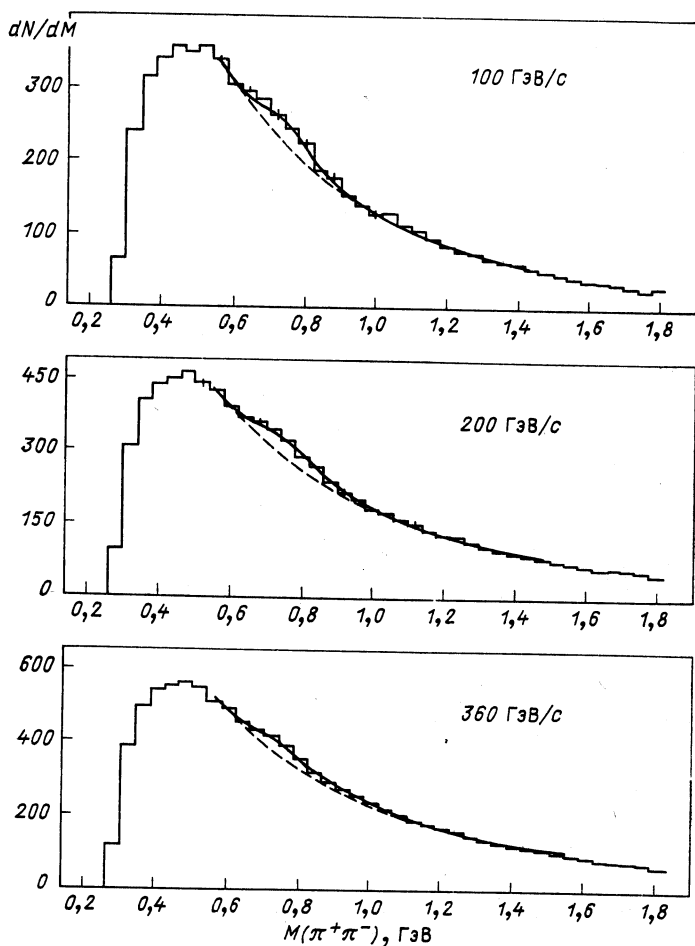


Рис. 1. Распределения $\pi^+\pi^-$ -пар по эффективной массе в π^-p -взаимодействиях при $p = 100, 200$ и 360 ГэВ/с :

пунктирные кривые — фоновые процессы, сплошные — с учетом ρ^0 -мезонов

с помощью водородной пузырьковой камеры (2 м), в которой регистрировались все вторичные заряженные частицы (опыт с 4л-геометрией). Изучались процессы:

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + X. \quad (6)$$

Всего было измерено около 400 тыс. неупругих π^+p -взаимодействий, и погрешности измерения импульсов вторичных заряженных частиц составляли 1—2%. Из-за относительно небольшого числа вторичных нейтральных пионов при этих энергиях [$\langle n(\pi^0) \rangle \approx 2$] и высокой точности измерения импульсов вторичных частиц оказалось возможным примерно в 50% событий определить характеристики всех вторичных (заряженных и нейтральных) частиц [экссклюзивные каналы реакции (6) без нейтральных частиц и с рождением одного π^0 -мезона или нейтрона]. Все эти преимущества опытов при $p = 16$ ГэВ/с и позволили относительно хорошо определить сечения рождения различных резонансов (табл. 1) [21]. Однако даже

Таблица 1. Сечения образования резонансов π^+p -взаимодействиях при $p = 16$ ГэВ/с *

Резонанс	$\sigma(R_i)$, мб	Вклад в $\sigma(\pi^-)$, мб	$\frac{\sigma(R_i \rightarrow \pi^-)}{\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^-)}$, %
ρ^0	$4,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,4$	$19,7 \pm 2,0$
ρ^+	$5,7 \pm 0,6$	—	—
ρ^-	$2,3 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$	$9,5 \pm 2,0$
f	$0,99 \pm 0,10$	$0,63 \pm 0,07$	$2,6 \pm 0,3$
ω	$4,0 \pm 0,7$	$3,7 \pm 0,6$	$15,2 \pm 2,5$
η	$1,5 \pm 0,3$	$0,44 \pm 0,09$	$1,8 \pm 0,3$
η'	$\sim 0,1$	$\sim 0,07$	$\sim 0,3$
Φ	$\sim 0,1$	$\sim 0,01$	$\sim 0,04$
g_0	$0,32 \pm 0,20$	$0,08 \pm 0,05$	$0,3 \pm 0,2$
$K^{*-}(890)$	$0,18 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,03$	$0,49 \pm 0,13$
$K^{*0}(890)$	$0,71 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,07$	$1,9 \pm 0,3$
$K^{*+}(890)$	$0,71 \pm 0,10$	—	—
$\Delta^{++}(1232)$	$4,67 \pm 0,11$	—	—

* $\sigma_{\text{неупр}}(\pi^+p) = 20,0 \pm 0,2$ мб; $\sigma(R_i \rightarrow \pi^-) = (12,4 \pm 0,9)$ мб = (51 ± 4) % $\sigma_{\text{полн}}(\pi^+p \rightarrow \pi^-)$.

в этом случае сигнал от ρ^0 -мезонов проявляется лишь как «плечо» в распределении по $M(\pi^+\pi^-)$ (рис. 2) [20]. Эти данные аппроксимировались выражением (5) без учета «отражения» других резонансов [$F_j(M) = 0$]. Поэтому для ρ^0 -мезонов анализировался интервал $M(\pi^+\pi^-)$ от 0,6 до 1,0 ГэВ и для f -мезонов $M = 0,9 \div 1,5$ ГэВ. Фоновое распределение задавалось экспонентой

$$\Phi_1(M) = \Phi_2(M) \exp(-AM - BM^2), \quad (7)$$

значения M_R и Γ_R были свободными параметрами. Оказалось, что $M(\rho^0) = (0,768 \pm 0,001)$ ГэВ, $\Gamma_R(\rho^0) = (0,154 \pm 0,002)$ ГэВ и

и $M(f^0) = (1,284 \pm 0,010)$ ГэВ и $\Gamma_R(f^0) = (0,225 \pm 0,038)$ ГэВ. Они в пределах погрешностей совпадают с табличными значениями [17]. В результате были определены: $\sigma(\rho^0) = (4,76 \pm 0,40)$ мб и $\sigma(f^0) = (0,99 \pm 0,10)$ мб $[\sigma_{\text{неупр}}(\pi^+p) = (19,75 \pm 0,15)$ мб и $\langle n_{\pm} \rangle \approx 4]$. Погрешности в определении $\sigma(R)$ составляют $\leq 10\%$ и в основном связаны с неопределенностью в проведении фоновой кривой (7) при малой величине сигнала.

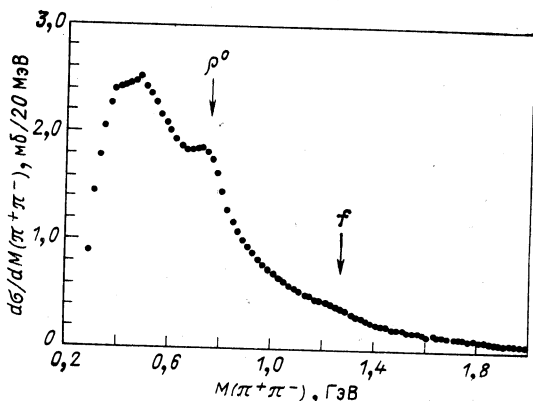
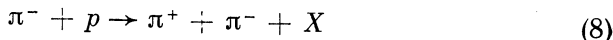


Рис. 2. Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -пар, образованных в π^+p -взаимодействиях при $p = 16$ ГэВ/с

В экспериментах, выполненных с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученной π^- -мезонами с $p = 40$ ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (Серпухов), изучались процессы:



на статистике 18 тысяч событий [19] (рис. 3). В этом случае учитывалось «отражение» распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [$F_\omega(M)$] в спектре $dN/dM(\pi^+\pi^-)$. Оно оказывается существенным при $M(\pi^+\pi^-) \leq m(\omega) - m(\pi^0)$ (рис. 3).

Функция $F_\omega(M)$ находилась по известным формулам кинематики распада ω -мезона с учетом матричного элемента [19]:

$$F_\omega(M) \sim M(\pi^+\pi^-) \int [\mathbf{p}_i \mathbf{p}_k]^2 dM^2(\pi^\pm\pi^0), \quad (9)$$

где $\mathbf{p}_{i,k}$ — импульсы пионов. Кроме того, учитывалась и функция разрешения экспериментальной установки:

$$\text{БВ}(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \text{БВ}(m) \frac{1}{\sigma(m)} \exp\left[-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(m)}\right] dm, \quad (10)$$

где $\sigma(m) = 0,071 m - 0,019$ ГэВ.

Фоновые распределения $\Phi_i(M)$ считались одинаковыми ($\Phi_i = \Phi_2 = \Phi_3$) и брались в двух вариантах, чтобы оценить возмож-

ные погрешности из-за выбора определенного типа $\Phi(M)$. В первом варианте использовались распределения тождественных пионов:

$$\Phi_1(M) = \alpha(M) \frac{dN(\pi^+\pi^+)}{dM} + \beta(M) \frac{dN(\pi^-\pi^-)}{dM}, \quad (11)$$

полученные в этом же эксперименте [$\alpha(M) + \beta(M) = 1$]. Преимуществами $\Phi_1(M)$ являются учет экспериментального разрешения

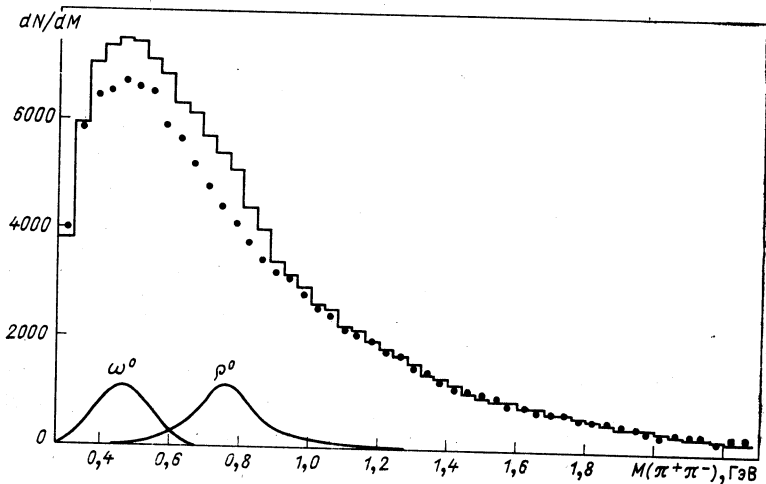


Рис. 3. Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -пар, образованных в π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с:

гистограмма — эксперимент; точки — фоновые процессы; сплошные кривые — сигналы от ρ - и ω -мезонов

установки, «отражений» трехчастичных распадов некоторых резонансов (например, $A^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$) и частично динамики фоновых процессов. При этом следует иметь в виду, что эффект интерференции тождественных частиц увеличивает фон при $M - m(2\pi) \lesssim 50$ МэВ на 10—20%, и необходимо ввести «подавление» этого эффекта на основе имеющихся в экспериментальных данных [$\alpha(M)$, $\beta(M)$] [5]. Распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ в интервале 0,3—2,3 ГэВ аппроксимировалось функцией (5) с учетом (9), (10) и (11). В результате было получено $\sigma(\rho^0) = (7,9 \pm 0,7)$ мб, $\sigma(\omega) = (7,2 \pm 0,8)$ мб и $\sigma(f) = (1,3 \pm 0,5)$ мб с $\chi^2/N_{\text{ст.св}} = 1,2$ [$\sigma_{\text{неупр}}(\pi^-p) = (21,4 \pm 0,15)$ мб и $\langle n_{\pm} \rangle = 5,52 \pm 0,04$].

Во втором варианте фон задавался аналитическим выражением, как при $p = 16$ ГэВ/с:

$$\Phi_2(M) = K \left(\frac{M_1}{M_0} \right)^a \exp(bM + cM^2), \quad (12)$$

где $M_1 = M(\pi^+\pi^-) - 2m(\pi)$; $M_0 = 1$ ГэВ; K — нормировочный коэффициент; a , b , c — свободные параметры. С этим фоновым рас-

пределением было получено: $\sigma(\rho^0) = (7,4 \pm 0,8)$ мб; $\sigma(\omega) = (6,0 \pm 0,8)$ мб и $\sigma(f) = (1,4 \pm 0,5)$ мб с $\chi^2/N_{\text{ст.св}} = 1,1$. В пределах погрешностей результаты не отличаются друг от друга, а различие в средних значениях $\sigma(R)$ не превышает 8%, которое и может служить оценкой дополнительной погрешности, связанной с выбором определенной формы фоновых распределений.

В обоих случаях было получено, что $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega)$. Примерное равенство сечений образования ω - и ρ -мезонов совпадает с предсказаниями аддитивной кварковой модели [18] и противоречит мультипериферическим моделям [5].

Дифференциальные сечения рождения резонансов по переменным x , y и p_{\perp}^2 определяются тем же методом, что и $\sigma(R_i)$ *. В этом случае полное распределение $(\pi^+\pi^-)$ -пар по $M(\pi^+\pi^-)$ разбивают на несколько распределений со значением заданной переменной для $(\pi^+\pi^-)$ -системы в определенном интервале $(\Delta x, \Delta y, \Delta p_{\perp}^2)$. Дальнейший анализ этих распределений проводится аналогичным образом по формуле типа (5). Естественно, что при этом возрастают как погрешности в определении сечений, так и неопределенности, связанные с выбором фоновых распределений [19—24].

Выделение резонансов и определение $\sigma(R)$ становится все более сложной задачей при более высоких энергиях. Характерным примером в этом отношении являются опыты, выполненные на ускорителе со встречными пучками протонов при $E = 300 \div 2000$ ГэВ (ЦЕРН, Женева) [22, 23]. Опыты проводились с помощью магнитного спектрометра с пропорциональными камерами. Все заряженные вторичные частицы считались пионами, за исключением положительно заряженных частиц с $|x| \geq 0,4$, которые с вероятностью более 80% являются протонами. Чтобы получить хорошее разрешение по $M(\pi\pi)$ ($\Delta M/M \leq \leq 5\%$), отбирались пионы с $p \geq 0,3$ ГэВ/с и $\Delta p/p \leq 0,3$. В результате при этих условиях отбора только около 40% вторичных заряженных частиц рассматривалось при построении спектров dN/dM . Поправки на эффективность регистрации событий и частиц вводились на основании расчетов по методу Монте-Карло с использованием данных из других экспериментов. Систематические погрешности в $\sigma(R)$, связанные с определением эффективности, оценивались на уровне 10% [23]. Вероятность детектирования ρ^0 -мезонов менялась от 0,13 ($\sqrt{s} = 23,6$ ГэВ) до 0,21 (63,0 ГэВ). При каждой энергии ($\sqrt{s} = 23,6; 30,6; 44,6; 52,8$ и 63 ГэВ) было обработано около 25 000 событий.

Описанной выше методикой были получены спектры $(\pi^+\pi^-)$ -пар по их эффективным массам при разных энергиях (например, $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ, рис. 4). В качестве фонового распределения использовались распределения пар пионов из разных событий, нормирован-

* $x = 2p_{\parallel}^*/\sqrt{s}$, p_{\parallel}^* — продольный импульс резонанса в с.ц.и.; \sqrt{s} — полная энергия; $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E^*(R) + p_{\parallel}^*(R)}{E^*(R) - p_{\parallel}^*(R)}$.

ные на область 2—4 ГэВ, где не ожидается существенных динамических корреляций. Разница между этими распределениями приведена на рис. 5. Распределения dN/dM (рис. 5) анализировались с помощью выражения (5) в интервале от 0,5 до 1,5 ГэВ с учетом функции

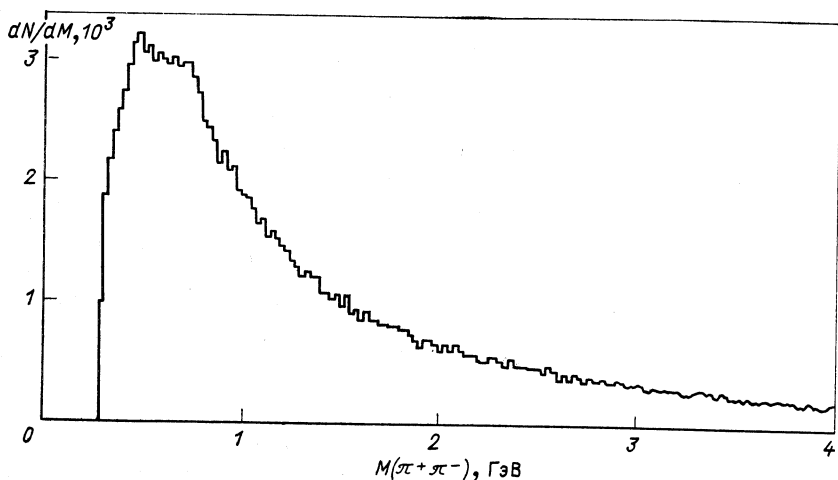


Рис. 4. Распределения $\pi^+\pi^-$ -пар по эффективным массам в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ

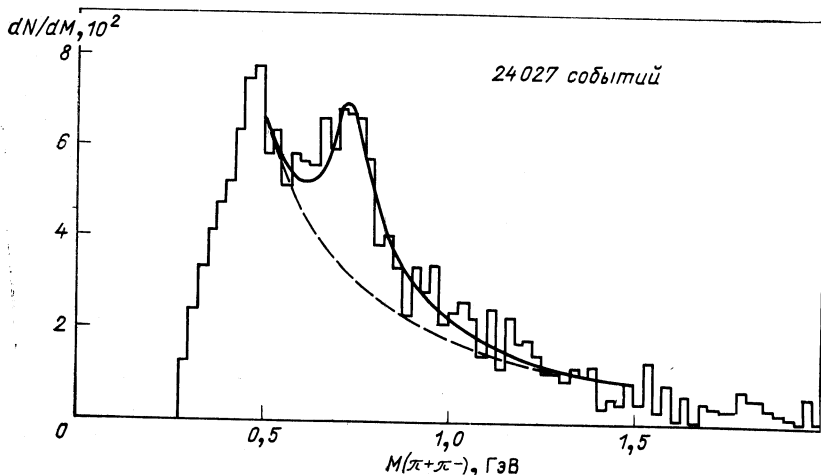


Рис. 5. Распределения $\pi^+\pi^-$ -пар по эффективным массам после вычитания фоновых процессов (pp , $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ): пунктир — фоновое распределение (13); сплошная кривая — формула (5) с учетом образования ρ^0 -мезонов; гистограмма — эксперимент

БВ для ρ -мезонов, разрешающей способности и эффективности установки. Фоновое распределение бралось в полиномиальном виде

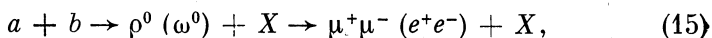
$$\Phi^{(1)}(M) = a_1/M + a_2/M^2. \quad (13)$$

Другое фоновое распределение

$$\Phi^{(2)}(M) = a_3 \exp(-a_4 M) \quad (14)$$

уменьшает $\sigma(\rho^0)$ на 25% [23]. Эффект, связанный с отражением распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, изучался в предположении $\sigma(\omega) = \sigma(\rho^0)$ [18]. Оказалось, что в этом случае $\sigma(\rho^0)$ увеличивается на 20% [23]. Эти изменения величины $\sigma(\rho^0)$ имеют разные знаки. Поэтому авторы приводят значения $\sigma(\rho^0)$, полученные при использовании $\Phi^{(1)}(M)$, указывая только статистические погрешности. Например, при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ — $\sigma(\rho^0) = (20,9 \pm 2,4)$ мб и $\langle n(\rho^0) \rangle = 0,59 \pm 0,07$. При низких энергиях ($\sqrt{s} = 24$ ГэВ) значение $\sigma(\rho^0) = (12,4 \pm 1,7)$ мб, полученное в этом эксперименте, совпадает с данными других экспериментов, выполненных с помощью пузырьковых камер на ускорителе ФНАЛ (Батавия).

Рассмотрение типичных экспериментов [19—24] по определению $\sigma(R_i)$ для мезонных резонансов (ρ , ω , f) показывает, что при высоких энергиях большое количество «ложных» комбинаций (комбинаторный фон) не позволяет измерить $\sigma(R)$ с погрешностью меньше 10%. Однако в ряде случаев можно значительно уменьшить этот фон, например, если изучать рождение резонансов по их редким распадам, в которых нет пионов. В этом случае число ложных комбинаций будет мало [$\langle n(R_i) \rangle \ll 1$]. Ярким примером в этом отношении являются реакции типа

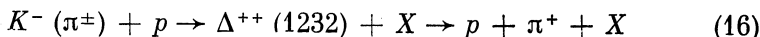


в которых фоновые процессы (прямые лептонные пары, распады адронов на лептоны и др.) составляют лишь 10% резонансного пика в распределении по $M(\mu^+\mu^-)$ [25]. Это позволяет определить $\sigma(R_i)$ с погрешностью 5—10%. Вероятность распадов $\rho(\omega)$ -мезонов на лептонные пары в 10^{-4} раз меньше, чем по каналу $\rho^0 \rightarrow 2\pi$ или $\omega \rightarrow 3\pi$. Поэтому изучение реакций (15) возможно лишь с помощью электронной методики. К сожалению, до сих пор еще нет измерений сечений процессов типа (15) во всей области изменения x .

Выделение барионных и странных резонансов. Несколько иные проблемы возникают при исследовании образования барионных и странных резонансов, доля которых при $E \ll 400$ ГэВ еще мала ($\ll 10\%$) во взаимодействиях обычных частиц (пионов и нуклонов). В этом случае большое значение имеет правильная идентификация типа частиц. В пузырьковых камерах заряженные пионы, K -мезоны и протоны разделяются по ионизации только при $p \ll 1 \div 1,5$ ГэВ/с. При больших импульсах тип частиц, как правило, не известен. Для

построения распределений эффективных масс пионов, которые составляют $\geq 80\%$ всех вторичных частиц, «неправильная идентификация» быстрых частиц ($K^\pm, p \rightarrow \pi^\pm$) в относительно небольшой доли слабо влияет на резонансные пики, но увеличивает фон. Ситуация значительно усложняется при исследовании барионных резонансов.

Рассмотрим для примера эксперименты по изучению процессов



при $p=16$ и 32 ГэВ/с [26]. В этом случае протоны идентифицировались по ионизации в пузырьковой водородной камере при $v \lesssim 1,4$ ГэВ/с.

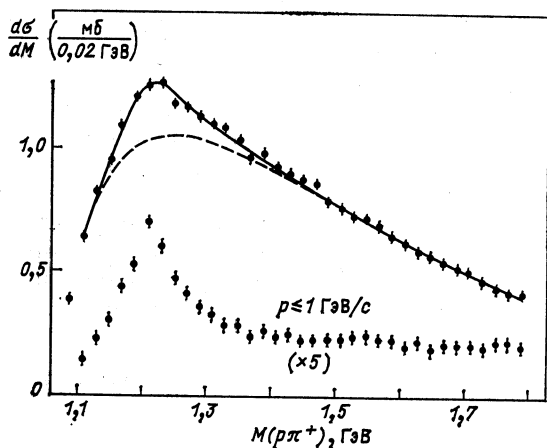


Рис. 6. Спектр эффективных масс π^+p -систем, образованных в Kp -взаимодействиях при $p = 32$ ГэВ/с:

пунктир — фоновое распределение; сплошная кривая — с учетом образования Δ^{++} -резонанса. Внизу дано распределение по $M(\pi^+p)$ в событиях с идентифицированным протоном ($p \lesssim 1,0$ ГэВ/с)

Их доля от полного числа вторичных протонов составляет около 40%. Полученное для π^-p -взаимодействий $\sigma[\Delta^{++} \rightarrow p (\lesssim 1 \text{ ГэВ/с}) \pi^+] = (0,63 \pm 0,05)$ мб оказалось в 3 раза меньше полного сечения [$\sigma(\Delta^{++}) = (2,00 \pm 0,13)$ мб]. Для его определения строились распределения по эффективной массе $M(p\pi^+)$ как для событий с идентифицированным протоном, так и без него. В последнем случае предполагалось, что каждая из положительной заряженных частиц с $p \gtrsim 1$ ГэВ/с может быть протоном и π^+ -мезоном (рис. 6). Фоновое распределение бралось в виде

$$\Phi(M) \sim qe^{-aM}, \quad (17)$$

где q — импульс распадных частиц в системе покоя резонанса. В распределениях явно виден широкий пик в области Δ -резонанса со значительно большей фоновой «подложкой», чем в событиях с идентифицированным протоном. Анализ этих распределений по формуле

(5) дает значения $\sigma(\Delta^{++}) = (4,67 \pm 0,11)$ мб, $(2,00 \pm 0,13)$ мб и $(1,76 \pm 0,07)$ мб для π^+p -, π^-p - и K^-p -взаимодействий при $p = 16$ ГэВ/с и $(1,75 \pm 0,15)$ мб для K^-p -соударений при $p = 32$ ГэВ/с [26].

Значения $M(\Delta^{++})$ и $\Gamma(\Delta^{++})$ оказались равными $(1,228 \pm 0,001)$ и $(0,123 \pm 0,003)$ ГэВ для π^+p -взаимодействий и в пределах погрешностей совпали с табличными [17].

Приведенные погрешности в $\sigma(\Delta^{++})$ на уровне 5% явно занижены, так как не учитывается неопределенность в проведении фоновой кривой и ее «искажение» из-за неправильной идентификации частиц ($\pi^+ \rightarrow p$) практически в каждом событии. Тем не менее резонансный сигнал проявляется и при такой огромной примеси и «неправильно» идентифицированных частиц. Вероятно, они дают «гладкий» фон в области Δ^{++} -резонанса. Естественно, что такого типа подход применим и для определения $\sigma(R)$ странных резонансов [например, $K^{0*}(890) \rightarrow K^\pm \pi^\mp$], когда полная идентификация K^\pm -мезонов невозможна, а их доля среди вторичных частиц составляет 20—40% ($K^\pm p$ -взаимодействия).

С увеличением энергии эффективность этого метода выделения резонансов будет падать из-за увеличения числа вторичных частиц. В этом случае, возможно, как и в случае изучения образования $\rho^0(\omega^0)$ -мезонов, предпочтительным окажется исследование редких типов распадов барионных резонансов:

$$\Delta^*(N^*) \rightarrow N + \rho^0(\omega^0) \rightarrow N + \mu^+\mu^- (e^+e^-), \quad (18)$$

$$\Delta^*(N^*) \rightarrow N + \gamma \quad (19)$$

и др. [17].

Выделение нейтральных странных частиц. В больших пузырьковых камерах регистрируются распады вторичных нейтральных странных частиц: $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Это позволяет получить данные о рождении резонансов, распадающихся с участием Λ^0 -частиц и K^0 -мезонов. Основным фоновым процессом при выделении Λ^0 - и K^0 -частиц являются e^+e^- -пары конверсии, образованные γ -квантами, возникающими при распаде вторичных нейтральных пионов ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). При $E \lesssim 400$ ГэВ угол между электроном и позитроном пары ($\theta_1 \sim m_e/E_\gamma$) еще, как правило, значительно меньше, чем угол разлета адронов при распаде Λ^0 - и K^0 -частиц ($\theta_2 \sim \frac{0,1 \text{ ГэВ}}{E_{\Lambda^0(K^0)}}$). Поэтому при этих энергиях можно с большой эффективностью (больше 80%) выделить распады нейтральных странных частиц. С увеличением энергии все большая доля нейтральных частиц будет распадаться вне эффективного объема камеры, а идентификация зарегистрированных распадов будет становиться все более сложной задачей из-за малости угла разлета вторичных частиц ($\theta_2 \sim 0,1/E_{\Lambda(K)}$) и большого числа фоновых e^+e^- -пар.

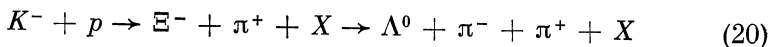
При существующих энергиях ускорителей обычного типа $\langle n(\Lambda^0) \rangle \lesssim 0,3$ и $\langle n(K^0) \rangle \lesssim 1,0$, поэтому и комбинаторный фон меньше,

чем при изучении образования $\rho(\omega)$ -мезонов. Кроме того, первые странные резонансы $K^*(890)$ и $\Sigma^*(1385)$, распадающиеся на $K\pi$ и $\Lambda\pi$, имеют небольшие ширины [$\Gamma(K^*) = 50$ и $\Gamma(\Sigma^*) = 35$ МэВ], что также позволяет улучшить соотношение сигнал/фон. Поэтому точность определения $\sigma(R)$ этих резонансов с помощью камерной методики обычно определяется в основном статистикой событий с зарегистрированными распадами странных частиц, так как $\sigma(\Lambda^0) \sim 1,5$ мб и $\sigma(K_S^0) \approx 2 \div 3$ мб.

Для иллюстрации приведем результаты изучения образования $K^{*+}(892)$ и $\Sigma^+(1385)$ в π^+p - и K^+p -взаимодействиях при $p = 32$ ГэВ/с с помощью водородной пузырьковой камеры «Мирабель» [27]. Всего было измерено 101 499 событий неупругих K^*p -взаимодействий и около 5500 событий неупругих π^+p -соударений. Большая статистика событий в K^+p -взаимодействиях позволила зарегистрировать и измерить в эффективном объеме камеры около 10,5 тыс. распадов K_S -мезонов и около 2,7 тыс. распадов Λ -гиперонов. В результате описанной выше процедуры анализа распределений эффективных масс $M(K\pi)$ и $M(\Lambda\pi)$ было получено $\sigma[K^{*+}(890)] = (3,4 \pm 0,3)$ мб и $\sigma[\Sigma^{*+}(1385)] = (0,12 \pm 0,02)$ мб. В обоих случаях в распределениях был четко виден резонансный пик ($r \geq 1$).

Из-за относительно небольшой статистики обработанных событий в π^+p -взаимодействиях сечения образования $K^{*+}(890)$ и $\Sigma^+(1385)$ были определены с большими погрешностями: $\sigma(K^{*+}) = (1,1 \pm 0,6)$ мб и $\sigma(\Sigma^{*+}) = (0,20 \pm 0,08)$ мб [27]. Таким образом, точность измерения $\sigma(R_i)$ резонансов, распадающихся с участием Λ^0 - и K^0 -частиц, при $E \leq 400$ ГэВ в основном определяется статистикой событий, а влияние комбинаторного фона и других фоновых процессов значительно меньше, чем при изучении образования мезонных резонансов и Λ -изобар.

С помощью камерной методики проводились исследования образования резонансов $\Xi^*(1530)$ со странностью $S = -2$. Они изучались в реакции



при $p = 16$ ГэВ/с [28]. Всего было обработано 410 тыс. неупругих K^-p -взаимодействий, зарегистрированных с помощью водородной камеры (ЦЕРН, Женева), и найдено 861 Ξ^- -гиперонов [$\sigma(\Xi^-) = (135 \pm 15)$ мкб]. В распределении по эффективным массам $M(\Xi^-\pi^+)$ был обнаружен четкий пик ($r \geq 3!$) с $M(R) = (1535 \pm 4)$ МэВ $\Gamma(R) = (14 \pm 5)$ МэВ. С помощью стандартной процедуры было определено $\sigma[\Xi^{*0}(1530)] = (32 \pm 5)$ мкб, которое является рекордным при изучении образования резонансов со столь малым сечением.

Таким образом, в настоящее время получены данные о рождении резонансов в адронных взаимодействиях в широком интервале энергий ($E \leq 2000$ ГэВ). Измерены их сечения рождения в диапазоне от нескольких микробарн до десятков миллибарн. Большинство вторичных частиц образуется в результате распадов резонансов, что

и приводит к необходимости разработки методики их выделения для изучения динамики взаимодействий частиц.

Различные методические проблемы, связанные с измерением $\sigma(R_i)$, можно свести к трем основным, которые характерны для всех типов взаимодействия частиц.

Первая проблема связана с большим числом вторичных частиц данного типа (n_i). При $E \lesssim 2000$ ГэВ это в основном относится к выделению мезонных резонансов (ρ , ω и т. п.). В этом случае большой комбинаторный фон (около n_i^2) приводит к тому, что даже при больших сечениях [$\sigma(R_i) \sim 10$ мб] сигнал от резонансов составляет лишь 5–10% фона и точное измерение $\sigma(R_i)$ становится затруднительным. С увеличением энергии эта проблема возникает и для других частиц (K , N , \bar{N} и т. п.). Одним из возможных выходов является измерение $\sigma(R_i)$ по редким распадам резонансов [например, ρ^0 (ω^0) $\rightarrow \mu^+\mu^-$ (e^+e^-)] с помощью электронной методики. Это будет возможным до тех пор, пока $\langle n(R_i) \rangle \lesssim 1 \div 5$. При еще больших энергиях ($E \gtrsim 10^3$ ТэВ) и этот метод выделения резонансов окажется неэффективным.

Вторая методическая трудность связана с отсутствием полной идентификации вторичных заряженных частиц. Это в первую очередь относится к измерению сечений образования нуклонных изобар и странных резонансов, распадающихся на заряженные частицы ($K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$, $\Sigma^{*\mp} \rightarrow \Lambda^0 \pi^\mp$ и т. п.). В этом случае комбинаторный фон меньше, чем при определении сечений мезонных резонансов ($E \lesssim 400$ ГэВ), но отсутствие информации о типе вторичных частиц может привести к дополнительным систематическим погрешностям, которые трудно оценить (см. обсуждение методики выделения Δ -изобары) [26]. Конечно, в принципе, с помощью электронных методов регистрации частиц возможно получить более полную информацию о типе вторичных частиц, чем в экспериментах, проводимых с помощью камерной методики. Однако практически это пока возможно лишь для сравнительно небольшой области по переменным x и p_{\perp}^2 .

Специфические особенности выделения резонансов появляются при изучении нейтральных странных частиц. В этом случае с увеличением энергии фон от конверсионных e^+e^- -пар будет все более затруднять выделение Λ^0 - и K^0 -частиц. В связи с этим необходима разработка электронных методов регистрации таких частиц с подавлением фона от процессов $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

В настоящее время для экспериментальных исследований открыта новая область энергий: начал работать ускоритель со встречными пучками протонов и антипротонов (ЦЕРН, Женева). Их энергии 270×270 ГэВ в с. ц. и. соответствуют $E \approx 150$ ТэВ в л. с. к. для ускорителей обычного типа с неподвижной мишенью. Некоторый опыт работы при этих энергиях имеют физики, исследующие взаимодействия космических лучей [3, 4]. Однако ясно, что детальное изучение сильных взаимодействий возможно лишь на ускорителях. Средняя множественность вторичных заряженных частиц составляет:

$\langle n_{\pm} \rangle = 27 \pm 2$ при $E \sim 150$ ТэВ. Она примерно в 2,5 раза больше, чем при $E = 2$ ТэВ для pp -соударений. При такой множественности методические трудности выделения легких резонансов, распадающихся на две-три частицы, возрастают ($\sim n^2$). Вполне возможно, что при этих энергиях будут в основном изучаться лишь характеристики групп частиц, без детализации их происхождения, и образование тяжелых резонансов (или кластеров), распадающихся на много частиц ($n_{\pm} \geq 5$). Конечно, для событий с малой множественностью ($n_{\pm} \leq \langle n_{\pm} \rangle$), как и при $E \leq 2$ ТэВ, будет исследоваться и образование легких резонансов.

В заключение отметим, что методические проблемы выделения резонансов, образованных в слабых и электромагнитных взаимодействиях лептонов с нуклонами и в e^+e^- -соударениях, полностью аналогичны рассмотренным выше.

2. РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ В МЯГКИХ АДРОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

В настоящее время наиболее полная информация о рождении резонансов получена при изучении мягких адронных столкновений при $E < 2$ ТэВ.

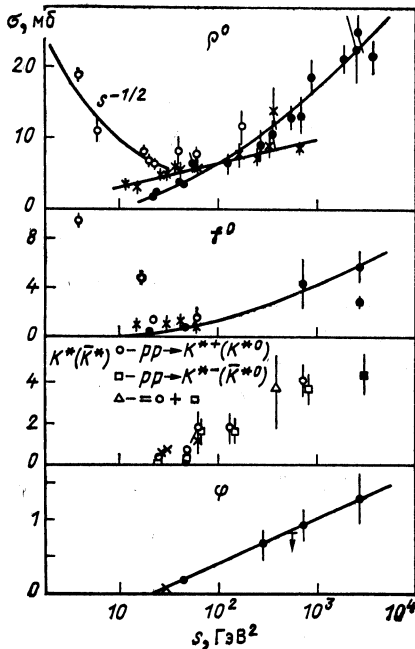
В обзорах [5—7] уже обсуждались некоторые результаты по образованию резонансов при относительно низких энергиях ($E \leq 100$ ГэВ). В последние годы были получены новые результаты по рождению векторных и тензорных мезонов в $K^{\pm}p$ -взаимодействиях при $p = 32$ и 70 ГэВ/с [27]. В связи с этим мы лишь напомним основные результаты при таких энергиях, более подробно остановимся на последних Kp -экспериментах, которые представляют интерес для проверки теоретических моделей. Основное внимание мы уделим результатам при $E \geq 100$ ГэВ.

Полные сечения и средние множественности резонансов. Компиляция данных по сечениям рождения ρ^0 -, f^0 -, K^* (890)- и ϕ -мезонов в pp -, $\bar{p}p$ - и $\pi^{\pm}p$ -взаимодействиях при $E \leq 2$ ТэВ представлена на рис. 7 [7, 29]. Вначале рассмотрим данные, полученные в pp -взаимодействиях. В этом случае мезонные резонансы образуются в основном в центральной области ($|y^*| \leq 2$). Например, фрагментация $p \rightarrow \rho^0$ примерно в 5 раз меньше, чем $\sigma_{\pi}(pp \rightarrow \rho^0)$ в центральной области [5, 23]. Поэтому можно считать, что энергетическая зависимость $\sigma(R_i)$ в основном определяется ростом сечения в центральной области. Для $\sigma(\rho^0, s)$ было получено:

$$\sigma_{\rho} = (0,38 \pm 0,02) \ln^2 s - (2,1 \pm 0,4), \quad (21)$$

где σ_{ρ} измерено в мб, s — в ГэВ² (сплошная кривая на рис. 7) [23]. Аналогичная зависимость $\sigma(R_i, s)$ от s удовлетворительно описывает $\sigma(f^0, s)$ и $\sigma(K^*, s)$. Несколько иное поведение $\sigma(\rho^0)$ для $\pi^{\pm}p$ -взаимодействий связано с относительно низкими энергиями, при которых получены данные, и большими сечениями фрагментации $\sigma_{\phi}(\pi^{\pm} \rightarrow \rho^0)$, которые составляют 30—50% $\sigma(\rho^0)$ [5]. Полученные результаты пока-

зывают, что при $E \leq 100$ ГэВ существенную роль играют процессы аннигиляции [см., например, $\sigma(\rho^0)$ для $p\bar{p}$ -взаимодействий на рис. 7] и фрагментации первичных частиц, и поэтому выход на «асимптотический» режим даже для наиболее легких резонансов (ρ^0 -мезонов) начинается при больших энергиях [7]. Естественно, что для более тяжелых мезонных и особенно барионных резонансов следует ожидать увеличение этой границы, что необходимо учитывать при экстраполяции имеющихся данных на область более высоких энергий (например, для энергий нового ускорителя ЦЕРН, $E \sim 150$ ТэВ).



Средние множественности $\langle n(R_i) \rangle$ в неупругих pp -взаимодействиях практически постоянны при $E \geq 100$ ГэВ и составляют: $\langle n(\rho^0) \rangle = 0,60 \pm 0,06$; $\langle n(f) \rangle = 0,17 \pm 0,03$ и $\langle n(K^*(890)) \rangle \approx 0,14 \pm 0,04$ [29]. Это связано с тем, что в рассматриваемом интервале энергий полные сечения взаимодействия адронов растут так же ($\sigma \sim \ln^2 s$), как и $\sigma(R_i)$.

Зная сечения $\sigma(R_i)$, можно найти и доли различного типа долго-

Рис. 7. Энергетические зависимости сечения образования резонансов в pp -, $\bar{p}\bar{p}$ - и $\pi^+ p$ -взаимодействиях:

● — pp -, ○ — pp - и × — $\pi^\pm p$ -взаимодействия. Обяснение кривых в тексте (см. разд. 2)

живущих частиц, образующихся при их распадах. Например, для π^- -мезонов в pp -соударениях:

$$\left. \begin{aligned} \alpha(\rho^0 \rightarrow \pi^-) &= \frac{\sigma(pp \rightarrow \rho^0 X)}{\sigma(pp \rightarrow \pi^- X)} = 0,13 \pm 0,01; \\ \alpha(f \rightarrow \pi^-) &= \frac{\sigma(pp \rightarrow f X)}{\sigma(pp \rightarrow \pi^- X)} = 0,025 \pm 0,005. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Отсюда можно оценить полную долю вторичных отрицательных пионов, образующихся при распадах легких мезонных резонансов (ρ , ω). Для этой цели используем данные по $\sigma(\rho)$ и $\sigma(\omega)$ при $E = 10 \div 24$ ГэВ [5]. Они показывают, что $\sigma(\rho^+) \approx \sigma(\rho^-) \approx \sigma(\rho^0)$ и $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega^0)$. Аналогичные соотношения между сечениями для центральной области получены в кварковых моделях [5, 7, 18]. В результате получаем: $\alpha_{\pi^-}(\rho, \omega) = 52\%$!

Для более точного определения $\alpha(R_i)$ необходима информация о $\sigma(R_i)$ различных типов резонансов. При относительно низких

энергиях ($E \leq 40$ ГэВ) такие данные имеются. Для иллюстрации приведем значения $\sigma(R_i)$ в π^+p -взаимодействиях при $p = 16$ ГэВ/с (см. табл. 1) [21]. Из таблицы видно, что $(51 \pm 4)\%$ π^- -мезонов образуются в результате распадов выделенных мезонных резонансов, из них около 43% дают распады векторных мезонов (ρ, ω). Аналогичные результаты получены и в других экспериментах для $K\rho$ -, $\pi\rho$ -, $\rho\rho$ - и pp -взаимодействий при $E \leq 40$ ГэВ [5—7]. При более высоких энергиях из-за методических проблем выделения резонансов (см. разд. 1) информация о $\sigma(R_i)$ значительно беднее (табл. 2) [29]. Однако и в этом случае ($E \approx 1400$ ГэВ) значение

Таблица 2. Сечения образования резонансов в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ ($p \approx 1460$ ГэВ/с)

Резонанс	$\sigma(R_i)$, мб	$\frac{\sigma(R_i \rightarrow \pi^-)}{\sigma(pp \rightarrow \pi^-)}$, %
ρ^0	$24,3 \pm 2,1$	15 ± 2
f^0	$5,4 \pm 1,2$	$2,5 \pm 0,5$
g^0	$2,2 \pm 0,6$	$\sim 0,4$
\bar{K}^{*0} (892)	$4,3 \pm 1,0$	$1,6 \pm 0,4$
\bar{K}^{*0} (1430)	$1,0 \pm 0,2$	$\sim 0,3$
φ	$1,3 \pm 0,4$	$\sim 0,1$

$\alpha(\rho, \omega, f) \approx 60\%$. Таким образом, пионы, которые составляют основную долю ($\approx 90\%$) вторичных долгоживущих частиц, часто образуются при распаде резонансов и поэтому лишь косвенно связаны с динамикой взаимодействия первичных адронов.

Аналогичная ситуация имеет место и для K -мезонов. Более 50% K -мезонов образуются при распадах K^* (890)-резонансов [7, 29, 30].

Из полученных данных при высоких энергиях (см. табл. 2) видно также, что кроме векторных мезонов с относительно большим сечением образуются резонансы f, K^* (1430), g с более высокими спинами ($J^P = 2^+, 3^-$). Сечения их образования составляют около 20—25% от сечений соответствующих векторных мезонов [ρ, K^* (890)], а при распадах они, как правило, дают больше пионов, чем векторные [17]. Поэтому их вклад в образование пионов и K -мезонов является существенным. К сожалению, при высоких энергиях нет более полных данных о рождении резонансов, принадлежащих к высшим унитарным мультиплетам. При относительно низких энергиях ($p = 32$ и 70 ГэВ/с) такая информация получена для $K^\pm p$ -взаимодействий [27]. В табл. 3 приведены данные по средним множественностям векторных и тензорных мезонов в $K^\pm p$ -взаимодействиях при $p = 32$ ГэВ/с. Здесь же для сравнения даны $\langle n(R_i) \rangle$, полученные в рамках аддитивной кварковой модели, которые удов-

Таблица 3. Средние множественности мезонных резонансов в $K^\pm p$ -взаимодействиях при $p=32$ ГэВ/с

Тип резонанса	$\langle n(R_i) \rangle_{K^+p}$	$\langle n(R_i) \rangle_{K^-p}$	Модель АКМ
K^+ (890)	$0,23 \pm 0,01$	—	0,34
K^- (890)	—	$0,24 \pm 0,02$	0,32
K^0 (890)	$0,21 \pm 0,03$	—	0,19
\bar{K}^0 (890)	—	$0,21 \pm 0,02$	0,18
ρ^0	$0,22 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,04$	0,25
φ	$0,031 \pm 0,006$	$0,036 \pm 0,005$	0,030
K^+ (1430)	$0,050 \pm 0,016$	—	0,070
\bar{K}^- (1430)	—	$0,054 \pm 0,014$	0,066
K^0 (1430)	$0,049 \pm 0,016$	—	0,031
\bar{K}^0 (1430)	—	$0,074 \pm 0,022$	0,031
f (1270)	$0,060 \pm 0,014$	$0,05 \pm 0,02$	0,043

летворительно согласуются с экспериментом, за исключением $\langle n(K^\pm(890)) \rangle$. Сумма сечений образования тензорных мезонов (T) [$K^*(1430)$, f] составляет $(16 \pm 2)\%$ полного неупругого сечения Kp -взаимодействий [$\sigma_{\text{неупр}}(K^+p) = 15,33$ мб], в то время как сечение векторных мезонов (V) — $(66 \pm 4)\%$ и $R(T/V) \approx 0,25$. Таким образом, тензорные мезоны могут давать около 20–25% вторичных π - и K -мезонов. Итак, имеющиеся данные по сечениям рождения мезонных резонансов показывают, что около 70–80% пионов и K -мезонов образуются в результате их распадов.

В отличие от мезонов вторичные барионы в основном образуются при фрагментации первичных нуклонов ($N \rightarrow B$) [5, 7, 30, 31]. Действительно, энергии еще малы ($E \leq 2$ ТэВ) для интенсивного рождения барион-антибарионных пар [$n(\bar{p}) \lesssim 0,1$ и $\langle n(\bar{\Lambda}) \rangle \lesssim 0,01$ [5]]. В связи с этим «пороговые» эффекты в энергетической зависимости $\sigma(R_i, s)$, которые для легких мезонных резонансов проявляются при $E \lesssim 100$ ГэВ, в случае барионов существенны во всей области рассматриваемых энергий. Учет их крайне сложен и модельно зависим. Для области фрагментации модели типа АКМ дают целый ряд полезных соотношений между $\sigma(R_i)$ (см. разд. 4) [18, 32–35].

Информация об образовании барионных резонансов значительно беднее, чем мезонных. Это связано с методическими трудностями выделения широких нуклонных резонансов, с проблемой идентификации частиц с $p \gtrsim 1$ ГэВ/с и малыми сечениями рождения странных резонансов (см. разд. 1). В настоящее время имеются данные о сечениях рождения $\Delta^{++}(1232)$ -, $\Sigma^\pm(1385)$ - и $\Xi^0(1530)$ -резонансов в $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ - и pp -взаимодействиях при $E \lesssim 400$ ГэВ [5, 7, 26–28,

30]. Установлено, что около 30% протонов, Λ -частиц и Ξ -гиперонов образуются при распадах этих резонансов. Например, в pp -взаимодействиях при $E = 405$ ГэВ (28 ± 4)% Λ^0 -частиц образуются в распадах $\Sigma^{*\pm}$ (1385) [30]. При более высоких энергиях ($E = 1000$ ГэВ) в pp -соударениях обнаружено интенсивное рождение тяжелых нуклонных изобар: N^* (1520) и N^* (1688) ($\sigma \approx 0,6$ мб) [31]. К сожалению, из-за методических трудностей выделения рождения барионных резонансов в экспериментах, проводимых на ускорителях со встречными пучками, данные по полным $\sigma(B_i^*)$ при $E \gtrsim 400$ ГэВ практически отсутствуют.

Таким образом, сейчас установлено, что при $E \gtrsim 100$ ГэВ большая доля, 60–80% вторичных частиц, имеют «резонансное» происхождение. Что же является источником остальных? Пока методи-

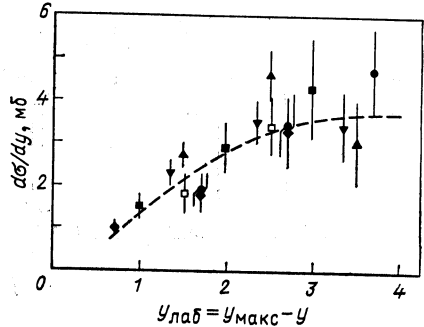


Рис. 8. Зависимость $d\sigma/dy$ от $y_{\text{лаб}} = u_{\text{макс}} - y$ для $V_s = 20 \div 63$ ГэВ

ческие трудности выделения короткоживущих состояний при $E \gtrsim 100$ ГэВ не позволяют определенно ответить на этот вопрос. Имеются лишь косвенные аргументы в пользу того, что вклад тяжелых резонансов (или кластеров) так же существен [4]. Поэтому на долю пионов и K -мезонов, непосредственно рожденных в первичных соударениях частиц, приходится не более 10%. Такая оценка доли «прямых» пионов следует из анализа распределений резонансов и пионов по их поперечным импульсам (см. ниже). Другая оценка была сделана в рамках АКМ, которая удовлетворительно описывает экспериментальные данные по $\sigma(R_i)$ [18, 33]. Было получено, что доля «прямых» пионов не превышает 5% (см. разд. 4).

Распределения резонансов по продольным и поперечным импульсам в с. ц. и. В области $E = 10 \div 30$ ГэВ распределения ρ -мезонов по быстрой в с. ц. и. имеют «плато» при $|y^*| \lesssim 1$ и быстро уменьшаются при $|y^*| \gtrsim 1 \div 1,5$ для pp -взаимодействий [5, 7]. В пределах погрешности $\pm 10\%$ распределения ρ^0 , ρ^+ и ρ^- -мезонов не отличаются друг от друга. Такое поведение $\sigma(y^*)$, в принципе, соответствует представлениям о рождении ρ -мезонов в центральной области, хотя энергии еще малы.

При более высоких энергиях ($E = 0,2 \div 2,0$ ТэВ) имеются лишь первые данные по $\sigma_{\rho^0}(y)$, полученные для pp -взаимодействий [23]. Они представлены на рис. 8. В этом случае интервал изменения y составляет уже 4 единицы и можно выделить быстрое уменьшение сечения $\sigma(\rho^0)$ при $y \rightarrow y(p)$, т. е. в области фрагментации протона ($p \rightarrow \rho^0$). Если принять, что центральная область составляет $|y| \leq$

≤ 2 , а область фрагментации $y(p) - y \leq 2$, то при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ получим: $\sigma_{\phi}(\rho^0) = (1,9 \pm 0,4)$ мб и $\sigma_{\pi}(pp \rightarrow \rho^0) = (8,1 \pm 1,2)$ мб. Аналогичные результаты получены для $\sigma[K^{\pm}(890)]$ в pp -взаимодействиях при $p = 405$ ГэВ/с: $\sigma_{\phi}[p \rightarrow K^*(890)] = (0,6 \pm 0,3)$ мб и $\sigma_{\pi}[pp \rightarrow K^*(890)] = (7,1 \pm 1,4)$ мб [30]. Таким образом, сечение образования мезонных резонансов (ρ, K^*) в центральной области значительно больше, чем в области фрагментации нуклонов.

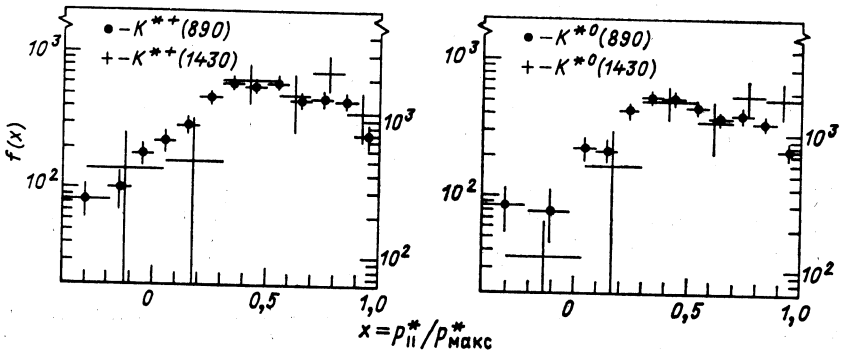


Рис. 9. Структурные функции K^* -мезонов, образованных в K^+p -взаимодействиях при $p = 32$ ГэВ/с

Для $\pi^{\pm}p$ - и $K^{\pm}p$ -взаимодействий в области фрагментации [$\pi^{\pm} \rightarrow \rho^{\pm}(\rho^0)$ и $K^{\pm} \rightarrow K^{\pm*}(K^{*0})$] сечения образования этих резонансов сравнимы с соответствующими сечениями их рождения в центральной области, что связано с близким кварковым составом $\pi(K)$ -мезонов и $\rho(K^*)$ -резонансов. Соотношения между σ_{ϕ} и σ_{π} рассматриваются в АКМ (см. разд. 4) [5, 7].

Наиболее полные данные по импульсным распределениям различных резонансов получены в Kp -взаимодействиях при p равном 32 и 70 ГэВ/с [27]. На рис. 9 приведены инвариантные структурные функции

$$f(x) = \int \left(\frac{E^*}{P_{\text{макс}}^*} \right) \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2 \quad (23)$$

для $K^+(890)$ -, $K^+(1430)$ -, $K^0(890)$ - и $K^0(1430)$ -резонансов, образованных в K^+p -взаимодействиях при $p = 32$ ГэВ/с*.

Дифракционные и квазидвухчастичные каналы образования резонансов исключены из этих распределений, а шкалы сечений по оси ординат выбраны таким образом, чтобы площади под распределениями $f(x)$ векторных и тензорных мезонов были одинаковы. На рис. 10 приведены значения $d\sigma/dy^*$ для ρ^0 - и f^0 -мезонов, $\sigma(\rho^0)$ нормировано на $\sigma(f^0)$. Из приведенных распределений и табл. 3 можно сделать ряд важных заключений.

* При $p = 70$ ГэВ/с $f(x)$ практически не отличаются от приведенных [27].

Во-первых, сечения образования мезонных резонансов, относящихся к одному унитарному мультиплету, в пределах погрешностей одинаковы, за исключением $\sigma(\varphi)$. Для мультиплета векторных мезонов [$K^*(890)$, ρ с $J^P = 1^-$] — $\langle n(R_i) \rangle = 0,22 \pm 0,02$, для тензорных мезонов [$K^*(1430)$, $f(1270)$ с $J^P = 2^+$] — $\langle n(R_i) \rangle = 0,056 \pm \pm 0,018$. Коэффициент «подавления» образования тензорных мезонов по отношению к векторным составляет: $\lambda \approx 0,25$. Отсюда и из других экспериментов [5, 7, 32—35] следует, что сечения образования резонансов, принадлежащих к одному унитарному мультиплету, примерно одинаковы, а вероятность образования тензорных мезонов составляет 0,25—0,30 векторных.

Во-вторых, средние множественности резонансов в пределах погрешностей одинаковы в K^+p - и K^-p -взаимодействиях при одной энергии и при соот-

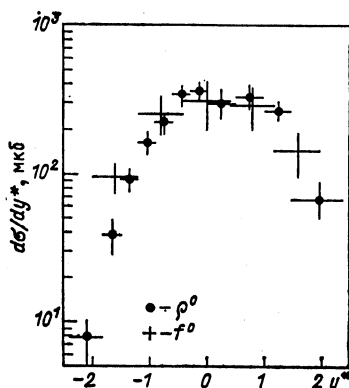


Рис. 10. Распределения ρ^0 - и f^0 -мезонов по μ^* (Kp -взаимодействия, $p = 32$ ГэВ/с)

ветствующей замене: $K^{*+} \rightarrow K^{*-}$, $K^{0*} \rightarrow \bar{K}^{0*}$. Это означает, что странные и обычные кварки в первичных K -мезонах [$K^+(\bar{s}u)$, $K^-(s\bar{u})$] фрагментируют в адроны независимо друг от друга и вероятность «слияния» валентных кварков K -мезонов и нуклонов мала [27].

Кроме того, сами распределения структурных функций по x и y^* (см. рис. 9, 10) в пределах погрешностей не отличаются друг от друга для резонансов с одинаковым составом кварков [$f(K^*(890)) \approx \approx f(K^*(1430))$ и $f(\rho^0) \approx f(f^0)$].

В связи с этим естественно предположить, что они имеют одинаковый (или универсальный) механизм образования. Все эти результаты в первом приближении подтверждают исходные предположения АКМ [18, 32—35].

Экспериментальная информация по барионным резонансам значительно беднее (см. разд. 1).

В работах [26, 27] изучалось рождение барионных резонансов в реакциях:

$$K^{\pm}p \rightarrow \Delta^{++} (1232) + X, \quad (24)$$

$$K^{\pm}p \rightarrow \Sigma^+ (1385) + X, \quad (25)$$

$$K^{\pm}p \rightarrow \Sigma^- (1385) + X \quad (26)$$

при $p = 32$ и 70 ГэВ/с. Были получены полные сечения $\sigma(R_i)$ и импульсные распределения резонансов. Например, для K^+p -взаимодействий: $\sigma(\Delta^{++}) = (1,77 \pm 0,16)$ мб, $\sigma[\Sigma^+(1385)] = (0,119 \pm 0,020)$ мб и $\sigma[\Sigma^-(1385)] = (0,053 \pm 0,016)$ мб. Распределения резонансов по x или y показывают, что они образуются в основном в области

фрагментации протонов. Основные особенности этих распределений по x качественно объясняются рекомбинацией валентного дикварка протона (uu) с u -кварками из «моря» для Δ^{++} -изобар; для Σ^+ (1385), помимо этого процесса, существует и механизм рекомбинации одного из валентных u -кварков; Σ^- (1385) рождается при рекомбинации валентного d -кварка протона*.

В области фрагментации протона ($x \leq -0,5$), где доминирует механизм рекомбинации дикварка (uu), спектры Δ^{++} - и Σ^{*+} -резонансов подобны по форме, а отношение их сечений $\frac{\sigma(\Sigma^{*+})}{\sigma(\Delta^{++})} \approx 0,075$ [после вычитания вклада дифракционной диссоциации в сечение $\sigma(\Delta^{++})$] хорошо согласуется с предсказанием АКМ [27]. Подобные результаты получены и в других экспериментах при $E \leq 400$ ГэВ [34, 35]. Как показывают эти данные, при существующих энергиях, когда барионные резонансы образуются в основном в области фрагментации нуклонов, существуют разные механизмы их «формирования» из «первичных» кварков. Соотношение между ними практически еще не известно, поэтому теоретическая интерпретация их рождения значительно сложнее, чем для мезонных резонансов (см. разд. 4) [34, 35].

Специальный интерес представляют импульсные распределения резонансов и барионов в области фрагментации первичных частиц ($|x| \geq 0,1 \div 0,5$). В различных теоретических подходах и из наивных кварковых представлений ожидается, что при высоких энергиях они отражают распределения кварков в первичных адронах [7, 36]. В связи с этим инвариантные сечения образования адронов обычно аппроксимируются функцией

$$f(x) = A(1 - |x|)^n, \quad (27)$$

которая описывает структурные функции валентных кварков в нуклонах, полученные из опытов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах. В табл. 4 приведены значения $n_{\text{эксп}}$, полученные для K^+p -взаимодействий при $p = 32$ ГэВ/с [37]. Дифракционные и квазидвухчастичные каналы в процессах $K^+p \rightarrow K^+$ (890), K^+X были исключены. В этой же таблице даны теоретические значения ($n_{\text{теор}}$), полученные на основе квантовой хромодинамики [38]. В модели предполагается, что распределение валентных кварков слабо меняется в результате первичного взаимодействия, инициированного глюонным обменом. Образование вторичных адронов во фрагментационных областях происходит в результате рекомбинации одного из валентных кварков (или дикварка) мезона (бариона) с кварками из моря. Различие в распределениях по x \bar{s} и u -кварков в первичных K -мезонах не учитывалось. Как видно из таблицы, в области фрагментации нуклонов ($x \leq -0,3$) имеется хорошее согласие между $n_{\text{эксп}}$ и $n_{\text{теор}}$. Распределения по x для π^+ - и π^- -мезонов

* Напомним кварковый состав барионных резонансов: Δ^{++} (uuu), Σ^{*+} (uus), Σ^{*-} (dds).

Таблица 4. Значения $n_{\text{эксп}}$, полученные при аппроксимации $f(x)$ функцией (27) для K^+p -взаимодействий при $p=32$ ГэВ/с *

Тип частицы	Интервал по x	$n_{\text{эксп}}$ (32 ГэВ/с)	$n_{\text{теор}}$
K^0	$\geq 0,3$	$0,60 \pm 0,05$	1
K^{*+} (890)	$\geq 0,3$	$0,30 \pm 0,06$	1
π^-	$\geq 0,6$	$2,1 \pm 0,1$	3
ρ^0	$\geq 0,3$	$2,1 \pm 0,5$	1
Λ^0	$\geq 0,3$	$1,60 \pm 0,15$	2
Λ^0	$\leq -0,5$	$1,0 \pm 0,2$	1
Σ^{*+} (1385)	≤ 0	$\ll 1$	1
Σ^{*-} (1385)	≤ 0	$1,8 \pm 0,7$	4
ρ^0	$\leq -0,3$	$3,1 \pm 0,4$	3
π^+	$\leq -0,6$	$3,0 \pm 0,2$	3
π^-	$\leq -0,6$	$3,9 \pm 0,7$	4

* Аналогичные результаты по $n_{\text{эксп}}$ получены для K^+p (70 ГэВ/с)- и K^-p (110 ГэВ/с)-взаимодействий.

в области фрагментации нуклонов согласуются с x -распределениями соответствующих u - и d -кварков в протоне, известными из опытов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах [$u(x) \sim (1-x)^3$ и $d(x) \sim (1-x)^4$]. С другой стороны, имеется существенное расхождение для области фрагментации K -мезонов ($x \geq 0,3$). Как полагают авторы [37], оно связано с различием x -распределений s - и u -кварков в первичных K^\pm -мезонах. Действительно, различие импульсных распределений ρ -, f -мезонов и K^* -резонансов (см. рис. 9 и 10) показывает, что $f(x)$ для u -кварков (ρ -, f -мезоны) другое, чем для s -кварков (K^* -резонансы). На основании этих данных были оценены значения $\langle x(\bar{s}) \rangle = 0,35$ и $\langle x(u) \rangle = 0,17$, где $\langle x(\bar{s}, u) \rangle$ — средние доли полного приведенного импульса первичного K -мезона, приходящиеся на валентные кварки [39].

При более высоких энергиях ($E = 0,1 \div 2$ ТэВ), к сожалению, пока еще нет таких полных данных по $f(x)$ для резонансов. В связи с этим, как правило, анализируются распределения вторичных барионов, которые часто образуются непосредственно. Например, для pp -взаимодействий ($\sqrt{s} = 25 \div 62$ ГэВ) при аппроксимации распределений барионов функцией (27) в области $x = 0,2 \div 0,8$ было получено [40]: $n(\bar{\Lambda}, \bar{p}) \approx 5$, $n(\Sigma^-) \approx 3$, $n(\Sigma^+, \Lambda^0) \approx 1$ и $n(p) \approx -1$. Эти значения n соответствуют $n_{\text{теор}}$, полученным по правилам «кваркового» счета [41]: $n_i = 2n_q - 1$, где n_q — число разных кварков в первичном и вторичном барионах, и не противоречат результатам, полученным в Kp -взаимодействиях (см. табл. 4).

Таким образом, первые данные по $f(x)$ для резонансов и барионов показывают, что при больших значениях $|x|$ они, вероятно, хорошо отражают распределения кварков в первичных адронах. Однако погрешности в определении $n_{\text{эксц}}(R_i)$ еще велики (особенно при $|x| \rightarrow 1$), а энергия еще мала, чтобы можно было однозначно выделить область фрагментации. Поэтому необходимы измерения $f(x)$ для резонансов при $E \geq 1$ ТэВ.

Интересные закономерности обнаружены при анализе распределений резонансов по их поперечным импульсам [5, 7]. Уже при низких энергиях ($E \leq 30$ ГэВ) было замечено, что эти распределения резонансов с $M \leq 1,4$ ГэВ [ρ^- , ω^- , η^- , f^- , K^* (890)- и Δ^- , Σ^* (1385)-барионов, образованных в $p\bar{p}$ -, Kp -, $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях] хорошо описываются простой зависимостью:

$$\frac{1}{\sigma(R_i)} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} = \langle n(R_i) \rangle \exp(-bp_{\perp}^2) \quad (28)$$

с $\langle b \rangle \approx 3,4$ (ГэВ/с) $^{-2}$ в интервале изменения p_{\perp}^2 от 0,2 до 2 (ГэВ/с) 2 [5]. Различие в значениях b для разных резонансов не превышает 10%. Это означает, что $\langle p_{\perp}(R_i) \rangle = 0,5$ ГэВ/с (для пионов $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,34$ ГэВ/с). При более высоких энергиях ($\sqrt{s} = 23 \div 63$ ГэВ) для ρ^0 -мезонов, образованных в $p\bar{p}$ -взаимодействиях, было получено $b = (3,3 \pm 0,2)$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и $\langle p_{\perp}(\rho^0) \rangle = (0,49 \pm 0,02)$ ГэВ/с [23]*.

Универсальность распределений резонансов по p_{\perp}^2 дает возможность оценить долю «прямых» пионов [5]. Оказывается, что при $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ/с и распределение пионов описывается (28) с $b \approx 3,4$ (ГэВ/с) $^{-2}$, в то время как при меньших значениях p_{\perp} оно имеет сложную форму (рис. 11). Естественное объяснение этого явления заключается в том, что подавляющая часть пионов с $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ/с образуется при распаде резонансов. Чем меньше энерговыделение при распаде резонансов, тем меньше и поперечный импульс распадных пионов. Поэтому распределение всех пионов резко отличается от (28). С другой стороны, одинаковое поведение пионов и резонансов при $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ/с дает основание предположить, что все они образованы единым образом. Отсюда экстраполяцией к $p_{\perp}^2 \rightarrow 0$ по формуле (28) было получено, что доля прямых пионов составляет: $\alpha(\pi_d) \approx 10\%$ [5, 21].

Другая оценка доли прямых пионов (около 5%) была получена в рамках АКМ с учетом экспериментальных данных по рождению некоторых тяжелых мезонных резонансов [f , K (1420), g] [33]. Аналогичное рассмотрение рождения K -мезонов в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при $p = 405$ ГэВ/с показывает, что доля «прямых» K -мезонов не превышает 30% [30].

* Значение $\langle p_{\perp}(R_i) \rangle$ увеличивается для более тяжелых резонансов. Например, для ψ -мезонов $\langle p_{\perp} \rangle = (1,29 \pm 0,05)$ ГэВ/с и для Υ $\langle p_{\perp} \rangle = (1,75 \pm 0,19)$ ГэВ/с, при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ [29]. Наблюдается и небольшое увеличение $\langle p_{\perp}(R_i) \rangle$ для K^* (890) с ростом энергии [27].

Конечно, для безмодельной количественной оценки α (π_d) и α (K_d) необходимы экспериментальные данные по рождению тяжелых резонансов (или кластеров). Однако и имеющиеся результаты показывают, что подавляющая часть пионов и K -мезонов образуется при распадах резонансов. Это приводит к перемоту характера установленных закономерностей рождения долгоживущих частиц [5, 7]. Большая часть из них связана не с динамикой взаимодействия, а с кинематикой распадов резонансов, которая известна из опытов при низких энергиях ($E \lesssim 10$ ГэВ).

Характерными примерами в этом отношении являются эффект «чайки» [увеличение $\langle p_{\perp}(x) \rangle$ с ростом x для π -, K -мезонов] и рост $\langle p_{\perp}(M) \rangle$ от 0,34 ГэВ/с для π -мезонов до 0,5–0,6 ГэВ/с для Λ (Σ)-частиц [5, 7]. Они просто объясняются установленными закономерностями рождения резонансов и прямыми рождения резонансов и прямыми π (K)-мезонов ($\langle p_{\perp} \rangle \approx \approx 0,5$ ГэВ/с). Поэтому в первом приближении никакой зависимости

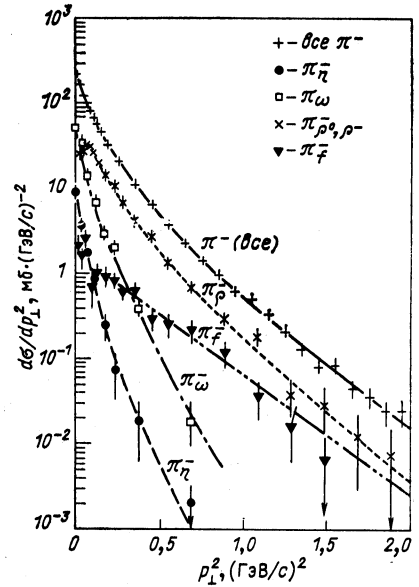


Рис. 11. Распределения пионов от распадов ρ -, f -, η - и ω -мезонов по p_{\perp}^2 (π^+p -взаимодействия при $p = 16$ ГэВ/с)

$\langle p_{\perp} \rangle$ от x и M нет на первой стадии процесса (2). При распадах резонансов поперечные импульсы π - и K -мезонов уменьшаются по сравнению с $\langle p_{\perp}(R_i) \rangle$ и тем сильнее, чем меньше энерговыделение (рис. 11). На этой стадии процесса и появляются зависимости $\langle p_{\perp}(x) \rangle$ и $\langle p_{\perp}(M) \rangle$, которые раньше относили к динамике взаимодействия первичных адронов. Первые прямые экспериментальные данные при p равном 32 и 70 ГэВ/с по изучению $\langle p_{\perp}(x) \rangle$ для K^* (890)-резонансов и их распадных частиц (π , K) подтверждают это заключение [27]*.

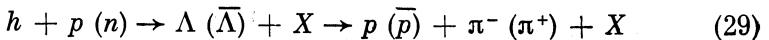
Более детальный анализ имеющихся данных по долгоживущим частицам (π , K , N), образованным в адронных соударениях в интервале энергий от 5 до 1500 ГэВ, проведенный с учетом рождения резонансов, показал, что большинство свойств одночастичных инклюзивных распределений и корреляционных функций этих частиц объясняется кинематикой распадов резонансов [42]. Поэтому в настоящее время основной задачей экспериментов является выделение вторич-

* K^+p -взаимодействия при $p = 32$ ГэВ/с: $\langle p_{\perp}[K^*(890)] \rangle = 0,51 \pm 0,10$; $\langle p_{\perp}(K_S^0) \rangle = 0,44 \pm 0,02$ и $\langle p_{\perp}(\pi^-) \rangle = 0,34$ ГэВ/с [27].

ных короткоживущих состояний (резонансов и кластеров) как более непосредственных источников информации о структуре адронов и динамике сильных взаимодействий.

Поляризационные характеристики вторичных барионов и резонансов. Как хорошо известно, при низких энергиях сечение образования вторичных частиц существенно зависит от направления их спинов, и поэтому, как правило, векторные мезоны рождаются выстроенными, а барионы — поляризованными. Измерение их поляризационных характеристик дает важную информацию о динамике сильных взаимодействий. При высоких энергиях, когда рождается много частиц и происходит усреднение по различным механизмам их образования (инклюзивные процессы), ожидалось, что вторичные частицы будут неполяризованными. Однако первые экстремальные данные по этому вопросу показывают, что и при высоких энергиях спиновые эффекты играют заметную роль [7, 27, 43—47].

Обсуждение данных начнем с поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$)-гиперонов [43—45], которые в основном (около 70%) образуются непосредственно в адронных взаимодействиях (см. выше). При выделении вторичных Λ ($\bar{\Lambda}$)-частиц возникают проблемы, связанные с их идентификацией и с большим фоном конверсионных e^+e^- -пар (см. разд. 1) [45]. Однако при $E \leq 400$ ГэВ неопределенности выделения Λ -частиц не превышают 10% и поэтому оказалось возможным измерить их поляризацию (P) практически во всем интервале по переменной x [43—45]. Поляризация Λ -гиперонов изучалась в процессах:



при $E \leq 1500$ ГэВ (h равно π , K , N). Во всех экспериментах не выделялись Λ ($\bar{\Lambda}$)-частицы от распадов $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ и $\bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$. В этом случае

$$P(\Lambda) = -1/3P(\Sigma^0) \text{ и } P(\bar{\Lambda}) = -1/3P(\bar{\Sigma}^0),$$

поэтому измеренная поляризация вторичных гиперонов меньше, чем начальная. Соотношение между сечениями образованиями Λ - и Σ -гиперонов, как правило, не известно, и влияние эффекта деполяризации иногда оценивается из модельных предположений о $\sigma(\Lambda)$ и $\sigma(\Sigma)$.

Поляризация Λ ($\bar{\Lambda}$)-гиперонов измеряется по характеристикам углового распределения протонов (или антипротонов) в системе покоя гиперонов:

$$f_N(\cos \theta) = a(1 + \alpha P \cos \theta_N), \quad (30)$$

где θ_N — угол между импульсом протона (антипротона) и нормалью к плоскости рождения гиперонов, $\alpha(\Lambda) = 0,642$ [$\alpha(\bar{\Lambda}) = -0,642$] — распадный параметр. Из (30) следует,

$$\alpha P = \frac{\langle \cos \theta_N \rangle}{\langle \cos^2 \theta_N \rangle}. \quad (31)$$

Из-за сохранения четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях другие проекции P равны нулю.

Наиболее полные данные по $P(\Lambda)$ и $P(\bar{\Lambda})$ получены в $K^\pm p$ -взаимодействиях в интервале импульсов от 4 до 70 ГэВ/с [27, 44]. Например, для K^+p -взаимодействий при $p = 70$ ГэВ/с [44] статистика событий составила: 1152 с Λ - и 518 с $\bar{\Lambda}$ -частицами [$\sigma(\Lambda) = 1,09 \pm 0,05$ и $\sigma(\bar{\Lambda}) = (0,65 \pm 0,04)$ мб]. Средние величины поляризации во всем интервале по x оказались равными: $P(\Lambda) = 0,10 \pm 0,05$ и $P(\bar{\Lambda}) = -0,18 \pm 0,07$. Обнаружена большая поляризация $\bar{\Lambda}$ -частиц при $x \geq 0,2$ [$P(\bar{\Lambda}) = -0,5 \pm 0,1$], т. е. в области фрагментации K^+ -мезонов. В этом случае первичный K^+ -мезон [$K^+(\bar{s}u)$] и $\bar{\Lambda}$ -гиперон [$\bar{\Lambda}(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$] имеют общий странный антикварк (\bar{s}). Аналогичные результаты по $P(\Lambda)$ и $P(\bar{\Lambda})$ получены в $K^\pm p$ -взаимодействиях при $p = 32$ ГэВ/с [7, 27, 44].

Несколько иная ситуация в NN - и πN -взаимодействиях (см. ссылки в

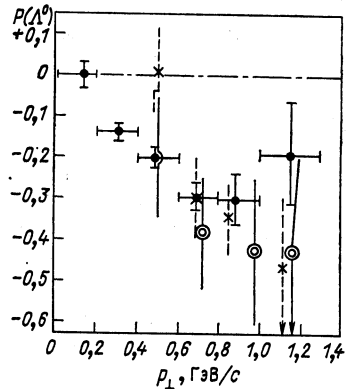


Рис. 12. Поляризация Λ^0 -частиц в зависимости от их поперечного импульса. Обозначения: ● — дифракционные π -взаимод. ($\langle E_{\pi} \rangle = 40$ ГэВ); × — pp ($\sqrt{s} = 53$ ГэВ); ○ — pp ($\sqrt{s} = 62$ ГэВ)

работах [43, 45]). Здесь изучалась поляризация Λ -частиц в основном в области фрагментации нуклонов, но в зависимости от их поперечного импульса [$p_{\perp}(\Lambda)$] (рис. 12). Для π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с [43] имеющиеся данные удовлетворительно описываются выражением:

$$P(\Lambda) = (0,058 \pm 0,13) - (0,57 \pm 0,23) p_{\perp}(\Lambda) \quad (32)$$

и $\langle P(\Lambda) \rangle = -0,22 \pm 0,07$ (p_{\perp} измеряется в ГэВ/с).

Итак, хотя погрешности в измерении $P(\Lambda)$ еще велики, но совокупность данных, полученных в разных экспериментах и в широком интервале энергий ($E = 10 \div 1500$ ГэВ), показывает, что имеется существенная поляризация гиперонов, образующихся или в жестких соударениях ($p_{\perp} \geq 1$ ГэВ/с), или в области фрагментации первичных частиц.

Данные по поляризационным характеристикам мезонных резонансов получены лишь при относительно низких энергиях ($E \leq 100$ ГэВ). Они изучались на основе угловых распределений продуктов их распада ($\rho \rightarrow \pi\pi$, $K^* \rightarrow K\pi$).

В pp -взаимодействиях при $p = 24$ ГэВ/с измерялись элементы спиновой матрицы плотности (ρ_{ik}) для ρ^0 -мезонов [46]. Оказалось, что $\rho_{00} = 0,34 \pm 0,06$, т. е. образование ρ^0 -мезонов не зависит от

ориентации их спина ($\rho_{00} = 1/3$). Напомним, что в процессах $pp \rightarrow R_i X$ мезонные резонансы образуются в основном в центральной области, где множественность частиц относительно велика (см. выше). В $\bar{p}p$ -взаимодействиях при $p = 22,4$ ГэВ/с была обнаружена выстроенность ρ^0 -мезонов ($\rho_{00} = 0,61 \pm 0,06$), которая связывается с аннигиляционными каналами и поэтому должна уменьшаться с увеличением энергии [47].

В $K_{\pm}^0 p$ -взаимодействии ($p \leq 70$ ГэВ/с) изучались поляризационные эффекты в области фрагментации K -мезонов [$x(K^*) = 0,4 \div 0,7$] при рождении K^* (890) [27]. В этом случае фоновые процессы несущественны и удастся измерить ρ_{ik} . Было обнаружено, что в образовании K^* (890) существенный вклад дает пионный обмен между первичными K -мезонами и протонами. Поэтому резонансы рождаются выстроенными по отношению к p (K^{\pm}).

Таким образом, первые эксперименты по исследованию спиновых эффектов в рождении резонансов и барионов при высоких энергиях показали, что они существенны в областях фрагментации первичных частиц. В большинстве кварковых моделей они не учитываются [32—34, 36] (см. разд. 4). В квантовой хромодинамике в первом приближении они также отсутствуют. Поэтому измерение поляризационных характеристик вторичных адронов и резонансов при высоких энергиях имеет принципиальное значение для развития как теории сильных взаимодействий, так и моделей. Первые попытки их объяснения связаны с такими тонкими эффектами, как поляризация кварков (см. цитированную литературу в [43]).

В связи с этим, в настоящее время планируется проведение целой серии экспериментов с поляризованными пучками и мишенями первичных частиц как в лептон-адронных, так и в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях.

3. ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ В ЖЕСТКИХ И ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЧАСТИЦ

В мягких соударениях адронов характерны поперечные импульсы вторичных частиц $\langle p_{\perp}(R_i) \rangle \approx 0,5$ ГэВ/с (см. разд. 2). Поэтому в этих процессах изучается структура адронов и их взаимодействий на относительно больших расстояниях ($r \geq 0,2 \div 0,4$ фм). Для исследования малых расстояний ($r \lesssim 0,1$ фм) необходимо перейти к процессам с большими переданными импульсами ($\Delta p \gtrsim 1$ ГэВ/с). В сильных взаимодействиях они получили название жесткие соударения адронов, в слабых и электромагнитных — глубоконеупругие взаимодействия [1, 2]. В обоих случаях взаимодействие частиц рассматривается как результат взаимодействия партонов с партонами (сильные взаимодействия) или с лептонами (слабые и электромагнитные взаимодействия). Затем рассеянные партоны (кварки и глюоны) фрагментируют в адроны, которые и регистрируются экспериментальными установками. С точки зрения образования резонансов (конечная

стадия процессов) эти взаимодействия имеют много общего, поэтому их лучше рассматривать совместно.

Жесткие соударения адронов. Образование вторичных частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ/с в адронных соударениях при высоких энергиях ($E \lesssim 2$ ТэВ) интенсивно изучается уже более десяти лет на всех крупнейших ускорителях мира [2, 10, 12, 48]. Получена большая информация по сечениям образования и характеристикам адронов (или струй адронов). Теоретическая интерпретация этих процессов дается в рамках кварк-партонной модели с учетом эффектов КХД [2, 12, 48]. Процессы жестких соударений:

$$h_1 + h_2 \rightarrow \Sigma h_i^{(1)} + \Sigma h_j^{(2)} + X \quad (33)$$

происходят в несколько стадий. Сначала кварки (q_1, q_2) первичных адронов рассеиваются на большие углы:

$$q_1 + q_2 \rightarrow q'_1 + q'_2, \quad (34)$$

затем они переходят в адроны:

$$q'_{1,2} \rightarrow \Sigma h_i^{(1)} + \Sigma h_j^{(2)}, \quad (35)$$

которые, в свою очередь, распадаются на долгоживущие адроны, регистрируемые экспериментальными установками.

Предметом настоящего обзора является последняя стадия процессов (33) ($q \rightarrow \Sigma h_i$). Поэтому мы не будем обсуждать проблемы, связанные с поведением сечений реакций (33) в зависимости от s и p_{\perp} , и вопросы выделения струй адронов [12, 48]. Однако отметим, что совокупность данных по (33) показывает, что кварк-кварковое рассеяние (34) доминирует при $p_{\perp}(q) \gtrsim 4$ ГэВ/с [12, 48]. При меньших поперечных импульсах могут быть существенны и другие элементарные процессы жесткого рассеяния в КХД с участием глюонов:

$$q + \bar{q} \rightarrow g + g, \quad (36)$$

$$q + g \rightarrow q + g, \quad (37)$$

$$g + g \rightarrow g + g, \quad (38)$$

с последующей фрагментацией $g \rightarrow \Sigma h_i$. Эти «фоновые» процессы затрудняют сравнение данных по жестким и глубоконеупругим процессам, потому что в последних адроны, как правило, образуются при фрагментации кварков ($q \rightarrow \Sigma h_i$).

Множественность адронов в струях с большими поперечными импульсами велика ($n_{ch} \approx 5 \div 8$), и поэтому при выделении резонансов по распадам на пионы и нуклоны возникают те же методические проблемы, как и в мягких соударениях. На встречных протонных пучках ЦЕРН изучалось образование нейтральных мезонных резонансов по их распадам на γ -кванты и e^+e^- -пары [49—51]:

$$p + p \rightarrow \pi^0 (\eta^0, \omega^0, \eta') + X \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + X, \quad (39)$$

$$p + p \rightarrow \rho^0 (\phi) + X \rightarrow e^+ + e^- + X. \quad (40)$$

Экспериментальная установка для изучения процессов (39) состояла из четырех калориметров (жидкостные аргонные счетчики со свинцовыми пластинами), регистрирующих γ -кванты в телесном угле ≈ 3 ср. рад при $\langle \theta \rangle \approx 90^\circ$ по отношению к оси столкновения протонов [49, 50]. Мезоны регистрировались по распадам

$$\pi^0, \eta^0, \eta' \rightarrow 2\gamma, \omega \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma. \quad (41)$$

Измерялись углы вылета γ -квантов и их энергии. Разрешение установки по энергии γ -квантов составляло $\sigma(E) = 10\%/\sqrt{E_\gamma}$, пространственное — $\sigma(x) \approx 5$ мм. Полная толщина калориметра была

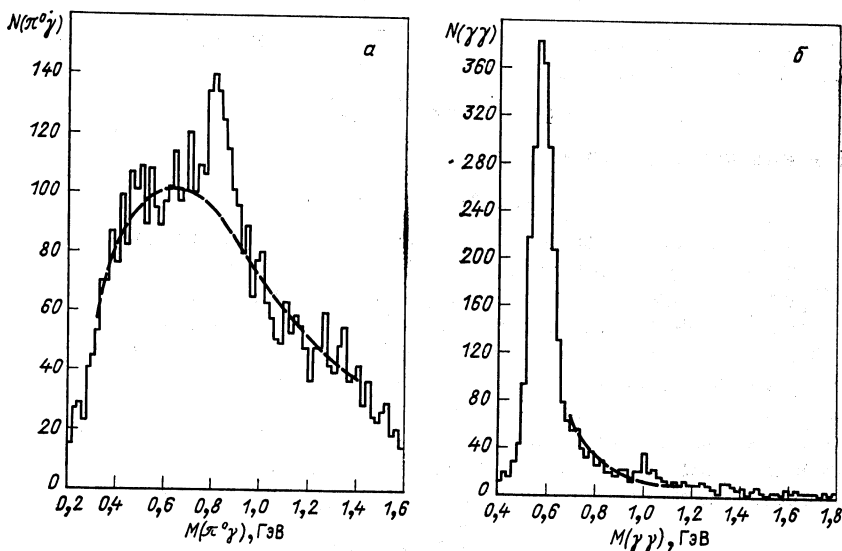


Рис. 13. Спектр эффективных масс $\pi^0\gamma$ -систем и $\gamma\gamma$ -систем, образованных в pp взаимодействиях при $p_\perp \geq 6$ ГэВ/с, $x = 0$ и $\sqrt{s} = 53$ ГэВ. Пунктир — фон

≈ 18 рад. ед., поэтому эффективность регистрации γ -квантов $\varepsilon \approx \approx 100\%$. Эти характеристики калориметров и дали возможность хорошо выделить сигналы от π -мезонов и резонансов ($r \geq 1$) на основе стандартного анализа спектров эффективных масс $M(\gamma\gamma)$, $M(\gamma\gamma\gamma)$ и $M(\pi^0\gamma)$ (рис. 13). В результате были определены $\sigma(R_i)$ и их относительные выходы $[R(R_i/\pi^0) = \sigma(R_i)/\sigma(\pi^0)]$ при энергиях \sqrt{s} , равных 53 и 63 ГэВ (табл. 5). Отсюда видно, что и в жестких соударениях образование резонансов явно доминирует. Напомним, что для мягких взаимодействий $R\left(\frac{\rho^0}{\pi^-}\right) \approx R\left(\frac{\omega}{\pi^-}\right) = 0,13$, а для области p_\perp ($R = 1 \div 2$ ГэВ/с: $R\left(\frac{\rho^0}{\pi^-}\right) \approx R\left(\frac{\omega}{\pi^-}\right) \approx 0,5 \div 1,0$ (см. разд. 2).

В процессах (40) регистрировались e^+e^- -пары с $M(e^+e^-) = 0,52 \div 1,2$ ГэВ/ c^2 и $p_{\perp}(e^+e^-) \geq 1,8$ ГэВ/ c [51]. Были получены $R(\rho^0/\pi^0)$ и $R(\varphi/\pi^0)$ для $\langle p_{\perp} \rangle = 2,2$ ГэВ/ c (табл. 5).

Таблица 5. Относительные выходы мезонных резонансов при больших $p_{\perp}(R)$ в pp -взаимодействиях ($\sqrt{s} = 53; 63$ ГэВ) *

Тип резонанса	Интервал по $p_{\perp}(R)$, ГэВ/ c	Значения $\langle R_i \rangle / \langle \pi^0 \rangle$
$R(\omega/\pi^0)$	3—7	$0,87 \pm 0,17$
$R(\eta/\pi^0)$	3—11	$0,55 \pm 0,07$
$R(\eta'/\pi^0)$	3—7	$0,90 \pm 0,25$
$R(\rho^0/\pi^0)$	2,2	$0,58 \pm 0,19$
$R(\varphi/\pi^0)$	2,2	$0,12 \pm 0,05$

* Значения $\langle R_i \rangle / \langle \pi^0 \rangle$ не зависят от \sqrt{s} и $p_{\perp}(R)$.

Имеются отдельные данные и по рождению других резонансов, полученные при изучении их распадов на пионы, K -мезоны и протоны [48]. В этом случае изучалось образование резонансов в так называемой триггерной струе адронов, в которой, как правило, имеется мало частиц ($n_{ch} = 2 \div 3$) и одна частица имеет большой поперечный импульс. В качестве триггерных частиц (h_{tr}) брались π^{\pm} , K^{\pm} -мезоны, протоны и антипротоны с $p_{\perp} = 2 \div 3$ ГэВ/ c , образованные в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 31,53$ ГэВ и $\theta = 90^\circ$. Затем строились распределения по эффективным массам частиц в триггерной струе. Статистика событий была невелика, и было получено [48]:

$$R\left(\frac{\rho^0}{\pi_{tr}^0}\right) \approx 1, \quad R\left(\frac{K^*(890)}{K_{tr}^*}\right) \geq 1 \quad \text{и} \quad R\left(\frac{\Delta^{++}}{P_{tr}^{++}}\right) > 1.$$

К сожалению, более полные данные по $\sigma(R_i)$ пока отсутствуют. Нет и распределений резонансов по x , y и p_{\perp} относительно оси адронной струи. Тем не менее уже эти результаты показывают, что доля резонансов среди вторичных частиц велика и, вероятно, не меньше, чем в мягких адронных соударениях (см. разд. 2). В связи с этим в теоретических моделях, описывающих жесткие соударения адронов, как правило, предполагается интенсивное образование резонансов при фрагментации кварков в адроны (35) [2, 12, 35]. Например, в популярной и широко используемой для сравнения с экспериментом модели Филда — Фейнмана [2]: $\alpha(P) = \alpha(V)$ и $\alpha(T) = 0$ ($\alpha_i(R_i)$) — доли псевдоскалярных (P), векторных (V) и тензорных (T) мезонов во фрагментации $q \rightarrow \Sigma h_i$. Эти значения $\alpha(R_i)$ были взяты из первых экспериментов по $\sigma(R_i)$ [48]. Они являются свободными параметрами данной модели.

Пока отсутствуют данные об импульсных распределениях резонансов, сравнение процессов фрагментации кварков в сильных и сла-

бых, электромагнитных взаимодействиях проводится по характеристикам долгоживущих адронов. Мы их приведем ниже, здесь же кратко перечислим некоторые из них для pp -взаимодействий при $\sqrt{s} = 31 \div 63$ ГэВ при $\theta^* = 90^\circ$ [5, 4, 8, 12].

1. С увеличением p_\perp от 0,3 до 4 ГэВ/с доля π^\pm -мезонов среди вторичных заряженных частиц уменьшается от 0,9 до $0,55 \pm 0,05$, в то время как доля тяжелых частиц растет: K^\pm — от 0,07 до $0,27 \pm 0,04$, \bar{p} — от 0,02 до $0,07 \pm 0,02$, p — от 0,04 до $0,12 \pm 0,02$. Аналогичное явление обнаружено и в e^+e^- -аннигиляции.

2. Распределения вторичных адронов по их поперечным импульсам относительно оси струи ограничены ($\langle p_\perp \rangle \approx 0,5$ ГэВ/с) и напоминают аналогичные распределения для мягких адронных соударений. Они не зависят (или слабо зависят) от поперечного импульса струи (J) адронов при $p_\perp(J) = 2 \div 7$ ГэВ/с.

3. Распределения адронов по $x_\parallel = \frac{p_\parallel}{p(J)}$, где p_\parallel — продольный импульс относительно импульса струи адронов ($p(J)$), не зависит от $p(J)$ при $p_\perp(J) \geq 3$ ГэВ/с и $x_\parallel \geq 0,1$.

4. Обнаружены близкодествующие корреляции [2, 12, 48] между частицами струи, аналогичные корреляциям между адронами в мягких соударениях [5—7]. Для разноименно заряженных частиц они гораздо сильнее, чем для адронов одного знака заряда. Последнее явно свидетельствует об интенсивном рождении резонансов.

5. Поперечные импульсы кварков (q_1, q_2) в первичных адронах велики и достигают $k_\perp \approx 0,8 \div 1$ ГэВ/с при больших $p_\perp(h)$, что имеет существенное значение для правильного выделения адронных струй и определения их характеристик в жестких соударениях адронов [2, 12, 48]. Более детальное описание основных закономерностей процессов фрагментации кварков в адроны в жестких соударениях можно найти в обзорах [2, 5, 12, 48].

Глубоконеупругие взаимодействия лептонов с нуклонами. В последние годы интенсивно изучается образование адронов в глубоконеупругих лептон-нуклонных взаимодействиях [13, 52—54]:

$$lN \rightarrow l + q_i \rightarrow \gamma^*(W) + q_i \rightarrow q_j + X \rightarrow \Sigma h_j + X, \quad (42)$$

которые затем фрагментируют в адроны (35). Здесь l — лептоны ($e, \mu, \nu, \bar{\nu}$) и $\gamma^*(W)$ — виртуальные γ -кванты (промежуточные векторные бозоны), испущенные лептонами. Сечение процессов (42) выражается через функции распределения кварков в нуклонах $F_q^N(x', k_\perp^2)$ и функции фрагментации кварков в адроны $D_q^h(x, p_\perp^2)$, где $x'(x)$ — доли импульса кварков (адронов) от полного импульса нуклонов (кварков) [1, 12, 13, 52—54] *. Определение структурных функций кварков в нуклонах ($F_q^N(x', k_\perp^2)$) из данных по сечениям

* Здесь мы будем обозначать фейнмановскую переменную $x = p_\parallel^*/p_\parallel \text{ макс}$ как x_F , чтобы отличить ее от $x(x')$.

процессов (42) и сравнение их с предсказаниями КХД и кварк-партоновых моделей является одной из ярких глав физики высоких энергий и подробно рассматривалось во многих обзорах (см., например, [1, 2, 12, 13, 52—54]).

Доля импульса нуклона, уносимая всеми кварками ($q + \bar{q}$), составляет $0,45 \pm 0,01$, валентными ($q + \bar{q}$) — $0,32 \pm 0,01$ и морскими кварками ($q\bar{q}$) — $0,13 \pm 0,01$. Отсюда следует, что около 50% нуклонного импульса «несут» глюоны. Сами распределения кварков в нуклоне по x' приведены на рис. 14. Отсюда видно, что морские кварки при $x'_1 \geq 0,2$ практически отсутствуют.

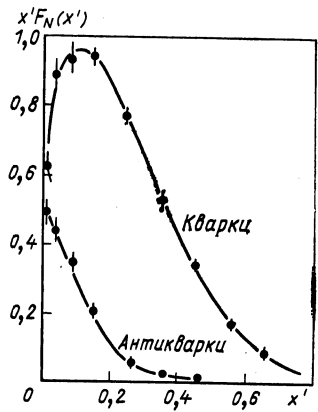


Рис. 14. Импульсные распределения кварков и антикварков в нуклоне

В табл. 5 приведен состав кварков, который имеет предпочтительную фрагментацию в области первичных частиц для различных глубоконеупругих взаимодействий. Для слабых взаимодействий он определяется законом сохранения заряда:

$$\nu(\bar{\nu}) + p(uud) \rightarrow W^+(W^-) + d(u) \rightarrow u(d) + uu(ud) + \mu^-(\mu^+), \quad (43)$$

а для электромагнитных — e_q^2 . Оценки показывают, что этот состав кварков определяет около 8/9 сечения для заряженных лептонов и около 90% сечения для нейтринных взаимодействий. Таким образом, глубоконеупругие взаимодействия лептонов с адронами, в принципе, позволяют изучать фрагментацию отдельных типов кварков и дикварков (табл. 6).

Таблица 6. Тип фрагментирующих кварков в различных взаимодействиях

Тип взаимодействия	Фрагментация	
	мишени	пучка
νp	(uu)	u
$\bar{\nu} p$	(ud)	d
$l^\pm p$	(ud)	u
e^+e^-	—	$q(\bar{q})$
hN	(qq)	$q(\bar{q})$

Перейдем к обсуждению экспериментальных данных [52—63]. Результаты, полученные в первых экспериментах, и методика рассматриваются в обзорах [13]. Данные по рождению резонансов в слабых взаимодействиях с заряженными токами:

$$\bar{\nu}(\nu) + p \rightarrow \mu^+(\mu^-) + R_t + X, \quad (44)$$

в основном получены с помощью больших пузырьковых камер (5 м), облученных в пучках $\nu(\bar{\nu})$ с $E = 10 \div 200$ ГэВ на ускорителях

ЦЕРН и Батавии. В экспериментах [55, 56] было зарегистрировано 2289 ($\bar{\nu}$)- и 7831 (ν)-событий. Средние характеристики отобранных событий: $\langle E_{\bar{\nu}} \rangle = 31$ ГэВ, $\langle W \rangle = 3,4$ ГэВ, $\langle Q^2 \rangle = 2,7$ (ГэВ/с)² для $\bar{\nu}$ -эксперимента [55] и $\langle E_{\nu} \rangle = 40$ ГэВ, $\langle W \rangle = 4,4$ ГэВ и $\langle Q^2 \rangle = 6,4$ (ГэВ/с)² для νp -взаимодействий [56].

Здесь W — полная энергия адронов в их с. ц. и.:

$$W^2 = M^2 + 2M(E_{\nu(\bar{\nu})} - E_{\mu}) - Q^2, \quad (45)$$

Q — переданный импульс:

$$Q^2 = (P_{\nu(\bar{\nu})} - P_{\mu})^2 = (E_{\nu(\bar{\nu})} - E_{\mu})^2 - (\mathbf{p}_{\nu(\bar{\nu})} - \mathbf{p}_{\mu})^2, \quad (46)$$

и $E_{\nu(\bar{\nu})}$, E_{μ} , $\mathbf{p}_{\nu(\bar{\nu})}$, \mathbf{p}_{μ} — энергии и импульсы лептонов, M — масса нуклонов. Вторичные заряженные частицы идентифицировались

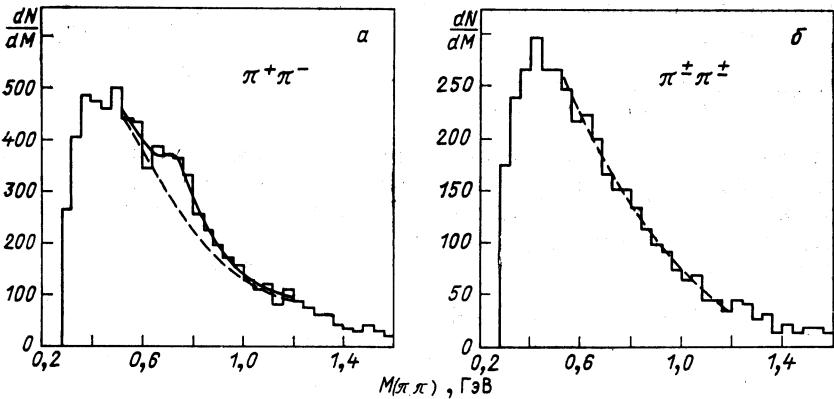


Рис. 15. Распределения пар пионов, образованных в $\bar{\nu}p$ -взаимодействиях при $\langle E_{\bar{\nu}} \rangle = 31$ ГэВ, по эффективным массам:

пунктир — фоновые процессы; сплошная кривая — с учётом резонансов по ионизации при $p \lesssim 1$ ГэВ/с, при больших импульсах они считаются пионами. На рис. 15 приведены распределения $M(\pi^+\pi^-)$ и $M(\pi^+\pi^+)$ для $\bar{\nu}p$ -взаимодействий [55].

Сигнал от ρ^0 -мезонов виден в распределении по $M(\pi^+\pi^-)$ и отсутствует в $M(\pi^+\pi^+)$. Анализ этих данных проводился по стандартной процедуре (см. разд. 1) и было получено: $\langle n(\rho^0) \rangle = 0,14 \pm 0,02$ и $R\left(\frac{\rho^0}{\pi^-}\right) = 0,12 \pm 0,02$. Имеющиеся данные по $\langle n(R_i) \rangle$ для ρ^0 - и f^0 -мезонов, образованных в $\nu(\bar{\nu})N$ -взаимодействиях, приведены в табл. 7. Здесь же для сравнения даны значения $\langle n(R_i) \rangle$ для π^+p -взаимодействий, полученные примерно при том же значении $\langle W \rangle$ ($p = 16$ ГэВ/с). Отсюда видно, что доля пионов, образующаяся при распадах $\rho \rightarrow \pi\pi$, составляет около 12—15%, как и в мягких соударениях адронов (см. табл. 1, 2). Значения $\langle n(\rho^0) \rangle$ в пределах погреш-

Таблица 7. Образование ρ^0 - и f^0 -мезонов в $\nu(\bar{\nu})p$ - и π^+p -взаимодействиях

Эксперимент	$\langle n(\rho^0) \rangle$	$\langle n(f) \rangle$	$\frac{\langle \rho^0 \rangle}{\langle \pi^- \rangle}$	$\frac{\langle f \rangle}{\langle \rho^0 \rangle}$
$\nu p (\langle W \rangle = 4,4 \text{ ГэВ})$	$0,14 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	$0,26 \pm 0,13$
$\nu p (\langle W \rangle = 4,4 \text{ ГэВ})$	$0,21 \pm 0,03^*$	—	—	—
$\nu p (\langle W \rangle = 5 \text{ ГэВ})$	$0,24 \pm 0,04$	—	—	—
$\nu d (\langle W \rangle = 5 \text{ ГэВ})$	$0,19 \pm 0,04$	—	$0,15 \pm 0,04$	—
$\bar{\nu} p (\langle W \rangle = 3,4 \text{ ГэВ})$	$0,21 \pm 0,03$	—	$0,12 \pm 0,02$	—
$\pi^+ p (p = 16 \text{ ГэВ}/c, \langle W \rangle = 5,56 \text{ ГэВ})$	$0,24 \pm 0,02$	$0,050 \pm 0,005$	$0,19 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,03$

* $\langle n(\rho^0) \rangle$ для событий с $n(\pi) \geq 1$.

ностей (около 25—30%) не зависят от Q^2 при $Q^2 \geq 4 \text{ (ГэВ}/c)^2$ и растут с увеличением W^2 от 10 до 100 ГэВ^2 :

$$\langle n(\rho^0) \rangle = -0,08 \pm 0,12 + (0,085 \pm 0,045) \ln(W). \quad (47)$$

Аналогичная зависимость имеет место и для πp - и pp -взаимодействий [56].

Распределение ρ^0 -мезонов по $x_F = p_{\parallel}^*/p_{\parallel \text{ макс}}^*$ в с. ц. и. адронов совпадает с x_F -распределением резонансов в процессах $\pi^+p \rightarrow \rho^0 X$ при $p = 16 \text{ ГэВ}/c$ [56]. Значительная часть ($\geq 50\%$) ρ^0 -мезонов образуется в области фрагментации u -кварков (см. табл. 6). На рис. 16, а приведены распределения резонансов по $x(\rho^0)$ для νp - и μN -взаимодействий [56, 57]. Доля пионов, образованных от распадов $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, растет с увеличением x (рис. 16, б) и при $x \geq 0,6$ — $R\left(\frac{\rho^0 \rightarrow \pi^-}{\pi^-}\right) \approx 1$, т. е. фрагментационные π^- -мезоны в основном являются продуктами распада ρ^0 -мезонов ($u \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^-$). Число π^+ -мезонов в этой области x примерно в 2 раза больше $n(\pi^-)$, поэтому только около 50% из них образуются в процессах $u \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+$. Для $\bar{\nu} p$ -взаимодействий, где фрагментирует d -кварк, $R(\rho^0/\pi^-) = 0,7 \pm 0,4$ при $x(\rho^0) = 0,6 \div 0,8$ (рис. 16, б).

Таким образом, при больших x фрагментация u (d) $\rightarrow \rho^0$ явно доминирует по сравнению с u (d) $\rightarrow \pi^-$, в то время как в некоторых теоретических моделях предполагается, что они одинаковы [2]. Распределение ρ^0 -мезонов по p_{\perp}^2 относительно $(\mathbf{p}_{\nu} - \mathbf{p}_{\mu})$ описывается экспонентой с $b = 3,8 \pm 1,0 \text{ (ГэВ}/c)^{-2}$, как и в мягких соударениях адронов [$\langle p_{\perp}(\rho^0) \rangle = (0,46 \pm 0,05) \text{ ГэВ}/c$].

В νp -взаимодействиях изучалось также и образование барионных резонансов (Δ^{++} , Δ^0) [58]. Для изучения рождения Δ^{++} было отобрано 2437 событий с суммарным продольным импульсом зарегистрированных вторичных частиц $-\Sigma p_{\parallel} \geq 10 \text{ ГэВ}/c$ [58]. В 455 со-

бытиях были идентифицированы по ионизации протоны с $p \lesssim 1$ ГэВ/с. В распределении по M (π^+p) имеется четкий пик в области Δ^{++} -резонанса. Отсюда было определено, что $R \left(\frac{\Delta^{++}}{N_{\text{собр}}} \right) = 0,090 \pm 0,015$ и $R \left(\frac{\Delta^0}{N_{\text{собр}}} \right) = 0,013 \pm 0,011$, т. е. примерно в 50% протоны образуются

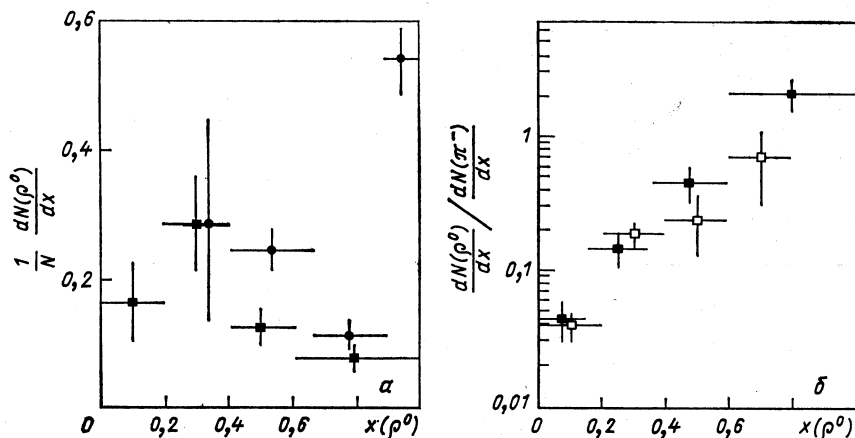


Рис. 16. Распределения ρ^0 -мезонов по x в νp - и μN -взаимодействиях (а) и зависимость отношения $N(\rho^0 \rightarrow \pi^-)/N(\pi^-)$ от x для νp - и $\bar{\nu} p$ -взаимодействий (б):
 ■ — νp -; □ — $\bar{\nu} p$ - и ● — μN -взаимодействия

при распадах $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$. Около 75% изобар имеют $x \leq 0,2$, т. е. рождаются в области фрагментации дикварка (uu) (см. табл. 6).

В нескольких экспериментах изучалось образование нейтральных странных частиц (V^0) в лептон-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях [59—63]. В этом случае основную роль играют «элементарные» процессы:

$$\nu d \rightarrow \mu^- u + (s\bar{s}), \quad (48)$$

$$\bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ d + (s\bar{s}), \quad (49)$$

$$e(\mu) u \rightarrow e(\mu) u + (s\bar{s}), \quad (50)$$

в которых странные частицы образуются в результате «слияния» валентных (u , d) и морских кварков (s , \bar{s}). Кроме того, по данным [59], около 35% нейтральных странных частиц, возможно, образуются в результате распадов очарованных частиц. Таким образом, изучение образования V^0 -частиц позволяет получить прямую информацию о распределениях странных и очарованных кварков (s , c) в нуклонах ($V^0 = \Lambda^0, K^0, \bar{K}^0, \bar{\Lambda}^0$).

В νp -взаимодействиях ($\langle E_\nu \rangle = 43$ ГэВ, $\langle W \rangle = 4,6$ ГэВ) было получено, что доля событий с нейтральными странными частицами

составляет $(17,4 \pm 0,8)\%$ и $\sigma(\Lambda)/\sigma(K^0) = 0,26 \pm 0,03$ [59]. Распределения V^0 -частиц по адронным переменным (x_F , p_{\perp}^2 и x) одинаковы для νp -, μp - и $e p$ -соударений (фрагментация u -кварков, см. табл. 6) и совпадают с аналогичными данными для $\pi^+ p$ -взаимодействий при $p = 16$ ГэВ/с [59, 62, 63]. Например, распределения V^0 -частиц по p_{\perp}^2 в νp -соударениях описываются $\exp(-bp_{\perp}^2)$ с $b(K^0) = 5,3 \pm 0,5$ и $b(\Lambda^0) = (3,5 \pm 0,6)$ (ГэВ/с) $^{-2}$, $(b_{\pi^+ p}(K^0) = 5,60 \pm 0,08$ и $b_{\pi^+ p}(\Lambda^0) = 3,48 \pm 0,09)$. В работе [61] оценена и поляризация Λ^0 -частиц в $\bar{\nu} p$ -взаимодействиях: $P(\Lambda^0) = 0,34 \pm 0,18$.

Совпадение распределений $x(K^0)$ для слабых и электромагнитных взаимодействий при $x \geq 0,4$ (область фрагментации u -кварков) дает возможность получить первую информацию о фрагментационной функции $D_u^{K^0}(x)$. К сожалению, статистика событий с K^0 -мезонами еще мала ($359 K_s^0$) [59].

В распределениях по эффективным массам $M(K^0\pi^+)$ и $M(\Lambda\pi^+)$ обнаружены сигналы ($r \leq 0,5 \div 0,3$) резонансов K^{*+} (890) и Σ^+ (1385) [59]. Было оценено, что они образуются в $(5,5 \pm 2,0)$ и $(1,4 \pm 0,4)\%$ полного числа $\nu p \rightarrow \mu^- X$ событий соответственно при $W'(K^*) \geq 1,8$ и $W'(\Sigma^+(1385)) \geq 1,5$ ГэВ [$W'(R_i)$ пороги рождения резонансов]. Аналогичные результаты были получены и для $\bar{\nu} p$ -взаимодействий [60, 61].

Таким образом, первые данные по рождению резонансов и адронов в глубоконеупругих взаимодействиях лептонов с нуклонами показывают, что механизмы их образования подобны тем, которые имеют место в сильных взаимодействиях. К сожалению, пока статистика событий для lN -соударений мала (2—8 тысяч событий), они получены для широкого интервала энергий, а средние полные энергии вторичных адронов невелики ($\langle W \rangle \leq 6$ ГэВ), что эквивалентно hN -взаимодействиям при $p = 16 \div 20$ ГэВ/с.

Высокоэнергетические e^+e^- -взаимодействия. Для изучения переходов $q \rightarrow \Sigma h$ наиболее перспективными являются процессы e^+e^- -аннигиляции [54]:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \Sigma h_i + \Sigma h_j. \quad (51)$$

В этом случае вся первичная энергия идет на образование точечных кварков, которые затем фрагментируют в адроны. Большинство данных по реакциям (51) при высоких энергиях получено на ускорителях со встречными пучками электронов и позитронов в Гамбурге (ФРГ) и Станфорде (США) ($\sqrt{s} \leq 36$ ГэВ).

Исследования e^+e^- -взаимодействий при высоких энергиях позволили проверить квантовую электродинамику до расстояний $(1-2) \times 10^{-16}$ см, открыть новые частицы (J/ψ , τ и др.) и изучить взаимодействия лептонов с кварками. КХД и кварк-партоновые модели в значительной степени основываются на данных по e^+e^- -аннигиляции, и поэтому мы кратко перечислим основные результаты [1, 2, 54].

Полное сечение $[\sigma_{\text{полн}}(W)]$ процессов типа (51) измерено при $W \leq 36$ ГэВ. В КХД его отношение к $\sigma_{\text{полн}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ определяется выражением [54]:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow h)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q e_q^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi} + O(\alpha_S^2) \right\}, \quad (52)$$

где множитель 3 связан с тремя различными цветами кварков; e_q — электрический заряд кварков; $\alpha_S(Q^2)$ — константа их взаимодействия при переданных импульсах Q^2 . В партонной модели [2] $\alpha_S(Q^2) = 0$. В низшем порядке теории возмущения

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_q) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (53)$$

где N_q — число различных кварков (u, d, s, c, b) и $\Lambda \approx 0,2 \div 0,3$ ГэВ — параметр, характеризующий область применимости КХД ($Q^2 > \Lambda^2$). При $W \gtrsim 20$ ГэВ выше порога образования известных кварков:

$$3 \sum_{u, d, s, c, b} e_q^2 = 11/3$$

и

$$R = 11/3 \left\{ 1 + \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi} + O(\alpha_S^2) \right\}. \quad (52')$$

Экспериментальные значения $R(W)$ в этой области энергий в пределах погрешностей не зависят от W [54] и

$$\langle R_{\text{эксп}}(W) \rangle = 4,01 \pm 0,03(\text{стат}) \pm 0,20(\text{сист}),$$

где указаны статистические и систематические погрешности. Сравнивая R и $R_{\text{эксп}}$, получаем

$$\alpha_S = 0,18 \pm 0,03(\text{стат}) \pm 0,14(\text{сист}). \quad (54)$$

Здесь систематические погрешности в определении α_S велики, но цветная природа кварков [множитель 3 в (52)] установлена однозначно.

После образования $(q\bar{q})$ -пары фрагментируют в адроны, которые коллимированы вокруг направления вылета кварков. Степень коллимации пропорциональна W^{-1} и меняется от $\delta \approx 31^\circ$ ($W = 4$ ГэВ) до $\delta \approx 17^\circ$ ($W = 36$ ГэВ), где δ — половинный угол конуса вылета адронов относительно оси разлета кварков [54]. Поэтому выделение струй адронов в e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях более просто и однозначнее, чем в жестких и глубоконеупругих процессах. Распределение осей струй по углу (θ_J) относительно направления первичных частиц хорошо описывается формулой

$$W(\cos \theta_J) \sim (1 + \cos^2 \theta_J), \quad (55)$$

которая справедлива для рождения γ -квантами пар частиц ($q\bar{q}$) со спином $J = 1/2$.

Триумфом КХД явились предсказание и обнаружение процессов жесткого излучения глюонов [65—67]:

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow q' + \bar{q}' + g. \quad (56)$$

В этом случае в конечном состоянии образуются три струи адронов:

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + g \rightarrow \sum_q h_i + \sum_q h_j + \sum_g h_k, \quad (57)$$

которые и были открыты в 1979 г. при $W = 30 \div 36$ ГэВ [66]. Трехструйные события составляют около 10% от всех аннигиляций $e^+e^- \rightarrow h$, их сечение:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g) \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow h) \alpha_S(Q^2) \quad (58)$$

пропорционально $\alpha_S(Q^2)$.

Из полученных данных о $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g)$ было найдено значение

$$\alpha_S(Q^2) = 0,17 \pm 0,01(\text{стат}) \pm 0,03(\text{сист}). \quad (59)$$

Изучение характеристик трехструйных событий позволило определить и спин глюона [$J(g) = 1$] [54, 66, 67].

Таким образом, основные постулаты КХД и кварк-партоновой модели [1, 2] о взаимодействиях точечных частиц (кварков и лептонов) при $Q^2 > \Lambda^2$ нашли свое яркое подтверждение в экспериментах по e^+e^- -взаимодействиям. Главной нерешенной проблемой остался механизм переходов кварков в адроны (проблема конфайнмента). Поэтому эта стадия всех процессов взаимодействия частиц описывается с помощью феноменологических моделей с параметрами, значения которых определяются из экспериментальных данных (см. разд. 4).

В e^+e^- -аннигиляции пока получены данные лишь по характеристикам вторичных долгоживущих адронов ($\pi, K, p, \bar{p}, \Lambda, \bar{\Lambda}$), которые могут быть в значительной степени связаны с кинематикой распадов резонансов, особенно это относится к π - и K -мезонам (см. разд. 2). Тем не менее обнаруженное подобие их поведения в слабых, сильных и электромагнитных взаимодействиях, вероятно, связано с универсальным характером фрагментации кварков в адроны и дает возможность получить данные о функции фрагментации $D_q^h(x, p_\perp^2)$.

Характеристики вторичных адронов в e^+e^- , lN - и hN -взаимодействиях. Лептон-кварковая природа всех взаимодействий частиц позволяет получить данные о фрагментации кварков в адроны из совместного анализа множественных процессов в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях. При сравнении данных следует учитывать различия в энергиях и состояниях фрагментирующих систем. В e^+e^- -аннигиляции исходным состоянием, как правило, является ($q\bar{q}$)-пара (51) с энергией $2E_q = W = \sqrt{s}$, которая вся идет

на образование адронов. В lN -взаимодействиях фрагментируют кварк и дикварк и их полная энергия W значительно меньше, чем энергия первичных частиц (\sqrt{s}) (рис. 17, а). Сложнее ситуация в hN -взаимодействиях. Здесь образуются четыре струи адронов, хорошее разделение которых возможно лишь при высоких энергиях ($E \geq 1 \div 2$ ТэВ) [48]. Две струи адронов связаны со взаимодействием кварков (34) и две спектаторные струи образуются при фрагментации непрореагировавших кварков (дикварков) (рис. 17, б).

Для определения энергии, идущей на образование адронов в каждой струе, используют методику выделения струй, аналогичную разработанной для e^+e^- -взаимодействий, или просто исключают из рас-

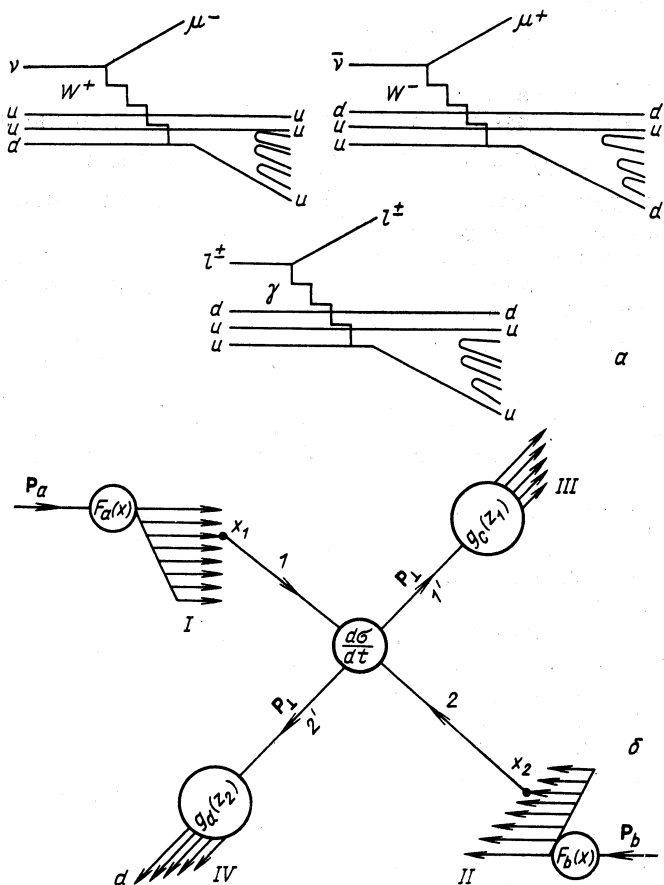


Рис. 17. Диаграммы взаимодействия лептонов с кварками (а) и схема жестких адронных соударений (б)

смотрения так называемые лидирующие частицы ($x \geq 0,4$) (для выделения струй от проваимодействовавших кварков) [7, 68]. Например, для pp -взаимодействия исключаются протоны с $x \geq 0,4$. В таком случае можно считать, что энергия, переданная в адроны, образовавшиеся при фрагментации кварков (34), $W = \sqrt{s} - E_p^{(1)} - E_p^{(2)}$. Поэтому сравнение данных, полученных в разных процессах, проводится при одинаковых W , а не \sqrt{s} для первичных частиц.

Другим важным вопросом при сравнении данных является тип кварков, фрагментирующих в адроны (см. табл. 6). Он различен для разных процессов, а в области фрагментации мишени, как правило, фрагментируют дикварки. Поэтому при сопоставлении данных желательно отбирать такие процессы, в которых фрагментируют одинаковые кварки (дикварки). К сожалению, при современной точности эксперимента это пока практически невозможно.

Рассмотрение данных начнем с множественности вторичных заряженных частиц в hN -, e^+e^- и lN -взаимодействиях. При относительно низких энергиях ($W \leq 10$ ГэВ) средняя множественность заряженных частиц [$\langle n_{ch}(W) \rangle$] медленно растет с увеличением W ($\sim \ln W$) и в пределах погрешностей не зависит от типа взаимодействия (рис. 18) [5, 7]. При более высоких энергиях имеются данные по $\langle n_{ch}(W) \rangle$ в e^+e^- -аннигиляции и в pp -взаимодействиях [68]. Абсолютные значения $\langle n_{ch}(W) \rangle$, полученные в e^+e^- -взаимодействиях с помощью различных установок, отличаются друг от друга на 5—10%. Это связано с методическими трудностями регистрации всех частиц и исключения фоновых процессов (типа $e^+e^- \rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$). В пределах погрешностей нет различия между данными для pp - и e^+e^- -взаимо-

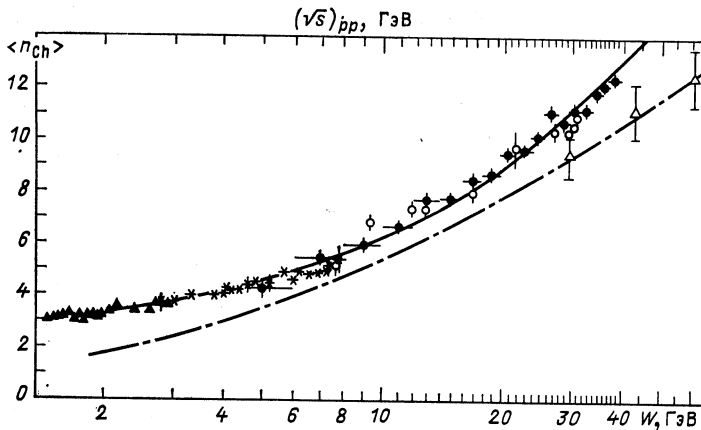


Рис. 18. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от полной энергии W вторичных адронов: ●, △ — pp -взаимодействия, ▲, *, ○ — e^+e^- -аннигиляция, сплошная кривая — расчет по формуле (60), штрихпунктирная зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от \sqrt{s} для pp -соударений

действий (рис. 18). При $W \geq 7$ ГэВ обнаружен быстрый рост $\langle n_{ch}(W) \rangle$, который удовлетворительно описывается формулой

$$\langle n_{ch}(W) \rangle = n_0 + a \exp(b \sqrt{\ln(W^2/\Lambda^2)}), \quad (60)$$

полученной в рамках КХД [69]. Здесь $\Lambda = 0,3$ ГэВ, $n_0 = 2,5 \pm 0,1$, $a = 0,030 \pm 0,004$ и $b = 1,9 \pm 0,1$. С чем связан этот рост $n_{ch}(W)$? Оценки показывают, что его нельзя объяснить увеличением сечения жесткого тормозного излучения глюонов (57) [54]. За счет этих процессов ожидается рост $\langle n_{ch}(W) \rangle$ на 0,8 при $W = 35$ ГэВ ($\Delta n_{ch} \approx 0$ при $W \leq 10$ ГэВ). Возможно, что рост $\langle n_{ch} \rangle$ главным образом

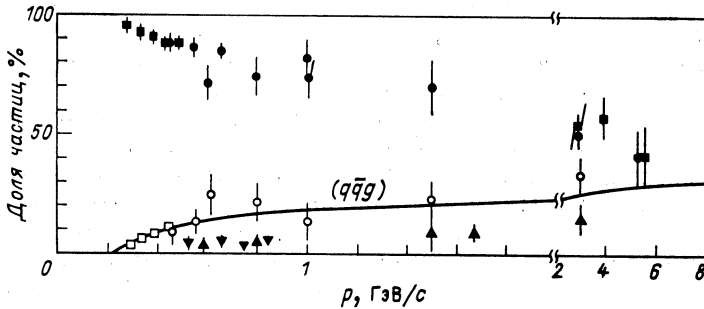


Рис. 19. Доля частиц данного типа (%) от полного числа вторичных заряженных частиц в зависимости от импульса при $W = 30$ ГэВ (e^+e^- -аннигиляция). *Кривая — вклад жесткого излучения глюонов в образование K^\pm -мезонов ($q\bar{q}g$): π^\pm (■, ●); K^\pm (□, ○); $p + \bar{p}$ (▼, ▲)

объясняется увеличением фазового объема ($\sim W^{1/2}$) [54]. Интересно отметить, что новые данные по $p\bar{p}$ -взаимодействиям при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ [70] удовлетворительно описываются зависимостью

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = a_1 + b_1 \ln s + c_1 \ln^2 s, \quad (61)$$

которая получена при анализе $\langle n_{ch}(s) \rangle$ в $p\bar{p}$ -соударениях для $\sqrt{s} \leq \leq 63$ ГэВ [5, 7]. В этом случае нет быстрого роста $\langle n_{ch}(s) \rangle$ с энергией, как и было для $\sqrt{s} \leq 63$ ГэВ без исключения лидирующих частиц [68]. Поэтому представляет интерес получение данных по $\langle n_{ch}(W) \rangle$ для событий без лидирующих частиц при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

Само распределение по множественности $P(n_{ch}(W))$ для e^+e^- -аннигиляции удовлетворяет КНО-скейлингу [5, 7]:

$$\langle n_{ch} \rangle P(n_{ch}) = \psi\left(\frac{n_{ch}}{\langle n_{ch} \rangle}\right), \quad (62)$$

т. е. явно не зависит от энергии ($W = 10 \div 36$ ГэВ). Однако распределение (62) уже, чем соответствующее $\psi(p\bar{p})$ без исключения лидирующих частиц.

Состав вторичных частиц в e^+e^- -аннигиляции (рис. 19) меняется с увеличением их импульса подобно тому, как это имеет место в

hN -взаимодействиях (см. разд. 3) [54, 71]. Например, при $W = 30$ ГэВ и $p \approx 0,3$ ГэВ/с около 90% вторичных частиц составляют π^\pm -мезоны и $\leq 10\%$ — K^\pm -мезоны. С увеличением импульса растет доля тяжелых частиц (K , p , \bar{p}), при $p = 4 \div 6$ ГэВ/с около 55% составляют π^\pm -мезоны, $\approx 33\%$ — K^\pm -мезоны и 12% — $(p + \bar{p})$. При еще больших импульсах ($p \approx 10$ ГэВ/с) отношение $\pi^\pm : (K^0, \bar{K}^0) : (\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0)$ составляет 4:2:1. Большая доля K -мезонов и барионов обнаружена и в жестких соударениях адронов при $p_\perp \geq 3$ ГэВ/с (см. разд. 3). Для сравнения в табл. 8 приведены оценки

Таблица 8. Средние множественности частиц в e^+e^- -аннигиляции ($W = 30$ ГэВ) и в pp -взаимодействиях ($\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ)

Тип реакции	π^\pm	π^0	K^\pm	p	\bar{p}	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	$\langle n_{ch} \rangle$
$e^+e^- \rightarrow h_i X$	11	5,5	1,4	0,2	0,2	0,15	0,15	12,8
$pp \rightarrow h_i X$	9	4,7	0,73	1,62	0,14	0,13	0,08	11,5

$\langle n_i \rangle$ для e^+e^- -аннигиляции ($W = 30$ ГэВ) и мягких pp -взаимодействий ($\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ) [5, 54]. Погрешности в определении $\langle n_i \rangle$ составляют 10–15%. Отсюда видно, что в глубоконеупругих процессах ($e^+e^- \rightarrow h$) рождается больше тяжелых частиц (K , p , \bar{p} , Λ), чем в мягких адронных соударениях.

Распределения долгоживущих адронов по импульсам (поперечным и продольным относительно оси струи адронов) во многом одинаковы для разных типов взаимодействий (e^+e^- , LN , hN).

Средний продольный импульс $\langle p_{||} \rangle$ адронов растет пропорционально W и меняется от 0,4 ($W \approx 5$ ГэВ) до 1,3 ГэВ/с ($W = 30$ ГэВ) [54, 72]. Средний поперечный импульс $\langle p_\perp \rangle$ увеличивается с ростом W от 0,34 до 0,45 ГэВ/с в том же интервале изменения W . Отсюда можно оценить половинный угол конуса вылета частиц в струе: $\delta \sim \langle p_\perp \rangle / \langle p_{||} \rangle \sim 20^\circ$ при $W = 30$ ГэВ (см. разд. 3). С увеличением энергии расширяется само распределение $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_\perp^2}$. Этот эффект хорошо описывается в КХД и связан с процессом жесткого тормозного излучения глюонов (56), средний поперечный импульс которых $\langle k_\perp(g) \rangle \sim \sim \alpha_s W$ [54, 66]. Появление третьей (глюонной) струи адронов и приводит к росту $\langle p_\perp \rangle$ и $\langle p_\perp^2 \rangle$ с увеличением W (≥ 10 ГэВ) при обработке событий по двухструйной модели ($e^+e^- \rightarrow qq$). Анализ данных при $W = 30$ ГэВ с учетом образования трех струй ($e^+e^- \rightarrow qq\bar{q}$) показал, что распределения адронов по p_\perp^2 относительно оси «своей» струи не отличаются от $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_\perp^2}$ при $W = 12$ ГэВ, когда излучением глюонов можно пренебречь, и $\langle p_\perp \rangle = 0,3 \div 0,35$ ГэВ/с [66, 71].

Таким образом, в первом приближении можно считать, что распределения адронов по x и p_{\perp}^2 не зависят от W и одинаковы для кварков и глюонов.

Как мы уже отмечали (см. разд. 1, 2), данные по лептон-нуклонным взаимодействиям получены в основном при $W \leq 10$ ГэВ, и поэтому нарушение скейлинга по p_{\perp}^2 для адронов не обнаружено [53].

В жестких адронных соударениях также изучались струи адронов при $W = 2 \div 14$ ГэВ и было найдено, что $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,4 \div 0,5$ ГэВ/с и не зависит от W [48]. Первые данные по характеристикам струй адронов получены и в мягких адронных соударениях для $p\bar{p}$ -, Kp - и pp -взаимодействий ($\sqrt{s} = 9 \div 62$ ГэВ) [72—75]. Хотя само существование струй, аналогичных струям от кварков, в мягких адронных взаимодействиях является проблематичным,

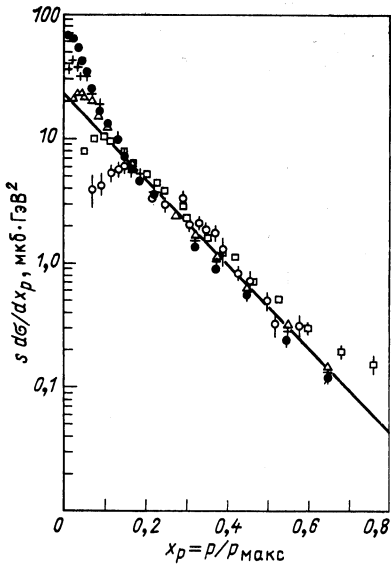


Рис. 20. Инклюзивный спектр вторичных заряженных частиц, образованных в e^+e^- -аннигиляции при $W = 5 \div 34$ ГэВ:
 ○ — 5, □ — 7,4; △ — 14; + — 22 и ● — 34 ГэВ

характеристики адронов в них и в процессах (51) оказались удивительно близкими. Мы уже отмечали одинаковую зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от W (60). Совпадают и распределения адронов по $p_{\perp}/\langle p \rangle$ для $W = 8 \div 30$ ГэВ («скейлинг в среднем») [73]. Несколько отличаются $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2}$ при $W = 28 \div 32$ ГэВ. В pp -взаимодействиях эти распределения немного уже, чем в e^+e^- -аннигиляции.

Возможно, это связано с грубой методикой исключения спектаторных струй. При меньших энергиях ($W \leq 20$ ГэВ) эти распределения не различаются.

Распределения адронов в струе по полному (или продольному) импульсам, измеренным в долях энергии струи ($x = 2p/W$), практически не зависят от W при $W \geq 5 \div 10$ ГэВ и $x \geq 0,15$ (рис. 20) [54, 71]. При больших W , когда можно пренебречь массами частиц, сечение e^+e^- -аннигиляции можно представить в виде

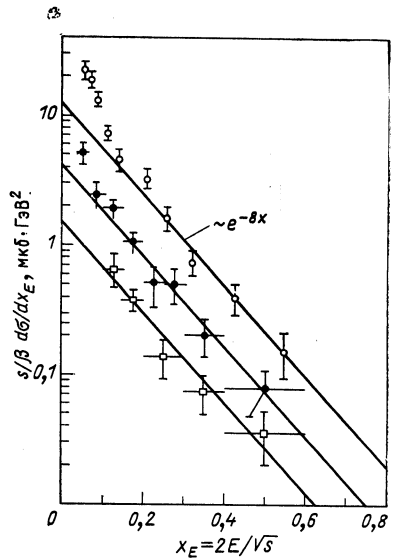
$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx} (e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h) &= \\ = \sigma_{\text{полн}}(q\bar{q}) 2D_q^h(x, s) &= \\ = \frac{8\pi\alpha^2}{s} e_q^2 D_q^h(x, s), & \end{aligned} \quad (63)$$

где $D_q^h(x, s)$ — число адронов с энергией x и $\sigma(q\bar{q})$ — сечение образования $q\bar{q}$ -пар. В этом случае из скейлинга $f(x) = s d\sigma/dx$ следует независимость функции фрагментации $D_q^h(x)$ от энергии (рис. 20). При малых значениях x ($\lesssim 0,15$) выход частиц резко растет с увеличением W от 5 до 35 ГэВ. С этим и связан быстрый рост средней множественности заряженных частиц в e^+e^- -аннигиляции (60). Он происходит за счет увеличения множественности малоэнергичных частиц ($p \lesssim 1$ ГэВ/с). Аналогичный эффект имеет место и в pp -взаимодействиях [5, 7]. Функция $D_q^h(x)$ немного меняется и при $x \gtrsim 0,4$. Значения ее уменьшаются с увеличением энергии. Такой тип нарушения скейлинга ожидается в КХД в связи с ростом сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g)$, что, естественно, приводит к уменьшению выхода адронов с большими x .

Распределения адронов по скорости ($y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+P_{||}}{E-P_{||}}$) относительно оси струи показывают существование плато, высота которого увеличивается с ростом W примерно в 3 раза в интервале 5—32 ГэВ [71]. Ширина плато также растет и при $W = 32$ ГэВ составляет около 3 единиц.

Эти же черты поведения $D_q^h(x)$ характерны и для отдельных типов

Рис. 21. Распределения π^\pm , K^0 (\bar{K}^0) и Λ ($\bar{\Lambda}$)-частиц, образованных в e^+e^- -аннигиляции ($W = 33$ ГэВ), по $x_E = 2E/\sqrt{s}$:
 ○ — π^\pm , ● — K^0 (\bar{K}^0) и □ — Λ ($\bar{\Lambda}$)



частиц (π^\pm , K^\pm , K^0 , \bar{K}^0 , p , \bar{p} , Λ , $\bar{\Lambda}$), образованных в e^+e^- -аннигиляции (рис. 21, 22). При $x \gtrsim 0,1$ функция $D_q^h(x) \sim \exp(-8x)$ и одинакова для разных частиц. Большой выход K -мезонов при $x \gtrsim 0,3$ является удивительным, так как только около 30% из них образованы валентными кварками (s, c, b), остальные — морскими [2, 54]. Наиболее неожиданный результат — большой выход барионов. Для его описания привлекают экзотические модели [54]. Например, предполагается, что имеется заметная вероятность извлечения из вакуума не только $q\bar{q}$ -пары, но и $(qq\bar{q}\bar{q})$ -состояния [$P(qq)/P(q) \approx 0,08$]. Другое объяснение большого выхода барионов дается в рамках аддитивной кварковой модели (см. разд. 4).

В жестких соударениях адронов фрагментационная функция $D_q^h(x)$ также не зависит от энергии при $W = 5 \div 16$ ГэВ и $x \gtrsim 0,3$ [48, 74]. При меньших значениях $D_q^h(x)$ ведет себя так же, как и в

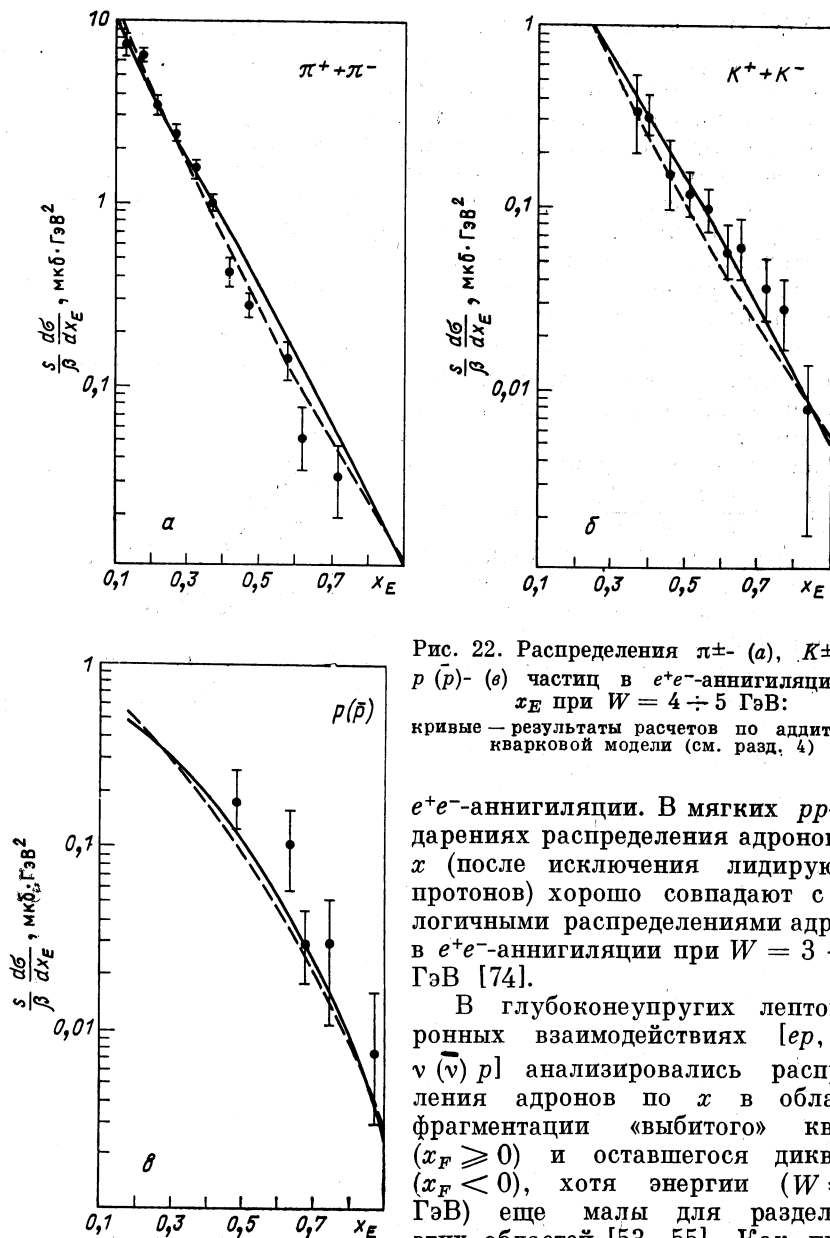


Рис. 22. Распределения π^\pm (а), K^\pm (б), $p(\bar{p})$ (в) частиц в e^+e^- -аннигиляции по x_E при $W = 4 \div 5$ ГэВ: кривые — результаты расчетов по аддитивной кварковой модели (см. разд. 4)

e^+e^- -аннигиляции. В мягких pp -соударениях распределения адронов по x (после исключения лидирующих протонов) хорошо совпадают с аналогичными распределениями адронов в e^+e^- -аннигиляции при $W = 3 \div 30$ ГэВ [74].

В глубоконеупругих лептон-адронных взаимодействиях [$e p$, μp , $\nu(\bar{\nu}) p$] анализировались распределения адронов по x в областях фрагментации «выбитого» кварка ($x_F \geq 0$) и оставшегося дикварка ($x_F < 0$), хотя энергии ($W \leq 10$ ГэВ) еще малы для разделения этих областей [53, 55]. Как правило, эти распределения сравнивались с данными по $D_q^h(x)$, полученными в pp - и e^+e^- -взаимодействиях при одинаковых энергиях (см., например, рис. 23). Как видно из рисунка,

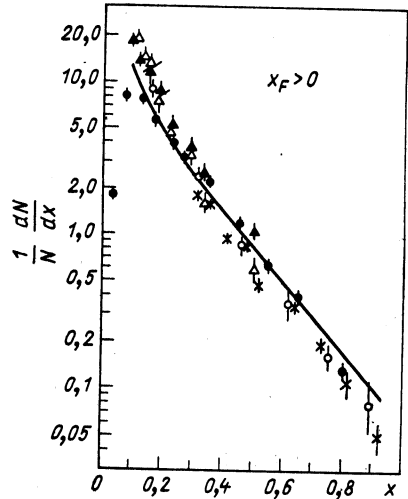
в пределах погрешностей значения $D_q^h(x)$ не отличаются друг от друга при $x \geq 0,1$ в области фрагментации «выбитого» кварка, хотя их типы различны (см. табл. 6). Статистические погрешности и систематические неопределенности в различных экспериментах еще велики, а энергии малы, чтобы уверенно выделить фрагментации различных кварков (u, d, s). Тем не менее такие попытки были сделаны [53, 55]. Например, анализировались x_F -распределения h^\pm -адронов в $\bar{\nu}p$ -взаимодействиях по формуле

$$f(x_F) = A(1 - |x_F|)^n$$

в областях фрагментации мишени ($ud \rightarrow h^\pm$) при $x_F \leq -0,05$ и «выбитого» кварка d ($x_F \geq 0,05$) [55]. Полученные значения n (табл. 9)

Рис. 23. Распределения вторичных заряженных адронов, образованных в глубоконеупругих процессах, в e^+e^- -аннигиляции и в pp -соударениях по x :

● — $\bar{\nu}N$; ○, × — ep ; Δ — $\frac{1}{2}(e^+e^- \rightarrow h)$; ▲ — $\frac{1}{2}pp$



совпадают в пределах погрешностей с $n_{\text{эксц}}$ для K^+p -взаимодействий при $p = 32$ ГэВ/с (см. табл. 4), хотя фрагментирующие системы кварков различны (см. табл. 6). С повышением энергии W , особенно для глубоконеупругих взаимодействий, можно будет измерить $D_q^h(x)$ для различных типов кварков.

Таким образом, в настоящее время можно считать, что в первом приближении фрагментационные функции $D_q^h(x, p_\perp^2)$ кварков примерно одинаковы в различных типах взаимодействий. Они при $W \geq 5$ ГэВ и $x \geq 0,2$ не зависят от энергии и $D(x) \sim \exp(-8x)$ для π -, K -мезонов и барионов. Первые данные по фрагментации глюонов

в адроны ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow h$) показывают, что нет большого различия между $D_q^h(x, p_\perp^2)$ и $D_g^h(x, p_\perp^2)$. Средний поперечный импульс долгоживущих адронов в струе $\langle p_\perp \rangle \approx 0,3 \div 0,35$ ГэВ/с в широкой области энергий ($W = 5 \div 36$ ГэВ). Однако первые результаты по исследованию образования резонансов в глубоконеупругих соударениях частиц показывают, что их доля велика (больше 5—60%), как и в

Таблица 9. Значения n для $\bar{\nu}p$ -взаимодействий $[f(x_F) = (1 - |x_F|)^n]$

x_F	Тип частицы	n
$\leq -0,05$	h^+	$3,0 \pm 0,3$
$\leq -0,05$	h^-	$3,3 \pm 0,5$
$\geq 0,05$	h^+	$2,0 \pm 0,2$
$\geq 0,05$	h^-	$1,6 \pm 0,2$

мягких взаимодействиях адронов. Поэтому $\langle p_{\perp} \rangle$ непосредственно рожденных частиц в струе больше и по оценкам составляет около 0,5 ГэВ/с. В связи с этим возникает вопрос и о характере x -распределений адронов и резонансов. Возможно, что они отличаются друг от друга, особенно для π - и K -мезонов (см. разд. 2). Тогда вид истинной фрагментационной функции $D_q^R(x, p_{\perp}^2)$ будет отличаться от измеренной. Но вряд ли изменятся ее скейлинговые характеристики.

4. КВАРК-ПАРТОННАЯ КАРТИНА МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ И СТРУКТУРА АДРОНОВ

Современная картина процессов множественного рождения частиц основывается на взаимодействиях точечных частиц: лептонов и кварков [1, 2]. Она особенно ярко проявляется на первой стадии этих процессов при больших передачах импульсов, когда кварки можно считать свободными [$\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$] (см. разд. 3). В этом случае хорошим приближением является кварк-партонная модель со свободными кварками, отклонения от которой описываются КХД [2]. Однако для последней стадии этих процессов (переход кварков в адроны) КХД неприменима из-за роста $\alpha_s(Q^2)$ (проблема конфайнмента), и для ее описания используются феноменологические модели с несколькими свободными параметрами, значения которых определяются из экспериментальных данных [2, 5, 7—12, 18, 32—36]. Эти параметры, по-видимому, позволяют установить основные особенности структуры адронов и процессов фрагментации кварков.

Мы обсудим теоретическую интерпретацию только общих закономерностей этих процессов, которые можно считать установленными. К ним относятся:

1. Универсальный характер распределений резонансов по поперечным и продольным импульсам (см. разд. 2).

2. Обильное рождение резонансов и малая доля π -, K -мезонов среди вторичных частиц, образованных во взаимодействиях частиц при высоких энергиях (см. разд. 2, 3).

3. Универсальность характеристик адронных струй в глубоконеупругих, жестких соударениях частиц и в e^+e^- -аннигиляции (см. разд. 3). Большая доля тяжелых частиц, особенно барионов, в адронных струях.

4. Подобие характеристик адронов во всех типах взаимодействия частиц (см. разд. 3).

Для описания множественных процессов используется широкий спектр моделей: от классических до квантово-хромодинамических [2—12, 18, 32—36]. Даже для краткого их обсуждения требуется специальный обзор. Однако если остановиться только на перечисленных выше закономерностях и на моделях, основанных на кварк-партонной картине взаимодействия частиц, то можно ограничиться двумя популярными моделями: фрагментационной моделью (ФМ) для глубоконеупругих и жестких соударений частиц [2] и аддитивной кварко-

вой моделью (АКМ) [18, 32—36], которые описывают множественные процессы и дополняют друг друга.

В первоначальной версии АКМ [18] рассматривались лишь симметричные свойства взаимодействий кварков в мягких соударениях частиц. Она содержала два основных предположения, которые используются и в современных модификациях модели [32—36].

Первое — связано с представлением о составляющих или «одетых» кварках (в работе [38] их называют валонами) [18, 32]. В отличие от токовых (точечных) кварков составляющий кварк представляет собой сложную систему, образованную валентным кварком и морем кварк-антикварковых пар и глюонами. Значения эффективных масс составляющих кварков выводится либо из адронных масс, либо из магнитных моментов барионов [32]. Во всех случаях результаты близки: $M(u) \approx M(d) \approx 350$ МэВ и $M(s) - M(u) \approx 175$ МэВ.

В АКМ свойства адронов и их мягких взаимодействий определяются характеристиками составляющих кварков, которые считаются практически не-

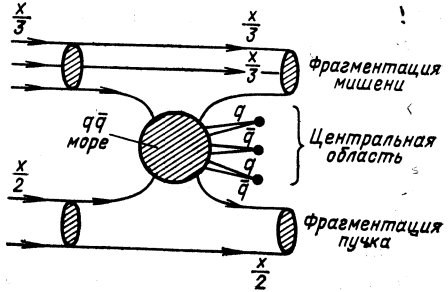


Рис. 24. Схема пион-нуклонного взаимодействия в аддитивной кварковой модели

зависимыми (импульсное приближение). Составляющие кварки несут $x = 1/3$ ($1/2$) импульса бариона (мезона). Взаимодействие адронов, как правило, сводится к взаимодействию двух кварков, в результате которого образуются новые кварки в центральной области ($|x| \leq 1/6$) и в областях фрагментации ($|x| \geq 1/3$) кварков-созерцателей (рис. 24) [5, 18, 32—36].

Объединение этих кварков и приводит к образованию адронов. Правила этого перехода составляют второе основное предположение АКМ [18]. Они заключаются в следующем. При больших энергиях в центральной области образуется много кварков и антикварков. Кварковая модель является $SU(6)$ -симметричной, поэтому естественно предположить, что вероятность образования кварков и антикварков не зависит ни от их типа и квантовых чисел (аромата, цвета спина и т. д.), ни от того, какими были исходные сталкивающиеся кварки. В этом случае вероятность найти кварк или антикварк с произвольной быстротой одинакова ($1/2q + 1/2\bar{q}$). Вероятность того, что близким к ним по скорости будет кварк или антикварк, так же одинакова:

$$\left(\frac{1}{2}q + \frac{1}{2}\bar{q}\right) \left(\frac{1}{2}q + \frac{1}{2}\bar{q}\right) \rightarrow \frac{1}{4}qq + \frac{1}{4}\bar{q}\bar{q} + \frac{1}{2}q\bar{q} \rightarrow \frac{1}{4}qq + \frac{1}{4}\bar{q}\bar{q} + \frac{1}{2}M, \quad (64)$$

где $M = q\bar{q}$ -мезонное состояние. Продолжая такое объединение, получим для центральной области $(q, \bar{q})_s$ [3, 4, 35] *:

$$(q, \bar{q})_s \rightarrow N(s) (6M + B + \bar{B}), \quad (65)$$

где $B = qq\bar{q}$; $\bar{B} = \bar{q}\bar{q}q$ — барионные состояния кварков; $N(s)$ зависит от полной энергии (\sqrt{s}) сталкивающихся кварков и определяет рост средней множественности адронов с энергией, например, $N(s) = b \ln(s/s_0)$. Параметры b и s_0 одинаковы для всех процессов и берутся из анализа экспериментальных данных [34, 35].

АКМ предсказывает соотношение между выходами мезонов и барионов [18]:

$$M : B : \bar{B} = 6 : 1 : 1, \quad (66)$$

и одинаковую вероятность образования компонент $SU(6)$ -мультиплетов. Аналогично можно получить соотношения между выходами B и M во фрагментационных областях [34, 35]:

$$q_i \rightarrow \frac{1}{3} B_i + \frac{2}{3} M_i, \quad (67)$$

$$(q_i q_j) \rightarrow \frac{1}{2} B_{ij} + \frac{1}{12} (B_i + B_j) + \frac{5}{12} (M_i + M_j), \quad (68)$$

где $q_i, q_i q_j$ — фрагментирующие кварки-созерцатели. Барионные (мезонные) состояния с индексами i, j содержат исходные фрагментирующие кварки ($M_i = q_i \bar{q}$; $M_j = q_j \bar{q}$, $B_i = q_i q q$, $B_{ij} = q_i q_j q$). Соотношение между мезонами и барионами при фрагментации одного кварка q_i (67) составляет

$$M : B = 2 : 1 \quad (69)$$

и при фрагментации двух кварков $(q_i q_j)$:

$$M : B = 5 : 4. \quad (70)$$

Доля барионов в области фрагментации больше, чем в центральной области.

Соотношения (65)–(70) справедливы при $s \rightarrow \infty$. При конечных энергиях ($E \lesssim 2$ ГэВ), как известно, странные частицы, в состав которых входит странный кварк (s), рождаются значительно реже, чем нестранные (см. разд. 2). Не исключено, что этот факт связан с относительным утяжелением странного кварка, которое и сказывается при конечных энергиях. В связи с этим вводится параметр λ , характеризующий [34, 35] подавление рождения странных кварков ($\lambda \approx 0,3$ при $E \lesssim 2$ ТэВ).

Мезонные и барионные состояния составляющих кварков образуют реальные адроны. Анализ экспериментальных данных показывает, что в основном рождаются барионы и мезоны из первых $SU(6)$ -мультиплетов: барионы из 56-плета и мезоны из 36-плета с нулевым

* Индекс s означает, что в объединении участвуют морские кварки.

орбитальным моментом кварков ($L = 0$). Это значит, что барионные состояния (qqq) представляются октетом частиц с $J^P = 1/2^+$ и декуплетом с $J^P = 3/2^+$, а мезонные ($q\bar{q}$) — двумя нонетами с $J^P = 0^-$ и $J^P = 1^-$. Кроме того, показано, что и мезонные мультиплеты с $L = 1$ (P -волновые мезонные состояния) составляют не менее 25% всех мезонов, непосредственно образуемых в многочастичных реакциях [33]. Вклад мультиплетов с $L = 2$ оценивается около 10% [34, 35]. Вероятно, образуются и барионные состояния с $L = 1, 2$, но пока трудно оценить их вклад. В работах [18, 33—35] приведены таблицы относительных вероятностей образования адронов с учетом подавления рождения странных кварков (λ) и мультиплетов с $L = 1, 2$.

Суммируем основные предсказания АКМ, основанные на введении составляющих кварков и кварковой комбинаторики (или кварковой статистики). Адроны в мягких соударениях частиц образуются в центральной области ($|x| \leq 1/6$) и в области фрагментации составляющих кварков-созерцателей ($|x| \geq 1/3$) (см. рис. 23). В центральной области их образуется много (65), (66) и выход различных адронов не зависит ни от их квантовых чисел, ни от типа первичных частиц. В связи с этим в АКМ предсказывается универсальное и одинаковое распределение непосредственно рожденных частиц по продольным и поперечным импульсам (п. 1 общих закономерностей рождения резонансов, см. разд. 2). В областях фрагментации эти распределения зависят только от x фрагментирующих кварков (67), (68), что и наблюдается в экспериментах для pp -, lp - и Kp -взаимодействий (см. разд. 2).

Преимущественное рождение резонансов (п. 2 общих закономерностей) связано с кварковой статистикой АКМ. Оно является следствием предположения об объединении кварков в адроны независимо от ориентации их спинов. В этом случае число $q\bar{q}$ -пар пропорционально статистическому весу $[2s(q\bar{q}) + 1]$ этих состояний и отношение

$$\frac{n(q\bar{q}, S=1)}{n(q\bar{q}, S=0)} = 3:1. \quad (71)$$

Это соотношение справедливо для всех областей рождения частиц и для любого значения $L(q\bar{q})$. Отсюда и получается преимущественное рождение состояний с более высокими спинами в рамках одного $SU(6)$ -мультиплета. Из (71) вытекает целый ряд соотношений между выходами различных адронов, которые могут быть проверены экспериментально [18, 33—35]:

$$\rho : \pi = 3 : 1; \quad K^* (890) : K = 3 : 1; \quad \Delta^+ : p = 2 : 1 \quad (72)$$

и т. д. В табл. 3 предсказания АКМ сравниваются с данными по рождению векторных ($L = 0$) и тензорных ($L = 1$) мезонов в $K^\pm p$ -взаимодействиях при $p = 32$ ГэВ/с. Согласие можно считать хорошим, за исключением $\langle n(K^\pm(890)) \rangle$, что, возможно, связано с их выстроенностью или с «примесью» квазидвухчастичных процессов (см.

Таблица 10. Образование K -мезонов в K^-p -взаимодей (дифракционные про

Сечение	$K^-p \rightarrow K^-X$		$K^-p \rightarrow \bar{K}^0X$	
	мб	%	мб	%
Полное	$8,3 \pm 1,5$	100	$8 \pm 0,5$	100
Для векторных мезонов (V)	$4 \pm 0,4$	48	$4,2 \pm 0,3$	53
Для тензорных мезонов (T)	$0,9 \pm 0,2$	11	$0,8 \pm 0,2$	10
Для мезонов с $L=0$ [(4/3) V]	$5,3 \pm 0,5$	64	$5,6 \pm 0,4$	71
Для мезонов с $L=1$ [(12/5) T]	$2,2 \pm 0,5$	25	$1,9 \pm 0,5$	24
Для мезонов с $L=2$ (оценка)	—	11	—	5
Для мезонов с $S(\bar{q}\bar{q})=1$ [$V + (9/5) T$]	$5,6 \pm 0,4$	68 ± 5	$5,6 \pm 0,3$	71 ± 4

разд. 2). Другой пример приведен в табл. 10 [34, 35]. Здесь даны сечения образования странных резонансов (K^*) в K^-p -взаимодействиях ($p=32$ ГэВ/с) и в pp -соударениях ($p=405$ ГэВ/с) и их доля в процентах. В АКМ ожидается, что странные мезоны образуются в 75% случаев с $S(\bar{q}\bar{q})=1$ и в 25% — с $S(\bar{q}\bar{q})=0$ [соотношение (71)]. Все частицы с $S(\bar{q}\bar{q})=1$ являются резонансами, если пренебречь распадами нестранных мезонов на K -мезоны. Векторные мезоны K^* (890) принадлежат к низшему мультиплету мезонов с $L=0$, тензорные мезоны K^* (1420) имеют $L=1$. Тензорные мезоны составляют 5/12 частиц $SU(6)$ -мультиплет с $L=1$, т. е. $n(L=1) = \frac{12}{5} T$. Из них 75% имеют $S(\bar{q}\bar{q})=1$, т. е. $\frac{9}{5} T$. Отсюда и получается, что величина $V + \frac{9}{5} T$ определяет число состояний с $S(\bar{q}\bar{q})=1$. Как видно из табл. 10, в пределах погрешностей она близка к 75%*. Таким образом, основное правило (71) кварковой статистики АКМ выполняется хорошо (см. разд. 2).

Таким образом, в рамках АКМ предсказывалось в 1973 г. [18] обильное рождение резонансов во взаимодействиях частиц высоких энергий, которое и было обнаружено в 1976—1980 гг. (п. 2 общих закономерностей) [5, 7, 11]. В настоящее время предсказания этой модели проверены более детально, и в пределах 5—10% они согласуются с экспериментом. Доля непосредственно рожденных λ - и K -мезонов в АКМ не превышает 5% [33]. Конечно, с накоплением данных, несомненно, будут обнаружены и отклонения от АКМ. Уже сейчас можно указать целый ряд возможных уточнений модели: учет поляризации (выстроенности) резонансов в области фрагментации (см. разд. 2), введение корреляций по быстроте между кварками,

* В этом расчете пренебрегалось вкладом состояний с $L=2$. По оценкам он составляет 5—10% [34, 35].

ствиях при $p = 32$ ГэВ/с и в pp -соударениях при 405 ГэВ/с
(цессы исключены)

$K^-p \rightarrow K^+X$		$K^-p \rightarrow K^0X$		$pp \rightarrow K_s^0X$	
мб	%	мб	%	мб	%
$1,6 \pm 0,5$	100	$1,6 \pm 0,5$	100	$7,4 \pm 0,5$	100
$1,1 \pm 0,3$	69	$0,9 \pm 0,2$	56	$3,4 \pm 1,0$	46
$0,08 \pm 0,1$	5	$0,08 \pm 0,01$	5	$1,7 \pm 0,8$	23
$1,5 \pm 0,4$	92	$1,2 \pm 0,3$	75	$4,5 \pm 1,3$	61
$0,19 \pm 0,02$	12	$0,19 \pm 0,02$	12	$4,1 \pm 1,9$	55
—	—	—	13	—	—
$1,24 \pm 0,3$	72 ± 19	$1,04 \pm 0,2$	$6,5 \pm 13$	$6,5 \pm 1,8$	87 ± 24

учет распределений составляющих кварков в адронах и т. д. [5, 7, 34–36].

Однако в настоящее время модель адекватна уровню имеющихся экспериментальных данных (см. разд. 3, 2). В связи с этим можно считать, что представление о почти свободных составляющих кварках соответствует действительности*. Это означает, что адроны имеют два характерных размера: r_q и R_h , где r_q — радиус составляющего кварка и R_h — радиус адрона. Оценки показывают, что $r_q^2/R_h^2 \approx 0,1$ и $r_q \approx 2 \cdot 10^{-14}$ см [11, 32–35]. Таким образом, при $Q^2 \lesssim 1$ ГэВ² составляющий кварк представляет единую, но «составную» систему с квантовыми числами валентного кварка-партона. При $Q^2 \gtrsim 1$ ГэВ² начинает проявляться его партонная структура, а при $Q^2 \gg 1$ ГэВ² — точечные кварки-партоны. Это вполне согласуется с тем фактом, что характерные поперечные импульсы партонов в адронах довольно велики (около 0,5–1 ГэВ), что близко к обратной величине размера составляющего кварка (см. разд. 3) [5, 32].

Эта картина нетривиальна из-за наличия в КХД одной единственной константы, которая меняется с расстоянием монотонно и не может быть велика как при $r \approx r_q$, так и при $r \sim R_h$. Возможно, что конфайнмент «моря» составляющего кварка обеспечивается рождением бесцветных глюонных образований — глюониев с $M(g) \approx 2 \div 3$ ГэВ [32, 34, 35].

Перейдем к рассмотрению закономерностей процессов с большими передачами импульса $Q^2 \gg 1$ ГэВ² (см. разд. 3). Все отличие от мягких соударений адронов в интерпретации этих процессов в рамках АКМ заключается в том, что сначала рождаются точечные кварки (см. рис. 17), которые по мере развития процесса превращаются в составляющие кварки. Далее они по правилам кварковой статистики

* Важным аргументом в пользу такой структуры адронов является успешное применение АКМ к адрон-ядерным взаимодействиям [11]. С другой стороны, некоторые соотношения АКМ получены и в рамках КХД [76].

(65)—(68) превращаются в адроны. Предпочтительный состав фрагментирующих кварков для разных реакций приведен в табл. 6. Кварки-созерцатели в lN -взаимодействиях и в жестких соударениях адронов фрагментируют точно так же, как и в мягких соударениях адронов.

Из этой общей картины сразу следуют общие закономерности фрагментации кварков в рассматриваемых процессах и универсальность адронных струй. Действительно, в центральной области ($|x| \lesssim \lesssim 0,15$) механизм образования адронов не зависит ни от типа первичных частиц, ни от квантовых чисел вторичных адронов по тем же причинам, что и в мягких адронных столкновениях. Конечно, при этом надо сравнивать характеристики адронных струй в разных процессах при одной и той же энергии струи (см. разд. 3). Множественность адронов в этой области растет с увеличением энергии (65). Этим и объясняется рост $\langle n_{ch} \rangle$ в адронных струях (см. рис. 18). При достаточно больших энергиях рост $\langle n_{ch} \rangle$ ожидается одинаковым для всех типов взаимодействий. Все другие характеристики адронов в этой области также не должны зависеть от начальных условий (например, $\psi(n/\langle n_{ch} \rangle)$, состава частиц, распределения их по p_{\perp} , y и т. д.), что и наблюдается на опыте (см. разд. 3). Универсальность и одинаковость по АКМ центральной области образования адронов в любом типе взаимодействий и обеспечивает в значительной степени то удивительное согласие характеристик вторичных адронов, рожденных в разных процессах, которое мы обсуждали в разд. 3 (п. 3 общих закономерностей).

В области фрагментации выбитых кварков ($|x| \gtrsim 0,15$) характеристики долгоживущих адронов в струях также подобны, хотя состав кварков в разных процессах различен (см. табл. 6). В АКМ механизм фрагментации для всех типов кварков предполагается одним и тем же (67) [34, 35]. Поэтому и распределения адронов по x и p_{\perp} ожидаются одинаковыми (см. рис. 20—22) (п. 3 общих закономерностей). Соотношения между барионами и мезонами также должны быть одинаковыми и $M : B = 2 : 1$ (69). Большая доля барионов в струях и была обнаружена в e^+e^- -аннигиляции, lN -взаимодействиях и в жестких соударениях адронов (см. разд. 3).

Первые данные по рождению резонансов в этих процессах показывают, что их доля не меньше, чем в мягких адронных соударениях (см. табл. 7).

Сравнение предсказаний АКМ для рождения долгоживущих адронов приведем на примере процессов e^+e^- -аннигиляции [35]. Сечение этих процессов в зависимости от x можно представить в виде

$$\begin{aligned} & \frac{s}{\beta} \left(\frac{1}{2\sigma} \frac{d\sigma}{dx} (e^+e^- \rightarrow hX) \right) = \\ & = \frac{1}{3} D_u(x) + \frac{1}{3} D_{\bar{u}}(x) + \frac{1}{12} D_d(x) + \\ & + \frac{1}{12} D_{\bar{d}}(x) + \frac{1}{12} D_s(x) + \frac{1}{12} D_{\bar{s}}(x), \end{aligned} \quad (73)$$

где \sqrt{s} — полная энергия e^+e^- -аннигиляции; β — скорость частицы в с. п. и.; $D_i(x)$ — фрагментационные функции кварков (антикварков) и множитель $1/2$ связан с образованием двух струй. Экспериментальные данные получены при $\sqrt{s} = 4 \div 5$ ГэВ и поэтому рождением более тяжелых кварков (c, b) можно пренебречь. В расчетах по АКМ учитывались лишь низшие $SU(6)$ -мультиплеты адронов с $L = 0$. Фрагментационные функции $D_i(x)$ предполагались одинаковыми для всех типов кварков и антикварков [35]:

$$D_i(x) = \frac{1}{3} F_B(x) + \frac{2}{3} \Phi_M(x) + N(s) (6\varphi_M(x) + f_B(x)), \quad (74)$$

где $F_B(x)$, $\Phi_M(x)$ — фрагментационные функции барионов (антибарионов) и мезонов в области фрагментации и $\varphi_M(x)$, $f_B(x)$ — в центральной области. Интегралы по этим функциям во всей области изменения x нормированы на единицу. Коэффициенты в (74) соответствуют правилам кварковой статистики [(65), (67)] АКМ. Выбор вида фрагментационных функций кварков (антикварков), как правило, основывается или на имеющихся данных об их распределениях по x в нуклонах (см. рис. 14) [2], или на экспериментальных данных по фрагментации кварков [2, 34–36]. При современном уровне эксперимента их конкретная форма достаточно произвольна, за исключением областей $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$. В области $x \rightarrow 0$ доминирует образование адронов из морских кварков и поэтому $\varphi_M(x) \sim f_B(x) \sim \frac{1}{x}$ [2, 35]. В области $x \rightarrow 1$ распределения адронов связаны с поведением адронных формфакторов и $\Phi_M \sim (1-x)$, $F_B(x) \sim (1-x)^3$ [2, 35].

Для описания e^+e^- -аннигиляции использовалась функция

$$\Phi_M(x) = \frac{1-x}{\sqrt{x}} (A_M + B_M x + C_M x^2), \quad (75)$$

где \sqrt{x} учитывает подавление вероятности найти в мезоне валентный кварк при $x \rightarrow 0$ по сравнению с морским; коэффициенты полинома A, B, C определялись из эксперимента. Отличие $F_B(x)$ от $\Phi_M(x)$ имеется лишь в области $x \gtrsim 0,9$ из-за другого поведения формфакторов барионов:

$$F_B(x) = \frac{\Phi_M(x)}{1 + \alpha/(1-x)^2} \quad (76)$$

и $F_B(x) \sim (1-x)^3$ при $x \rightarrow 1$ ($\alpha = 0,1$). В центральной области $\Phi_M(x) \sim f_B(x) \sim 1/x$ при $x \rightarrow 0$. При этом выборе фрагментационных функций были найдены распределения по x непосредственно рожденных частиц (73), (74) и затем учтен их распад на долгоживущие мезоны и барионы. Результаты вычислений по АКМ удовлетворительно описывают экспериментальные данные (см. рис. 22). Это означает, что правила кварковой статистики (74) в первом приближении выполняются и для e^+e^- -аннигиляции.

Подобие характеристик адронов во всех типах взаимодействия частиц также качественно объясняется в АКМ. В этом случае выделение лидирующих частиц ($|x| \geq 0,4$) в мягких соударениях означает, что исключаются фрагментационные адроны и остаются лишь адроны, образовавшиеся в центральной области (см. рис. 24). Как мы уже отмечали, поведение адронов в этой области не зависит ни от сорта первичных частиц, ни от типа их взаимодействий.

В последнее время в рамках АКМ вводятся фрагментационные функции и для мягких адронных соударений, что позволяет не только описывать общие закономерности этих процессов, но и провести количественное сравнение импульсных спектров вторичных частиц с предсказаниями АКМ [34, 35].

Таким образом, в рамках АКМ описывается широкий круг явлений: от статических свойств адронов и соотношений между их полными сечениями взаимодействия до характеристик адронных струй в процессах с большими передачами импульса. Введение фрагментационных функций (75), (76) по существу завершает построение полной феноменологической модели, описывающей адроны и их образование во взаимодействиях частиц высоких энергий. Для сравнения приведем основные постулаты модели Филда — Фейнмана, которая широко применяется для описания жестких адронных соударений [2]. Идеологически она существенно отличается от АКМ. В ней рассматривается фрагментация токовых кварков в адроны без стадии образования составляющих кварков (АКМ). Однако фрагментационные функции в обеих моделях берутся на основе одних и тех же экспериментальных данных, и поэтому конечные результаты должны совпадать. В модели Филда — Фейнмана функция фрагментации кварков в мезоны ($D_q^M(x)$) * имеет вид:

$$D_q^M(x) = \frac{\varphi_1(a)}{x} + \varphi_2(a)x + \varphi_3(a)x^{2(1-a)}, \quad (77)$$

где функции $\varphi_i(a)$ и параметр $a = 0,77$ определяются из экспериментальных данных по e^+e^- -аннигиляции и глубоконеупругим lN -взаимодействиям. Распределение непосредственно рожденных мезонов по поперечным импульсам относительно оси струи берется в гауссовой форме:

$$\frac{dN(M)}{dp_\perp^2} = A \exp(-p_\perp^2/2\sigma^2) \quad (78)$$

и $\langle p_\perp \rangle = (\sqrt{\pi}/2)\sigma$. Значение $\sigma \approx 0,35 \div 0,4$ ГэВ/с, чтобы первичные мезоны имели $\langle p_\perp(R) \rangle = 0,45 \div 0,50$ ГэВ/с и $\langle p_\perp(\pi^+) \rangle = 0,32 \div 0,35$ ГэВ/с (см. разд. 2, 3). Кроме того, в модели задается

* Очень часто используется следующий вид функций фрагментации:

$$D_q^M(z) = 1 - a + 3a(1 - z)^2,$$

где $z = \frac{(E + p)_h}{(E + p)_q}$.

соотношение между рождением векторных (V) и псевдоскалярных (P) мезонов ($V : P = 1 : 1$) и степень нарушения $SU(3)$ -симметрии при образовании ($s\bar{s}$)-пар кварков ($(u\bar{u}) : (s\bar{s}) = 2 : 1$) *. Предполагается, что после каждого акта излучения мезона кинематические характеристики дальнейшего фрагментационного процесса (77), (78) остаются неизменными. Как видно, исходные предположения этой модели примерно те же, что и в АКМ, за исключением кварковой статистики. Соотношение $V : P$ в этой модели берется из экспериментальных данных, которые получены с большими погрешностями и вряд ли соответствуют истинному соотношению первоначальных мезонов (см. табл. 5, 7). В модели не описывается образование барионов, хотя имеются попытки ее модификации в этом направлении [77].

На основе этой модели методом Монте-Карло были получены типичные адронные струи и изучены их характеристики: инклюзивные распределения мезонов, корреляции между ними, распределения по заряду адронов в зависимости от x и т. д. [2]. Результаты этих расчетов широко используются для описания характеристик адронных струй в жестких и мягких соударениях адронов и уточнения значений выбранных параметров модели [48, 72].

Сравнение предсказаний АКМ и модели Филда — Фейнмана для жестких соударений адронов еще не проводилось. В первом приближении их исходные предположения близки, а экспериментальные данные получены с большими погрешностями. Особенно это относится к распределениям по x и p_{\perp}^2 непосредственно рожденных частиц (резонансов).

С накоплением данных будут уточняться параметры этих моделей, которые должны быть получены и в рамках КХД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение рождения резонансов и струй адронов во взаимодействиях частиц высоких энергий существенно изменило наши представления о структуре адронов и их взаимодействиях.

В результате этих исследований было обнаружено обильное рождение резонансов и универсальность механизма их образования (см. разд. 2). Оказалось, что характерный поперечный импульс рождения адронов — $\langle p_{\perp}(R) \rangle \approx 0,5$ ГэВ/ c , а не $\langle p_{\perp}(\pi) \rangle \approx 0,34$ ГэВ/ c , как считали раньше. Вторичные долгоживущие адроны в основном являются продуктами распадов резонансов и поэтому слабо отражают динамику взаимодействия. По-видимому, адроны имеют два характерных размера: $R_h \sim 1/2m_{\pi}$ и $r_q \sim 1/m_N$. Последний размер связывают с существованием новых объектов — составляющих кварков внутри адронов, которые пока отсутствуют в КХД. Возможно, что эти объекты связаны с бесцветными образованиями глюонов

* В АКМ — $V : P = 3 : 1$ (72) и $(u\bar{u}) : (s\bar{s}) = 3 : 1$.

с $M(g) = 2 \div 3$ ГэВ, поиски которых сейчас интенсивно ведутся.

Характеристики адронов в струях в первом приближении также слабо зависят от типа взаимодействия и имеют простое скейлинговое поведение, несмотря на различный состав фрагментирующих кварков (см. разд. 3).

Конечно, с накоплением экспериментальных данных следует ожидать дифференциации струй адронов в зависимости от типа фрагментирующих кварков (см. разд. 3, 4). В связи с этим необходимы новые эксперименты как в области энергий $\sqrt{s} \ll 60$ ГэВ, так и при энергиях коллайдеров ($\sqrt{s} = 0,5 \div 2$ ТэВ).

Кварк-партоновые модели (см. разд. 4) удовлетворительно описывают имеющиеся данные с введением феноменологических параметров, которые должны быть получены в полной теории сильных взаимодействий.

Мне приятно поблагодарить за полезные обсуждения Р. А. Ква-тадзе, Р. Ледницкого и Ю. М. Шабельского.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981; УФН, 1981, т. 134, с. 3.
2. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975; Feynmann R. e.a.— Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3320; Nucl. Phys. B, 1978, v. 136, p. 1.
3. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. М.: Атомиздат, 1968; Никольский С. И.— УФН, 1981, т. 135, с. 545.
4. Фейнберг Е. Л.— УФН, 1980, т. 132, с. 255; 1983, т. 139, с. 3; Дремин И. М., Фейнберг Е. Л.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 996.
5. Гришин В. Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. М.: Энергоиздат, 1982; Гришин В. Г.— УФН, 1979, т. 127, с. 51; ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 3, с. 608; ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 3, с. 595.
6. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1974.
7. Лиходед А. К., Шляпников П. В.— УФН, 1978, т. 124, с. 3; Chliapnikov P. V.— In: Proc. of the XI Intern. Symposium on multiparticle dynamics. Bruges, Belgia, 1980, p. 232.
8. Андреев И. В., Дремин И. М.— УФН, 1977, т. 122, с. 37.
9. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. М.: Атомиздат, 1976.
10. Van Hove L.— Preprint CERN TH-3133, 1981.
11. Шабельский Ю. М.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, вып. 5, с. 1070; Николаев Н. Н.— УФН, 1981, т. 134, с. 370.
12. Ранфт Г., Ранфт Й.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 1, с. 90.
13. Ермолов И. В., Мухин А. И.— УФН, 1978, т. 124, с. 385; Шехтер В. М.— УФН, 1976, т. 119, с. 593; Burnett T. H. e.a.— Phys. Lett., B, 1978, v. 77, p. 443.
14. De Wolf E., Verbeure F.— In: Proc. of the XI Intern. Symposium on multiparticle dynamics. Bruges, Belgia, 1980, p. 125.
15. Киркби Дж.— УФН, 1981, т. 133, с. 309.
16. Wolf G.— DESY 80/85, Gamburg, 1980; Mess K. H., Wiik B. H.— DESY-82-011, Gamburg, 1982.
17. Brieman C. e.a.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 3.
18. Anisovich V. V., Shekhter V. M.— Nucl. Phys., 1973, v. 55, p. 455.

19. Гришин В. Г.— В кн.: Тр. XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Т. 1. Тбилиси, 1976; Препринт ОИЯИ Д1,2-10400, А2-6, Дубна, 1977; Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ 1-9536, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, т. 25, с. 117; ЯФ, 1981, т. 33, с. 1539.
20. Deutschmann M. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 103, p. 426.
21. Grassler H. e.a.— Ibid., 1978, v. 132, p. 1.
22. Jancso G. e.a.— Ibid., 1977, v. 124, p. 1.
23. Albrow M. G. e.a.— Ibid., 1979, v. 155, p. 39.
24. Higgins P. D. e.a.— Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 65.
25. Антипов Ю. М. и др. Препринт ИФВЭ 79-178, Серпухов, 1979.
26. Bartke J. e.a.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 137, p. 189; Walter M. e.a.— Z. Phys. C, 1979, v. 3, p. 89.
27. Göttgens R. e.a.— Ibid., 1981, v. 9, p. 21; Ажиненко И. В. и др. Препринт ИФВЭ 80-84, Серпухов, 1980; Ajinenko I. V. e.a.— Nucl. Phys. B, 1980, v. 165, p. 1; Ross R. T.— CERN/EP 81-89, Geneva, 1981; Шляпников П. В. и др. Препринт ИФВЭ 81-71, Серпухов, 1981.
28. Sixel P. e.a.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 159, p. 125.
29. Drijard D. e.a.— Z. Phys. C, 1981, v. 9, p. 293; Kourkouvelis C. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 91, p. 481.
30. Kichimi H. e.a.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 37.
31. Webb R. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 55, p. 331.
32. Шехтер В. М.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 817.
33. Шехтер В. М., Шеглова Л. М.— Там же, 1978, т. 27, с. 1070.
34. Анисович В. В., Кобринский М. Н., Нири Ю.— Там же, 1981, т. 34, с. 195, 1576.
35. Anisovich V. V., Nyiri Yu. e.a.— KFKI-56, Budapest, 1981; KFKI-36, Budapest, 1982.
36. Hwa R. C.— Preprint OITS-165, University of Oregon, Oregon, 1981.
37. Ажиненко И. В. и др. Препринт ИФВЭ 81-139, Серпухов, 1981.
38. Gunion J. F.— Phys. Lett. B, 1979, v. 88, p. 150.
39. Князев В. В. и др. Препринт ИФВЭ 80-122, Серпухов, 1980.
40. Basile M. e.a.— CERN-EP/81-86, Geneva, 1981.
41. Matveev V. A., Muradyan R., Tavkheldze A. N.— Nucl. Phys., 1973, v. 7, p. 719.
42. Biehl K. J. e.a.— Fortschr. Phys., 1980, Bd 28, S. 123.
43. Джмухадзе С. В. и др.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 160; Алеев А. Н. и др. Препринт ОИЯИ P1-81-165, Дубна, 1981; P1-82-360, Дубна, 1982.
44. Faccini-Turluer M. L. e.a.— Z. Phys. C, 1979, v. 1, p. 19; Barth M. e.a.— Ibid., 1981, v. 10, p. 205.
45. Wilkinson C. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 803; Erhan S. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 82, p. 301.
46. Blobel V. e.a.— Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 73.
47. Batyunya V. V. e.a.— Ches. J. Phys. B, 1981, v. 31, p. 1353; Ermilova D. I. e.a.— Preprint JINR E1-11190, Dubna, 1978.
48. Sosnowski R.— In: Proc. XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 693; Darrulat P.— Ann. Rev. Sci., 1980, v. 30, p. 159.
49. Kourkouvelis C. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 271—277.
50. Diakonou M. e.a.— Ibid., 1980, v. 89, p. 432; Donaldson G. J. e.a.— Phys. Rev. D, 1980, v. 21, p. 828.
51. Chilingarov A. e.a.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 151, p. 29.
52. Ван Хов Л.— УФН, 1978, т. 124, с. 509.
53. Lubatti H. J.— CERN-EP/81-64, Geneva, 1981.
54. Wolf G.— DESY 81-086, Hamburg, 1981; 82-077, Hamburg, 1982.
55. Derrick M. e.a.— Phys. Rev. D, 1981, v. 24, p. 1071; Phys. Lett. B, 1980, v. 91, p. 307.
56. Allen P. e.a.— Nucl. Phys. B, 1982, v. 194, p. 373.
57. Papa C. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 90; Aubert J. J. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 100, p. 433.
58. Berge J. P. e.a.— Phys. Rev. D, 1980, v. 22, p. 1043.

59. Grassler H. e.a.— Nucl. Phys. B, 1982, v. 194, p. 1.
 60. Derrick M. e.a.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 1; Barish S. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 783.
 61. Ammosov V. V. e.a.— Nucl. Phys. B, 1981, v. 177, p. 365; Ibid., 1980, v. 162, p. 205.
 62. Hicks R. G. e.a.— Phys. Rev. Lett, 1980, v. 45, p. 765.
 63. Cohen I. e.a.— Ibid., 1978, v. 40, p. 1614.
 64. Chetyrkin K. G. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 85, p. 277.
 65. Ellis J. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 111, p. 253.
 66. Brandelik R. e.a.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 148, p. 189; Phys. Lett. B, 1979, v. 86, p. 243; Bartel W. e.a.— Ibid., 1980, v. 91, p. 142.
 67. Brandelik R. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 97, p. 453; Behrend H. J. e.a.— DESY 81/80, Hamburg, 1981.
 68. Brandelik R. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 89, p. 418; Basile M.e.a.— Ibid., v. 95, p. 311; CERN-EP/81-76, Geneva, 1981.
 69. Furmanski W. e.a.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 155, p. 253.
 70. Alpgard K. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 107, p. 310—315.
 71. Brandelik R. e.a.— Ibid., 1980, v. 92, p. 199; Ibid., 1981, v. 105, p. 75; DESY-81/69, Hamburg, 1981.
 72. Barth M. e.a.— Nucl. Phys. B, 1981, v. 192, p. 289; Гришин В. Г., Диденко Л. А., Канарек Т. Препринт ОИЯИ P1-81-542, Дубна, 1981.
 73. Basile M. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 95, p. 311; 1980, v. 92, p. 367; CERN/EP, 80-114, Geneva, 1980; CERN/EP, 81-102, Geneva, 1981; CERN/EP, 81-43, Geneva, 1981; Nuovo cimento A, 1982, v. 67, p. 53.
 74. Breakstone A. e.a. CERN/EP, 81-68, Geneva, 1981.
 75. Хорган Р., Жакоб М.— УФН, 1982, т. 136, с. 219; Schopper H. CERN 81-17, Geneva, 1981.
 76. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 1114.
 77. Mayer T. DESY 81-46, Hamburg, 1981.

РЕФЕРАТЫ

УДК 539.126.343

Экспериментальное исследование электромагнитных размеров пиона и каона в опытах по упругому $\pi - e$ и $K - e$ рассеянию. Водопьянов А. С., Цыганов Э. Н. «Физика элементарных частиц и атомного ядра», 1984, том 15, вып. 1, с. 5—52

В работе дан обзор экспериментальных исследований электромагнитных размеров пиона и каона в опытах по упругому $\pi - e$ и $K - e$ рассеянию. Рассмотрены теоретические и экспериментальные аспекты проблемы электромагнитных формфакторов π^- и K^- -мезонов. Проведена сравнительная оценка прямых и косвенных методов исследования электромагнитных формфакторов пиона и каона. Описаны постановка задачи и особенности выполнения экспериментов по упругому рассеянию отрицательно заряженных пионов и каонов на атомных электронах.

Подробно рассмотрены методические вопросы экспериментов, выполненных при энергиях 50, 100 и 250 ГэВ. Описаны экспериментальные установки, созданные для данных экспериментов. Экспериментальная установка представляет собой одноплечевой магнитный спектрометр, состоящий из проволочных камер, жидководородной мишени, анализирующих магнитов, системы сцинтилляционных и черенковских счетчиков, работающий на линии с ЭВМ.

Рассмотрены вопросы обработки и анализа экспериментальных данных. Приведены экспериментальные результаты по электромагнитным размерам заряженных пиона и каона. Проводится сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями. Иллюстраций 34. Таблиц 15. Библиография 106 наименований.

УДК 539.125

Метод вычисления амплитуды рассеяния при высоких энергиях, использующий свойства унитарности и аналитичности. Трошин С. М., Тюрин Н. Е. «Физика элементарных частиц и атомного ядра», 1984, том 15, вып. 1, с. 53—93

Рассматривается динамический подход в теории сильных взаимодействий, основанный на анализе сингулярностей амплитуды рассеяния в комплексной плоскости прицельного параметра в прямом канале реакции. Этот подход опирается на использование общих свойств S -матрицы — аналитичности и унитарности и позволяет с единых позиций рассмотреть рассеяние во всей области переданных импульсов.

Для области фиксированных значений t в случае асимптотически растущих полных сечений найдено разложение амплитуды рассеяния в ряд по малому параметру.

В области фиксированных углов рассеяния получен степенной закон убывания сечений. Этот результат является следствием аналитичности амплитуды по косинусу угла рассеяния.

Показано, что в рамках рассматриваемого метода качественно воспроизводятся основные закономерности, наблюдаемые в процессах рассеяния адронов. Описана угловая зависимость сечения рассеяния в области больших значений t и фиксированных углов рассеяния. Разработанный метод применен также для анализа спиновых эффектов в упругом рассеянии, в частности для вычисления энергетической зависимости параметров спиновой корреляции в pp -рассеянии.

Иллюстраций 5. Библиография 39 названий.

УДК 539.171

Гармонический анализ на группе Лоренца и амплитуда упругого рассеяния адронов. Дренскa С. Б., Мавродиев С. Щ. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1984, том 15, вып. 1, с. 94—120

На основе предположения о квазипотенциальном характере адрон-адронных взаимодействий с применением методов гармонического анализа на группе Лоренца построена амплитуда упругого рассеяния адронов, которая описывает экспериментальные данные при

$\sqrt{s} \geq 10$ ГэВ в широком интервале передач импульсов. Получено выражение для эффективного радиуса адрон-адронных взаимодействий, исследована его зависимость от квантовых чисел сталкивающихся адронов. Систематизировано большое количество экспериментальных данных по адрон-адронным взаимодействиям при высоких энергиях. Сделаны предсказания для дифференциальных и полных сечений рассеяния $p, p, \pi^+, \pi^-, K^-, K^+$ на протоне при энергиях $10^2 \leq s \leq 10^6$ ГэВ² и $0,1 \leq |t| \leq 20$ ГэВ². Найдены значения энергий, при которых выполняются с хорошей точностью предельные формы теоремы Фруассара и Померанчука.

Таблиц 6. Иллюстраций 21. Библиография 44 наименования.

УДК 517.43:539.12.13

Нестабильные квантовые системы и интегралы Фейнмана. Экснер П. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1984, том 15, вып. 1, с. 121—171

Рассматриваются общие свойства нестабильных систем (частиц, ядер и т. д.). Сформулирован основной критерий для существования решения обратной задачи распада. Рассмотрено влияние повторных измерений на экспоненциальность законов распада и измеряемое время жизни. Оценка порядка этих эффектов проведена в рамках модели распада заряженных каонов в пузырьковой камере. Эти соображения дают физическое основание для полугруппового приближения при описании динамики нестабильных систем. Показано, что всякую такую полугруппу можно характеризовать так называемым псевдогамильтонианом. Указана связь этого псевдогамильтониана с полным гамильтонианом системы. Дается обзор строгих подходов к определению интегралов Фейнмана. Показано, как в рамках некоторых из этих подходов можно выразить эволюционный оператор, соответствующий псевдогамильтониану шредингеровского типа с локальным комплексным потенциалом. В качестве примера рассмотрен многомерный затухающий гармонический осциллятор.

Иллюстраций 5. Библиография 107 наименований.

УДК 577.3:539.189.1

Применение мюонных атомов в биомедицинских исследованиях (обзор). Сабиров Б. М. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1984, том 15, вып. 1, с. 172—177

В обзоре на примере экспериментальных работ ученых США, ФРГ и ЛЯП ОИЯИ показаны уникальные возможности применения мюонных атомов для сравнительного элементного анализа, в частности в биологии и медицине. Метод мюонных атомов обладает рядом преимуществ перед другими ядерно-физическими методами и открывает широкие возможности в дальнейшем развитии и применении в смежных областях науки и техники.

Иллюстраций 12. Таблиц 5. Библиография 47 названий.

УДК 539.12.1

Образование резонансов и струй адронов во взаимодействиях частиц высоких энергий и структура адронов. Гришин В. Г. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1984, том 15, вып. 1, с. 178—238

В обзоре обсуждается образование резонансов и струй адронов в соударениях частиц при высоких энергиях ($E \geq 10$ ГэВ). Рассматриваются методические проблемы выделения резонансов при рождении большого числа вторичных адронов ($n \geq 10$). Обсуждаются как статистические, так и систематические погрешности в определении характеристик образования резонансов и возможности их выделения при $E \geq 1$ ТэВ.

Приводятся данные по сечениям образования резонансов в глубоконеупругих, жестких и мягких соударениях лептонов и адронов. Показано, что во всех этих процессах они доминируют среди вторичных частиц.

Рассматриваются характеристики струй адронов, образованных в e^+e^- -аннигиляции, в глубоконеупругих процессах и в соударениях адронов. Обсуждаются характеристики адронов в струях и «универсальность» их поведения по различным переменным для этих процессов. Теоретическая интерпретация обильного рождения резонансов и универсальности струй адронов дается в рамках аддитивной кварковой и фрагментационной моделей. Обсуждается возможное существование двух характерных размеров адронов.

Иллюстраций 24. Таблиц 10. Библиография 77 наименований.