

539. 12

АДРОНИЗАЦИЯ КВАРКОВ И ГЛЮОНОВ В СТРУИ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. Г. Гришин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	221
2. Основы партонной модели и КХД	223
2.1. Мягкие процессы	224
2.2. Жесткие процессы	229
2.3. Взаимодействие партонов в КХД	236
3. Выделение струй адронов	237
3.1. Процессы e^+e^- -аннигиляции в адроны	238
3.2. Жесткие соударения адронов	239
3.3. Глубоконеупругие IN -взаимодействия	243
4. Квантовые числа и взаимодействия партонов	243
4.1. Ароматы и цвета кварков	243
4.2. Спины кварков и глюонов	244
4.3. Заряды кварков	245
4.4. Сечения образования струй адронов и КХД	246
5. Адронизация кварков и глюонов	251
5.1. КХД и феноменологические модели	251
5.2. Адронизация кварков	261
5.3. Глюонные струи адронов	274
5.4. Универсальность струй адронов в мягких и жестких соударениях частиц	280
6. Заключение	283
Список литературы	285

1. ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие физики высоких энергий в последние годы совершенно изменило наши представления о природе частиц и их взаимодействиях. Вместо множества адронов и мало связанных между собой направлений и моделей возник единый подход к описанию фундаментальных взаимодействий^{1,2}. Он основан на том, что окружающий нас мир построен из кварков и лептонов, которые взаимодействуют путем обмена γ -квантами (электромагнитные взаимодействия), глюонами (сильные взаимодействия) и промежуточными бозонами (слабые взаимодействия), открытыми в 1983 г. Эта картина мира имеет уже единую теорию слабых и электромагнитных взаимодействий и пока только фрагмент теории сильных взаимодействий, так называемую квантовую хромодинамику (КХД)¹⁻⁴.

КХД успешно описывает взаимодействие цветных партонов (кварков и глюонов) на малых расстояниях ($r \ll R$), когда в силу замечательного свойства этой теории, асимптотической свободы, они слабо взаимодействуют, и можно использовать методы теории возмущений (ТВ)*). На больших расстояниях ($r \sim R$) взаимодействие становится настолько сильным, что вероятно не дает цветным кваркам (глюонам) находиться в свободном состоянии.

*) Здесь R — «размер» адрона (~ 1 фм).

И только их бесцветные (белые) состояния — адроны наблюдаются в экспериментах. Именно описание этой стадии всех процессов, на которой из цветных кварков формируются адроны, и является главной нерешенной проблемой теории сильных взаимодействий (проблема конфайнмента). Поэтому при анализе экспериментальных данных, как правило, используются расчеты по ТВ КХД для малых расстояний и феноменологические модели для переходов кварков в адроны на $r \sim R$ (см. раздел 2). В результате такого симбиоза теории и феноменологии даже основная константа сильных взаимодействий $\alpha_s(Q^2)$, извлекаемая из опыта, оказывается зависящей от модельных предположений. Поэтому исследование образования адронов при высоких энергиях имеет важное значение как для получения структурных элементов, необходимых для создания полной теории, так и для проверки КХД на малых расстояниях.

Предмет настоящего обзора — струи адронов при высоких энергиях. Струи — это группы адронов, у которых поперечные импульсы (p_\perp) значительно меньше продольных (p_\parallel) относительно оси струи ($\sum P_i$). Очевидно, что эта терминология взята из обычных наших представлений о струе жидкости или газа ($p_\perp \ll p_\parallel$). Однако их выделение не является простой задачей в физике частиц (см. раздел 3). Если партоны действительно не существуют в свободном состоянии, то при высоких энергиях они переходят в струи адронов, которые более полно отражают их свойства, нежели отдельные адроны^{3,4}. Поэтому изучение струй адронов при высоких энергиях является одной из главных задач на всех крупнейших ускорителях. Они были обнаружены в так называемых жестких процессах, в которых партонам передается большой импульс ($Q^2 \gtrsim 10 \text{ ГэВ}^2$). К ним относятся: e^+e^- -аннигиляция, глубоконеупругие lN -взаимодействия, рождение частиц и струй с большими поперечными импульсами в адронных взаимодействиях и т. д.

Обнаружение струй адронов на ускорителях со встречными пучками (e^+e^- , pp , $p\bar{p}$) в жестких процессах сразу же показало, что можно рассматривать две различные временные (или пространственные) стадии этих реакций. Вначале, за очень короткое время $\tau \sim 1/Q$, образуются партоны с большими импульсами, и здесь применима ТВ КХД. Затем, уже за более долгое время $t \sim 1/m$, они переходят в адроны, и эту стадию описывают с помощью моделей (m — масса адрона *). Например, уже при $Q^2 \gtrsim 10 \text{ ГэВ}^2$ эти стадии процессов происходят в существенно разных областях: $st \lesssim 0,1 \text{ фм}$ и $ct \gtrsim 1 \text{ фм}$. Причем экспериментальные данные показывают, что характеристики струй адронов в основном совпадают со свойствами породивших их партонов. Отсюда и возникла гипотеза мягкого обесцвечивания, в которой предполагается, что при адронизации партонов их импульсные и квантовые характеристики передаются струе адронов (см. разделы 4 и 5), т. е. в первом приближении можно рассматривать образование и адронизацию партонов с большими импульсами как независимые процессы. В противном случае картина была бы очень сложной и вряд ли были бы получены столь яркие результаты за относительно короткое время.

Обнаруженная универсальность струй адронов, образованных в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях, также служит подтверждением этой гипотезы — адронизация партонов происходит независимо от способа их образования. Поэтому свойства струй адронов, образованных в разных взаимодействиях (см. раздел 4), целесообразно рассматривать совместно (см. раздел 5).

Физика струй адронов связана в основном с жесткими процессами, которые во взаимодействиях адронов составляют лишь небольшую долю ($\lesssim 1\%$). Однако для ее понимания существенную роль сыграли мягкие соударения адронов ($Q^2 \sim m^2$), которые изучаются уже более тридцати лет в космиче-

*) В обзоре мы будем, как правило, использовать систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

ских лучах и на ускорителях. В этих процессах нет жесткой стадии и ТВ КХД неприменима. Они описываются с помощью феноменологических моделей⁵⁻⁹. Однако мягкая стадия жестких процессов — адронизация партон — имеет много общего с мягкими соударениями адронов*). Более того, во многих моделях адронизации партон — используют основные закономерности этих процессов: ограниченность поперечного импульса адронов, квазиплато по скорости в центральной области, приближенный скейлинг в области фрагментации и близкодействующие корреляции между адронами. Единство физики мягких и жестких процессов хорошо отражено в партонной модели^{8,9}, которая широко используется при их интерпретации. В связи с этим мы кратко обсудим основные закономерности мягких соударений адронов в разделе 2, которые явно имеют общий характер.

При изложении материала мы предполагаем знакомство читателя с основами теории взаимодействия лептонов и кварков¹⁻⁴. Феноменология мягких соударений изложена в книгах⁵⁻⁷, оригинальная партонная модель — в работах⁸⁻⁹. Некоторые вопросы образования струй адронов обсуждаются в обзорных статьях журналов УФН и ЭЧАЯ¹⁰⁻¹³. В основном в них проводятся результаты исследований, полученные до 1982 г. С тех пор прошел период пессимизма относительно существования струй в адронных взаимодействиях (см. раздел 3). Они были выделены в рр-взаимодействиях (CERN, 1982). И сейчас, в связи с успешной работой коллайдера CERN со встречными пучками протонов и антипротонов (270×270 ГэВ³), наступил период их яркой манифестации: струи адронов видны, как говорят, невооруженным глазом. В связи с этим, мы главное внимание уделим последним результатам, полученным на ускорителях со встречными пучками.

2. ОСНОВЫ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ И КХД

Открытие скейлинга (1968 г.) в опытах по глубоконеупругому электро — р ждению было первым прямым экспериментальным указанием на существование новых точечных частиц внутри нуклонов. Эти результаты и послужили основой партонной модели (1969 г.), которая широко применяется для описания взаимодействия частиц высоких энергий⁸⁻⁹. Сейчас установлено, что роль этих новых частиц — партон — исполняют кварки (q_i) и глюоны (g)¹⁻⁴. В основном адрон состоит из двух (мезон) или трех (барион) валентных кварков (q) и глюонов. Квантовые числа валентных кварков и определяют квантовые числа адронов. Кроме того, в адроне имеется так называемое «море» ($q_s \bar{q}_s$)-пар, которые имеют нулевые квантовые числа и возникают в результате флуктуаций вакуума. Такая картина структуры адронов была получена в результате глубоконеупругих процессов^{3,4}.

Все взаимодействия частиц в партонной модели сводятся к взаимодействию их составляющих — партон — Она успешно описывает как мягкие процессы, так и характерные черты жестких соударений¹⁻¹⁹. В частности, в рамках этой модели было впервые предсказано образование струй адронов при высоких энергиях, которые являются предметом настоящего обзора. Возможность единого подхода к описанию всех взаимодействий является привлекательной чертой партонной модели, недоступной пока для КХД.

С другой стороны, партонная модель жестких процессов является лишь нулевым приближением КХД. Действительно, при высоких энергиях и $Q^2 \rightarrow \infty$ в силу асимптотической свободы КХД партон можно рассматривать как свободные частицы, что и является исходным постулатом этой модели^{8,9}. Таким образом, партонная модель является начальным этапом в теоретическом описании всех взаимодействий, и мы рассмотрим ее основные гипотезы

*) В литературе эту стадию часто называют фрагментацией партон — в адрон, что связано с первыми моделями фрагментационного типа (см. раздел 5).

и выводы как для мягких (см. раздел 2.1), так и для жестких процессов (см. раздел 2.2).

Рассмотрение мягких процессов связано с тем, что их свойства изучены наиболее полно, и они широко использовались при формулировке стадии адронизации партонов в жестких процессах. Кроме того, в последнее время экспериментально показана универсальность струй адронов в любых взаимодействиях, что несомненно свидетельствует о единстве физики их образования, недоступной пока для строгой теоретической интерпретации.

Жесткая стадия процессов образования струй описывается КХД¹⁻⁴. Поэтому мы рассмотрим простейшие диаграммы взаимодействия кварков и глюонов, а также модификацию формул партонной модели с учетом эффектов КХД (см. раздел 2.3).

2.1. Мягкие процессы

2.1.1. Экспериментальные закономерности

Гипотезы партонной модели (а их более 15), относящиеся к импульсным характеристикам партонов в адронах, в значительной степени основаны на экспериментальных данных о свойствах мягких ($Q^2 \sim m^2$) адронных соударений при высоких энергиях ($s^{1/2} \gtrsim 10$ ГэВ)^{8,9*}. Поэтому, следуя историческому развитию наших представлений о партонной природе взаимодействий, кратко приведем основные закономерности этих процессов⁵⁻⁷.

В инклюзивном подходе хорошо изучены одночастичные

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (2.1)$$

и двухчастичные

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + X \quad (2.2)$$

множественные процессы, где a и b — первичные частицы, c_1 и c_2 — вторичные адроны и X — любое адронное сопровождение⁵⁻⁹. Они описываются соответствующими инвариантными распределениями^{**})

$$\frac{E_c}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma_c^{ab}}{dp_c} = f_c^{ab}(s^{1/2}, p_c), \quad (2.3)$$

$$\frac{E_{c_1} E_{c_2}}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma_{c_1 c_2}^{ab}}{dp_{c_1} dp_{c_2}} = f_{c_1 c_2}^{ab}(s^{1/2}, p_{c_1}, p_{c_2}), \quad (2.4)$$

которые в общем случае зависят от трех (2.3) и шести (2.4) кинетических переменных и квантовых чисел первичных (a, b) и вторичных (c_1, c_2) частиц^{***}). Кроме полной энергии ($s^{1/2}$) столкновения, обычно используют разные наборы кинематических переменных в зависимости от исследуемой области фазового пространства реакций (2.1), (2.2). Они подробно обсуждаются в монографиях⁵⁻⁷. Для наших целей достаточно рассмотреть только две характерные области: центральную и фрагментационную, в которых функции (2.3), (2.4) имеют разное поведение. В этих случаях используются переменные:

$$x = \frac{p_{\parallel}^*}{p_{\max}^*} \approx \frac{2p_{\parallel}^*}{s^{1/2}}, \quad (2.5)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \quad (2.6)$$

*) Эти взаимодействия обычно называют процессами множественного рождения адронов (или просто множественными процессами)⁵⁻⁷. В них, как правило, рождается много вторичных частиц ($\langle n \rangle \gtrsim 10$). Например, при $s^{1/2} = 540$ ГэВ (pp-коллайдер CERN) $\langle n \rangle_{\pm} = 27,5 \pm 0,4$ и $\langle n \rangle \approx 40$ ¹⁴.

**) f_c^{ab} также часто называют структурными функциями процесса (2.1).

***) Мы будем рассматривать взаимодействие неполяризованных первичных частиц.

и p_{\perp}^*). Здесь x — переменная Фейнмана, p_{\parallel}^* , p_{\max}^* — продольный и максимально возможный импульсы вторичных частиц в СЦИ; y — продольная быстрая (или просто быстрая), удобная при рассмотрении медленных частиц ($v \approx p/E \ll 1$) в центральной области. Граница между этими областями довольно неопределенна, но при существующих ускорительных энергиях можно считать, что в центральной области $x \lesssim 0,1 \div 0,05$ или $|y| \lesssim |y_{\max}| - 2^{5-7}$. Структурные функции процесса (2.1) в этих переменных имеют вид:

$$f(s^{1/2}, p) = \frac{E^* d^2 \sigma(s)}{\sigma_{\text{in}}(s) \pi p_{\max}^* dx dp_{\perp}^2} \approx \frac{2E^*}{\pi s^{1/2} \sigma_{\text{in}}(s)} \frac{d^2 \sigma(s)}{dx dp_{\perp}^2}, \quad (2.7)$$

$$f(s^{1/2}, p) = \frac{1}{\pi \sigma_{\text{in}}(s)} \frac{d^2 \sigma(s)}{dy dp_{\perp}^2}. \quad (2.8)$$

При продольных преобразованиях Лоренца распределение (2.8) не изменяет своей формы, а лишь сдвигается начало отсчета на постоянную величину $y_0 = (1/2) \ln [(1 + v_0)/(1 - v_0)]$, где v_0 — относительная скорость систем отсчета. После введения основных понятий инклюзивного описания множественных процессов перечислим их главные закономерности¹⁴⁻¹⁹:

1. Поперечные импульсы p_{\perp} вторичных адронов ограничены ($p_{\perp} \lesssim 1$ ГэВ) и $\langle p_{\perp} \rangle = 0,4 - 0,5$ ГэВ в широком интервале энергий ($s^{1/2} = 10 - 540$ ГэВ), в то время как $p_{\parallel}^* \sim s^{1/2 \cdot 5-7,14}$. Отсюда следует двухструйная картина мягких адронных соударений при высоких энергиях ($p_{\perp} \ll \ll p_{\parallel}^*$)^{5-7,14}. Этот замечательный результат впервые был получен в экспериментах с космическими лучами для долгоживущих частиц ($\tau \gtrsim 10^{-10}$ с), в основном для π -мезонов ($\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,35 \pm 0,05$ ГэВ)⁶. В экспериментах на ускорителях было обнаружено, что основную долю ($\approx 80\%$) вторичных частиц составляют короткоживущие ($\tau \lesssim 10^{-22}$ с) состояния — резонансы (R), а долгоживущие адроны (π -, K -мезоны и барионы), как правило, являются продуктами их распадов⁵. Распределения прямых продуктов реакции — резонансов по p_{\perp}^2 описываются простой формулой:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d\sigma(R)}{dp_{\perp}^2} = \langle n(R) \rangle e^{-B(R)p_{\perp}^2}, \quad (2.9)$$

с $B(R) = 3,4 \pm 0,2$ ГэВ⁻², что соответствует $\langle p_{\perp}(R) \rangle = 0,47 \pm 0,02$ ГэВ. Формула (2.9) справедлива для резонансов с $M(R)$ от 0,55 ГэВ (η -мезоны) до 1385 МэВ ($\Sigma^{\pm*}$) и прямых пионов^{5**}). Ограниченность поперечного импульса адронов, открытая в экспериментах, широко используется в моделях и до сих пор не имеет удовлетворительного теоретического объяснения.

2. В центральной области инвариантные распределения адронов практически не зависят от квантовых чисел первичных и вторичных частиц, за исключением значений $\langle n(R) \rangle$. Они имеют при $s^{1/2} = 23 - 63$ ГэВ квази-плато по y :

$$f(s, p_{\perp}^2, y) = A_c \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha} (1 - \beta |y|) e^{-B m_{\perp}^2}, \quad (2.10)$$

где $m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2$, $s_0 = 1$ ГэВ², $\alpha \approx 0,2$, $\beta \approx 0,1$, $B \approx 7$ ГэВ⁻¹ ***). Ширина и высота этого квази-плато увеличиваются с энергией $\sim \ln s$ и s^{α} (или $\sim \ln s$) соответственно^{5,14}. С этим и связан рост средней множественности адронов:

$$\langle n(s) \rangle \sim \int f(s, p_{\perp}^2, y) dp_{\perp}^2 dy \sim \ln^2 s. \quad (2.11)$$

*) В дальнейшем мы будем опускать индексы частиц, за исключением специальных случаев.

**) Более тяжелые резонансы, состоящие из c - и b -кварков, имеют $\langle p_{\perp}(J/\psi) \rangle \approx 1$ ГэВ и $\langle p_{\perp}(\Upsilon) \rangle \approx 1,5$ ГэВ и образуются в результате жестких соударений.

***) Эти значения коэффициентов получены при $s^{1/2} = 23 - 63$ ГэВ для долгоживущих частиц (π , K)⁵. К сожалению, аналогичные данные для резонансов отсутствуют.

Универсальность $f(s, p_{\perp}^2)$ для различных процессов и существование квази-плато по y используются в партонных моделях *).

3. В области фрагментации инвариантные функции (2.7) практически не зависят от полной энергии столкновения — $f(p_{\perp}^2, x)$. Это явление получило название фейнмановского скейлинга или масштабной инвариантности сильных взаимодействий⁸. Оно было открыто в экспериментах, проведенных на ускорителях ИФВЭ (Серпухов) и CERN (Женева)^{5,6}.

Распределения $f(x, p_{\perp}^2)$ при $x = 0,2 - 0,8$ удовлетворительно описываются формулой

$$f(x, p_{\perp}^2) = A(p_{\perp}^2)(1-x)^m, \quad (2.12)$$

где m зависит от квантовых чисел первичных и вторичных адронов⁶. Возможные объяснения значений m для различных процессов даются в рамках кварк-партонных моделей.

4. Корреляции в рождении двух частиц (2.2) изучались с помощью функций:

$$C_2(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma_{\text{in}}^2} \frac{d\sigma}{dy_1} \frac{d\sigma}{dy_2}, \quad (2.13)$$

$$R_2(y_1, y_2) = \frac{C_2(y_1, y_2)}{\sigma_{\text{in}}^{-2} (d\sigma/dy_1) (d\sigma/dy_2)} = \frac{\sigma_{\text{in}} d^2\sigma/dy_1 dy_2}{(d\sigma/dy_1) (d\sigma/dy_2)} - 1, \quad (2.14)$$

для различных наборов первичных и вторичных частиц **). Эти корреляционные функции равны нулю, если адроны рождаются независимо ***). В результате многочисленных экспериментов были обнаружены близкодействующие корреляции в рождении долгоживущих адронов по переменным Δy , Δp_{\perp} и $\Delta\phi$ ($\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ — разность азимутальных углов вылета частиц)^{5,6}. Корреляционные длины (L) составляют: $L(\Delta y) \approx 2$, $L(\Delta\phi) \approx 0,2 - 0,3$ и $L(\Delta p_{\perp}) \approx 0,15 - 0,2$ ГэВ⁻¹. Они в значительной степени объясняются кинематикой распадов резонансов. К сожалению, данные о корреляциях прямых продуктов соударений — резонансов еще не получены.

Также были изучены интервалы компенсации различных квантовых чисел вторичных адронов (заряда, изотопического спина, барионного числа и т. д.) по кинематическим переменным (x, y, p_{\perp}). Они имеют близкодействующий характер (так называемая локальная компенсация).

Дальнодействующие корреляции по множественности в рождении адронов, летящих в разные полусферы в СЦИ, обнаружены в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ. Эти основные закономерности мягких процессов были получены в результате многолетних исследований с космическими лучами и на ускорителях, включая и данные с коллайдера CERN (1984 г.)¹⁴. При создании партонной модели (1969—1973 гг.)^{8,9} не все они были известны. В частности, большой вклад резонансов и относительно быстрый рост $f(y=0, s)$ и $\langle n(s) \rangle$ с энергией были обнаружены в последние годы. Однако это не затрагивает основы модели, а ее дальнейшие модификации учитывают эти особенности.

2.1.2. Партонная модель

Основная гипотеза партонной модели состоит в том, что реальную частицу с большим импульсом (p) можно рассматривать как совокупность некоторого числа ($n \sim \ln(p/\mu)$) практически невзаимодействующих точечных партонс с ограниченными массами (μ) и поперечными импульсами (k_{\perp}).

*) Квазиплато по y (2.10) соответствует распределению dx/x (2.7) по x .

**) Функция $R_2(y_1, y_2)$ менее чувствительна к погрешностям в измерении σ_{in} , нежели $C_2(y_1, y_2)$, что очень важно для экспериментов, проводимых на ускорителях со встречными пучками.

***) При этом следует учитывать влияние законов сохранения энергии-импульса, особенно на границах фазового объема процессов (2.2).

Продольные импульсы (k_{\parallel}) партонов изменяются от p до $k_{\parallel} \sim \mu$ (рис. 1, а) ^{8,9}. В этом случае быстрая частица слабо связана с флуктуациями вакуума, которые возникают за короткие промежутки времени ($\tau \sim 1/k$) и существенны лишь для медленных партонов ($k \sim \mu$). Таким образом, адрон с $p \rightarrow \infty$ представляет собой струю партонов ($k_{\perp} \ll k_{\parallel}$), летящую в направлении p (см. рис. 1, а).

Далее, на основании экспериментальных данных по множественным процессам (см. раздел 2.1.1) и модельных предположений формулируются гипотезы об импульсных распределениях партонов ^{8,9}:

1. Структурная функция адрона $F_h^q(p, k_{\perp}^2, k_{\parallel})$ при $p \rightarrow \infty$ зависит лишь от $x = k_{\parallel}/p$, т. е. имеет место масштабная инвариантность. Ее удобно

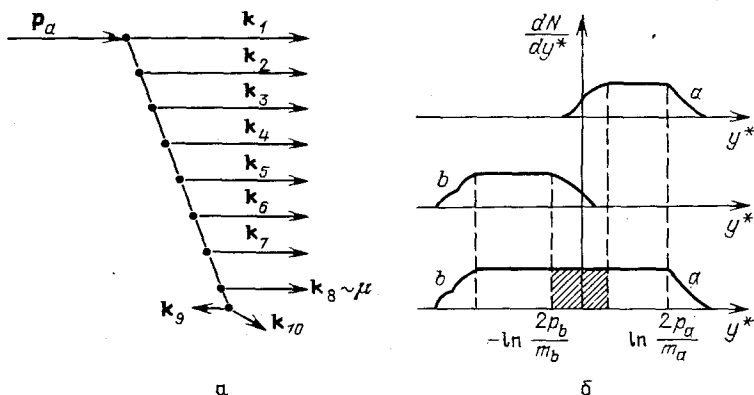


Рис. 1. а — Партоновая схема адронов с $p \rightarrow \infty$. б — Распределения партонов по быстрой в адронах (а, б) до взаимодействия и после соударения

представить в виде $F_h^q(x, k_{\perp}^2) = xq(x, k_{\perp}^2)$, где $q(x, k_{\perp}^2)$ — плотность вероятности найти партон с x и k_{\perp}^2 .

2. Распределения партонов по поперечным импульсам ограничено и $\langle k_{\perp} \rangle = 0,3 - 0,5$ ГэВ.

3. В центральной области распределение партонов универсально для всех адронов и не зависит от x :

$$F_h^q(x, k_{\perp}^2) = \text{const}, \quad q(x) \sim \frac{1}{x}.$$

Это означает, что в распределении партонов по быстрой ($F_h^q(y, p_{\perp}^2)$) имеется плато (рис. 1, б).

4. В области фрагментации $F_h^q(x) \sim (1-x)^m$, где m зависит от квантовых чисел партонов и адронов.

5. Партоны взаимодействуют друг с другом только при $\Delta y \approx 1-2$ (ближкодействующие корреляции).

Как мы видим, основные гипотезы модели (пп. 1—5) полностью соответствуют установленным закономерностям множественных процессов (см. раздел 2.1), за исключением сильного нарушения масштабной инвариантности распределений адронов в центральной области (рост высоты плато с s). Это нарушение связано с волновой природой взаимодействий и описывается КХД.

Взаимодействие адронов в модели осуществляется за счет медленных партонов:

$$\sigma \sim \pi \lambda^2 \sim (s_{12})^{-1} \sim e^{-\Delta y_{12}}, \quad (2.15)$$

где σ — сечение взаимодействия точечных партонов, λ — длина волны, $s_{12}^{1/2}$ — полная энергия и Δy_{12} — относительная быстрота двух партонов. Поэтому с немалым сечением могут провзаимодействовать лишь медленные партоны

с $\Delta y_{12} \lesssim 1-2$. В результате их взаимодействия все другие партоны уже не смогут собраться в исходные адроны, а разойдутся в пространстве, произведя в результате своих распадов и обесцвечивания адроны с быстрой скоростью в интервале от нуля до $\ln(2p/m)$ (см. рис. 1, б). Поскольку взаимодействие между партонами является близкодействующим, то распределение адронов по быстрой скорости будет воспроизводить распределение исходных партонов. Этим и обеспечивается согласованность модели и эксперимента относительно общих закономерностей мягких процессов. Сам механизм перехода партонов в адроны неизвестен, и поэтому более конкретные предсказания о характеристиках адронов требуют дополнительных предположений¹⁵⁻¹⁹.

В партонной модели также довольно просто описывается и пространственно-временная картина взаимодействий⁹. При отсутствии теории это особенно важно для понимания физики процессов обесцвечивания и рассмотрения соударений частиц с пространственно-протяженными объектами — ядрами²⁰⁻²². Картина образования струи (см. рис. 1, а) за счет последовательного испускания партонов с $k_{\perp} \sim \mu$ и k_{\parallel} приводит к характерному для диффузии распределению

$$\Phi(\rho, y) = \frac{C(y)}{\pi\gamma(y_p - y)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{\gamma(y_p - y)}\right] \quad (2.16)$$

в плоскости, перпендикулярной p ; здесь ρ — прицельный параметр удара, $n = \gamma(y_p - y)$ — число партонов в интервале $\Delta = y_p - y$ и $y_p = \ln(2p/m)$. Отсюда следует, что наиболее широкое распределение имеют медленные партоны ($y \approx 0$), и быстрый адрон имеет поперечный размер

$$R_{\perp} \approx (\gamma y_p)^{1/2} = \left(\gamma \ln \frac{2p}{m}\right)^{1/2}, \quad (2.17)$$

что приводит к известному росту R_{\perp} с $p \rightarrow \infty$. В продольном направлении (z) каждый партон с k_{\parallel}^i распределен в интервале $\Delta z \sim 1/k_{\parallel}^i$, и продольные размеры адрона опять определяются медленными партонами:

$$R_{\parallel} \approx \frac{1}{k_{\parallel}} \sim \frac{1}{\mu}. \quad (2.18)$$

Таким образом, быстрый адрон представляет собой диск с радиусом R_{\perp} и толщиной $R_{\parallel} \sim 1/\mu$. Полные сечения взаимодействия адронов определяются их размерами и $\sigma \sim \pi R_{\perp}^2 \sim \gamma \ln(2p/m)$.

В этой пространственно-временной картине имеет смысл и понятие времени жизни той или иной партонной флуктуации, а отсюда и «времени жизни» партонов

$$\tau \sim \frac{k_i}{\mu^2} \sim \tau_0 \frac{k_i}{\mu}, \quad (2.19)$$

где τ_0 — характерное время жизни партона в его системе покоя⁹. Из (2.19) видно, что время жизни партонов увеличивается с ростом импульса, и их адронизация происходит на все больших расстояниях, что и учитывается при рассмотрении адрон-ядерных взаимодействий²⁰⁻²².

Эти основные гипотезы партонной модели^{8,9} о структуре адронов широко используются для анализа мягких и жестких процессов при высоких энергиях¹⁻⁹. Для описания переходов партонов в адроны вводятся так называемые фрагментационные функции $D_q^h(z, p_{\perp}^2)$, свойства которых во многом аналогичны свойствам $F_h^q(x, k_{\perp}^2)$ *). Конкретный вид функций D_q^h и F_h^q определяется из экспериментальных данных по жестким процессам (см. раздел 2.2). Квантовые числа (заряд, странность и др.) партонов и соответствующих им струй адронов связаны между собой, что и дает возможность их экспериментального измерения (см. раздел 4).

*) $z = p_h/k = p_h/xp$ — доля импульса (или энергии) партона, уносимая адроном.

2.2. Жесткие процессы

2.2.1. Типы процессов

В настоящее время основная информация по жестким процессам получена при исследовании глубоконеупругих lN -взаимодействий (рис. 2), e^+e^- -аннигиляции в адроны (рис. 3) и hh -соударений (рис. 4).

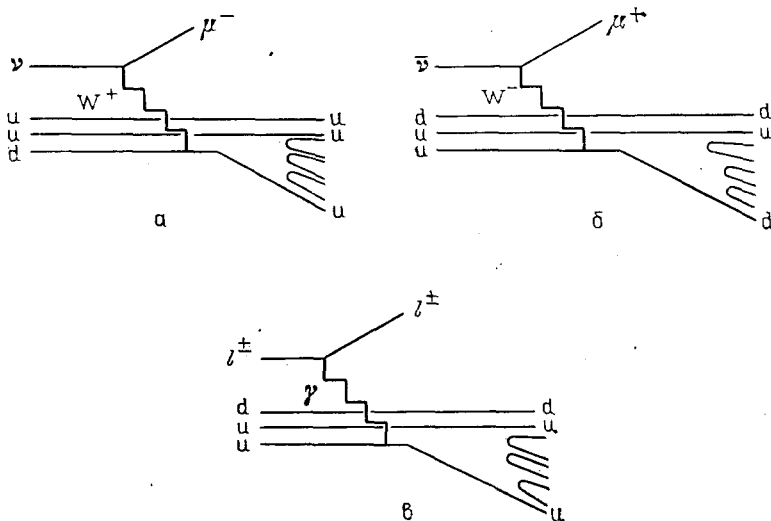


Рис. 2. Диаграммы глубоконеупругого взаимодействия ν (а), $\bar{\nu}$ (б) и l^\pm (в) с протонами p (uud)

В партонной модели lN -взаимодействия рассматриваются как результат некогерентного упругого взаимодействия лептонов со струей кварков, образующих адрон. Поэтому сечения этих процессов определяются известными сечениями взаимодействия лептонов с точечными заряженными частицами-кварками ($\sigma(lq \rightarrow lq)$) и импульсным распределением кварков в нуклоне ($q(x)$)^{1,2}. Как видно из рис. 2, в этом случае

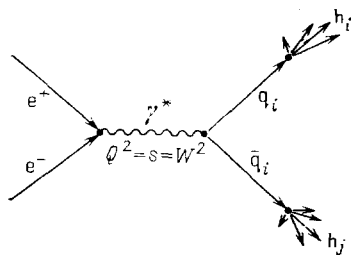


Рис. 3. Диаграмма e^+e^- -аннигиляции в две струи адронов

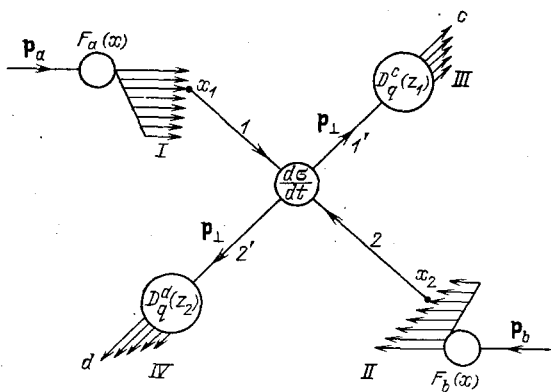


Рис. 4. Схема образования четырех ($I-IV$) струй адронов в жестких hh -соударениях

образуются две струи (J_i (h)) адронов, связанные с фрагментацией «выбитого» кварка ($D_{q_i}^h(z)$) и оставшегося дикварка ($D_{q\bar{q}}^h(z)$)^{*}.

^{*} Так как поперечные импульсы адронов и партонов много меньше продольных, то в первом приближении их можно не учитывать. Зависимость F_q^h и $D_{q\bar{q}}^h$ от квадрата переданного импульса (Q^2) связана с полевой картиной взаимодействия (КХД) и будет обсуждаться ниже.

В e^+e^- -аннигиляции (см. рис. 3) в простейшем случае образуются две струи адронов при распаде виртуального γ^* -кванта ($Q^2 = s = W^2$) на $q\bar{q}$ -пару. Распределения адронов в струях описываются функциями фрагментации $D_{q(\bar{q})}^h(z)$ кварков и антикварков.

Наконец, третий, наиболее сложный, тип жестких процессов — hh -взаимодействия (см. рис. 4). Они определяются структурными функциями взаимодействующих адронов ($F_{a,b}^q(x)$), сечением взаимодействия партонов и фрагментационными функциями ($D_q^h(z)$) кварков и глюонов. Здесь образуются четыре струи адронов. Две (I, II) из них связаны с непротиводействующими партонами, их обычно называют спектаторными струями ($J_s(h)$). Другие две (III, IV) струи образуются при фрагментации рассеянных партонов и, как правило, имеют большие поперечные импульсы или энергии. Выделение этих струй возможно лишь при высоких энергиях $s^{1/2} \gtrsim 20$ —30 ГэВ.

Таким образом, жесткие процессы дают довольно сложную информацию об образовании и фрагментации кварков и глюонов, которая на первый взгляд относится к совсем различным ситуациям. Однако во всех этих реакциях имеются две стадии: образование партонов на очень малых расстояниях ($r \sim 1/Q$) и их переход в адроны на больших ($R \sim 1/m$). Как показывает опыт, эти стадии в первом приближении независимы. Поэтому можно изучать отдельно образование партонов и их фрагментацию в адроны. В этом случае становится возможным совместный анализ различных жестких процессов и получение данных о структурных функциях адронов, сечениях взаимодействия партонов и об их фрагментации в адроны.

2.2.2. Импульсные распределения кварков в адронах (глубоконеупругие lN -взаимодействия)

Изучение инклюзивных процессов

$$l + N \rightarrow l' + X, \quad (2.20)$$

при больших передачах импульса (Q) и энергии (ν) позволяет измерить импульсные распределения кварков в нуклонах ($q(x)$), которые являются исходными данными при анализе любых жестких соударений с участием адронов ¹⁻⁴. В электромагнитных взаимодействиях ($l \equiv e, \mu$) сечение (2.20) можно представить в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \sigma_0(x, y) \sum_i e_{q_i}^2 q_i(x), \quad (2.21)$$

при $x = Q^2/2m\nu$, $y_h = qp/m = \nu/E$, $\nu = E - E'$, m — масса нуклона и e_{q_i} — заряд кварка в единицах заряда электрона (см. рис. 2) ^{1,2 *}. Физический смысл x — доля импульса нуклона, уносимая кварком ($0 \leq x \leq 1$), y_h — доля энергии лептона, переданная адронам в ЛС координат. Первый множитель в (2.21) соответствует сечению элементарного процесса (например, $e\mu \rightarrow e\mu$) с учетом того, что квадрат полной энергии в lq -взаимодействии $\hat{s} = xs$:

$$\hat{\sigma}_0(x, y) = \frac{2\pi\alpha^2}{sx} \frac{1 + (1 - y_h)^2}{y_h^2}, \quad (2.22)$$

где $\alpha = 1/137$ ^{**}). Таким образом, в партонной модели сечение lN -взаимодействия является произведением известного сечения рассеяния точечных частиц на функции распределения кварков по импульсам в нуклоне. Поэтому из данных по (2.21) можно получить сведения о $\sum_i e_{q_i}^2 q_i(x)$.

*) Квадрат полной энергии вторичных адронов $W^2 = m^2 + 2m\nu - Q^2$.

**) Зависимость сечения от $e_{q_i}^2$ введена под знак суммы из-за различия зарядов кварков ($e_u = +2/3$, $e_d = -1/3$, $e_s = -1/3$).

В настоящее время проведены измерения IN -взаимодействий на протонах и дейтонах в интервалах по Q^2 от 1 до 200 ГэВ^2 и по x от 0,03 до 0,9²³⁻²⁶. В результате было обнаружено нарушение скейлинга (см., например, рис. 5). С увеличением Q^2 функция $F_2(x, Q^2)$ растет в области $x \lesssim 0,2$ и уменьшается при $x > 0,2$. Этот эффект связан со взаимодействием партонов и объясняется

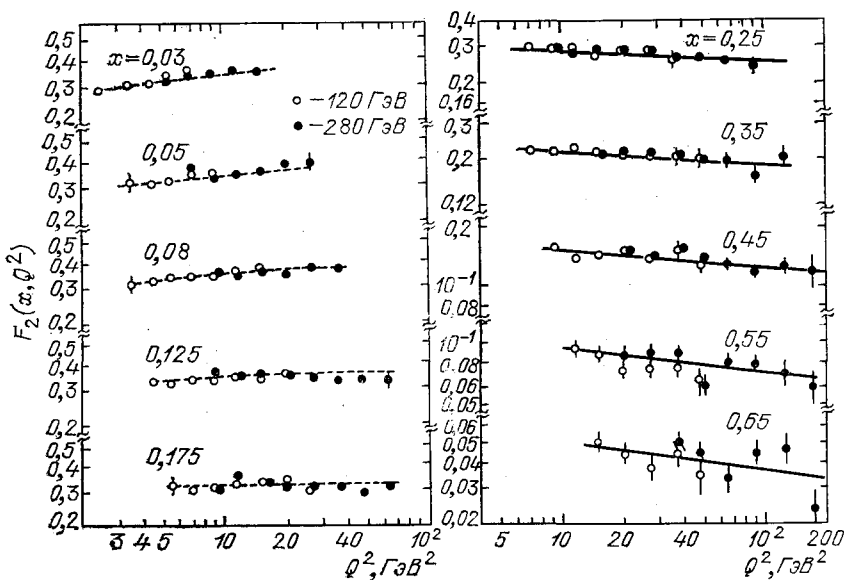


Рис. 5. Зависимость $F_2(x, Q^2)$ от Q^2 при разных значениях x ($E_\mu = 120$ и 280 ГэВ). Штриховые и сплошные кривые — аппроксимация данных по КХД

в КХД. Было также установлено, что распределение валентных кварков $d_V(x)$ в протоне уже, чем — $u_V(x)$ ²⁴. Приближенно можно считать, что

$$\frac{d_V(x)}{u_V(x)} \approx 0,57(1-x). \quad (2.23)$$

Более богатую информацию о $q(x)$ дают эксперименты по $\nu(\bar{\nu})N$ -взаимодействиям. В силу закона сохранения лептонного заряда ν взаимодействует с d -, s - и \bar{u} -кварками, а $\bar{\nu}$ — с u -, s - и \bar{d} -кварками нуклона^{1,2}. Например, сечение $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- X$ равно:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy_h} = \frac{G^2 s x}{\pi} [d(x) + s(x) + \bar{u}(x)(1-y_h)^2], \quad (2.24)$$

где $G = 10^{-5} m_p^{-2}$ — константа Ферми и первый множитель в (2.24) — сечение рассеяния ν на кварке с учетом того, что $\hat{s} = sx$. Аналогичные формулы для νp -, νn - и $\bar{\nu} n$ -взаимодействий включают другие комбинации $q_i(x)$ ^{1,2}. Поэтому совместное изучение этих процессов позволяет получить импульсные распределения

$$xu_V(x), x d_V(x), x \left[\bar{u}(x) + \frac{3}{4} s(x) \right], \\ x \left[\bar{d}(x) + \frac{3}{4} s(x) \right]$$

в протоне (рис. 6, $\langle Q^2 \rangle \approx 8 \text{ ГэВ}^2$ *).

*) Соответствующие распределения $xq_i^n(x)$ в нейтроне следуют из $xq_i^p(x)$ и изотопической инвариантности:

$$u^p(x) = d^n(x), \quad d^p(x) = u^n(x).$$

Перечислим основные результаты, полученные при изучении $\bar{\nu}N$ -взаимодействий, которые нам понадобятся для анализа образования и фрагментации партонов²⁴⁻²⁶.

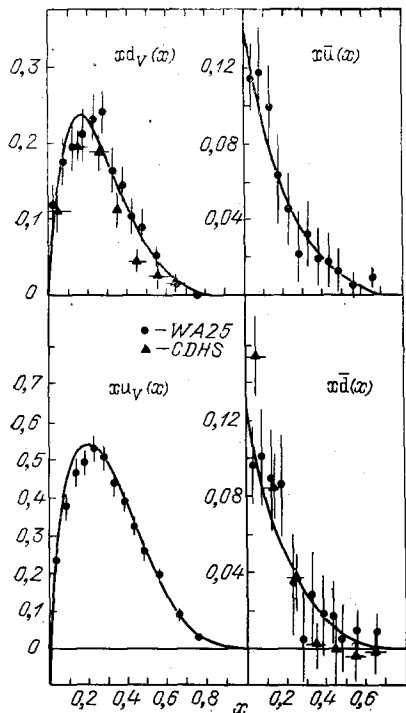


Рис. 6. Импульсные распределения ($xq(x)$) валентных (d_v, u_v) и морских (u, d) кварков в протоне, полученные из данных по $\nu(\bar{\nu})N$ -взаимодействиям

в первом приближении известны при $\langle Q^2 \rangle \approx 5-10$ ГэВ². Например, их параметризуют в виде:

$$\left. \begin{aligned} xu(x) &= 2,13x^{1/2}(1-x)^{2,3} + 0,27(1-x)^{3,1}, \\ xd(x) &= 1,26x^{1/2}(1-x)^{3,8} + 0,27(1-x)^{3,1}, \\ x\bar{u}(x) &= x\bar{d}(x) = 0,27(1-x)^{3,1}, \\ xs(x) &= x\bar{s}(x) = 0,5x\bar{u}(x), \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

где предполагается, что странные морские кварки составляют примерно половину u_s - или d_s -кварков. Эта параметризация используется для нахождения $q_i(x, Q^2)$ при $Q^2 \geq 100$ ГэВ вплоть до энергий коллайдера ($s^{1/2} = 540$ ГэВ)¹⁰.

Структурные функции пионов изучались в процессах типа Дрелла — Яна:

$$\pi^\pm + N \rightarrow \mu^+\mu^- + X, \quad (2.27)$$

при $E_\pi \geq 150$ ГэВ и эффективных массах $M(\mu^+\mu^-) = 4,2 - 8,5$ ГэВ^{3,4,24,27}. Сечение (2.27) определяется структурными функциями нуклона ($F_N^{q_i} \sim (1-x)^m$ с $m_{u(d)} \approx 3(4)$), сечением аннигиляции $\bar{q}q \rightarrow \mu^+\mu^-$ и структурными функциями пионов ($F_\pi^q(x)$). Используя известные $F_N^q(x, Q^2)$, из данных о процессе (2.27) было получено:

$$F_{\pi^\pm}^{\bar{u}v}(x) = x\bar{u}\pi^\pm \sim x^{0,41 \pm 0,04} (1-x)^{0,95 \pm 0,05}, \quad (2.28)$$

1. Морские кварки и антикварки $u_s(\bar{u}_s)$; $d_s(\bar{d}_s)$, $s(\bar{s})$ имеют небольшие импульсы — $x_s \lesssim 0,3$ (см. рис. 6), они несут около 0,08 импульса нуклона и $q_s(x) \sim 1/x$. В пределах ошибок ($\sim 30\%$) нет разницы в распределениях $\bar{u}_s(x)$ - и $\bar{d}_s(x)$ -кварков^{25,26}. Вклад импульса s -кварков в нуклоне оценивается $\sim 0,005$ ²⁴.

2. Распределение по x валентных u_v -кварков шире, чем d_v -кварков (2.23)²⁴. Средние доли импульса протона, уносимые u_v - и d_v -кварками, составляют 0,24 и 0,09 соответственно (неопределенности $\sim 10\%$). Полный импульс, уносимый кварками и антикварками, равен $0,45 \pm 0,03$.

3. Примерно половину импульса нуклона несут глюоны. Из данных по νN -взаимодействиям с учетом эффектов КХД было найдено

$$\begin{aligned} G(x, Q_0^2) &= xg(x, Q_0^2) = \\ &= 2,62(1 + 3,5x)(1-x)^{5,9}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

при $\langle Q_0^2 \rangle = 5$ ГэВ²^{25,26}. Как и ожидалось, глюоны находятся в той же области x , что и морские кварки ($\langle x_g \rangle \approx 0,16$).

4. Обнаружено, что распределения кварков в нуклоне зависят от $Q^2(q_i(x, Q^2))$.

Таким образом, импульсные распределения кварков и глюонов в нуклонах

при $\langle Q^2 \rangle = \langle M^2(\mu^+\mu^-) \rangle = 25 \text{ ГэВ}^2$. Распределение валентных $u(x)$ -кварков в π^- -мезоне оказалось более широким ($m \sim 1$), чем $u_V(x)$ в протоне ($m \approx 3$). Данные о $q_i(x)$ в других адронах пока отсутствуют.

2.2.3. Функции фрагментации партонов

Наиболее просто функции фрагментации кварков измеряются в процессах e^+e^- -аннигиляции:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q_i + \bar{q}_i \rightarrow J_{q_i}(z) + J_{\bar{q}_i}(z), \quad (2.29)$$

где образуются две струи адронов (см. рис. 3).

В этом случае в рамках партонной модели имеются четкие предсказания о закономерностях образования кварков, которые проверяются на опыте, а относительно простая кинематика реакции позволяет хорошо выделять струи адронов. Именно при изучении e^+e^- -аннигиляции ($s^{1/2} = W \leq 45 \text{ ГэВ}$) и были «открыты» цветные кварки и глюоны ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$).

Полное сечение образования струй в (2.29) при $s^{1/2} \gg m_{q_i}$ можно записать в виде ²:

$$\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow X) = \sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot 3 \sum e_{q_i}^2, \quad (2.30)$$

где

$$\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}, \quad (2.31)$$

а множитель 3 — число цветов кварков. В модели кварки рождаются как свободные точечные частицы со спином $1/2$, зарядом e_{q_i} и тремя разными цветами. Соотношения между кварками разного сорта в реакции (2.29) определяются $e_{q_i}^2$:

$$d : u : s : c : b = 1 : 4 : 1 : 4 : 1, \quad (2.32)$$

если $s^{1/2} \gg m_b$. Угловые распределения кварков (и, следовательно, струй адронов) относительно оси e^+e^- -соударения в СЦИ имеют вид

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow X) d|\cos\theta|} = \frac{3}{4} (1 + \cos^2\theta). \quad (2.33)$$

Импульсные распределения адронов в струях

$$e^+e^- \rightarrow J_{q_i}(h) + J_{\bar{q}_i}(h) \rightarrow \sum_{q_i} h_{q_i}(z) + \sum_{\bar{q}_i} h_{\bar{q}_i}(z) \quad (2.34)$$

определяются выражением

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow h(z)X)}{\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow X) dz} = \frac{\sum e_{q_i}^2 [D_{q_i}^h(z) + D_{\bar{q}_i}^h(z)]}{\sum e_{q_i}^2}, \quad (2.35)$$

где $D_{q_i}^h(\bar{q}_i)(z)$ — фрагментационные функции кварков и антикварков *). Они нормированы следующими условиями:

$$\int_h \sum D_{q_i}^h(\bar{q}_i)(z) dz = \langle n_{q_i(\bar{q}_i)}^h \rangle, \quad (2.36)$$

$$\int_h \sum D_{q_i}^h(z) z dz = 1, \quad (2.37)$$

*) Для нерелятивистских адронов, имеющих $\beta_h = p_h/E_h < 1$, в (2.35) следует добавить множитель β (скорость адрона), учитывающий рост фазового объема с увеличением энергии ($s^{1/2}$).

где $\langle n_{q_i(\bar{q}_i)}^h \rangle$ — среднее число адронов, образованных при фрагментации кварков (q_i) и антикварков (\bar{q}_i). Соотношение (2.37) — закон сохранения импульса ($\sum z_i = 1$).

В глубоконеупругих $l(\mu)$ N-взаимодействиях (см. рис. 3)

$$l + N \rightarrow \gamma^* + q_i + (qq)_j \rightarrow J_{q_i}^h(z) + J_{(qq)_j}(z') \quad (2.38)$$

образуются две струи адронов *). Нормированные сечения такого процесса можно записать в виде

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}(\gamma^*N)} \frac{d\sigma(\gamma^*N \rightarrow hX)}{dz} = \frac{\sum_i e_{q_i}^2 q_i(x) [D_{q_i}^h(z) + D_{(qq)_j}^h(z')]}{\sum_i e_{q_i}^2 q_i(x)}, \quad (2.39)$$

где $\sigma_{\text{tot}}(\gamma^*N)$ — полное сечение $\gamma^*q_i(x)$ -взаимодействия, $z = p_h/xp$ и $z' = p_{h'}/(1-x)p$ в СЦИ (γ^*N).

Аналогичные формулы для фрагментации кварков в $v(\bar{v})$ p -взаимодействиях ^{1,2}:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma(vp \rightarrow \mu^- hX)}{dz} = \frac{d(x) D_u^h(z) + (1/3) \bar{u}(x) D_d^h(z)}{d(x) + (1/3) \bar{u}(x)}, \quad (2.40)$$

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma(\bar{v}p \rightarrow \mu^+ hX)}{dz} = \frac{u(x) D_d^h(z) + (1/3) \bar{d}(x) D_u^h(z)}{u(x) + (1/3) \bar{d}(x)} \quad (2.41)$$

содержат разные комбинации $q_i(x) D_{q_i}^h(z)$, что и дает возможность выделить струи адронов, связанные с определенными кварками **). Например, при $x \gg 0,3$, где отсутствуют морские кварки:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma(vp \rightarrow \mu^- hX)}{dz} = D_u^h(z) \quad (2.40')$$

и

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma(\bar{v}p \rightarrow \mu^+ hX)}{dz} = D_d^h(z), \quad (2.41'')$$

и импульсные распределения адронов $h(z)$ являются функциями фрагментации u - и d -кварков.

Таким образом, lN -взаимодействия и e^+e^- -аннигиляция дают богатую информацию о фрагментации партонов в адроны. Совместный анализ данных об этих процессах позволяет получить основные характеристики процессов перехода кварков и глюонов в адроны (см. раздел 5).

2.2.4. Жесткие соударения адронов

В жестких ab -взаимодействиях (см. рис. 4) образуются четыре струи адронов:

$$a + b \rightarrow J_{q_i}(h) + J_{q_j}(h) + J_s(a) + J_s(b), \quad (2.42)$$

две из них ($J_{q_i}(h)$ и $J_{q_j}(h)$) имеют большие поперечные импульсы $p_{\perp}(J)$ или поперечные энергии — $E_{\perp}(J) = \sum_i E_i \sin \vartheta_i$. В партонной модели этот процесс рассматривается как результат рассеяния двух партонов

$$q_i(x_1) + q_j(x_2) \rightarrow q_k(x_1) + q_l(x_2) \quad (2.43)$$

*) Здесь индексом $(qq)_j$ обозначена система партонов, оставшаяся после выбивания q_i -кварка. Как правило, это дикварк.

**) Здесь мы приближенно взяли угол Кабиббо $\vartheta_C = 0$ и пренебрегли рождением очарованных частиц. В силу закона сохранения лептонного заряда d -кварки в (2.40) и u в (2.41) превращаются соответственно в u - и d -кварки до их фрагментаций в адроны.

на большие углы в СЦИ (ab) с последующей их фрагментацией в адроны ¹⁻³. Поэтому описание (2.42) требует знания структурных функций адронов ($F_a^{qi}(x_1)$, $F_b^{qi}(x_2)$), сечения рассеяния партонов в (2.43) и их фрагментации в адроны ($D_{qh}^h(z)$, $D_{q_l}^h(z)$). Как мы уже обсуждали, $F_h^q(x)$ и $D_q^h(z)$ -функции измеряются в процессах e^+e^- -аннигиляции и в глубоконеупругих lN -взаимодействиях. Поэтому большой интерес к жестким соударениям адронов в основном связан с возможностью получения прямых данных о взаимодействиях партонов при высоких энергиях.

Струи адронов в инклюзивных процессах:

$$a + b \rightarrow c_{\text{TP}}(p_{\perp}^{\text{TP}}) + X, \quad (2.44)$$

$$a + b \rightarrow \sum_i c_i^{\text{TP}}(E_{\perp i}) + X, \quad (2.45)$$

обычно выделяют по регистрации частицы c_{TP} с большим поперечным импульсом или группы частиц $\sum_i c_i^{\text{TP}}$ с большой поперечной энергией ($E_{\perp}(J)$). Сечение (2.44) можно записать в виде ^{2,3}

$$E_c \frac{d\sigma}{dp_c} = \sum_{i,j,h} \int F_a^{qi}(x_1) F_b^{qj}(x_2) \frac{D_{qh}^c(z)}{\pi z} \frac{d\sigma_{ijh}}{dt} dx_1 dx_2, \quad (2.46)$$

где суммирование ведется по разным типам партонов (i, j, k), D_k^c — функция фрагментации партона k в адрон c . Все кинематические переменные в (2.46) выражаются через x_1 и x_2 — доли импульсов первичных частиц (a, b), уносимых i -, j -партонами:

$$\left. \begin{aligned} z &= -\frac{1}{s} \left(\frac{t}{x_1} + \frac{u}{x_2} \right), \\ t &= (P_c - P_a)^2, \quad u = (P_c - P_b)^2, \\ \hat{t} &= \frac{x_1 t}{z}, \quad \hat{s} = x_1 x_2 s, \end{aligned} \right\} \quad (2.47)$$

где \hat{t}, \hat{s} — квадраты переданного импульса и полной энергии в реакции (2.43); P_a, P_b, P_c — 4-импульсы адронов. Инклюзивное образование струи с энергией $E_{\perp}(J)$ получается из (2.46) интегрированием по z ¹⁰:

$$E_{\perp}(J) \frac{d\sigma}{dp_{\perp}(J)} = \sum_{i,j} \int F_a^{qi}(x_1) F_b^{qj}(x_2) \frac{\hat{s}}{\pi} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \frac{d\hat{\sigma}_{ijh}}{dt} dx_1 dx_2. \quad (2.48)$$

Соотношение между сечениями образования струи адронов (2.48) и триггерной частицы (2.46) определяется функцией фрагментации $D_k^c(z)$ и при $z \gtrsim 0,9$ составляет около 100 ^{3,5}.

Как видно из этих формул, основные закономерности жестких соударений определяются рассеянием партонов (2.43). Дифференциальное сечение (2.43) в низшем порядке по $\alpha_s(p_{\perp}^2)$ имеет вид ^{2,3,10,13}:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{ijh}}{dt} = \pi \alpha_s^2(p_{\perp}^2) \frac{|A_{ijh}|^2}{\hat{s}^2}, \quad (2.49)$$

где амплитуды A_{ijh} безразмерны, усреднены по цвету и спину и зависят от конкретного процесса типа (2.43) ¹⁰. При наблюдении триггерных частиц (c_{TP}) с $\vartheta \approx 90^\circ$ их сечения рождения подчиняются простому скейлинговому закону:

$$E_c \frac{d\sigma}{dp_c} = \frac{1}{p_{\perp}^4} f(x_{\perp}), \quad (2.50)$$

где

$$x_{\perp} = \frac{2p_{\perp}}{s^{1/2}} \quad (2.51)$$

и $x_{\perp} \approx x_1 \approx x_2$. Отсюда видно, что основное изменение (2.50) с ростом x_{\perp} соответствует x -зависимости структурных функций, которые быстро уменьшаются при $x \rightarrow 1$ (п. 2). Увеличение энергии при фиксированном p_{\perp} приводит к уменьшению x_{\perp} и, следовательно, к возрастанию инклюзивных сечений (2.46) и (2.48). Все эти характерные черты жестких процессов наблюдались в pp -соударениях при $s^{1/2} = 20\text{--}63$ ГэВ и особенно ярко проявились в pp -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ (см. раздел 4).

На этом мы закончим краткий обзор основных представлений партонной модели. Отклонения от ее формул (например, нарушение скейлинга) связаны уже с полевой картиной взаимодействия партонов и описываются КХД.

2.3. Взаимодействие партонов в КХД

Сильные взаимодействия кварков и глюонов при больших Q^2 описываются ТВ КХД^{1-4, 10-13}. Константа их взаимодействия в так называемом главном логарифмическом приближении имеет вид

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g_s^2}{4\pi} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_q) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (2.52)$$

где n_q — число кварков с $m_q^2 \ll Q^2$ и Λ — основной параметр, определяющий применимость теории возмущений ($\alpha_s \ll 1$ *). Оценки показывают, что при $Q^2 \geq 100$ ГэВ² — $\alpha_s(Q^2) \approx 0,2$. Как видно из (2.52), при $Q^2 \rightarrow \infty$ партоны не взаимодействуют ($\alpha_s \rightarrow 0$) и применимы формулы партонной модели без нарушения скейлинга ($F(x)$, $D(z)$). При конечных значениях Q^2 в теории возмущений ожидается нарушение скейлинга логарифмического типа^{3,4}:

$$F(x) \rightarrow F(x, t), \quad D(x) \rightarrow D(x, t),$$

где $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$.

Значение Λ в принципе можно определить по хромодинамическим эффектам в жестких соударениях. В глубоконеупругих IN -взаимодействиях они определяют нарушение скейлинга³:

$$F_N^q(x, t) = \int \frac{dx'}{x'} F_N^q(x', t_0) W^q\left(\frac{x}{x'}, \frac{t}{t_0}\right), \quad (2.53)$$

где W^q имеет смысл вероятности того, что после перехода от пробного импульса Q_0 к импульсу Q будет зарегистрирован партон с долей импульса x вместо x' **). Однако при доступных сейчас Q^2 существенны поправки, отражающие физику больших расстояний ($\alpha_s \rightarrow 1$), вымирающие степенным образом: $\sim (1/Q^2)^n$. Поэтому обычно структурные функции нуклонов, измеренные в IN -взаимодействиях при Q^2 от 1 до 200 ГэВ² и x от 0,03 до 0,9, описывают выражением^{25,26}:

$$F_N(x, Q^2) = F_N^{\text{КХД}}(x, Q^2) \left(1 + \frac{h(x)}{Q^2}\right), \quad (2.54)$$

$$h(x) = \frac{x^2}{(1-x)^2}, \quad (2.55)$$

*) Здесь $\Lambda \equiv \Lambda_{\overline{\text{MS}}}^4$.

**) С увеличением разрешения ($\sim Q^2$) из-за взаимодействия кварков и глюонов спектр партонов будет смягчаться. Обычно в качестве $F_N^q(x', t_0)$ используются данные при $\langle Q_0^2 \rangle = 5\text{--}10$ ГэВ.

учитывающим эволюцию $F_N^{\text{КХД}}(x, Q^2)$ по теории возмущений (2.53) и поправки степенного типа (их называют твистами). Как видно из (2.54), они существенны при $x \gtrsim 0,5$. Полученное отсюда значение Λ заключено в интервале от 50 до 250 МэВ^{25,26}. Так как сейчас нет последовательного способа учета твистов, то и значение Λ , определенное из этих экспериментов, не является достоверным*). Вместе с тем, хорошее описание данных выражением (2.54), позволяет использовать $F_N^{\text{КХД}}(x, Q^2)$ и для более высоких значений Q^2 , в частности, для энергий коллайдера ($Q^2 \sim 10^4$ ГэВ²) (см. раздел 4)¹⁰.

Наиболее ярким подтверждением КХД явились результаты изучения e^+e^- -аннигиляции в адроны при высоких энергиях $s^{1/2} \leq 45$ ГэВ²⁻⁴. Здесь были «открыты» точечные цветные кварки, глюоны и получена богатая информация о струях адронов^{11,12,28-31}. В частности, изучение трехструйных событий

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + g \rightarrow \sum_q h + \sum_{\bar{q}} h + \sum_g h \quad (2.56)$$

дает прямую информацию об $\alpha_s(Q^2)$. Действительно, сечение процесса жесткого излучения глюонов (2.56) в КХД имеет вид^{28,29}

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g)}{dx_1 dx_2} = \frac{2\alpha_s \sum e_{q_i}^2}{\pi} \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}, \quad (2.57)$$

где $x_i = 2E_{q_i}/W$, и пропорционально $\alpha_s(Q^2)$. Однако выделение событий (2.56) связано с модельными предположениями о фрагментации кварков и глюонов в адроны (см. разделы 3, 5) и поэтому величина $\alpha_s(Q^2 \sim 10^3 \text{ ГэВ}^2)$, извлекаемая из экспериментальных данных, имеет большую неопределенность. Мы вернемся к этому вопросу при обсуждении фрагментации кварков и глюонов (см. раздел 5).

Мы привели основные формулы партонной модели, которая описывает как мягкие, так и жесткие процессы при высоких энергиях. Их модификация с учетом взаимодействия партонов (КХД) сводится к простому рецепту:

$$F_h^{q, g}(x) \rightarrow F_h^{q, g}(x, Q^2), \quad D_{q, g}^h(z) \rightarrow D_{q, g}^h(z, Q^2).$$

Для нахождения более детальных характеристик требуется рассмотрение конкретных фейнмановских диаграмм, которые лучше обсуждать при анализе экспериментальных данных (см. разделы 4, 5).

3. ВЫДЕЛЕНИЕ СТРУЙ АДРОНОВ

В партонной модели струя адронов имеет квантовые числа партонородителя и $p_{q(g)} \approx p(J)$ (см. раздел 2). В КХД также предполагается, что обесцвечивание партонов происходит без существенных изменений этих соотношений (гипотеза мягкого обесцвечивания). Из-за отсутствия полной теории сильных взаимодействий степень выполнения соответствия партон — струя неясна, и здесь решающее слово принадлежит эксперименту. В связи с этим вопросы выделения струй приобретают принципиальное значение, так как по ним мы пытаемся изучить динамику рождения и фрагментации партонов, которые отсутствуют в свободном состоянии**).

Качественное определение струи как совокупности частиц, летящих в одном направлении с $p_{\perp i} \ll p_{\perp j}$ относительно их суммарного импульса

*) Экстремистская точка зрения — все нарушения скейлинга вызваны твистами и $\Lambda = 0$.

**) Похожая ситуация имеется во всей физике частиц: сами частицы не видны, а об их свойствах судят по их взаимодействиям с макроскопической средой, например по трекам частиц в пузырьковой камере. В данном случае «свободный» партон взаимодействует с КХД вакуумом.

($p(J) = \sum p_i$), таит в себе многочисленные вопросы, связанные с отсутствием количественных критериев отнесения адронов к той или иной струе. Эти критерии определяются на основании анализа экспериментальных данных по жестким процессам, которые имеют различный уровень достоверности выделения струй. Наиболее четко они регистрируются в e^+e^- -аннигиляции и в жестких $p\bar{p}$ -взаимодействиях ($s^{1/2} = 540$ ГэВ). В этом разделе мы кратко рассмотрим методические проблемы выделения струй в жестких процессах, которые и определяют наши возможности изучения динамики взаимодействия партонов.

3.1. Процессы e^+e^- -аннигиляции в адроны

Наиболее четко струи адронов регистрируются в процессах e^+e^- -аннигиляции, в которых вся энергия ($s^{1/2}$) столкновения переходит в энергию струй адронов (W). Методика их выделения развивается уже в течение десяти лет, и поэтому мы суммируем основные результаты по этому вопросу²⁸⁻³¹. При достигнутых сейчас энергиях ($s^{1/2} \lesssim 45$ ГэВ) в этих реакциях образуются в основном две струи адронов:

$$e^+ + e^- \rightarrow q_i + \bar{q}_i \rightarrow J_{q_i}(h) + J_{\bar{q}_i}(h), \quad (2.29')$$

и только примерно в 10% событий при $s^{1/2} \gtrsim 30$ ГэВ наблюдается трехструйная картина жесткого излучения глюона:

$$e^+ + e^- \rightarrow \bar{q}_i + \bar{q}_i + g \rightarrow J_{q_i}(h) + J_{\bar{q}_i}(h) + J_g(h). \quad (2.56')$$

В КХД эти струи на самом деле являются проявлением рождения многих струй в результате кварк-глюонного каскада (см. раздел 5.1). Образование третьей струи адронов (2.56) также связано с кварк-глюонным каскадом, вызванным жестким излучением глюона. Отношения сечений процессов (2.56) и (2.29) пропорционально $\alpha_s(Q^2)$.

В первом случае для нахождения оси разлета струи используют различные величины, характеризующие струйность событий^{28,31}. Все они дают примерно одинаковые результаты³¹. Часто используется так называемая сферичность:

$$S = \frac{3}{2} \frac{\min_i \sum p_{\perp i}^2}{\sum_i p_i^2}, \quad (3.1)$$

где $p_{\perp i}$ — поперечные импульсы вторичных адронов относительно выбранного направления оси струи. Минимизация S по всем возможным направлениям и дает возможность найти ось разлета струй в реакции (2.29). Физический смысл S очевиден: для тонких струй ($p_{\perp i} \ll p_{\parallel i}$) — $S \rightarrow 0$, при их отсутствии ($p_{\perp i} \sim p_{\parallel i}$) — $S \rightarrow 1$. Значение $\langle S(W) \rangle$ быстро уменьшается с ростом энергии ($\sim 0,8 W^{-1/2}$) и при $W \gtrsim 25$ ГэВ составляет $\approx 0,1$ ^{28 *}. Поэтому в этом случае уже при $W \gtrsim 10$ ГэВ двухструйная картина процессов (2.29) четко определяется, подтверждая основные кинематические представления партонной модели и КХД. Сложнее дело обстоит с соответствием квантовых чисел партон — струя, что связано, в частности, с широким угловым распределением относительно медленных частиц ($p_{\perp} \lesssim 0,5$ ГэВ)^{28,30}. Поэтому их нельзя отнести к той или иной струе. Вероятно, они, в принципе, им не принадлежат, а образуются в результате флуктуаций КХД вакуума при обесцвечивании партонов^{**}). Вместе с тем, они могут существенно

* Это значение $\langle S \rangle$ соответствует $\langle \delta \rangle \approx 17^\circ$, где δ — половинный угол конуса разлета частиц относительно оси струи. Для $W = 5$ ГэВ $\langle \delta \rangle \approx 30^\circ$.

** В этом случае суммарные квантовые числа этих адронов должны быть нулевыми.

изменить квантовые числа (заряд, барионное число, странность и др.) струи, если такие адроны присоединить к ней. Так как нет четкой границы между «вакуумными» адронами и продуктами фрагментации партона, то определение квантовых чисел струй представляет собой сложную методическую задачу, решение которой возможно только при анализе и сравнении данных различных экспериментов (см. разделы 4, 5 *).

Выделение трехструйных событий (2.56) проводится аналогичным образом. Например, для этого используют величину триплсити

$$T_3 = \frac{\max \left(\left| \sum_{c_1} p_{\parallel i} \right| + \left| \sum_{c_2} p_{\parallel i} \right| + \left| \sum_{c_3} p_{\parallel i} \right| \right)}{\sum_i p_i}, \quad (3.2)$$

где максимизация ведется по всем возможным разбиениям частиц в событии на три группы: C_1, C_2, C_3 , что и дает возможность определить оси разлета кварков и глюона. Для идеально тонких струй ($p_{\perp i} \rightarrow 0$) $T_3 \rightarrow 1$. Пример события типа (2.56) показан на рис. 7³⁰. Однако их выделение представляет большие методические трудности из-за большого фона ($\approx 90\%$) двухструйных процессов (2.29) и неизвестных характеристик адронизации партон. Это и приводит к неопределенности ($\approx 40\%$) в измерении константы сильных взаимодействий $\alpha_S(Q^2)$ (см. раздел 5).

В целом процессы e^+e^- -аннигиляции являются идеальным примером жестких соударений, в которых хорошо выделяются струи адронов и нет примеси фоновых мягких взаимодействий, существенно осложняющих анализ IN - и адронных соударений. Поэтому данные о струях в e^+e^- -аннигиляциях занимают центральное место при изучении динамики рождения и фрагментации партон²⁸⁻³¹.

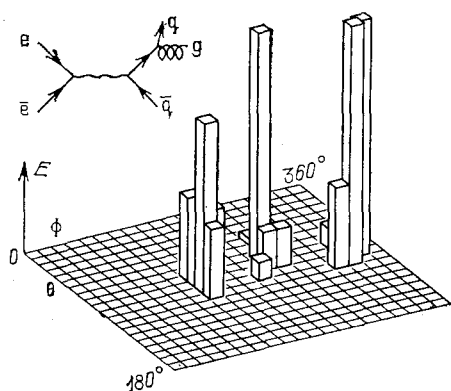


Рис. 7. Пример трехструйного события в e^+e^- -аннигиляции.

ϕ и θ — азимутальный и полярный углы вылета адронов относительно оси e^+e^- -столкновения, E — энергия

3.2. Жесткие соударения адронов

Выделение струй в адронных взаимодействиях

$$a + b \rightarrow J_{q_i}(h) + J_{q_j}(h) + J_S^a(h_S) + J_S^b(h_S) \quad (2.42)$$

осложнено образованием спектаторных струй, которые имеют небольшие углы вылета ($\theta_J \leq 10^\circ$) в СЦИ (a, b) и $\langle p_{\perp}(h_S) \rangle \approx 0,5$ ГэВ (см. рис. 4). Поэтому регистрация адронов от жесткого рассеяния партон (2.43) возможна лишь под большими углами ($\theta \gg 10^\circ$) и с большими поперечными импульсами (или энергиями) — $p_{\perp}(h) \gg 0,5$ ГэВ. Попытки выделения $J_{q_i}(h)$ с $E_{\perp}(J) \leq 10$ ГэВ при $s^{1/2} \leq 30$ ГэВ дали отрицательный результат из-за большого фона спектаторных адронов²⁸. Поэтому при энергиях $s^{1/2} \leq 62$ ГэВ изучение жесткого рассеяния партон (2.43), как правило, проводится с помощью регистрации триггерных частиц с $p_{\perp}^T \geq 4$ ГэВ:

$$a + b \rightarrow J_{c_{TP}}(h) + J_{q_j}(h) + J_S^a(h_S) + J_S^b(h_S), \quad (3.3)$$

*) Кроме того, механизм обесцвечивания партон при переходе их в адроны также нарушает равенство квантовых чисел партон — струя (см. разделы 4, 5).

в которых мала примесь спектаторных адронов. Угловые и импульсные характеристики струй в этих процессах подробно обсуждаются в обзорах ^{5,10,13,32}. В этом случае из-за выборки событий ($p_{\perp}^{\text{TP}} \geq 4$ ГэВ) триггерная струя адронов $J_{\text{с.тр}}(h)$ дает лишь ограниченную информацию о фрагментации партона ($z \geq 0,8$) и в основном служит индикатором жесткого рассеяния. Из-за внутреннего движения партонов в адронах вторая струя $J_{q_j}(h)$ имеет широкое угловое распределение и ее выделение представляет большие методические трудности ⁵. В связи с этим для лучшего их выделения вводят так называемый псевдотриггер, т. е. выделяют события, в которых, кроме с.тр имеется еще одна частица ($\text{с}'_{\text{тр}}$) с большим поперечным импульсом, летящая в сторону, противоположную р.с.тр . Тщательное исследование четырехструйной картины (3.3) в pp -взаимодействиях ($s^{1/2} = 62$ ГэВ) на большой статистике ($\approx 10^5$ событий) было проведено в работе ³³. Отбирались события с $p_{\perp}^{\text{TP}} \geq 2$; 4 и 6 ГэВ при $\theta_{\text{тр}} \approx 50^\circ$ ($\langle y_{\text{тр}} \rangle \approx 0,7$). Было показано, что все четыре струи адронов выделяются при $p_{\perp}^{\text{TP}}(\text{с.тр}) \geq 4$ ГэВ и $p_{\perp}^{\text{TP}}(\text{с}'_{\text{тр}}) \geq 2$ ГэВ с $\theta'(\text{с}'_{\text{тр}}) = 280 - 310^\circ$ в плоскости рассеяния. Причем струйная картина характерна для частиц сопровождения (без включения с.тр и $\text{с}'_{\text{тр}}$). В этом случае «размеры» этих струй составляют для частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ: $\Delta y \approx 1,0$ и $\Delta \phi \approx 50^\circ$ (ϕ — азимутальный угол вылета адронов *). Эти значения Δy и $\Delta \phi$ совпадают с результатами моделирования рассеяния и фрагментации партонов в pp -взаимодействиях ³³. Таким образом, с помощью триггерных частиц и модельных расчетов можно выделить струи адронов с $p_{\perp}(h) \geq 1$ ГэВ.

Аналогичная ситуация имеет место и при выделении струй по поперечной энергии ($E_{\perp}(J)$) при $s^{1/2} = 45$ и 62 ГэВ в реакции:

$$p + p \rightarrow J_q(E_{\perp}) + X, \quad (2.45')$$

при $|y_J| \leq 0,9$ и $E_{\perp}(J) = 8-12$ ГэВ ^{34,35}. Для оценки сечения (2.45) проводилось сложное моделирование мягких и жестких pp -взаимодействий с использованием структурных $F_N(x, Q^2)$ и фрагментационных $D(z, Q^2)$ -функций, полученных в IN -взаимодействиях и e^+e^- -аннигиляции ^{34,35}. В результате сравнения результатов моделирования с экспериментом были получены сечения реакции (2.45) при $x_{\perp} = 2E_{\perp}(J)/s^{1/2} = 0,2 - 0,5$ с точностью $\sim 20-30\%$.

Рис. 8. Пример события с образованием двух струй с большими поперечными энергиями в pp -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ.

Установка UA2; ϕ и θ — азимутальный и полярный углы вылета адронов

При этом следует учесть, что неопределенность модельных представлений неизвестна. В связи с этим данные по струям при $s^{1/2} \leq 60$ ГэВ в адронных соударениях являются «полуколичественными» и рассматриваются лишь для сравнения с другими результатами.

Яркая картина струйного рождения адронов при высоких энергиях ($s^{1/2} = 540$ ГэВ) была открыта уже в первых экспериментах на коллайдере ЦЕРНа ³⁶⁻³⁸ (рис. 8). Здесь струи видны невооруженным глазом и при $E_{\perp}(J) \geq 35$ ГэВ эффективность их регистрации близка к 100%. Струи адронов изучались с помощью двух огромных экспериментальных установок (UA1 и UA2), на которых работали большие коллективы физиков (135 и 65 человек!) ^{36,37}. Общая структура этих установок одинакова. Они состоят

* Для событий без псевдотриггера адроны в струе $J_{q_i}(h)$ имеют более широкое угловое распределение ⁵.

из вершинного детектора, окруженного электромагнитным и адронным калориметрами (рис. 9). Вершинный детектор представляет собой систему цилиндрических дрейфовых и пропорциональных камер, окружающих область столкновения встречных пучков коллайдера. На этих установках измеряются число вторичных заряженных частиц, их

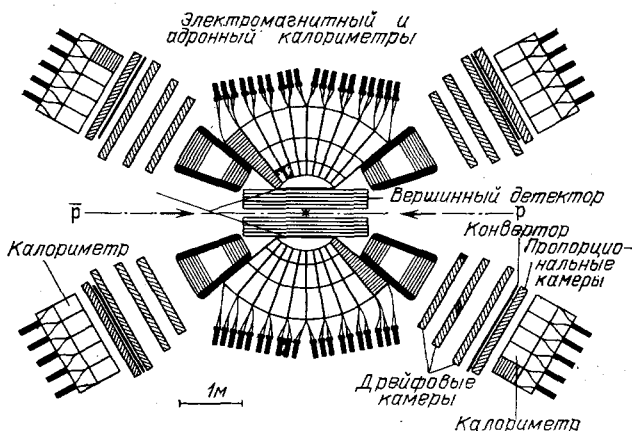


Рис. 9. Вертикальный разрез установки UA2 вдоль направления пучка

импульсы (UA1) и углы (ϕ , θ) вылета (UA1, UA2) в интервалах: $\Delta\theta = 5^\circ - 175^\circ$, $\Delta\phi = 360^\circ$ (UA1) и $\Delta\theta = 20^\circ - 160^\circ$, $\Delta\phi = 360^\circ$ (UA2) *). Это соответствует изменению псевдобыстроты частиц:

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \approx y, \quad (3.4)$$

$$|\eta| \leq 3 \text{ (UA1)}, \quad |\eta| \leq 2,5 \text{ (UA2)}.$$

В электромагнитном калориметре, состоящем из сцинтилляционных счетчиков из свинцового стекла (UA2) или из пластинок свинца и сцинтиллятора, измеряется энергия электронов и γ -квантов, возникших в результате распадов вторичных адронов. Точность измерения энергии электромагнитной компоненты взаимодействия составляет $-\Delta E(\gamma, e^\pm)/E \sim 0,14 (E, \text{ГэВ})^{-1/2}$. В адронном калориметре (пластинки железа и сцинтиллятора) измеряется энергия адронной компоненты: $\Delta E(h)/E(h) \sim E^{-1/4} (\text{ГэВ})$ (32% при $E = 1 \text{ ГэВ}$ и 11% при 70 ГэВ). Высокая степень сегментации калориметров позволяет измерять эти характеристики групп частиц с шагом $\Delta\phi = 15^\circ$ и $\Delta\theta = 10^\circ$.

Таким образом, эти гигантские установки имеют практически 4л-геометрию, регистрируют все заряженные вторичные частицы, их импульсы и углы вылета, и измеряют полную энергию всех вторичных частиц с шагом: $\Delta\phi = 15^\circ$ и $\Delta\theta = 10^\circ$ ³⁶⁻³⁸. Комплекс ЭВМ обеспечивает соответствующие режимы их работы и первичный анализ поступающей информации во время сеанса. На этих установках и были открыты знаменитые промежуточные бозоны (W^\pm , Z^0) в 1983 г. ³⁶⁻³⁸.

При исследовании образования струй адронов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях отбирались события с $E_\perp \geq 25 \text{ ГэВ}$ ^{36,37}. Это условие позволило существенно снизить фон мягких $\bar{p}p$ -соударений. Обработка зарегистрированных событий с целью выделения струй адронов проводилась с помощью простого кластерного алгоритма (UA2) ³⁷: в кластеры (или струи) объединялись измерения

*) Вершинный детектор в установке UA1 находится в магнитном поле 0,7 Т, и точность измерения импульсов частиц составляет $\Delta p/p = 0,5\% p(\text{ГэВ})$ на одном метре длины трека.

E_{\perp}^i в сегментах калориметра с общей стороной, если $E_{\perp}^i \geq 0,4$ ГэВ. Кластеры, имеющие два и более локальных максимума по E_{\perp} , считались отдельными струями, если между ними имелись $E_{\perp}^i \leq 5$ ГэВ. Далее вводился ранг кластера (или струи): $E_{\perp}^{(1)} > E_{\perp}^{(2)} > E_{\perp}^{(3)} > \dots$. Типичный кластер с $E_{\perp} = 2$ ГэВ содержит измерения E_{\perp}^i в трех сегментах и с $E_{\perp} = 40$ ГэВ — в десяти сегментах. Угловые характеристики (θ_J , φ_J) струй определялись по значениям θ_i , φ_i соответствующих сегментов.

События с установки UA1 обрабатывались с использованием другого алгоритма³⁶: в струи объединялись измерения E_{\perp}^i в тех сегментах, в которых $E_{\perp}^i > 2,5$ ГэВ и $\Delta = [(\Delta\varphi)_{ik}^2 + (\Delta\eta)_{ik}^2]^{1/2} \leq 1$. Кластеры с $E_{\perp}^i < 2,5$ ГэВ присоединялись к струе, с которой они имели $\theta \leq 45^\circ$ и поперечный импульс относительно оси струи — $P_{\perp}^i(J) < 1$ ГэВ. Несмотря на несколько различные алгоритмы выделения струй, результаты, полученные на обеих установках, в основном совпадают.

Точности определения различных характеристик струи адронов зависят от $E_{\perp}(J)$. На рис. 10 приведены $\langle E_{\perp} \rangle$, $\langle P_{\perp} \rangle$ и $\langle n_{ch} \rangle$ в зависимости от $\Delta\eta$ относительно оси струи ($\eta(J) = 0$)³⁶. Значения $\langle E_{\perp} \rangle$ определялись по данным калориметра, а $\langle P_{\perp} \rangle$ и $\langle n_{ch} \rangle$ — более точно, по показаниям вершинного детектора UA1³⁶. На рисунке отчетливо видна струя адронов, «размеры» которой по $\Delta\eta$ уменьшаются с ростом $E_{\perp}(J)$ для $\langle E_{\perp} \rangle$ и $\langle P_{\perp} \rangle$ и составляют $\Delta\eta \leq 0,5$ у основания пика при $E_{\perp}(J) \geq 40$ ГэВ. Примесь фоновых событий дает вклад $\leq 5\%$ в $\langle E_{\perp}(J) \rangle$ и $\langle P_{\perp}(J) \rangle$. Хуже обстоит дело

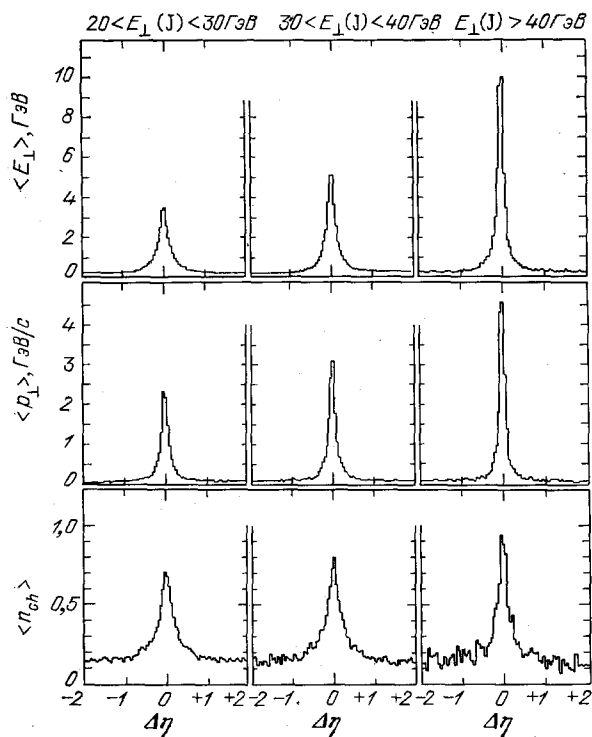


Рис. 10. Зависимость $\langle E_{\perp} \rangle$, $\langle P_{\perp} \rangle$ и $\langle n_{ch} \rangle$ от $\Delta\eta$ при различных значениях $E_{\perp}(J)$ ($\eta(J) = 0$) (UA1)

при измерении $\langle n_{ch}(J) \rangle$. В этом случае фоновая подложка составляет $\approx 20 - 30\%$, и прямое определение $\langle n_{ch}(J) \rangle$ невозможно без соответствующего моделирования адронизации партонов и мягких pp -соударений³⁶⁻³⁸. Эти результаты означают, что с увеличением $E_{\perp}(J)$ все большую долю энергии струи уносят частицы с $E_{\perp}(h) \geq 1$ ГэВ, чем адроны с $E_{\perp}(h) \leq 0,5$ ГэВ. Поэтому они мало влияют на измерение кинематических характеристик струи (E_{\perp} , P_{\perp} , θ , φ), но существенны при определении ее квантовых чисел и $\langle n_{ch}(J) \rangle$ *). Аналогичную проблему в e^+e^- -аннигиляции мы обсуждали в разделе 3.1. В этом случае она осложняется еще фоном спектрометрических адронов, учет которого невозможен без модельных вычислений^{36,37}.

Таким образом, в pp -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ хорошо выделяются струи адронов с $E_{\perp} \geq 30 - 35$ ГэВ и измеряются их кинематические характеристики. Дополнительным подтверждением этого является выделе-

*) «Размеры» струи по φ составляют $\pm 30^\circ$ ^{36,37}.

ние двух- и трехструйных событий:

$$\bar{p} + p \rightarrow J_{q(g)}^{(1)}(h) + J_{q(g)}^{(2)}(h) + X, \quad (3.5)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow J_{q(g)}^{(1)}(h) + J_{q(g)}^{(2)}(h) + J_g^{(3)}(h) + X, \quad (3.6)$$

которые дают прямую информацию о жестком рассеянии партонов (3.5) и тормозном излучении глюонов (3.6) ^{36,37}. Доля событий (3.6) составляет около 15% от событий (3.5), что соответствует $\alpha_S(Q^2) \sim 0,2$ ^{36,38}. Распределение событий (3.5) по разности азимутальных углов ($\Delta\phi_{12}$) струй с $E_1^+(J)$, $E_2^+(J) \geq 20$ ГэВ имеет острый пик при $\Delta\phi_{12} = 180^\circ$ с полушириной 10° ³⁷. Такая сильная корреляция между струями в азимутальной плоскости связана с ограниченными поперечными импульсами партонов в адронах (см. раздел 2).

Некоторые другие методические вопросы, связанные с выделением струй в жестких адронных соударениях, мы рассмотрим при обсуждении полученных данных (см. раздел 4, 5).

3.3. Глубоконеупругие \bar{N} -взаимодействия

Данные по адронной компоненте, т. е. по фрагментации партонов, в \bar{N} -взаимодействиях получены лишь в отдельных работах, выполненных в основном с помощью камерной методики при относительно низких значениях $\langle W \rangle \leq 15$ ГэВ и $\langle Q^2 \rangle \leq 20$ ГэВ² (см., например, ^{39,40}). Количественного выделения струй в этих экспериментах не проводилось. Однако струйный характер событий был отмечен ^{39,40}. Кроме того, как мы уже отмечали (см. раздел 2), глубоконеупругие $\nu(\bar{\nu})$ N -взаимодействия позволяют выделить фрагментацию кварков определенного аромата, что затруднительно в процессах e^+e^- -аннигиляции и в адронных соударениях. Поэтому при обсуждении результатов по фрагментации кварков и глюонов (см. разделы 4, 5) мы будем использовать данные по \bar{N} -взаимодействиям, имея в виду их ограниченный характер.

4. КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРТОНОВ

Экспериментальные результаты по образованию струй адронов как целого в жестких процессах дают прямую информацию о взаимодействиях партонов на малых расстояниях и об их квантовых числах (см. раздел 2). Именно на описание этой стадии жестких процессов и претендует КХД. Однако неизвестный механизм адронизации партонов не дает возможности определить все характеристики струй. Экспериментально показано, что относительно хорошо измеряются сечения $\sigma(J)$ образования струй, $E(J)$ и $\phi_J(\eta_J)$, ϕ_J (см. раздел 3). Поэтому из этих данных определены лишь те квантовые числа (аромат, цвет, заряд, спин) партонов, от которых существенно зависят эти характеристики. Для измерения других квантовых чисел партонов (например, барионного числа, изоспина, странности) необходимо изучение механизма адронизации партонов (см. раздел 5).

Взаимодействие партонов на малых расстояниях определяется «бегущей» константой сильного взаимодействия $\alpha_S(Q^2)$ (2.52). Ее измерение является главным предметом исследования жестких процессов. В настоящее время $\alpha_S(Q^2)$ наиболее точно определяется в процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны как по полным сечениям, так и по тормозному излучению глюонов (см. раздел 5).

4.1. Ароматы и цвета кварков

В настоящее время известно шесть ароматов кварков (u, d, s, c, b, t), каждый из которых может иметь три различных цвета ($n_c = 3$). Совокупность имеющихся экспериментальных данных хорошо описывается этими состояниями кварков ¹⁻⁴. Одним из существенных подтверждений этих

представлений было измерение сечения e^+e^- -аннигиляции в две струи адронов в интервале $s^{1/2} = W = 10 - 45,2$ ГэВ. Действительно, в партонной модели нормированное полное сечение этого процесса имеет вид

$$R_0(W) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_i e_{q_i}^2, \quad (2.30)$$

где $\sum_i e_{q_i}^2 = 11/9$ для известных кварков и $n_c = 3$ *). С учетом тормозного излучения глюонов КХД:

$$R(\text{КХД}) = R_0 \left(1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + C_2 \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{\pi^2} \right), \quad (4.1)$$

где $C_2 = 1,39$ ⁴³. Это соотношение тщательно изучалось выше порога рождения b -кварка ($W \geq 10$ ГэВ) ⁴²⁻⁴³. В результате было получено, что $R_{\text{экср}}(W) = 3,97 \pm 0,05 \pm 0,10$, не зависит от W и согласуется с (4.1) **). Отсюда были сделаны следующие выводы:

1. Число цветов кварков $n_c = 3$.

2. Кварки имеют дробные заряды и $\sum_i e_{q_i}^2 = 11/9$.

3. Нет новых кварков с $m_q \leq 22$ ГэВ ⁴³.

Кроме того, формулы (2.30) и (4.1) справедливы для образования точечных частиц. Поэтому отсутствие их нарушения позволяет оценить, что пространственные размеры кварков — $r_q \leq$

$\leq 10^{-16}$ см ²⁸. Из данных по $\bar{p}p$ -взаимодействиям было получено: $r_q \leq 0,5 \cdot 10^{-16}$ см ³⁸.

$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \theta_J}$

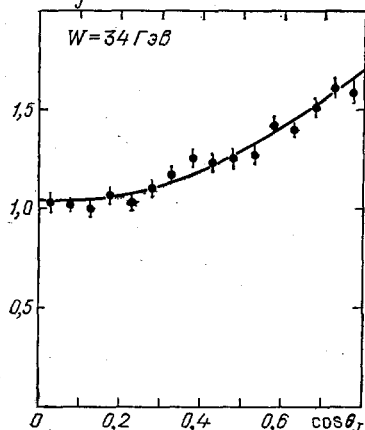


Рис. 11. Распределение струй адронов в e^+e^- -аннигиляции по $\cos \theta_J$ при $s^{1/2} = 34$ ГэВ.

Сплошная кривая — аппроксимация данных зависимостью $\sim (1 + \cos^2 \theta_J)$ (2.38)

4.2. Спины кварков и глюонов

Спины кварков были измерены в процессах e^+e^- -аннигиляции в две струи адронов (2.29). В этом случае угловое распределение струй имеет вид

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow J_q J_{\bar{q}})}{\sigma_{\text{tot}} d|\cos \theta_J|} = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta_J), \quad (2.33')$$

если $S_q = 1/2$. Для скалярных кварков ($S_q = 0$) оно пропорционально $\sim \sin^2 \theta_J$. На рис. 11 приведено распределение $(1/N) dN/d|\cos \theta_J|$ при $W = 34$ ГэВ относительно оси e^+e^- -соударения ³¹. Оно хорошо описывается (2.33) и несовместимо с зависимостью $\sim \sin^2 \theta_J$. Аналогичные результаты были получены и при других энергиях (см. обзор ³¹). Таким образом, нет сомнений в том, что $S_q = 1/2$.

Спин глюонов ($S_g = 1$) был впервые определен из анализа данных по трехструйным событиям $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ (2.56) с использованием моделей адронизации партонных ²⁸. В настоящее время получены убедительные данные по S_g в жестких $\bar{p}p$ -взаимодействиях ($s^{1/2} = 540$ ГэВ) при $\langle Q^2 \rangle \approx 2000$ ГэВ ^{2,36,38}. Для этой цели на установке UA1 отбирались события

$$\bar{p} + p \rightarrow J^{(1)}(h) + J^{(2)}(h) + X \quad (3.5)$$

*) t -кварк имеет $m \geq 40$ ГэВ и поэтому еще не образуется при $s^{1/2} \leq 45$ ГэВ.

**) Здесь приведены статистическая (0,05) и систематическая (0,1) погрешности измерения $R(W)$.

с $E_{\perp} (J) \geq 35$ ГэВ, $|\eta| \leq 1,0$ и $|\Delta\phi| \leq 45^\circ$ относительно оси струи (2432 события)³⁶. Угловое распределение этих струй определяется выражением:

$$\frac{d^3\sigma}{dx_1 dx_2 d\cos\hat{\theta}} = \frac{F(x_1)}{x_1} \frac{F(x_2)}{x_2} \frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}, \quad (4.2)$$

где $F(x_1)/x_1$ и $F(x_2)/x_2$ — плотность числа партонов с x_1 (x_2), $d\hat{\sigma}/d\cos\hat{\theta}$ — сечение и $\hat{\theta}$ — угол рассеяния партонов в их СЦИ *). Сечение рассеяния партонов по абсолютной величине зависит от типа «элементарного» процесса:

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}, \quad (4.3)$$

$$gq \rightarrow gq, \quad (4.4)$$

$$g\bar{q} \rightarrow g\bar{q}, \quad (4.5)$$

$$gg \rightarrow gg, \quad (4.6)$$

но все они имеют подобную угловую зависимость. Например, для глюонного рассеяния (4.6)

$$\frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}} = \frac{9}{8} \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{2x_1x_2s} \times \\ \times (3 + \cos^2\hat{\theta})^3 (1 - \cos\hat{\theta})^{-2}, \quad (4.7)$$

и главная угловая зависимость

$$\frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}} \sim \frac{1}{(1 - \cos\hat{\theta})^2} \sim \frac{1}{\sin^4(\hat{\theta}/2)} \quad (4.8)$$

одинакова для всех процессов и связана с обменом векторным глюоном **).

Для скалярных глюонов — $\sigma(\hat{\theta}) \sim [\sin^2(\hat{\theta}/2)]^{-1}$ ³⁶. На рис. 12 приведено распределение струй в (3.5) по $|\cos\hat{\theta}|$, нормированное на $\sigma(\hat{\theta})$ при $\cos\hat{\theta} = 0$. Здесь же даны ожидаемые распределения струй в реакциях (4.3) — (4.6) при обмене векторным и скалярным глюонами. Как видно, эксперимент хорошо согласуется с $S_g = 1$ и исключает $S_g = 0$.

Аналогичные эксперименты были проведены при $s^{1/2} = 63$ ГэВ (pp-взаимодействия) с регистрацией триггерных частиц (2.44) с $p_T^{\text{тр}} \geq 4$ ГэВ³⁴. Результаты их анализа с использованием сложного моделирования для исключения фона мягких процессов согласуются $S_g = 1$. Таким образом, спины кварков и глюонов хорошо определены и соответствуют предсказаниям КХД.

4.3. Заряды кварков

Как мы уже отмечали, дробные заряды кварков определяются косвенным путем, из данных по сечениям жестких процессов (см. раздел 4.1)¹⁻⁴. В партонной модели струи адронов имеют квантовые числа партона-родителя. Отсюда и возникает возможность прямого измерения заряда, странности, барионного числа и других квантовых чисел кварков и глюонов. В эксперименте это равенство может нарушаться из-за неизвестного происхождения

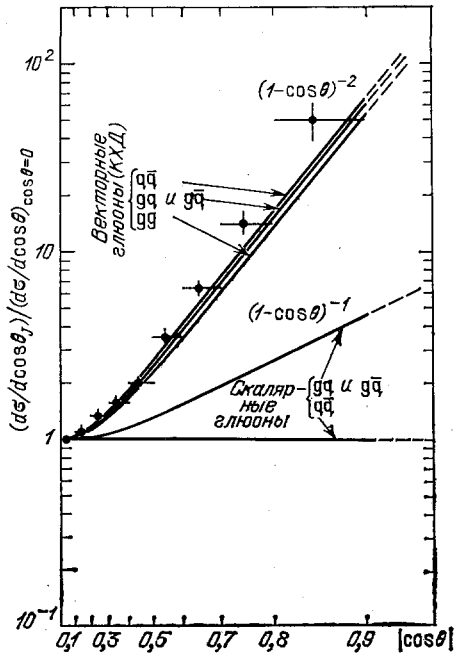


Рис. 12. Распределение струй адронов, образованных в pp-взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ, по $|\cos\hat{\theta}_j|$.

Сплошные кривые — предсказания КХД для векторных и скалярных глюонов

*) Значения x_1 , x_2 определялись по 4-импульсам струй ($P(J^1)$, $P(J^2)$) в (3.5).

**) Аналогично резерфордскому рассеянию точечных заряженных частиц.

«медленных» адронов (см. раздел 3). Однако, как было предположено еще в оригинальной версии модели⁸, хранителем генетической информации о свойствах партон-родителя, вероятно, являются быстрые адроны. В этом случае проблема медленных адронов снимается (см. раздел 5). Другая причина нарушения соответствия партон — струя адронов связана с механизмом их адронизации. Например, при переходе кварков в струи мезонов их средний заряд $\langle Q_J^{(M)} \rangle = e_q + \langle e_{\bar{q}} \rangle$, где $\langle e_{\bar{q}} \rangle$ — средний заряд легких антикварков (\bar{u} , \bar{d} , \bar{s}), которые, объединяясь с кварком, образуют мезоны. Если бы все легкие кварки появлялись с одинаковой вероятностью, то $\langle e_{\bar{q}} \rangle = 0$ и $\langle Q_J^{(M)} \rangle = e_q$. Из-за известного подавления рождения странного антикварка (см. раздел 5) — $\langle Q_J^{(M)} \rangle \neq e_q$. Численно этот эффект не велик^{40,44}. Однако его необходимо учитывать при рассмотрении конкретных процессов.

Здесь мы отметим лишь первые попытки измерения заряда кварков по струям. Наиболее просто измерять e_q в $\nu(\bar{\nu})$ N-взаимодействиях (см. раздел 2.2). В этом случае струи адронов образуются при фрагментации «выбитых» кварков:

$$\nu + p \rightarrow W^+ + d \rightarrow u \rightarrow J(u) + X, \quad (4.7')$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow W^- + u \rightarrow d \rightarrow J(d) + X, \quad (4.8')$$

и поэтому их заряды: $\langle Q_J^{\nu}(u) \rangle \approx 2/3$ и $\langle Q_J^{\bar{\nu}}(d) \rangle \approx -1/3$ ($\Delta Q = \langle Q_J^{\nu}(u) \rangle - \langle Q_J^{\bar{\nu}}(d) \rangle = 1$). В нескольких экспериментах по $\nu(\bar{\nu})$ p-взаимодействиям были сделаны оценки $\langle Q_J \rangle$ при $W \gtrsim 3$ ГэВ и $x_q \gtrsim 0,1$ (см., например, ⁴⁴ *). В результате было получено: $\langle Q_J^{\nu}(u) \rangle = 0,80 \pm 0,11$ и $\langle Q_J^{\bar{\nu}}(d) \rangle = -0,33 \pm 0,15$ ⁴⁴. Разность зарядов струй — $\Delta Q = 1,13 \pm 0,19$ практически свободна от методических и теоретических неопределенностей и в пределах ошибок совпадает с ожидаемой $\Delta Q = 1$ (см. также работу⁴⁰ по μ p-взаимодействиям).

Попытка измерения e_q была предпринята и при изучении жестких pp-взаимодействий ($s^{1/2} = 52$ ГэВ) с триггерными частицами $c_{\text{тр}}$ ($p_{\perp}^{\text{тр}} \gtrsim 2$ ГэВ)⁴⁵. В этом случае струя адронов $J_b(h)$, летящая в сторону, противоположную $p_{\perp}^{\text{тр}}$ ($c_{\text{тр}}$), образуется при рассеянии u- или d-кварков и ее средний заряд — $\langle Q_J \rangle = \sum q_i/3 = 1/3$. В эксперименте изучалась зависимость $\langle Q_J \rangle$ от x_J , где x_J — доля импульса струи, уносимая лидирующими заряженными адронами. Оказалось, что при $x_J \gtrsim 0,6$ значение $\langle Q_J \rangle = 0,35 \pm 0,04$ ⁴⁵ **).

Таким образом, первые эксперименты по измерению e_q показывают, что дробный заряд легких кварков, вероятно, запоминается быстрыми адронами как среднее по событиям. Конечно, для количественного решения этого вопроса необходимо изучение характера адронизации партонов (см. раздел 5).

4.4. Сечения образования струй адронов и КХД

Основные гипотезы КХД о существовании цветных кварков и глюонов и ослаблении их взаимодействия на малых расстояниях проверены экспериментально. Однако для количественных расчетов по КХД необходимо измерение бегущей константы $\alpha_s(Q^2)$ сильных взаимодействий или параметра Λ (2.52). Мы уже обсуждали возможности определения Λ в глубоко-неупругих процессах по эволюции структурных функций $F(x, Q^2)$ при $Q^2 \lesssim 200$ ГэВ² (см. раздел 2). В этом случае оказались существенными поправки, связанные с неизвестной физикой больших расстояний, и поэтому измеренное значение Λ заключено в интервале от 50 до 150 МэВ. Из КХД описания физики тяжелых мезонов и низколежащих адронных состояний полу-

*) $x_q \gtrsim 0,1$ выбирается для того, чтобы исключить морские кварки (см. раздел 2).

**) Условие $x_J \gtrsim 0,6$ отбирает струи $J_b(h)$ с лидирующими заряженными адронами⁴⁵.

чено $\Lambda \approx 100$ МэВ и $\alpha_s(m_\psi^2) = \alpha_s(10 \text{ ГэВ})^2 \approx 0,2$ (ссылки в работе ¹¹). Данные с коллайдера ЦЕРН по струям в $\bar{p}p$ -взаимодействиях также дают возможность проверить основные представления КХД о $F(x, Q^2)$ и $\alpha_s(Q^2)$ при рекордных значениях Q^2 . Здесь мы кратко рассмотрим последние результаты исследований этих вопросов в e^+e^- -аннигиляции и $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

Полное сечение e^+e^- -аннигиляции в струи адронов определяется выражением (4.1), где вклад членов $\sim \alpha_s$ и $\sim \alpha_s^2$ составляет всего лишь $\approx 8\%$. Тем не менее, высокая точность измерения R (4.1), которая составляет 3—5% и определяется целиком систематическими ошибками, позволяет найти значения $\alpha_s(Q^2)$ (табл. I) ²⁹. По данным табл. I было определено средневзвешенное значение

$$\langle \alpha_s(1170 \text{ ГэВ}^2) \rangle = 0,19 \pm 0,06, \quad (4.9)$$

погрешность которого ($\approx 30\%$) не превышает неопределенности $\alpha_s(Q^2)$,

Т а б л и ц а I

Суммарные данные по измерению $R(W)$

Тип установки	W , ГэВ	$R \pm \Delta R_{\text{ст}} \pm \Delta R_{\text{сист}}$	$\alpha_s \pm \Delta \alpha_{\text{ст}} \pm \Delta \alpha_{\text{сист}}$
TASSO	30—36,7	$4,05 \pm 0,06 \pm 0,19$	$0,24 \pm 0,04 \pm 0,13$
JADE	30—36,7	$3,99 \pm 0,04 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,03 \pm 0,08$
MARK-I	30—36,7	$3,95 \pm 0,05 \pm 0,22$	$0,18 \pm 0,03 \pm 0,15$
MARK-II	29,0	$3,90 \pm 0,05 \pm 0,25$	$0,17 \pm 0,03 \pm 0,17$
MAC	29,0	$3,87 \pm 0,10 \pm 0,10$	$0,15 \pm 0,06 \pm 0,08$

полученной из анализа трехструйных событий (см. раздел 5). Это связано с высокой точностью измерения $R(W)$, достигнутой в последние годы, и отсутствием существенных теоретических неопределенностей при вычислении полных сечений (4.1). Полученное значение $\alpha_s < 1$ и при $s^{1/2} \geq 10$ ГэВ можно использовать в теории возмущения для вычисления характеристик начальной стадии жестких процессов. Извлечение из (4.9) параметра Λ (2.52) в этом случае затруднительно, так как, строго говоря, неизвестно чему равно $Q^2:s$ или квадрату массы кварка, излучающего глюон ($M_q^2 \sim s/8$) ^{28,29 *}.

Новые возможности проверки КХД открывают эксперименты по исследованию образования струй адронов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ ³⁶⁻³⁸. Здесь достигнуты рекордные передачи импульсов в жестких процессах ($Q^2 \approx 5000$ ГэВ²), при которых уже несущественны проблемы учета физики больших расстояний (см. раздел 2). Несмотря на то, что методика выделения струй и определения их числа еще несовершенна (см. раздел 3), увеличение Q^2 почти на два порядка позволяет надежно исключить фоновые процессы и изучить картину партон-партонного рассеяния. Мы уже демонстрировали преимущество высоких энергий на примере четкого определения спина глюона (рис. 12) и сейчас обсудим данные по сечениям рождения струй (см. ниже, рис. 13, 14) в процессах ^{36,37}:

$$\bar{p} + p \rightarrow J(h) + X, \quad (4.10)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow J^{(1)}(h) + J^{(2)}(h) + X, \quad (3.5')$$

$$\bar{p} + p \rightarrow J^{(1)}(h) + J^{(2)}(h) + J^{(3)}(h) + X. \quad (3.6')$$

Общая картина струйных явлений при этих энергиях была рассмотрена еще до начала работы коллайдера на основании имеющихся данных по $F(x, Q^2)$,

*) В этом случае значение Λ меняется от 0,46 до 0,17 ГэВ соответственно.

при $Q^2 \leq 200 \text{ ГэВ}^2$ и триггерным струям (3.3) в pp -взаимодействиях при $s^{1/2} \leq 62 \text{ ГэВ}$ (см. раздел 2) ¹⁰. Экстраполяция на порядок по полной энергии в СЦИ (63 → 540 ГэВ) была проведена в рамках КХД с учетом эволюции $F(x, Q^2)$ (2.53). Было предсказано большое увеличение (на три — четыре порядка) сечения $\sigma(J_{\text{тр}})$ для сопоставимых значений $p_{\perp}^{\text{тр}}$ ($\leq 10 \text{ ГэВ}$) при переходе от энергий 63 ГэВ к энергиям коллайдера. Это явление обусловлено

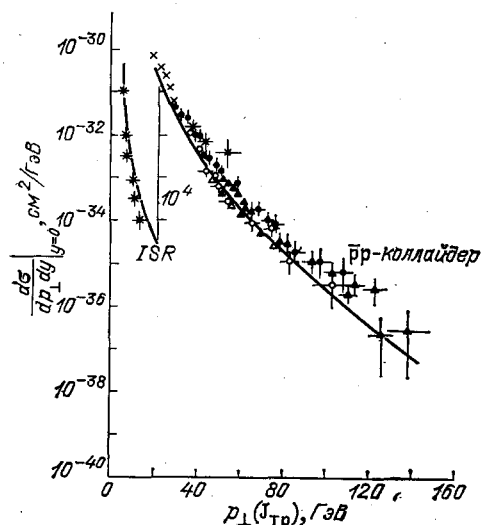


Рис. 13. Сечения образования струй адронов на ISR и $pp\bar{p}$ в зависимости от $p_{\perp}(J)$. Сплошные кривые — расчеты по КХД ¹⁰, выполненные до получения данных на коллайдере

тем, что при $s^{1/2} = 540 \text{ ГэВ}$ эти значения $p_{\perp}^{\text{тр}}$ соответствуют малым величинам $x \leq 2p_{\perp}/s^{1/2} \approx 0,05$, где происходит резкое увеличение $F(x)$ (см. (2.25)) за счет глюонной компоненты нуклонов (2.46) ¹⁰. Данные с коллайдера в общем подтверждают эту картину (рис. 13) ³². Главную роль в этом играет рассеяние глюонов на кварках и глюонах.

Сечения образования струй адронов в pp -взаимодействиях с большими $E_{\perp}(J)$ или $p_{\perp}(J)$ ($\geq 30 \text{ ГэВ}$) измерялись с помощью установок UA1 и UA2 (см. раздел 3) ³⁶⁻³⁸. Полученные абсолютные значения сечений реакции (4.10) в этих экспериментах различаются в 1,5—2 раза. Однако систематические ошибки в обоих экспериментах еще велики: $\pm 65\%$ (UA1) и $\pm 45\%$ (UA2) и поэтому пока считается, что данные не противоречат друг другу. Систематические погрешности в определении сечений в

основном связаны с неопределенностями в измерении светимости ускорителя ($\pm 20\%$), определении акцептанса установки ($\pm 35\%$) и калибровке calorиметров ($\pm 20\%$) ^{37 *}. Их зависимость от $E_{\perp}(J)$ не превышает 10%.

Наибольшая статистика событий была получена на установке UA2 при полной светимости ускорителя $L = 112 \text{ нбн}^{-1}$ ³⁷. В этом случае отбирались события, в которых струи адронов имели $E_{\perp}(J) \geq 30 \text{ ГэВ}$, $|\eta(J)| \leq 1$ и $\varphi(J) \leq 360^\circ$. Измеренные сечения процессов (4.10) и (3.5) приведены на рис. 14 ($p_{\perp}(J) \leq 150 \text{ ГэВ}$ и $m_{JJ} \leq 300 \text{ ГэВ}$) ³⁷. Результаты расчетов по КХД показаны на рисунках в виде заштрихованных областей ⁴⁶⁻⁴⁹. Такая неопределенность предсказаний КХД в основном связана с двумя причинами: неоднозначностью в определении Q^2 в этих процессах ($Q^2 \sim p_{\perp}^2(J)$ или $4p_{\perp}^2(J)$) и погрешностями в измерении распределений партонов в нуклонах при $\langle Q^2 \rangle = 5 - 10 \text{ ГэВ}^2$ (см. раздел 2). Влияние этих неопределенностей на предсказания сечений процессов (4.10) и (3.5) по КХД было проанализировано в работах ^{47,48}. В результате и были получены верхняя и нижняя границы сечений (рис. 14). Верхняя граница сечений соответствует расчетам по КХД с $\Lambda = 0,5 \text{ ГэВ}$ и $Q^2 = P_{\perp}^2(J)$, нижняя граница — $\Lambda = 0,5 \text{ ГэВ}$ и $Q^2 = 4P_{\perp}^2(J)$. Сплошные кривые — предсказания из работы ¹⁰ с $Q^2 = P_{\perp}^2(J)$ и $\Lambda = 0,5 \text{ ГэВ}$ (см. раздел 2). Как видно из рис. 13 и 14, КХД описывает инклюзивные сечения образования струй адронов во всем исследованном интервале переменных: $s^{1/2}$, $p_{\perp}(J)$ и m_{JJ} ($s^{1/2} = 52 - 540 \text{ ГэВ}$, $p_{\perp}(J) = 5 - 150 \text{ ГэВ}$ и $m_{JJ} = 30 - 300 \text{ ГэВ}$), с фактором неопределенности ≤ 5

*) Отсюда и получается полная систематическая ошибка в измерении сечений $\pm 45\%$ (UA2), если отдельные вклады в нее сложить квадратично ($\Delta\sigma = (\sum_i (\Delta\sigma_i)^2)^{1/2}$).

при самых больших значениях этих переменных. При этом сами сечения уменьшаются на 11 порядков! Это несомненно успех КХД,¹ хотя по-прежнему нельзя сделать определенных заключений о величине Λ .

Как мы уже отмечали (см. раздел 3), при $E_{\perp}(J) \geq 60$ ГэВ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях доминируют двухструйные процессы (3.5), а доля трехструйных процессов (3.6) падает до 10%^{36,37}. Причем эти струи уносят более 90%

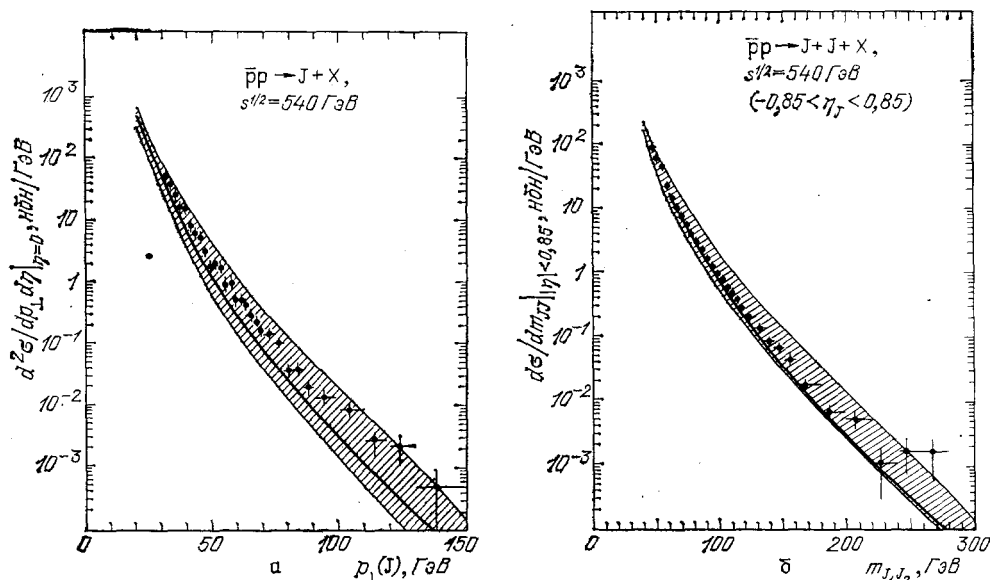


Рис. 14. а — Сечения образования струй адронов (4.10) в зависимости от $P_{\perp}(J)$ при $s^{1/2} = 540$ ГэВ (UA2). б — Сечения образования двух струй адронов (3.5) в зависимости от их эффективной массы ($m_{J_1 J_2}$) при $s^{1/2} = 540$ ГэВ (UA2).

Заштрихованные области — результаты расчетов по КХД⁴⁶⁻⁴⁹

всей поперечной энергии $\bar{p}p$ -соударений и в азимутальной плоскости $\Delta\varphi_{12} \approx \approx 180^\circ$ с полушириной $\lesssim 10^\circ$! Все это позволяет считать, что в этом случае хорошо выделяются процессы жесткого рассеяния партонов типа (4.3) — (4.6) и, следовательно, можно получить прямые данные о $F(x, Q^2)$ при $\langle Q^2 \rangle \approx \approx 2000$ ГэВ². Такая попытка была сделана группой UA1³⁶. Для этой цели использовалось соотношение (4.2), проинтегрированное по $\cos \theta$:

$$F(x_1) F(x_2) = x_1 x_2 \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} \left(\int_0^{\cos \theta_{\max}} K \frac{d\sigma}{d\cos \theta} d\cos \theta \right)^{-1}, \quad (4.11)$$

где $K \approx 2$ учитывает эффекты высших порядков КХД³⁶. Сечение $\sigma(\theta)$ бралось в виде (4.7) с $\Lambda = 0,2$ ГэВ и $Q^2 = P_{\perp}^2(J)$.

Факторизация структурных функций в (4.11) была проверена экспериментально для $x = 0,1 - 0,8$. В результате была получена $F(x)$ с систематической ошибкой $\pm 30\%$ при $\langle Q^2 \rangle = 2000$ ГэВ² (рис. 15) *). Ее значения существенно отличаются от данных, полученных при $Q^2 = 20$ ГэВ². Это различие наглядно демонстрирует масштаб нарушения скейлинга при увеличении Q^2 на два порядка. Происходит существенное уменьшение числа партонов с $x \gtrsim 0,3$ (в четыре — пять раз!) и их увеличение при $x \lesssim 0,1$ (ср. с рис. 6).

* Статистические ошибки в измерении $F(x)$ указаны на рис. 15. Изменение значения Λ в два раза (уменьшение или увеличение) приводит к изменению $F(x)$ на $\pm 15\%$, что меньше полных ошибок измерения.

Вклад кварковой компоненты нуклонов доминирует при $x \gtrsim 0,4$ (см. рис. 15). Эти данные можно представить и в аналитическом виде:

$$F(x) \approx 6,2 e^{-9,5x} \quad (4.12)$$

или

$$F(x) \approx 8(1-x)^{13} + 1,1(1-x)^4. \quad (4.13)$$

Первый член в (4.13) можно связать с поведением глюонной и второй — кварковой компонент нуклона при $Q^2 = 2000 \text{ ГэВ}^2$. В этом случае масштаб нарушения скейлинга при изменении Q^2 от 20 до 2000 ГэВ^2 сказывается в изменении показателей степеней в (4.13) при сравнении с аналогичными аппроксимациями $F(x)$ при $\langle Q^2 \rangle \approx 20 \text{ ГэВ}^2$ (см. (2.25) и (2.26)) ($6 \rightarrow 13$ и $3 \rightarrow 4$).

На рис. 15 представлены также результаты расчетов $F(x)$ по КХД с $\Lambda = 0,2 \text{ ГэВ}$ ($Q^2 = P_{\perp}^2$ (J)) и

$$F(x, Q_0^2) = G(x) + \frac{4}{9} [Q(x) + \bar{Q}(x)], \quad (4.14)$$

где $G(x)$, $Q(x)$, $\bar{Q}(x)$ — структурные функции глюонов, кварков и антикварков в нуклоне, и множитель $4/9$ учитывает различие во взаимодействиях кварков и глюонов. Использовалась параметризация этих функций при $\langle Q_0^2 \rangle = 20 \text{ ГэВ}^2$ ³⁶. Как видно, результаты расчетов неплохо описывают экспериментальные данные.

Таким образом, данные по сечениям образования струй при наивысших достигнутых энергиях позволили подтвердить общую КХД картину взаимодействия партонов и их адронизацию в струи. КХД успешно описывает зависимости сечений процессов (4.10) и (3.5) от P_{\perp} и m_{JJ} при уменьшении сечений на 11 порядков! Погрешности измерений

Рис. 15. Структурная функция $F(x)$ протона, полученная из данных по $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействиям при $s^{1/2} = 540 \text{ ГэВ}$ (UA1).

Пштриховая прямая — зависимость (4.12). Сплошная кривая — $F(x)$ при $Q^2 = 20 \text{ ГэВ}^2$, штрих-пунктирные — предсказания КХД для $F(x)$ при $Q^2 = 2000 \text{ ГэВ}^2$ и вклада кварковой компоненты

$F(x)$ в глубоконеупругих IN -взаимодействиях при $Q^2 \lesssim 200 \text{ ГэВ}^2$ и неоднозначность в выборе Q^2 для жестких адронных соударений, которые приводят к фактору неопределенности $\lesssim 5$ в описании сечений процессов (4.10) и (3.5), будут уменьшаться в связи с планируемым проведением новых, более точных экспериментов. Это позволит измерить $\alpha_s(Q^2)$ или Λ при $Q^2 \approx 2000 \text{ ГэВ}^2$.

Новые возможности проверки КХД на малых расстояниях ($\lesssim 10^{-16} \text{ см}$) открывают исследования процессов образования промежуточных векторных бозонов (W^{\pm}, Z^0) в $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействиях при $\sqrt{s} \gtrsim 540 \text{ ГэВ}$ ^{36,38}. Из-за их большой массы (80 и 94 ГэВ) и относительно больших значений $\langle P_{\perp}(W, Z) \rangle = 4 - 7 \text{ ГэВ}$ они служат индикатором жесткого процесса типа Дрелла — Яна ($q\bar{q} \rightarrow W(Z)$) с $p_q \gtrsim 40 \text{ ГэВ}$! В этом случае, как характеристики рождения $W(Z)$ -бозонов, так и их струйного сопровождения хорошо вычисляются в ТВ КХД³⁸. Первые сравнения этих расчетов с имеющимися данными по событиям с рождением W^{\pm} -бозонов показывают, что они хорошо описываются теоретическими кривыми³⁸. Однако статистика событий (≈ 100) еще мала, и поэтому значения Λ от 0,2 до 0,6 ГэВ согласуются с экспериментом. В ближайшие годы планируется значительное увеличение статистики событий

с образованием $W(Z)$ -бозонов при $s^{1/2} \geq 540$ ГэВ, что позволит провести более точную проверку КХД.

В целом, исследования жесткой стадии образования партонов по струям адронов позволили экспериментально измерить квантовые числа кварков и глюонов и проверить основные представления КХД при $Q^2 \leq 2000$ ГэВ². Количественные измерения единственного параметра теории $\alpha_s(Q^2)$ показывают, что $\alpha_s(Q^2) \leq 0,2$ при $Q^2 \geq 200$ ГэВ², и для вычисления характеристик начальной стадии жестких процессов можно пользоваться теорией возмущения.

5. АДРОНИЗАЦИЯ КВАРКОВ И ГЛЮОНОВ

После успешной проверки основных постулатов КХД на малых расстояниях (см. раздел 4) главной нерешенной проблемой теории остается описание процессов перехода партонов в адроны. Они происходят на больших расстояниях ($r \geq R$) с малой передачей ($Q \sim p_\perp \sim 0,5$ ГэВ/ c) импульса, что исключает возможность прямого применения ТВ КХД. Поэтому экспериментальное изучение адронизации партонов в настоящее время является главным источником информации как для решения проблемы конфайнмента, так и для измерения некоторых основных характеристик жестких процессов при $\alpha_s \ll 1$ (см. разделы 3 и 4).

Модельное описание адронизации партонов дается или в рамках ТВ, КХД с включением принципа соответствия партонных и адронных спектров, или с помощью феноменологических моделей, основанных на известных свойствах мягких адронных соударений (см. раздел 2) и некоторых элементах КХД, учитывающих особенности жесткой стадии процесса (см. раздел 5.1). В результате устанавливаются общие закономерности процессов адронизации партонов, необходимые для построения теории сильных взаимодействий.

Наиболее детально кварковые струи адронов изучены в процессах e^+e^- -аннигиляции при $s^{1/2} = 3 - 43$ ГэВ (см. раздел 5.2)^{28-31, 50, 57}. В глубоконеупругих взаимодействиях получены данные о фрагментации кварков и ди-кварков^{26, 39, 40, 44, 51}. В e^+e^- -аннигиляции исследовалась адронизация тяжелых кварков (с, b)⁵⁰.

Фрагментация глюонов впервые изучалась в процессах e^+e^- -аннигиляции в три струи адронов и в распадах $\Upsilon \rightarrow 3g$ (см. раздел 5.3)²⁸⁻³¹. В настоящее время по адронизации глюонов получены данные в pp -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ³⁶⁻³⁸. Таким образом, экспериментальная информация по адронизации партонов охватывает широкую область энергий и различные типы процессов, что позволяет установить основные ее закономерности.

Единство физики жестких и мягких соударений частиц проявляется в универсальности характеристик адронов в струях в этих различных взаимодействиях (см. раздел 5.4), которая не имеет пока удовлетворительного теоретического объяснения.

5.1. КХД и феноменологические модели

5.1.1. Кварк-глюонные каскады в КХД

Возможность рассмотрения адронизации партонов в рамках ТВ КХД основана на пространственно-временной картине развития партонного каскада (см. разделы 1, 2)¹¹. Из общих принципов квантовой механики следует, что характерное время рождения цветных партонов, например, в e^+e^- -аннигиляции уменьшается с ростом W :

$$\tau \sim \frac{1}{E_q} \sim \frac{1}{W}. \quad (5.1)$$

С другой стороны, характерное время адронизации кварков (см. разделы 1, 2) ^{14,20}:

$$t \sim \frac{E_q}{M_q^2} \sim WR^2, \quad (5.2)$$

где M_q — эффективная (конституентная) масса кварка и $R \sim 1/M_q$. Для легких кварков (u, d, s) $R \sim 1$ фм. Из сравнения (5.1) и (5.2) видно, что с увеличением энергии растет $\Delta t = t - \tau$, в течение которого цветной кварк «живет» в соответствии с законами ТВ КХД. В этом случае излучаются тормозные глюоны, которые образуют новые глюоны и $(q\bar{q})$ -пары, т. е. развивается так называемый кварк-глюонный каскад. Его развитие можно рассчитать по теории возмущений до $Q^2 \gg Q^{11,52}$ *). Размножение партонов происходит за счет последовательных распадов ¹¹:

$$q \rightarrow q + g, \quad (5.3)$$

$$g \rightarrow g + g, \quad (5.4)$$

$$g \rightarrow q + \bar{q}, \quad (5.5)$$

дифференциальные вероятности которых имеют вид

$$dW(q \rightarrow qg) = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} dz \frac{1+(1-z)^2}{2z}, \quad (5.6)$$

$$dW(g \rightarrow gg) = 3 \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} dz \left[z(1-z) + \frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} \right], \quad (5.7)$$

$$dW(g \rightarrow q\bar{q}) = \frac{1}{2} \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} dz \frac{z^2+(1-z)^2}{2}, \quad (5.8)$$

где k_{\perp} — поперечный импульс глюона (кварка) относительно импульса партона-родителя и z — соответствующая доля энергии. По существу, эти «элементарные» процессы и определяют струйный характер кварк-глюонного каскада к моменту адронизации партонов **). Как видно из этих формул, быстрые партоны в основном излучают мягкие глюоны (кварки) с $z \ll 1$ и $x_{\perp} = k_{\perp}/p \ll 1$, которые летят в том же направлении ($\theta \ll 1$), что и партоны-родители. Полная вероятность этих процессов растет с энергией:

$$W^{(g)} \sim \frac{\alpha_s}{\pi} \int_{R^{-1}}^E \frac{dE_g}{E_g} \int_{R^{-2}}^{E^2} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \approx \frac{\alpha_s}{\pi} \ln^2(ER), \quad (5.9)$$

$$W^{(q\bar{q})} \sim \frac{\alpha_s}{\pi} \int_{R^{-2}}^{E^2} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \approx \frac{\alpha_s}{\pi} \ln(ER)^2, \quad (5.10)$$

где $k_{\perp}^2 \geq R^{-2}$ и R — расстояние, на котором еще можно применять ТВ КХД. Величина его неизвестна и должна быть определена из экспериментальных данных. Для грубой оценки R можно воспользоваться значением $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,5$ ГэВ для прямых адронов (см. раздел 2). В этом случае $k_{\perp} > 0,5$ ГэВ и $R < 1/\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,4$ фм. В любом случае из (5.9) и (5.10) следует, что с увеличением энергии $W^{(g)}$ и $W^{(q\bar{q})} \rightarrow 1$, т. е. развивается кварк-глюонный распад, и уже с заметной вероятностью образуются жесткие тормозные глюоны ($z \sim 1$, $\theta \sim 1$), которые и рожают струи адронов, выделяемые эксперимен-

*) В обзорах ¹¹ на школах ЛИЯФ (1980—1985 гг.) даны подробные обоснования этому подходу и ссылки на оригинальные работы.

**) При рассмотрении этих каскадов было обнаружено их важное свойство. Оказалось, что вдоль ветви партонного каскада последовательно с номером распада уменьшаются углы разлета партонов, т. е. струи ветвятся в сужающиеся угловые конуса ⁵³. Таким образом, «размеры» струи определяются первыми распадами партонов.

тально. Например, в e^+e^- -аннигиляции этих процессы составляют $\approx 10\%$ при $W \geq 30$ ГэВ, т. е. при $E_q \geq 15$ ГэВ.

Таким образом, в этом подходе быстрые цветные партоны к моменту адронизации обрастают шубой коллинеарных и относительно мягких ($k_\perp \gg \approx 0,5$ ГэВ) глюонов и кварков, число которых растет с увеличением E_q (рис. 16, а). Обеспечивание этой многопартонной конфигурации происходит уже на больших расстояниях ($\sim R$), за счет $(q\bar{q})$ -пар, рожденных тормозными глюонами.

В рамках ТВ КХД можно рассчитать характеристики кварк-глюонного каскада. Далее, естественно, встает вопрос об его адронизации. В качестве

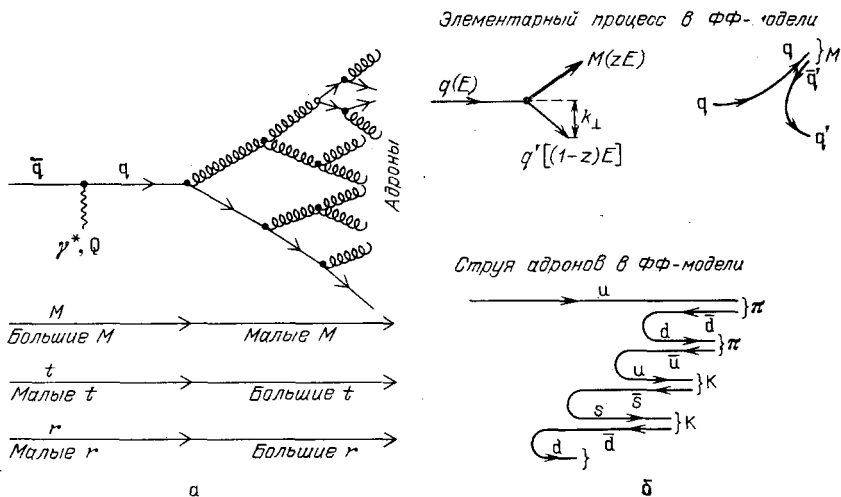


Рис. 16. а — Иллюстрация кварк-глюонного ливня, образуемого быстрым кварком (q); внизу указаны характер изменения инвариантных масс (M), времени (t) и расстояния (r) по мере развития каскада. б — Схема адронизации кварков в ФФ-модели

рабочей гипотезы предполагается локальное соответствие спектров партонов и адронов (локальная партон-адронная дуальность)⁵² *). Это дает возможность сравнить модель с экспериментом и определить область ее применимости. В работах^{11,52} приведены конкретные расчеты кварк-глюонного каскада в различных приближениях ТВ КХД и первые сравнения с экспериментальными данными. В частности, показано удовлетворительное описание спектров π^\pm -мезонов в e^+e^- -аннигиляции при $W \geq 20$ ГэВ⁵².

Однако эта модель адронизации партонов основана на довольно сильных предположениях, которые требуют экспериментальной проверки (такая программа предложена в работах^{11,52}). Поэтому сейчас имеет смысл рассмотреть только общие ее предсказания, связанные скорее со структурой кварк-глюонного каскада, чем с конкретными вычислениями спектров адронов.

Средняя множественность адронов в этой модели быстро растет с энергией¹¹:

$$\langle n(s) \rangle = a + b \exp \left[c \left(\ln \frac{s}{Q_0^2} \right)^{1/2} \right], \quad (5.11)$$

Где a , b , Q_0^2 — параметры, определяемые из эксперимента, $c = [72/(33 - 2N_q)]^{1/2}$, N_q — число ароматов кварков. Такое поведение $\langle n(s) \rangle$ связано с быстрым ростом числа мягких тормозных глюонов и $(q\bar{q})$ -пар с E_q и предположением об их независимой адронизации.

* Аналогичное предположение содержится и в партонной модели (см. раздел 2).

Другим важным следствием появления кварк-глюонных каскадов является нарушение скейлинга в процессах фрагментации кварков (см. раздел 2). Значения функции $D_q^h(z, s)$ увеличиваются при $z \rightarrow 0$ и уменьшаются при $z \rightarrow 1$ с увеличением s *).

Характерным для данной модели является распределение адронов по быстроте:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} = \rho(y). \quad (5.12)$$

Как известно, в партонной модели $\rho(y) = \text{const}$, и поэтому $\langle n(s) \rangle \sim \ln(W/m)$ за счет увеличения допустимого интервала быстрот ($0 \leq y \leq \ln(W/m)$) (см. раздел 2). Развитие кварк-глюонных каскадов приводит не только к быстрому росту $\langle n(s) \rangle$ (5.11), но и к характерной зависимости $\rho(y)$. В этом случае существенным оказалось рассмотрение квантово-механической картины излучения мягких глюонов, в отличие от классической схемы ветвящегося процесса ^{11, 52-53}. Действительно, пучок партонов с углом раствора $\theta_1 \ll 1$ излучает мягкие глюоны с $\theta > \theta_1$ когерентно «цветным зарядом» их общего родителя. Поэтому вместо большого числа новых глюонов (по числу партонов в пучке) будет испущен лишь один **). В связи с этим число мягких глюонов уменьшается при $\xi = y/y_{\max} \rightarrow 0$, что и приводит к соответствующему уменьшению числа адронов в этой области. При $\xi \rightarrow 1$ число адронов также уменьшается с развитием каскада из-за законов сохранения энергии — импульса. Поэтому в этой модели $\rho(\xi)$ будет иметь характерный колоколообразный вид с максимумом при $\xi \rightarrow 1/2$. При конечных энергиях ($W \leq 50$ ГэВ) максимум в $\rho(\xi)$ находится при $\xi = 0,3 - 0,4$ ⁵². Таким образом, каскадирование глюонов приводит к быстрой росту $\rho(\xi)$ с W при $\xi \sim 1/2$ и конечному числу адронов при $\xi \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow 1$. Проверка этого необычного поведения $\rho(\xi)$ представляет несомненный интерес (см. раздел 5.2).

Поведение струй адронов, образованных глюонами, в ТВ КХД имеет некоторые особенности, связанные как с квантовыми числами глюона, так и с их взаимодействием с партонами. Глюоны более интенсивно излучают глюоны (5.7), чем кварки (5.8). Поэтому каскад в глюонной струе начинает развиваться раньше, чем в кварковой. То есть, все отмеченные выше явления должны наблюдаться в глюонных струях при меньших энергиях, чем в кварковых. Ожидается, что при больших энергиях соотношение между множественностями адронов в этих струях будет стремиться к

$$\langle n^{(g)}(s) \rangle \approx \frac{9}{4} \langle n^{(q)}(s) \rangle \quad (5.13)$$

Из-за универсальности взаимодействия глюона с кварками всех ароматов в глюонной струе должно быть больше тяжелых кварков (с, b). Наконец, в глюонных струях могут появиться и совершенно новые объекты, например, связанные состояния глюонов — глюболы ⁵⁶.

Привлекательность рассмотренной модели заключается в последовательном применении ТВ КХД до $Q_0 \sim m_p$. Аппроксимация ее на область конфайнмента, конечно, является рабочей гипотезой, необходимой для сравнения с экспериментом (см. разделы 5.2 и 5.3).

*) Это явление аналогично нарушению скейлинга в структурных функциях нуклонов (см. разделы 2 и 4).

**) Аналогом обсуждаемого явления в КЭД является эффект Чудакова ⁵⁴. Суть этого эффекта заключается в том, что электрон и позитрон из ультрарелятивистской пары ионизируют среду, как два независимых заряда, лишь через макроскопически большое время, когда они разойдутся в пространстве на атомные расстояния.

5.1.2. Феноменологические модели

За последние годы были развиты многочисленные феноменологические модели описания процессов адронизации партонных в жестких соударениях частиц (см. обзоры ^{50,57}). Среди них можно выделить две наиболее популярные модели: Филда — Фейнмана (ФФМ) ⁵⁸⁻⁶⁰ и лунд-модель (ЛМ) ^{61,62}, которые широко используются при анализе экспериментальных данных ⁶³ *). Кроме того, следует отметить совершенно новый класс так называемых кластерных моделей ⁶⁴⁻⁶⁷, в которых адронизация партонных описывается без введения функции фрагментации ($D_q^h(z)$) и ограниченности их поперечных импульсов.

ФФ-модель была первой параметризацией распределений адронов в струях ⁵⁸. Известный физик-теоретик Р. Фейнман считал необходимым дать экспериментаторам простое описание струй адронов, основанное на свойствах мягких и жестких адронных взаимодействий («стандартные струи») для нахождения новых явлений ⁵⁸. Эта цель была быстро достигнута и в 1979—1980 гг. появились модификации этой модели, учитывающие процессы излучения жестких глюонов ($q \rightarrow qg$) и образования тяжелых кварков (c, b) ^{59,60}.

Схема адронизации кварков в ФФ-модели аналогична образованию адронов в партонной модели (см. раздел 2.1). Адроны образуются в результате последовательных и независимых распадов типа (рис. 16, б):

$$q_a \rightarrow M(q_a, \bar{q}_b) + q_b, \quad (5.14)$$

в которых исходный кварк (q_a) фрагментирует в мезон (M), а оставшийся кварк (q_b) распадается по схеме (5.14). Этот процесс продолжается до тех пор, пока оставшийся кварк имеет энергию $W_q > W_0$ ($W_0 = E + P_z \approx 1$ ГэВ). Параметр W_0 определяется из эксперимента ⁶³.

В ФФ-модели учтены два экспериментальных результата: приближенный скейлинг $D_q^h(z)$ -функций и ограниченность поперечных импульсов адронов (p_\perp). Для воспроизведения скейлинга по z в модели постулируется независимость вероятности (P) фрагментации q на $M(z)$ от E_q :

$$\frac{dP}{dz} = f(z), \quad (5.15)$$

где

$$z = \frac{(E + p_\parallel) M}{(E + p) q_a}, \quad (5.16)$$

$$\int_0^1 f(z) dz = 1. \quad (5.17)$$

Связь между $D(z)$ и $f(z)$ дается интегральным уравнением

$$D(z) = f(z) + \int_z^1 \frac{d\eta}{\eta} f(1-\eta) D\left(\frac{z}{\eta}\right), \quad (5.18)$$

где $\eta = 1 - z$. Первый член в (5.18) дает вероятность образования первого адрона (5.14), второй — учитывает остальной каскад (см. рис. 16). Если $f(z)$ взять в простой полиномиальной форме

$$f(z) = (d+1)(1-z)^d, \quad (5.19)$$

то из (5.18) получим:

$$D(z) = (d+1) \frac{(1-z)^d}{z}, \quad (5.20)$$

*) Лунд-модель названа по имени города Лунд (Швеция). Физики лундского университета Б. Андерсон, Г. Густафсон, Г. Ингельман и др. детально разработали модель для описания мягких и жестких процессов, которая рассылается в научные центры в виде соответствующих программ для ЭВМ ^{61,62}. Это способствовало ее быстрому распространению среди экспериментаторов.

что соответствует эксперименту^{50,57}. Отсюда следует, что средняя множественность адронов

$$\langle n(W) \rangle = \int D(z) dz = A + B \ln W, \quad (5.21)$$

логарифмически растет с энергией, как и в партонной модели (см. раздел 2.1). Для функции $f(z)$ обычно используют параметризацию:

$$f(z) = 1 - a_F + 3a_F(1 - z)^2, \quad (5.22)$$

где a_F — параметр модели.

Ограниченность поперечных импульсов адронов в модели связана с предположением об ограниченности k_\perp присоединяемых кварков (см. рис. 16, б):

$$\frac{dN}{dk_\perp^2} \sim e^{-k_\perp^2/2\sigma_q^2}, \quad (5.23)$$

что дает

$$\langle p_\perp(h) \rangle = \pi^{1/2} \sigma_q. \quad (5.24)$$

В модели вводятся еще два параметра:

$$a_V = \frac{N(V)}{N(V) + N(P)}, \quad (5.25)$$

$$\gamma_S = \frac{N(ss)}{N(u\bar{u}) + N(d\bar{d}) + N(ss)}, \quad (5.26)$$

которые определяют долю (a_V) векторных мезонов и фактор (γ_S) подавления странных пар (ss). Детальное сравнение ФФ-модели с экспериментом было проведено в 1979—1980 гг.^{28-31,50,57,63}. Поэтому приведем лишь результаты этого анализа. Параметры модели были определены по данным группы TASSO при $W = 12$ и 30 ГэВ для двухструйных событий e^+e^- -аннигиляции ($S \leq 0,25$)^{57,63} *):

$$\left. \begin{aligned} a_F &= 0,57 \pm 0,20, \\ \sigma_q &= 0,32 \pm 0,04 \text{ ГэВ}, \\ a_V &= 0,56 \pm 0,15. \end{aligned} \right\} \quad (5.27)$$

С этими значениями параметров ФФ-модель хорошо описывает адронизацию кварков в жестких $\nu(\bar{\nu})N^-$, $e(\mu)N^-$, hN -взаимодействиях и в e^+e^- -аннигиляции^{28-32,50,57,63}.

Отклонения от модели обнаружены при $W \gtrsim 30$ ГэВ, например, в распределениях адронов по $\langle p_\perp^2 \rangle$ в плоскости события ($\langle p_{\perp in}^2 \rangle$) и вне ее ($\langle p_{\perp out}^2 \rangle$) (рис. 17, а)^{57,63}. Они связаны с жестким тормозным излучением жестких глюонов (2.56), которое учитывается в модификациях модели с точностью 0 (α_S)⁵⁹ и 0 (α_S^2)⁶⁰ по ТВ КХД (рис. 17, б). В этом случае образовавшиеся кварки и глюон ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$) фрагментируют независимо. Глюон распадается на q и \bar{q} :

$$g(E) \rightarrow q(zE) + \bar{q}[(1-z)E], \quad (5.28)$$

которые далее фрагментируют по ФФ-схеме. Энергия глюона делится между кварками или в соответствии с⁵⁹

$$f(z) = 1, \quad (5.29)$$

или по закону⁶⁰

$$f_g(z) = z^2 + (1-z)^2. \quad (5.30)$$

*) Здесь S — сферичность события (см. формулу (3.1)). В начальной версии модели⁵⁸ предполагалось, что $a_F = 0,77$, $\sigma_q = 0,32$ ГэВ, $a_V = 0,5$ и $\gamma_S = 0,4$. Естественно, что с накоплением данных параметры модели будут уточняться.

Эти модификации модели широко используются для анализа трехструйных событий в e^+e^- -аннигиляции и для измерения константы сильных взаимодействий партонов (α_s) в КХД (см. раздел 5.3).

Фрагментация тяжелых кварков ($Q \equiv b, c$) в ФФ-модели происходит по той же схеме:

$$Q \rightarrow H (Q\bar{q}) + q, \quad (5.31)$$

где тяжелый мезон $H (Q\bar{q})$ несет основную долю энергии Q -кварка. Это следует из простых кинематических рассуждений. Действительно, вероятность перехода (5.31) ^{50,57}

$$P(i \rightarrow f) \sim \frac{1}{\Delta E^2}, \quad (5.32)$$

где

$$\Delta E \sim E(Q\bar{q}) + E(q) - E(Q) \sim 1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{1-z} \quad (5.33)$$

и $\varepsilon = (m_q/m_Q)^2$. Отсюда и получается, что

$$D_Q^H(z) = \frac{1}{z} \frac{k}{\{1 - (1/z) - [\varepsilon/(1-z)]\}^2} \quad (5.34)$$

имеет пик при больших значениях z (см. раздел 5.2).

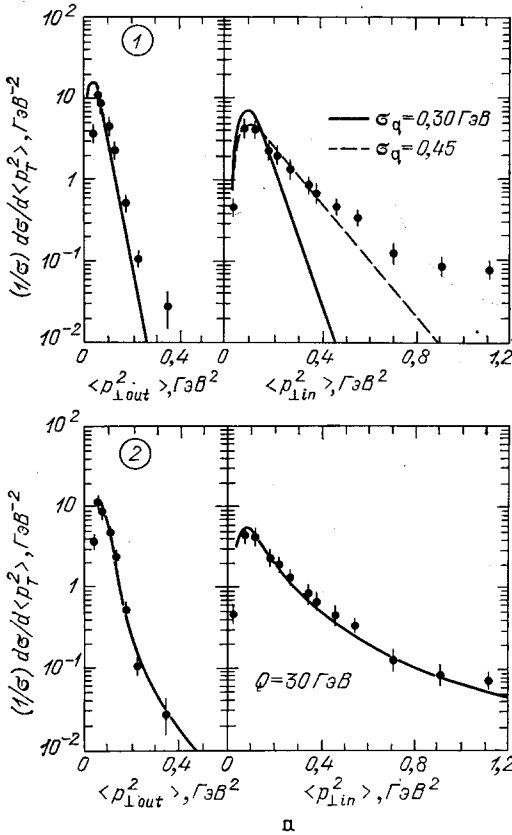
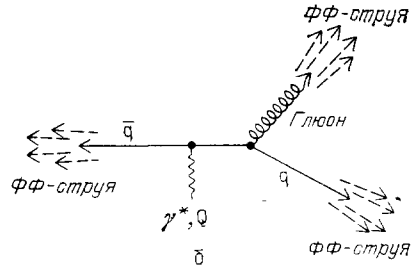


Рис. 17. *a* — Распределения адронов в e^+e^- -аннигиляции при $s^{1/2} = 30$ ГэВ по $\langle p_{\perp out}^2 \rangle$ и $\langle p_{\perp in}^2 \rangle$; кривые — результаты расчетов по ФФМ без учета (1) и с учетом (2) излучения жестких глюонов (2.56) ^{59,60}. *б* — Схема ФФ-модели с учетом жесткого излучения глюона



Чтобы завершить полную схему ФФ-модели, используемую для описания экспериментальных данных, следует рассмотреть образование барионов. В этом случае предполагается, что исходные кварки присоединяют дикуарки (qq) из КХД вакуума

$$q_a \rightarrow (q_a q q) + \bar{q} \bar{q} \quad (5.35)$$

с вероятностью ~ 0.1 , что соответствует наблюдаемой доле протонов в e^+e^- -аннигиляции при $W \gtrsim 30$ ГэВ ⁶⁰. В этой схеме следует ожидать близких корреляций между барионами по различным переменным и локальной компенсации их квантовых чисел.

На этом и исчерпываются основные элементы ФФ-схемы адронизации партонов ⁵⁸⁻⁶⁰. Прежде чем перейти к другим моделям, сделаем ряд общих заключений.

В ФФ-модели ⁵⁸⁻⁶⁰ фрагментация кварков и глюонов происходит независимо друг от друга. В этом она существенно отличается от ЛМ ^{61,62}. Поэтому

ФФ-модель часто также называют моделью независимой фрагментации. Сам термин «фрагментация» связан с конкретной схемой перехода партонов, в адроны (см. рис. 16, б). Его широкое распространение, конечно, неоправдано. Лучше употреблять более общий термин — «адронизация», так как механизм конфайнмента неизвестен.

В ФФ-модели не учитываются законы сохранения энергии и квантовых чисел партонов (заряда, цвета, аромата). Пространственно-временная эволюция партонов в адроны противоположна той, которая ожидается в ТВ КХД (см. раздел 5.1.1). Действительно, в ФФ-схеме в СЦИ (e^+e^-) сначала адронизируются быстрые кварки, а затем медленные (см. рис. 16, б). Вместе

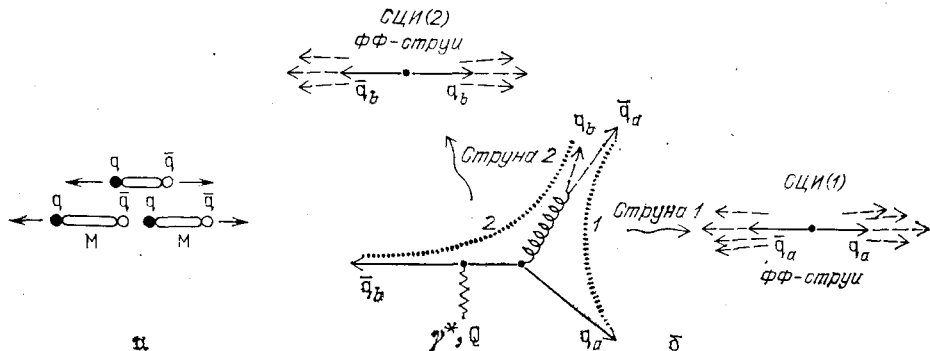


Рис. 18. а — Схема образования мезонов в лунд-модели. б — Схема образования глюонов в лунд-модели.

Струны 1 ($\bar{q}_a q_a$) и 2 ($\bar{q}_b q_b$) распадаются по ФФМ в системе их покоя

с тем, успех этой модели в описании экспериментальных данных^{50,57} при $E_q \lesssim 15$ ГэВ показывает, что основные закономерности адронизации партонов воспроизведены в модели правильно.

В Лунд-модели^{61,62} в отличие от ФФМ, рассматривается эволюция $(q\bar{q})$ -систем в целом, с учетом характера сил между цветными кварками. На больших расстояниях ($R \gtrsim 1/\Lambda$) из-за сильного нелинейного взаимодействия глюонов силовые линии между q и \bar{q} образуют трубку-струну радиуса $\sim 1/\Lambda$. При этом сила взаимодействия кварков не зависит от расстояния (d) между ними и потенциальная энергия струны^{1,50,57}:

$$E \sim kd, \quad (5.36)$$

где натяжение струны

$$k \sim 1 \text{ ГэВ/фм} \approx 0,2 \text{ ГэВ}^2. \quad (5.37)$$

При разлете кварков их энергия переходит в потенциальную энергию струны, и при $E > E_0$ (~ 1 ГэВ) становится возможным образование пар $(q\bar{q})$ легких кварков из КХД вакуума за счет туннельного эффекта. В результате струна начинает делиться на более короткие струны с образованием сначала медленных $(q\bar{q})$ -систем, а затем более быстрых, что соответствует представлениям КХД (рис. 18, а)^{11,57}. Рассмотрение эволюции всей системы $(q\bar{q})$ -пар позволяет учесть законы сохранения энергии и квантовых чисел партонов, переходящих в адроны. В этом ЛМ более последовательна, чем ФФМ. Вместе с тем, переход $(q\bar{q})$ -пар в адроны в ЛМ рассматривается по той же схеме, что и в ФФМ (рис. 18, б).

В простейшем варианте ЛМ

$$f(z) = 1, \quad (5.38)$$

и для так называемой стандартной ЛМ

$$f(z) = (1 + c)(1 - z)^2, \quad (5.39)$$

где $s \approx 0,3-0,5$ (рис. 19)^{57,62}. То есть, распределение адронов по z имеет скейлинговый характер, как и в ФФМ, но их спектр более жесткий из-за выбора другого вида $f(z)$. Однако часто в ЛМ используется $f(z)$ (5.22), особенно при сравнении результатов анализа экспериментальных данных по обеим моделям.

Распределения адронов по p_\perp^2 относительно оси цветной трубки в ЛМ рассматривается как результат туннельного эффекта образования $(q\bar{q})$ -пар из вакуума^{61,62}:

$$dN \sim dp_\perp^2 \exp \left[-\frac{\pi(m^2 + p_\perp^2)}{k} \right], \quad (5.40)$$

что приводит к скейлингу распределений адронов по $m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2$. Из (5.40) следуют также соотношения между вероятностями образования различных типов $(q\bar{q})$ -пар из вакуума

$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}, \quad (5.41)$$

что дает сильное подавление образования $(c\bar{c})$ -пар. Все остальные элементы ЛМ: a_V , $D_Q^H(z)$, образование барионов и др., аналогичны соответствующим предположениям в ФФМ.

Наиболее существенное различие между этими моделями возникает при рассмотрении процессов тормозного излучения жестких глюонов (2.56)^{50,57}. В ФФМ образование и фрагментация глюонов происходит независимо от эволюции остальной системы. В ЛМ струна «натягивается» между кварком, глюоном и антикварком, что и связывает их дальнейшее развитие (см. рис. 18, б). При достаточной E_g происходит разрыв этой струны на две: $(q_a \bar{q}_a)$ и $(q_b \bar{q}_b)$, которые фрагментируют в адроны независимо в системах их покоя, например, по ФФ-схеме. В результате часть энергии глюона переходит в адроны кварковых струй. Это и приводит к тому, что одна и та же доля трехструйных событий (2.56), выделенных экспериментально, требует больших значений α_s в ЛМ, чем в ФФМ (см. раздел 5.3).

В работах⁵⁸⁻⁶² были разработаны алгоритмы моделирования событий по методу Монте-Карло для этих моделей, что позволило провести их детальное сравнение с экспериментом при $W \lesssim 40$ ГэВ (см. разделы 5.2 и 5.3).

Новый взгляд на стадию адронизации партонов развивается в последние годы в так называемых кластерных моделях (КМ)⁶⁴⁻⁶⁷. В них нет двух главных предположений ЛМ и ФФМ: о существовании фрагментационной функции $D_q^h(z)$ и ограниченности поперечных импульсов партонов. Вместе с тем они успешно описывают экспериментальные данные.

Первая стадия жесткого процесса — развитие партонного ливня в КМ рассматривается, как и во всех других моделях, в рамках ТВ КХД (рис. 20). Развитие ливня происходит до тех пор, пока $M^2(q\bar{q}) \gtrsim t_{кл}$, где $t_{кл}$ — параметр модели. Новое — в стадии адронизации. За счет цветных сил, действующих на больших расстояниях, происходит объединение кварков и антикварков в белые кластеры с

$$M_{кл}(q_i \bar{q}_j) \gtrsim m(q_i) + m(\bar{q}_j) + W_{min}, \quad (5.42)$$

где W_{min} — необходимая минимальная энергия, чтобы в дальнейшем кластер мог распасться на адроны. Таким образом, в КМ виртуальный фотон с $M = Q$ образует много белых кластеров с $M_{кл} \ll Q$. Далее предполагается,

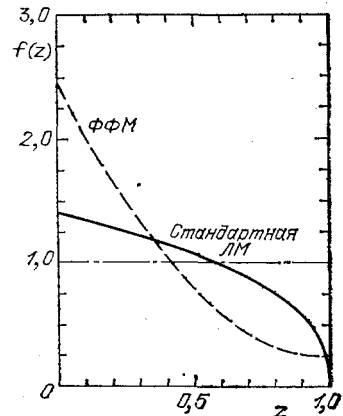


Рис. 19. Функции $f(z)$ для ФФ- и лунд-моделей. Штриховая прямая — $f(z) = 1$

что они распадаются независимо по схеме

$$M_{\text{кл}}(q_i \bar{q}_j) \rightarrow h_1(q_i \bar{q}_a) + h_2(q_a \bar{q}_j), \quad (5.43)$$

изотропно в их системах покоя. Вероятность распада (5.43) определяется обычными факторами:

$$P(M \rightarrow h_1 h_2) = p_f p_s p_k, \quad (5.44)$$

где p_f характеризует относительные вероятности образования $(u\bar{u})$ -, $(d\bar{d})$ -, $(s\bar{s})$ -

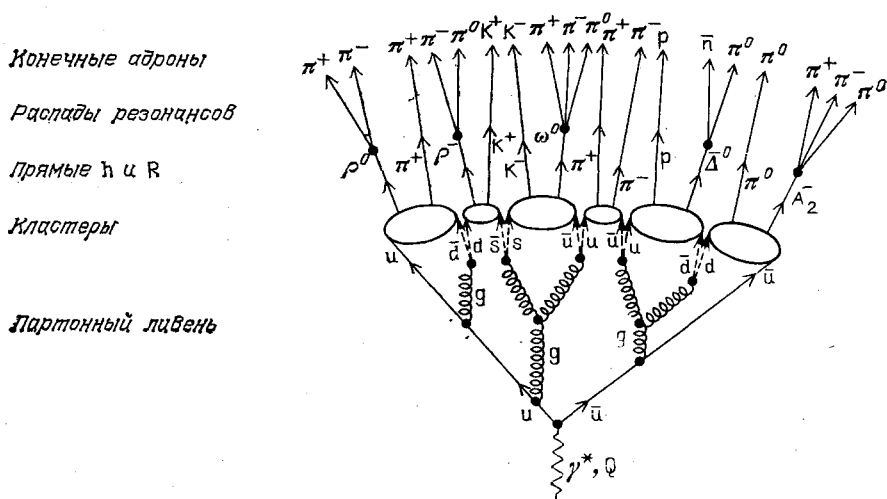


Рис. 20. Схема адронизации партонных в кластерных моделях (КМ)

и $(s\bar{s})$ -вакуумных пар, p_s — спиновый фактор адронов и p_k — кинематический фактор, соответствующий фазовому объему распада (5.43):

$$p_k = \sqrt{\lambda(M_{\text{кл}}^2, M_1^2, M_2^2)} M_{\text{кл}}^{-2}, \quad (5.45)$$

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc. \quad (5.46)$$

Значение p_f определяется по формулам типа (5.45) и (5.46) для распада:

$$M_{\text{кл}} \rightarrow q_a \bar{q}_a. \quad (5.47)$$

Образование барионов в модели рассматривается как результат присоединения $(q_a q_a)$ - и $(\bar{q}_a \bar{q}_a)$ -пар. Спиновый фактор

$$p_s = (2J_1 + 1)(2J_2 + 1), \quad (5.48)$$

где J_1 и J_2 — спин адронов в (5.43). Более детально алгоритмы кластерных моделей описаны в работах ⁶⁴⁻⁶⁷. Здесь мы лишь отметим, что число параметров в них мало (Λ , $t_{\text{кл}}$, W_{min}) и при значениях:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda &= 0,2 \text{ ГэВ}, \\ t_{\text{кл}} &= 1,5 \text{ ГэВ}^2, \\ W_{\text{min}} &= 1,25 \text{ ГэВ}, \end{aligned} \right\} \quad (5.49)$$

удается описать характеристики адронов в e^+e^- -аннигиляции при $W \lesssim 40 \text{ ГэВ}$ ^{65,67}. В КМ учитывается влияние когерентности мягкого глюонного излучения на энергетические спектры и угловые корреляции адронов по ТВ КХД ^{66,67}. В этом отношении КМ близки к модели кварк-глюонного каскада ^{11,52}.

Отсутствие теории сильных взаимодействий партонных на больших расстояниях привело к бурному развитию феноменологических моделей, ос-

новые черты которых мы рассмотрели. Во всех моделях первая стадия процесса рассматривается по ТВ КХД до $Q^2 \gtrsim Q_0^2$, где $Q_0^2 \approx 10 \text{ ГэВ}^2$ в ФФМ и $Q^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$ в КМ и ЛМ. В моделях кварк-глюонного каскада — $Q_0^2 \sim m_h^2$ ⁵². Значение $Q_0^2 \approx 10 \text{ ГэВ}^2$ определяет, в основном, отличие ФФМ от других подходов, которые эволюционируют в сторону $Q_0^2 \rightarrow m_h^2$ ^{11,66,67}. В связи с этим область применения ФФМ ограничена $E_q \lesssim 10\text{--}15 \text{ ГэВ}$, когда партонный каскад еще не развит, и поэтому когерентные эффекты несущественны (см. разделы 5.2 и 5.3).

5.2. Адронизация кварков

Как мы уже отмечали, энергичные кварки к моменту адронизации представляют собой кварк-глюонный ливень, и поэтому их переход в адроны определяется как кварками, так и глюонами (см. раздел 5.1). Аналогичная ситуация имеет место и для энергичных глюонов. Вместе с тем некоторые характеристики струй адронов зависят от их происхождения. Поэтому представляет интерес рассмотреть отдельно кварковые и глюонные струи.

Основные результаты по адронизации кварков получены в e^+e^- -аннигиляции при $W \leq 43 \text{ ГэВ}$ ^{28–31,50,57}. В глубоконеупругих $\nu(\bar{\nu})$ - и $\mu\bar{\nu}$ -взаимодействиях изучены струйные характеристики адронов в областях фрагментации кварков и дикварков при $W \leq 15 \text{ ГэВ}$ ^{39,44,57,68,69}. Сравнение этих данных с моделями позволяет установить общие закономерности переходов кварков в адроны.

5.2.1. Импульсные распределения адронов в струях

а) Поперечная эволюция струи адронов. В e^+e^- -аннигиляции на две струи (2.29) распределения так называемых первичных адронов (h_d) по p_\perp^2 относительно оси струи описывается ФФМ (5.24) с $\sigma_d = 0,32 \pm 0,04 \text{ ГэВ}$ при $W = 12\text{--}30 \text{ ГэВ}$, что соответствует $\langle p_\perp(h_d) \rangle = 0,57 \pm 0,07 \text{ ГэВ}$ ⁵⁷. В результате распадов резонансов поперечные импульсы регистрируемых долгоживущих адронов (π , K , N ...) уменьшаются и составляют $\langle p_\perp(h) \rangle = 0,343 \pm 0,007 + 0,010 \text{ ГэВ}$ при $W = 12\text{--}17 \text{ ГэВ}$ *).

При рассмотрении всех случаев e^+e^- -аннигиляции происходит заметное расширение распределений адронов по p_\perp^2 с увеличением W ($\gtrsim 30 \text{ ГэВ}$), связанное с жестким тормозным излучением глюонов, и

$$\langle p_\perp^2(h) \rangle = a + bW, \quad (5.50)$$

где $a = 0,072 \pm 0,008 \text{ ГэВ}^2$ и $b = 0,0070 \pm 0,0003 \text{ ГэВ}$ (рис. 24) ³¹. Интересно отметить, что при $p_\perp^2 \lesssim 0,3 \text{ ГэВ}^2$ они практически не зависят от W и, вероятно, свойства этих адронов определяются характеристиками КХД вакуума. В связи с этим и возникают известные проблемы «присоединения» их к той или иной струе, что затрудняет определение ее квантовых чисел (см. разделы 3, 4). Увеличение «ширины» струи не является изотропным в азимутальной плоскости относительно ее оси, что и приводит к разным распределениям по $\langle p_\perp^2 \text{ in} \rangle$ и $\langle p_\perp^2 \text{ out} \rangle$ (см. рис. 17, а). Они хорошо описываются ФФМ и ЛМ с учетом процессов (2.56).

Распределения адронов по безразмерной переменной $x_\perp = 2p_\perp/W$ показывают характерное нарушение скейлинга, предсказываемое ТВ КХД: увели-

*) Для $\langle p_\perp(h) \rangle$ указаны статистическая (0,07) и систематическая (0,010) ошибки, связанные с использованием различных переменных для определения оси струи (см. раздел 3).

чение числа адронов с $x_{\perp} \leq 0,05$ и уменьшение их при $x_{\perp} \geq 0,1$ с увеличением W^{28-31*}).

Аналогичные эффекты обнаружены и в μp -взаимодействиях при $E_{\mu} = 280$ ГэВ, $Q^2 \geq 4$ ГэВ² и $W^2 = 40-400$ ГэВ² ^{40, 68, 69}. Экспериментальная установка для исследования глубоконеупругих μp -взаимодействий представляет собой двойной магнитный спектрометр с вершинным детектором — 2-метровой стримерной камерой, в которой находится 1-м жидководородная

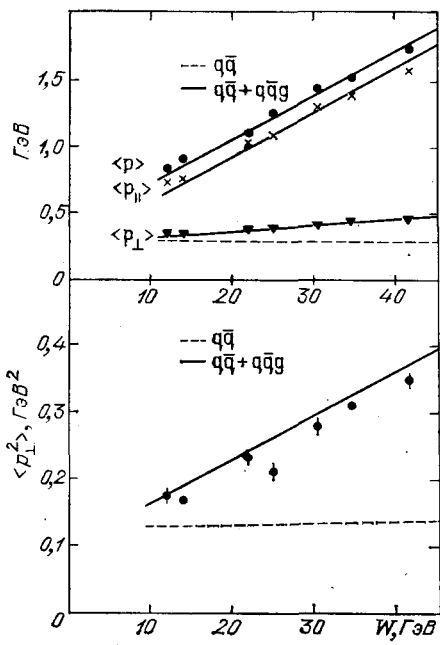


Рис. 21. Зависимости $\langle p \rangle$, $\langle p_{\parallel} \rangle$, $\langle p_{\perp} \rangle$ и $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ от W для e^+e^- -аннигиляции. Прямые — расчеты по КХД для процессов $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (штриховые) и с учетом жесткого тормозного излучения глюонов (сплошные)

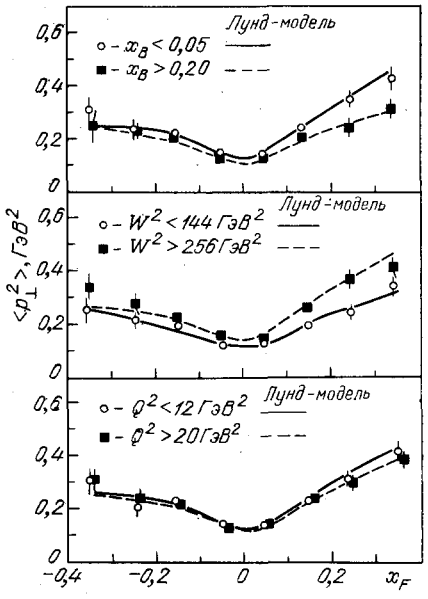


Рис. 22. Зависимость $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ от x_F для адронов, образованных в μp -взаимодействиях при $E_{\mu} = 280$ ГэВ. Кривые на рисунках — вычисления по ЛМ

мишень. Она регистрирует все вторичные заряженные частицы с импульсами до 280 ГэВ до 200 МэВ в 4л-геометрии. Это первая электронная установка, с помощью которой измерялась адронная компонента в μp -взаимодействиях при высоких энергиях. Всего было отобрано около 11 000 μp -взаимодействий и построены импульсные распределения вторичных адронов в их системе покоя по $x_F = 2p_{\parallel}^*/W$ ⁶⁸. В этом случае адроны, летящие вперед ($x_F \geq 0$), можно связать с фрагментацией выбитого u-кварка, а адроны с $x_F < 0$ — адронизацией дикварка (ud) (см. раздел 2). Зависимость $\langle p_{\perp}^2 \rangle = f(x_F)$ имеет характерный вид, подобный «эффекту чайки» в мягких адронных взаимодействиях ^{5, 6}, и значение $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ растет с увеличением W^2 (особенно для $x_F > 0$), как и в e^+e^- -аннигиляции (рис. 22). Здесь же приведены вычисления по ЛМ с учетом излучения мягких и жестких глюонов и ограниченности поперечного импульса партонов внутри нуклона ($\langle k_{\perp}^2 \rangle = 0,44$ ГэВ²). Как видно из рисунка, этот вариант ЛМ хорошо описывает экспериментальные данные. Аргументом в пользу учета излучения мягких глюонов является корреляция между поперечными импульсами вторичных частиц. На рис. 23, а, б приведены распределения по y^* потоков поперечных импульсов быстрых адронов ($x_F^{\text{TP}} = 0,5-1,0$) и сопровождающих их частиц, для которых $p'_{\perp} = p_{\perp} \cos \phi_{\perp}$,

*) Это означает, что D_{q}^h зависит от p_{\perp}^2 и W .

где φ_{\perp} — азимутальный угол относительно $\mathbf{p}_{\perp}^{\text{тр}}$. Из этих рисунков видно, что компенсация $p_{\perp}^{\text{тр}}$ происходит за счет адронов в центральной области, а не в области фрагментации дикварка ($y^* \approx -2$), как было бы при

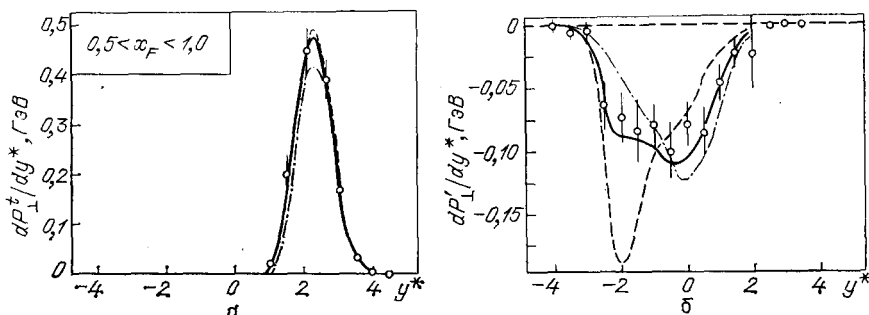


Рис. 23. Распределения потоков поперечных импульсов быстрых адронов (а) и сопровождающих их частиц (б) по быстрой в СЦИ системы адронов.

Кривые вычислены по ЛМ: штриховая кривая ($\langle k_{\perp}^2 \rangle = (0,88 \text{ ГэВ})^2$) — без учета излучения мягких глюонов; сплошная ($\langle k_{\perp}^2 \rangle = (0,44 \text{ ГэВ})^2$) и штрих-пунктирная ($\langle k_{\perp}^2 \rangle = 0$) кривые — с учетом излучения мягких глюонов

увеличении $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ (пунктирная кривая) *. Естественным объяснением этого явления является излучение мягких глюонов (сплошная кривая).

Таким образом, эволюция кварковой струи адронов ($D_q^h(p_{\perp}^h, W)$) при $E_q \leq 20 \text{ ГэВ}$ по p_{\perp}^h удовлетворительно описывается феноменологическими

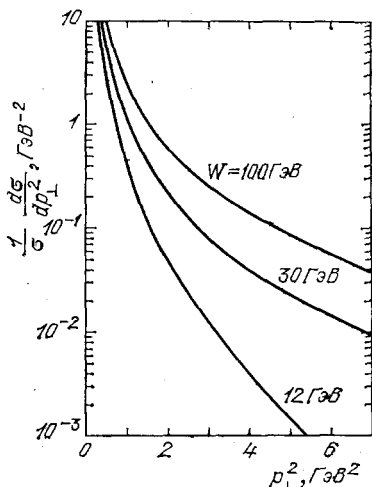


Рис. 24. Распределения адронов по p_{\perp}^2 в e^+e^- -аннигиляции, вычисленные по КМ с $\Lambda = 0,2 \text{ ГэВ}$, $t_{\text{КЛ}} = 1,5 \text{ ГэВ}^2$ и $W_{\text{min}} = 1,25 \text{ ГэВ}$ для $W = 12, 30$ и 100 ГэВ

моделями (ФФМ и ЛМ) с параметрами (5.27) и с учетом излучения мягких и жестких глюонов по ТВ КХД (см. раздел 5.1) ²⁸⁻³¹. Отметим также, что эти распределения хорошо описываются и КМ, где нет предположения об ограниченности поперечных импульсов партонов и используются всего три параметра (рис. 24) ^{65,67}.

б) Продольная эволюция струи. Нормированные на σ_{tot} распределения адронов по $x_p = 2p/W$ при различных значениях W приведены на рис. 25 ³¹ **). Они имеют характерный вид: с увеличением W

*) Этот результат закрывает известную проблему увеличения $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ с ростом W^2 в жестких соударениях адронов ^{6,13}.

**) При больших W и не слишком малых $E_h (> m_h)$ обычно используемые переменные $x_E = E_h/(W/2)$, $x_F = 2p_{\perp}^h/W$, $x_p = 2p/W$ практически совпадают, и мы не будем обсуждать их различие.

уменьшается число адронов с $x_p \gg 0,2$ и увеличивается — с $x_p \lesssim 0,1$. Такое поведение и предполагается в КХД из-за логарифмического увеличения вероятности излучения глюонов с ростом W (см. раздел 5.1). Более четко этот эффект виден на рис. 26, где даны зависимости $\langle n(x_p) \rangle = f(W^2)$ для разных интервалов по x_p . Количественно нарушение скейлинга можно выразить в форме:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{dx_p} = c_1 \left(1 + c_2 \ln \frac{s}{s_0} \right), \quad (5.51)$$

где $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, и c_2 меняется от $0,30 \pm 0,08$ при $x_p = 0,05-0,10$ до $-0,84 \pm \pm 0,008$ при $x_p = 0,4-0,5$ ³¹. Уменьшение сечения при $x_p > 0,3$ составляет

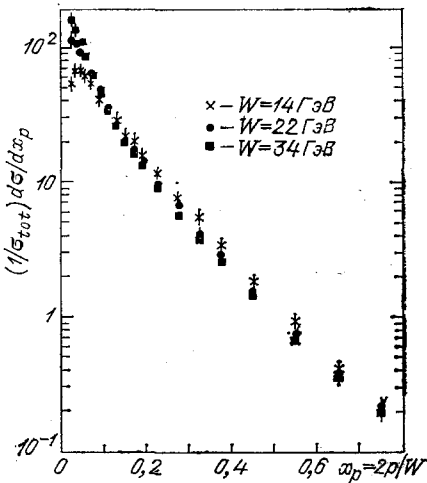


Рис. 25. Распределения адронов в e^+e^- -аннигиляции по $x_p = 2p/W$ при $W = 14; 22$ и 34 ГэВ

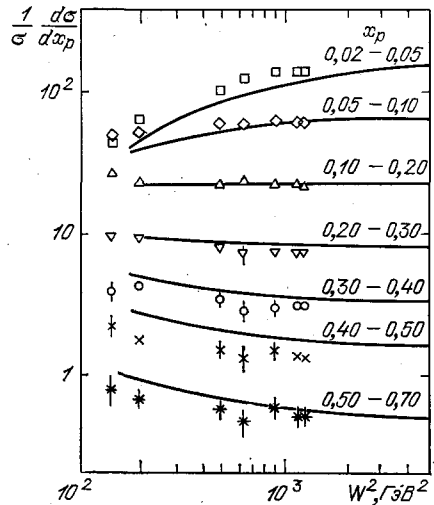


Рис. 26. Зависимости $(1/\sigma) d\sigma/dx_p$ от W в e^+e^- -аннигиляции для разных интервалов x_p .

Кривые — результаты расчетов по ФФ-модели

$\approx 25\%$ в измеренном интервале $W^2 = 144-1350 \text{ ГэВ}^2$, и в основном определяется областью малых значений $W^2 \lesssim 200 \text{ ГэВ}^2$ (см. рис. 26).

Аналогичный эффект обнаружен и в $\mu\mu$ -взаимодействиях (рис. 27)³⁰. Функция фрагментации u -кварка уменьшается с увеличением W при $x_F = 0,3-1,0$ и увеличивается при $|x_F| \leq 0,3$. Фрагментация дикварка не зависит от энергии при $W \leq 20 \text{ ГэВ}$. Как и в случае $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий, дикварк при достигнутых энергиях ведет себя более пассивно в отношении излучения глюонов, чем кварк.

Феноменологические модели удовлетворительно описывают продольную эволюцию кварковой струи с учетом процессов $q \rightarrow qg$ по ТВ КХД²⁸⁻³¹. При этом часть нарушения скейлинга (от 5% до 15%) связана с массами тяжелых кварков (c, b) и поперечными массами адронов (m_\perp^2), особенно при $W^2 \lesssim 200 \text{ ГэВ}^2$. Жесткое излучение глюонов дает от 5% до 10% при $W^2 \gtrsim 400 \text{ ГэВ}^2$. Совокупность этих эффектов и объясняет наблюдаемую зависимость (5.51) от s . Сложность картины нарушения скейлинга не позволяет использовать зависимость $D_q^h(x_p, x_\perp, s)$ для количественной проверки КХД при существующих энергиях. Ситуация аналогична той, которая имеет место и для структурных функций $F(x, Q^2)$ (см. раздел 2.2). На рис. 28 приведены значения $s d\sigma/dz$ для $s^{1/2} = 12, 30$ и 100 ГэВ , вычисленные по КМ, которые также хорошо описывают экспериментальные данные^{65, 67}. Отсюда видно, что даже на ускорителях следующего поколения ($\text{LEP}, s^{1/2} = 100 \text{ ГэВ}$)

нарушение скейлинга невелико ($\lesssim 20\%$) по сравнению с $s^{1/2} = 30$ ГэВ, где уже несущественны массовые эффекты.

Нормированные распределения $(1/\sigma_{\text{tot}})(d\sigma/dy)$ адронов по быстрой относительно оси струи в e^+e^- -аннигиляции приведены на рис. 29³¹. Ширина

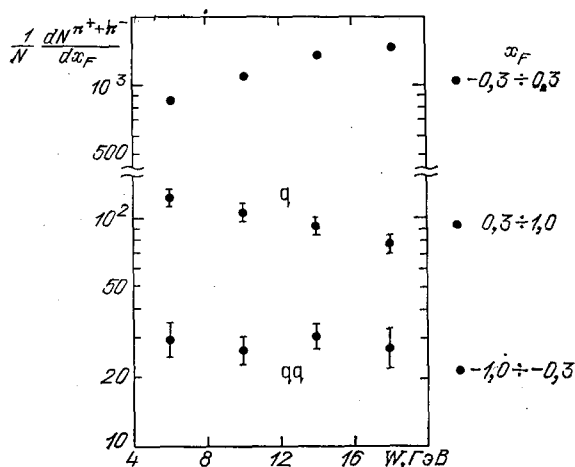


Рис. 27. Зависимость $(1/N) dN(\pi^\pm)/dx_F$ от W в $\mu\mu$ -взаимодействиях при $E_\mu = 280$ ГэВ для разных интервалов значений x_F

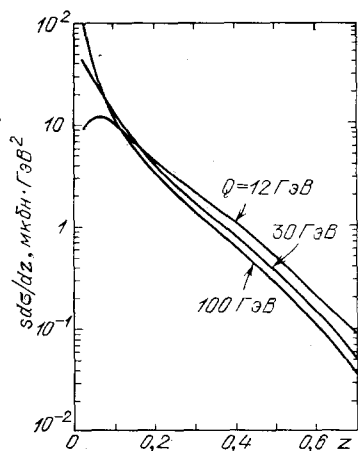


Рис. 28. Зависимость $s d\sigma/dz$ от z в e^+e^- -аннигиляции при $W = 12; 30$ и 100 ГэВ.

Расчеты выполнены по КМ с $\Lambda = 0,2$ ГэВ; $t_{\text{КД}} = 1,5$ ГэВ² и $W_{\text{min}} = 1,25$ ГэВ

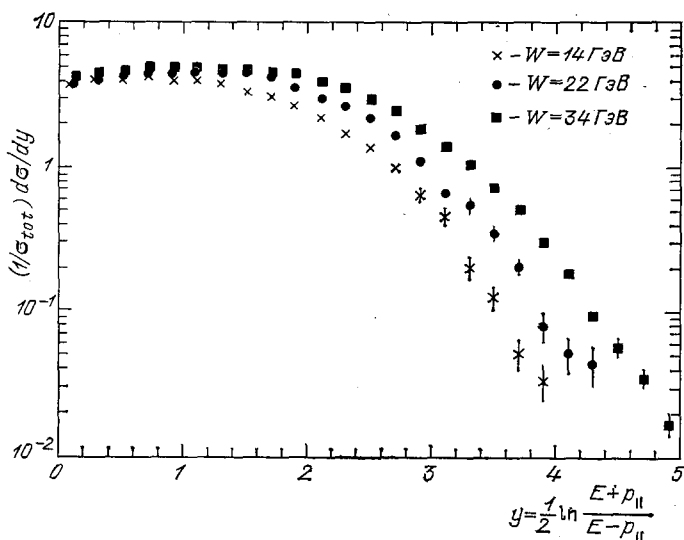


Рис. 29. Распределения адронов по быстрой в e^+e^- -аннигиляции при $W = 14; 22$ и 34 ГэВ

и высота этих распределений растут с W ($\sim \ln s$). Это и приводит к росту средней множественности адронов:

$$\langle n \rangle \sim \ln^2 s \quad \left(\langle n \rangle = \int \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} dy \right).$$

В связи с предсказаниями ТВ КХД о необычной форме спектра адронов по y из-за интерференционного эффекта в излучении мягких глюонов (см. раздел 5.1) в работах³¹ тщательно изучались эти распределения. Были уч-

тены возможные погрешности в определении оси струи адронов и в идентификации типа частиц. На рис. 30 представлены эти распределения, нормированные на область $y = 0,1-0,2$. Область $y < 0,1$ исключена из рассмотрения из-за относительно больших систематических ошибок. Из рис. 30 видно, что положение максимума в распределениях смещается в сторону больших значений y с увеличением W . При $W = 34$ ГэВ $y_{\max} \approx 1$ и выход адронов на $16 \pm 2\%$ выше, чем в области $0,1 \leq y \leq 0,2$, как и предсказывается ТВ КХД (см. раздел 5.1). Однако ЛМ с учетом процессов $q \rightarrow qg$, но без интерференции мягких глюонов, качественно описывает полученные

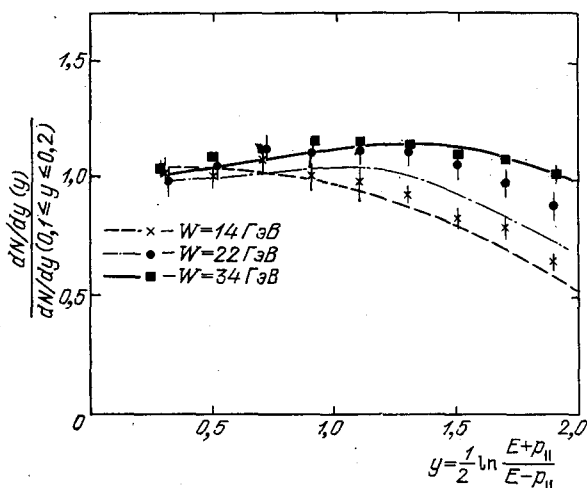


Рис. 30. Распределения адронов по быстройте в e^+e^- -аннигиляции, нормированные на область $\Delta y = 0,1 - 0,2$.

Кривые — расчеты по лунд-модели при $W = 14; 22$ и 34 ГэВ

результаты (сплошная кривая на рис. 30). Увеличение выхода адронов с ростом y частично связано с образованием и распадом тяжелых кварков (с, b), которые несут большую часть энергии струи (см. ниже). Поэтому вопрос о проявлении интерференционных эффектов в излучении мягких глюонов (см. раздел 5.1) требует дальнейших экспериментальных исследований. *)

Таким образом, продольная эволюция кварковой струи зависит не только от скейлинговых переменных, но и от ее энергии ($D(z, s)$). Эффекты нарушения скейлинга невелики, особенно в области $s \geq 400$ ГэВ², и в основном объясняются жестким излучением глюонов (5–10%).

Рост числа частиц с увеличением s связан с увеличением выхода медленных частиц и $\langle n \rangle \sim \ln^2 s$. Аналогичное поведение имеют $D_q^h(s, z)$ для адронов определенного типа ^{28–31}.

в) Адронизация легких кварков (u, d). Как мы уже отмечали (формулы (2.40)' и (2.41)'), нейтринные эксперименты позволяют изучать адронизацию легких кварков с определенным ароматом. В пренебрежении морскими кварками (при больших $x_B = \frac{Q^2}{2M_N}$) νp -взаимодействия дают информацию о переходах u-кварков ($x_F \geq 0$) и (uu)-дикварков ($x_F < 0$) в адроны, а $\bar{\nu} p$ -соударения — о d-кварках и (ud)-дикварках (рис. 31) ³⁹. Как видно из рисунка, при $W = 3-10$ ГэВ изотопические равенства

$$D_{u \rightarrow \pi^+}^{(\nu p)}(x_F) = D_{d \rightarrow \pi^-}^{(\bar{\nu} p)}(x_F); \quad D_{u \rightarrow \pi^-}^{(\nu p)}(x_F) = D_{d \rightarrow \pi^+}^{(\bar{\nu} p)}(x_F) \quad (5.52)$$

*) В работах ^{11,31} обращается внимание на то, что распределения адронов по «полной» быстройте ($y = \ln[(E+p)/M]$) более чувствительны к интерференционным эффектам, чем распределения по $y_{||}$.

хорошо выполняются. Разница между $D_{u \rightarrow \pi^+}^{(vp)}(x_F)$ и $D_{u \rightarrow \pi^-}^{(vp)}(x_F)$ дает нам оценку вероятности того, что лидирующий мезон ($x_F(\pi^+) \gtrsim 0,5$) имеет в своем составе исходный кварк u ($\pi^+ (u\bar{d})$, $\pi^- (u\bar{d})$). Она оказывается большой ($\approx 0,7-0,8$), но доля таких событий мала. Аналогичные оценки были проведены и для процессов e^+e^- -аннигиляции^{30,31}. Было получено, что адрон с $y \sim y_{\max}$ с вероятностью $\gtrsim 60\%$ имеет заряд начального кварка. Таким образом, быстрые адроны в струе несут информацию о родительском кварке, что и позволяет измерять его квантовые числа (см. раздел 4).

В этих же экспериментах³⁹ были получены данные о фрагментации дикварков. Они оказались отличными от $D_q(x_F)$:

$$D(uu) \neq 2D(u),$$

$$D(ud) \neq D(u) + D(d), \quad (5.53)$$

т. е. фрагментация дикварков не является некогерентной суммой фрагментации составляющих их кварков. Фактически $D(ud) < D(u)$ и $D(d)$. Таким образом, при существующих энергиях дикварк образует меньше адронов, чем кварк, что и приводит к скейлинговому

поведению $D_{(qq)}^h(x_\perp, x_F)$ (см. рис. 22, 27). Вероятно, это происходит из-за большой его массы ($M(qq) \approx M_N$), как и в случае тяжелых кварков.

В заключение отметим, что приведенные результаты получены при относительно низких энергиях ($W \lesssim 10$ ГэВ), где разделение струй от q и (qq) не является четким. Поэтому представляет большой интерес проведение аналогичных экспериментов с квазимонохроматическими пучками $\nu(\bar{\nu})$ при $W \gg 10$ ГэВ.

г) Адронизация тяжелых кварков (c, b). Наблюдение распадов тяжелых c -, b -кварков в e^+e^- -аннигиляции позволяет идентифицировать начальный кварк, так как образование морских ($c\bar{c}$)- и ($b\bar{b}$)- пар пренебрежимо мало. Следующие способы выделения рождения c -, b -кварков были использованы в экспериментах^{28,30,70}:

1) регистрация распадов очарованных мезонов:

$$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+, \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+; \quad (5.54)$$

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm, \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+, \quad K^- \rho^+; \quad (5.55)$$

по наблюдению пиков в спектрах эффективных масс в $(K^- \pi^+)$, $(K^- \pi^+ \pi^+)$ и $(K^- \rho^+ \pi^\pm)$ -системах;

2) регистрация слабых полулентонных распадов:

$$c \rightarrow qe\nu, \quad q\nu\nu; \quad (5.56)$$

$$b \rightarrow qe\nu, \quad q\nu\nu. \quad (5.57)$$

В этом случае большие массы кварков приводят к большим значениям $p_\perp(l)$ ($\gtrsim 1$ ГэВ) относительно оси струи по сравнению с фоновыми распадами легких кварков ($p_\perp(l) \lesssim 0,5$ ГэВ), что и позволяет получить данные о

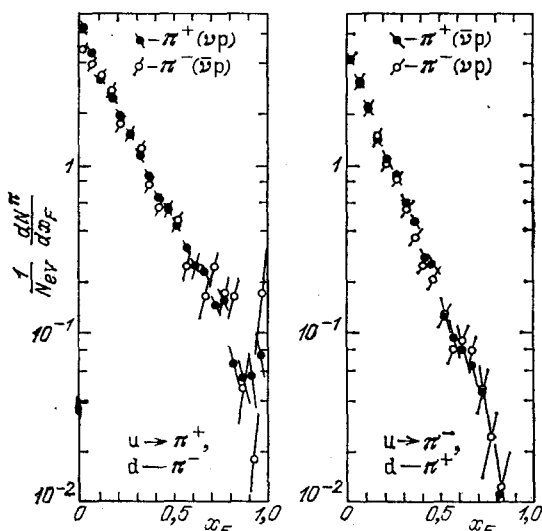


Рис. 31. Распределения π^\pm -мезонов в $\nu(\bar{\nu})$ -взаимодействиях по x_F

$D_c(z)$ и $D_b(z)$ *). Основной результат этих экспериментов заключается в том, что при фрагментации тяжелых кварков основная доля их энергии ($z = \frac{2E_h}{s^{1/2}}$) передается адронам, содержащим с- и b-кварки ^{30,70}:

$$\langle z_c \rangle = 0,57 \pm 0,02, \quad (5.58)$$

$$\langle z_b \rangle = 0,75 \pm 0,03. \quad (5.59)$$

В пределах экспериментальных ошибок ($\lesssim 20\%$) данные по $D_{c,b}^h(z)$ описываются выражением (5.34) с $\varepsilon_c \sim 0,20$ и $\varepsilon_b \sim 0,02$ ($\varepsilon_b \sim \varepsilon_c \frac{m_c^2}{m_b^2}$). В результате с- и b-мезоны при $z \gtrsim 0,4$ являются индикаторами ароматов первичных (с, b)-кварков в e^+e^- -аннигиляции, что дает возможность изучения их адронизации.

В экспериментах на установках JADE и TASSO были изучены распределения $D^{*\pm}$ -мезонов по p_1^2 относительно оси струи ⁷⁰⁻⁷². Они удовлетворительно описываются распределением Гаусса с $\sigma_c = 0,36 \pm 0,2 \pm 0,04$ ГэВ, что совпадает с аналогичными результатами для всех заряженных частиц и описанием p_1^2 -распределений адронов в ФФМ (5.24**).

Кроме того, выделенные $D^{*\pm}$ -мезоны импользовались как «триггер» струй адронов от с-кварков в противоположной полусфере. Изучение их распределений по y , p_1^2 , z , S , T показало, что нет существенных отличий от струй адронов, образованных в e^+e^- -аннигиляции всеми кварками при той же энергии ($W = 34,4$ ГэВ). Конечно, статистика событий (~ 100) еще мала, чтобы делать определенные выводы, но, по-видимому, общие характеристики струй долгоживущих адронов (π , K , N) слабо зависят от ароматов кварков.

В целом адронизация тяжелых кварков происходит иначе, чем легких, из-за их большой массы. Например, потеря энергии с (b)-кварком на излучение глюонов меньше, чем для u (d)-кварков. Поэтому и возникает яркий эффект лидирования с (b)-мезонов, кинематически напоминающий лидирование барионов в hN -соударениях. Аналогичный эффект имеет место и при адронизации дикварков. В связи с этим по с (b)-частицам можно выделять струи кварков и антикварков, глюонов и кварков. Все это открывает новые экспериментальные возможности проверки КХД и структуры теории электрослабых взаимодействий для тяжелых кварков ^{11,70-72}. Однако для этого необходимо существенное увеличение статистики событий с с (b)-частицами.

5.2.2. Корреляции и компенсация квантовых чисел вторичных адронов

Изучение обычных корреляций типа (2.13) долгоживущих заряженных адронов (π , K) по быстротам, поперечным импульсам и азимутальным углам относительно оси струй в e^+e^- -аннигиляции показало, что они имеют близкодействующий характер, как и в мягких адронных соударениях (см. раздел 2.1) ²⁸. В значительной степени это объясняется обильным рождением резонансов, распадающихся на π - и K -мезоны ^{5,6}. Партонная модель (ФФМ) успешно описывает эти явления ^{28,50}.

Большой интерес представляют интервалы компенсации по Δy (или Δx_F) заряда, странности, барионного числа и других квантовых чисел адронов. С этим связаны как динамика адронизации, так и возможности определения квантовых чисел первичных кварков (см. раздел 4). В моделях компенсации квантовых чисел адронов предполагается локальной из-за обра-

*) Именно таким способом, по лептонам с $p_{\perp} \gtrsim 12$ ГэВ были получены первые указания на t-кварк с $M \sim 40$ ГэВ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ ³⁸.

**) В этих же работах ^{71,72} была оценена α_S^c константа связи глюона и очарованного кварка: $\alpha_S^c/\alpha_S = 1,00 \pm 0,20 \pm 0,20$. В пределах ошибок ($\sim 20\%$) она не зависит от аромата кварков.

зования морских ($q_s q_s$)-пар с нулевыми квантовыми числами, за исключением лидирующих адронов ^{58,62,67}.

Зарядовые корреляции вторичных адронов по быстротам детально изучались в e^+e^- -аннигиляции при $W = 34$ ГэВ ^{28,31,50}. Кроме близкодействующих корреляций с L ($\Delta y \approx 1,5$, связанных с рождением резонансов, были обнаружены далекодействующие корреляции между лидирующими адронами ($y_1 < -2,5$ и $y_2 > 1$; $y_{\max} \approx 5$). Вероятность того, что заряд частицы с $y_1 < -2,5$ компенсируется зарядом частицы с $y_2 > 1$ в противоположной струе составляет $15,4 \pm 2,6\%$. Эти результаты описываются ФФМ ⁵⁰. Таким образом, лидирующие адроны «помнят» о заряде кварка-родителя. Аналогичные данные были получены в νp - и μp -взаимодействиях, что и позволило оценить заряды кварков (см. раздел 4).

Обнаружение обильного образования (ВВ)-пар в e^+e^- -аннигиляции показывает, что переходы $q \rightarrow V$ являются существенной чертой их адронизации. Например, при $W = 34$ ГэВ в среднем на событие образуется $0,8 \pm \pm 0,1$ ($p\bar{p}$)-пары ³¹. Рождение ($B\bar{B}$)-пар обычно связывается с образованием морских дикварков: ($q_s q_s$) и ($\bar{q}_s \bar{q}_s$), которые «присоединяются» к кварку (антикварку) ^{28-31,58,62}. В этом случае следует ожидать близкодействующих корреляций между барионами и антибарионами с L ($\Delta y \leq 2$). В настоящее время имеются только первые оценки числа ($p\bar{p}$)-пар ($15,5 \pm 4,5$), образованных в одной струе, и числа пар ($1,2 \pm 2,6$), когда p и \bar{p} находятся в разных струях ³¹ *). Они отдают предпочтение принятой схеме образования барионов. Аналогичные результаты были получены в μp -взаимодействиях ^{68,69}. Изучалась фрагментация u -кварка в p и \bar{p} . Оказалось, что среднее значение интервала по быстрой между ними: $\langle |y_p - y_{\bar{p}}| \rangle \approx 0,7$.

Корреляции и интервалы компенсации квантовых чисел вторичных адронов интенсивно изучались в жестких, pp -соударениях:

$$p + p \rightarrow c_{\text{тр}}(p_{\perp}) + X \quad (2.44')$$

при $s^{1/2} = 45$ и 63 ГэВ ^{32,73,74}. В этом случае партонная схема этих процессов (см. рис. 4) предсказывает образование двух струй адронов при $\vartheta \sim 90^\circ$ в результате адронизации жестко рассеянных партонов. Выделение процесса (2.44') по $c_{\text{тр}}(p_{\perp})$ приводит к выборке событий, в которых имеется лидирующая частица ($c_{\text{тр}}$). В результате изучения процессов (2.44) с различными типами триггерных частиц (π^\pm , π^0 , K^\pm , η^0) было установлено:

1) при $x_{\perp} = \frac{2p_{\perp}}{s^{1/2}} \gtrsim 0,3$ отношение $\frac{N(\pi_{\text{тр}}^+)}{N(\pi_{\text{тр}}^-)} = 2,0 \pm 0,3$, что соответствует отношению $u/d = 2$ в исходных протонах;

2) в интервале x_{\perp} от 0,1 до 0,3 значения отношений:

$$\frac{N(K_{\text{тр}}^+)}{N(\pi_{\text{тр}}^+)} = 0,45 \pm 0,03, \quad (5.60)$$

$$\frac{N(\eta_{\text{тр}}^0)}{N(\pi_{\text{тр}}^0)} = 0,46 \pm 0,02. \quad (5.61)$$

Они не зависят от $s^{1/2}$, x_{\perp} и ϑ . Отсюда можно сделать вывод о том, что лидирующие (триггерные) частицы ($x_{\perp} \gtrsim 0,3$), имеющие в своем составе те же кварки, что и исходные адроны (p (uud), π^+ ($u\bar{d}$), π^- ($\bar{u}d$)) отражают кварковый состав последних ($u/d = 2$) **). Постоянство отношений (5.60) и (5.61) свидетельствуют о независимости «присоединения» к рассеянному u - или d -кварку какого-либо морского антикварка (\bar{u} , \bar{d} , \bar{s}) от указанных выше переменных.

*) Протоны (антипротоны) идентифицировались в интервале импульсов от 1 до 5 ГэВ в СЦИ.

**) При $x_{\perp} \gtrsim 0,3$ в жестком рассеянии в основном участвуют валентные ($u\bar{v}$, $d\bar{v}$)-кварки протонов.

Компенсация заряда лидирующих частиц происходит на небольших интервалах по y ($L(\Delta y) \approx 2$)^{73,74}. Другие черты корреляционных явлений в жестких адронных соударениях подобны тем, которые были уже изучены в мягких взаимодействиях адронов (см. раздел 2.1) и e^+e^- -аннигиляции^{5,32,73,74}. Они хорошо описываются феноменологическими моделями (ФФМ и ЛМ). Итак, первые результаты по корреляционным явлениям в жестких соударениях частиц высоких энергий подтвердили два основных предположения партонной картины их взаимодействий:

1) близкоедействующие корреляции в основном связаны или с образованием и распадом резонансов для долгоживущих частиц (π , K , p), или с образованием морских пар кварков ($q_s\bar{q}_s$) и дикуарков ($q_s q_s$, $\bar{q}_s \bar{q}_s$) для первичных адронов;

2) лидирующие частицы сохраняют квантовые числа кварка-родителя. Эти черты адронизации кварков подобны тем, которые были уже установлены в мягких соударениях адронов и использовались при создании моделей (см. раздел 2.1).

5.2.3. Множественность и состав адронов

Средняя множественность заряженных адронов ($\langle n_{ch} \rangle$) в струях растет с энергией $\sim \ln^2 s$. Это связано с ростом высоты ($\sim \ln s$) и ширины ($\sim \ln s$) плато в распределении ($1/\sigma$) ($d\sigma/dy$) (см. рис. 29). Как видно из импульсных распределений адронов (см. рис. 25, 26, 27 и 29), этот рост $\langle n_{ch}(s) \rangle$ связан с увеличением числа относительно медленных адронов с $x_F \lesssim 0,2-0,3$, что и определяет трудности определения $\langle n_{ch} \rangle$ в $p\bar{p}$ -взаимодействиях (см. раздел 3, рис. 10).

В принципе, наиболее точно $\langle n_{ch} \rangle$ измеряется в e^+e^- -аннигиляции, где нет фоновых мягких процессов. Однако и в этом случае расхождения между $\langle n_{ch} \rangle$ при $W = 30-40$ ГэВ, измеренными разными группами, достигает 5—10%^{31,75}. В основном это связано с несовершенством методики и регистрации всех вторичных адронов. Суммарная поправка на это составляет $\approx 10\%$ и определяется с помощью феноменологических моделей (ЛМ и ФФМ). Кроме того, в части работ не введены поправки на распады $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow \pi^-p$, что не позволяет провести прямое сравнение этих данных с результатами, полученными в lN - и hN -взаимодействиях⁷⁶. Поэтому анализ зависимости $\langle n_{ch} \rangle$ от s должен учитывать эти обстоятельства, допуская возможные систематические ошибки 5—10%.

Обычные аналитические аппроксимации $\langle n_{ch}(s) \rangle$ имеют вид⁷⁵:

$$\langle n_{ch} \rangle = a + b \ln s, \quad (5.62)$$

$$\langle n_{ch} \rangle = a + b \ln s + c \ln^2 s, \quad (5.63)$$

$$\langle n_{ch} \rangle = a + b \exp \left[c \left(\ln \frac{s}{Q_0^2} \right)^{1/2} \right], \quad (5.64)$$

где a , b и c — свободные параметры и $Q_0 = 1$ ГэВ. Результаты аппроксимации (5.62)—(5.64) имеющихся данных по e^+e^- -аннигиляции приведены в табл. II

Таблица II
Значения параметров a , b , c при аппроксимации $\langle n_{ch}(s) \rangle$

Тип аппроксимации	a	b	c	$\chi^2/N_{\text{ст.св}}$
(5.62)	$1,4 \pm 0,1$	$1,18 \pm 0,03$	—	260/80
(5.63)	$3,33 \pm 0,11$	$-0,40 \pm 0,08$	$0,26 \pm 0,11$	85/79
(5.64)	$2,71 \pm 0,08$	$0,058 \pm 0,010$	$1,07 \pm 0,06$	81/79

(рис. 32) *). Отсюда видно, что ФФМ (5.62) не описывает $\langle n(s) \rangle$ в интервале $s^{1/2} = W = 2-41,5$ ГэВ ³¹. Однако при $W \gtrsim 8-10$ ГэВ зависимость (5.62) согласуется с экспериментом. Отметим также, что ЛМ и КМ хорошо описывают $\langle n(s) \rangle$ во всем интервале энергии. В связи с этим пока рано говорить о быстром росте $\langle n(s) \rangle$ в соответствии с предсказаниями ТВ КХД

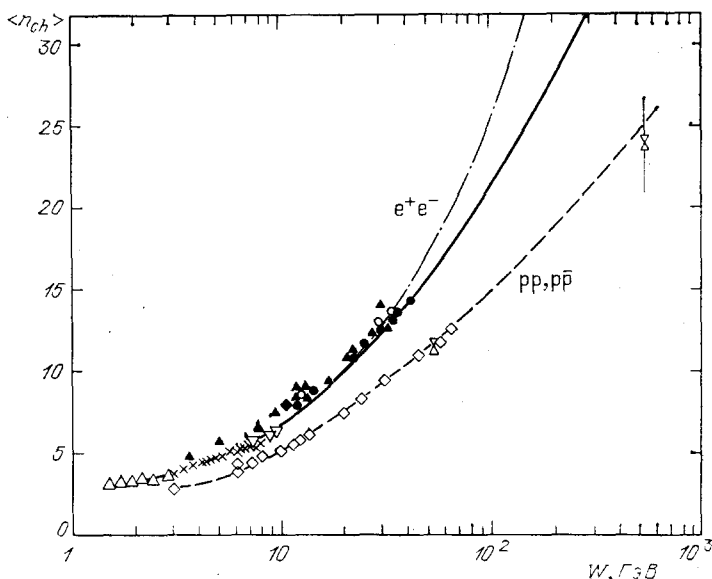


Рис. 32. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от W в e^+e^- -аннигиляции и в pp ($p\bar{p}$)-взаимодействиях (штриховая кривая).

Сплошная кривая — зависимость (5.63), штрих-пунктирная — (5.64)

(5.64) ^{76 **}). На рис. 32 приведены также результаты измерения $\langle n_{ch}(W) \rangle$ для мягких pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий, где $W = s_{pp}^{1/2}$. Как мы увидим ниже (см. раздел 5.4), учет эффекта лидирующих частиц приводит к $\langle n_{ch}(W) \rangle$, согласующейся с данными по e^+e^- -аннигиляции.

Представляет интерес сравнение $\langle n_{ch}(s) \rangle$, полученных в e^+e^- -аннигиляции ($s^{1/2} \leq 41,5$ ГэВ) и в струях адронов из pp -взаимодействий ($s^{1/2} = 540$ ГэВ.) Как мы отмечали, фон мягких соударений в $p\bar{p}$ -взаимодействиях существен при определении $\langle n_{ch}(J) \rangle$ (рис. 10). Если предположить, что этот фон имеет изотропное распределение в азимутальной плоскости относительно оси струи, то полученные значения $\langle n_{ch}(J) \rangle$ неплохо продолжают друг друга (рис. 33, а) ^{36-38, 66}. Если фон учесть с помощью фрагментационных моделей, то данные UA1- и UA2-экспериментов противоречат друг другу ³⁰. На рис. 33, б приведены данные по $\langle n_{ch}(J) \rangle$, полученные в e^+e^- -аннигиляции и на установке UA2 ³⁷. Здесь же даны теоретические кривые для кварковой и глюонной струи адронов, вычисленные в рамках КМ ⁶⁶. Как видно из рисунка, они не противоречат эксперименту, если считать, что в pp -взаимодействиях образуются глюонные струи, а в e^+e^- -аннигиляции, в основном, — кварковые. Более точные данные при $s^{1/2} \gtrsim 50-100$ ГэВ следует ожидать после запуска ускорителей нового поколения (1986—1990 гг.)

Дисперсия

$$D = (\langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2)^{1/2} \approx \frac{1}{3} \langle n_{ch} \rangle \quad (5.65)$$

*) При этом учитывалось, что систематические погрешности составляют 5%.

**) Как видно из рис. 32, существенное различие между (5.63) и (5.64) будет при $W \gtrsim 100$ ГэВ.

распределений по множественности заряженных адронов ($P(n_{ch})$) в e^+e^- -аннигиляции отличается от пуассоновской ($D = a \langle n_{ch} \rangle^{1/2}$), что свидетельствует о существовании дальнедействующих корреляций^{31,75}. Само распределение $P(n_{ch})$ удовлетворяет KNO-скейлингу⁷⁷:

$$P(n_{ch}) \langle n_{ch} \rangle = \psi \left(\frac{n_{ch}}{\langle n_{ch} \rangle} \right), \quad (5.66)$$

при $W = 7,5 - 34$ ГэВ, как для полной множественности в событии, так и для

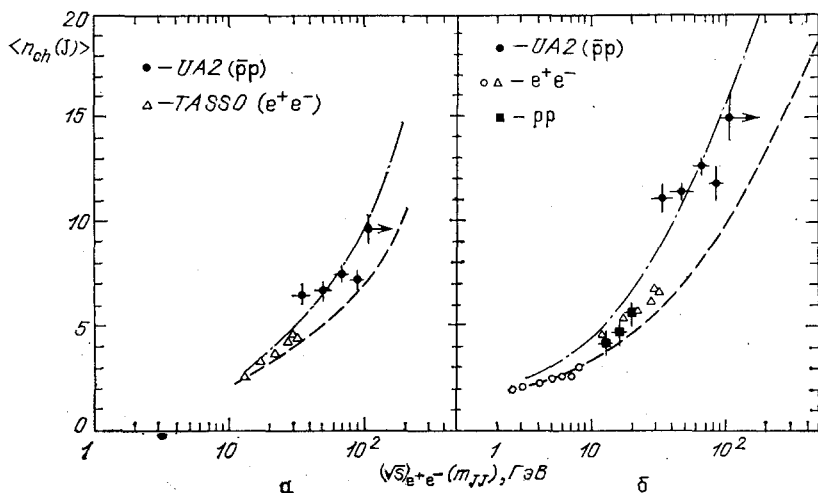


Рис. 33. Зависимость $\langle n_{ch}(J) \rangle$ от $s_{e^+e^-}^{1/2}$ (или m_{JJ}).

Штриховые кривые — расчеты по КМ для кварковых струй, штрих-пунктирные — для глюонных струй. а — Изотропный фон, б — Учет фона по JIM

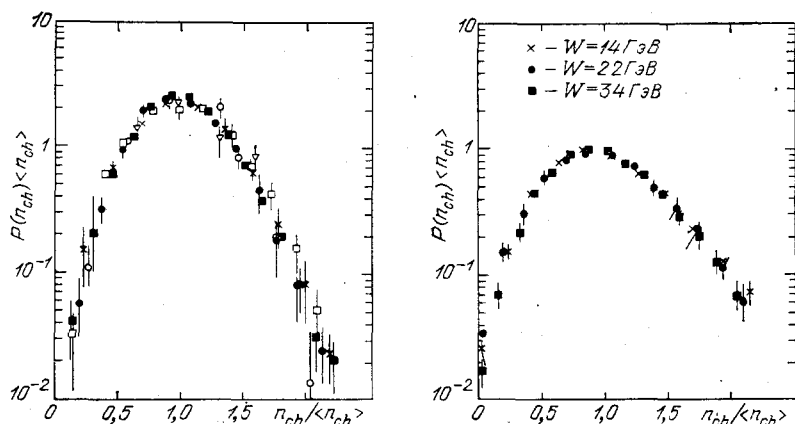


Рис. 34. а — KNO-распределение для процессов e^+e^- -аннигиляции при $W = 7,4 - 34$ ГэВ. б — KNO-распределение для одной струи адронов в e^+e^- -аннигиляции при $W = 14; 22$ и 34 ГэВ

множественности $n_{ch}(J)$ в одной полусфере относительно оси струи (рис. 34)^{30,31,75}. Вместе с тем корреляции по множественности между частицами из разных полусфер практически отсутствуют²⁸⁻³¹. Поэтому дальнедействующие корреляции по множественности в струях объясняются флуктуацией малых чисел n_g (числа жестких глюонов), приводящих к флуктуациям боль-

ших чисел n_{ch} ⁷⁸. Это общее свойство ветвящихся процессов, которое, вероятно, и объясняет механизм KNO-скейлинга.

Состав долгоживущих адронов (π^\pm , K^\pm , p, \bar{p}) в e^+e^- -аннигиляции при $W = 34$ ГэВ в зависимости от импульса показан на рис. 35³⁰. Как видно из рисунка, доля π^\pm -мезонов уменьшается от $\approx 100\%$ при $p = 0,3$ ГэВ до $\approx 50\%$ при $p = 10$ ГэВ. Аналогичное поведение состава струй адронов было обнаружено и в жестких pp -взаимодействиях. Большинство пионов являются продуктами распада резонансов. Средние множественности $\langle n_i \rangle$ растут с

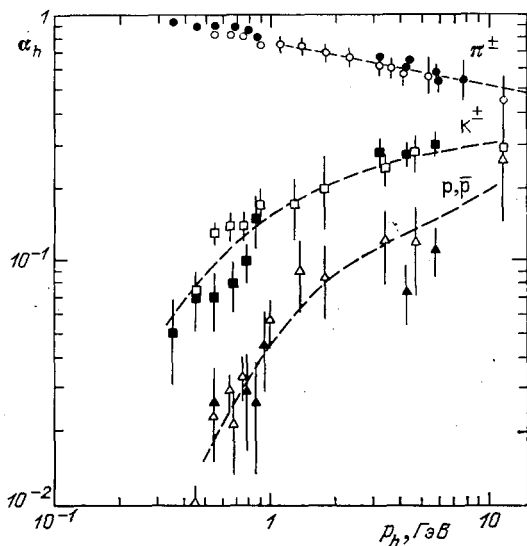


Рис. 35. Доля (α_h) адронов (π^\pm , K^\pm , p, \bar{p}) в зависимости от их импульса в e^+e^- -аннигиляции при $W = 34$ ГэВ.
Кривые проведены от руки

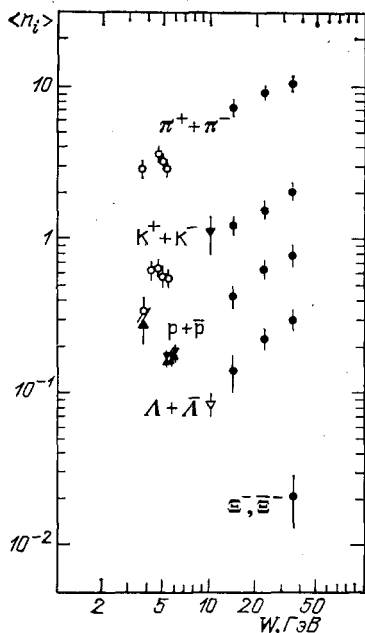


Рис. 36. Средние множественности $\langle n_i \rangle$ вторичных адронов в e^+e^- -аннигиляции в зависимости от W

энергией, но соотношение между ними практически не меняется в интервале $W = 10\text{—}35$ ГэВ (рис. 36). Среднее число частиц $\langle n_i \rangle$ различного типа при $W = 34$ ГэВ приведено в табл. III³⁰. В предположении, что $\langle n(\rho^0) \rangle = \langle n(\rho^+) \rangle = \langle n(\rho^-) \rangle = \langle n(\omega^0) \rangle$, можно сделать несколько выводов из табл. III.

Таблица III

Значения $\langle n_i \rangle$ в e^+e^- -аннигиляции при $W = 34$ ГэВ

Тип частицы	$\langle n_i \rangle$	Тип частицы	$\langle n_i \rangle$
π^+	$10,3 \pm 0,4$	ω	—
π^0	$6,0 \pm 0,5$	φ	$\sim 0,08$
K^\pm	$2,0 \pm 0,2$	Δ^{++}	$< 0,1$
K^0, \bar{K}^0	$1,48 \pm 0,10$	$\Sigma^{*\pm}$	$< 0,09$
η^0	$0,72 \pm 0,20$	$D^{*\pm}$	$\sim 0,3$
ρ^\pm	$0,98 \pm 0,10$	p, \bar{p}	$0,8 \pm 0,1$
ρ^0	$0,87 \pm 0,20$	$\Lambda, \bar{\Lambda}$	$0,31 \pm 0,03$
K^{*0}, \bar{K}^{*0}	$0,8 \pm 0,1$	Ξ^-, Ξ^-	$0,026 \pm 0,008$

1. Полное число вторичных адронов $\langle n_{\text{tot}} \rangle \approx 21$, из которых $\langle n_{\text{ch}} \rangle \approx 13$.
2. Около 90% всех пионов являются продуктами распадов резонансов или слабых распадов частиц.
3. Около 9—10 адронов являются первичными, т. е. $\sim 1,3$ адрона на единичный интервал быстроты. Остальные адроны образуются в результате их распадов.
4. Чтобы произвести эти первичные адроны, необходимо ≈ 8 —9 морских $(q_s \bar{q}_s)$ -пар.
5. Фактор подавления (γ_s) образования морской $(s\bar{s})$ -пары составляет $\gamma_s \approx 0,3$ — $0,4$.
6. Отношение первичных псевдоскалярных мезонов к векторным: $N(PS)/N(V) \approx 0,7$.

Эти заключения соответствуют параметрам феноменологических моделей, которые описывают состав и множественность адронов в жестких процессах ^{5,58,62,64-67}. Более детальные данные по $\langle n_i \rangle$ даны в работах ^{31,70,75}. Приведенные характеристики практически одинаковы для различных типов жестких процессов при одинаковых энергиях $E(J)$ ^{5,13}.

В заключение раздела об адронизации кварков отметим наиболее важные результаты:

1. Эволюция кварковой струи адронов по x_1 и x_F с увеличением энергии находится в соответствии с ТВ КХД и происходит за счет тормозного излучения глюонов.
2. Жесткое тормозное излучение глюонов кварками обнаружено в процессах e^+e^- -аннигиляции при $W \gtrsim 30$ ГэВ и составляет от 5% до 10%.
3. В глубоконеупругих μp -взаимодействиях получены первые указания на эффекты, связанные с излучением мягких глюонов.
4. В $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиях изучены функции фрагментации легких (u, d) -кварков и проверены изотопические соотношения между ними.
5. Получены первые данные о $D_{c,b}^h(z)$ для тяжелых кварков и обнаружен эффект их лидирования.
6. Корреляции квантовых чисел вторичных адронов в основном имеют близкойдействующий характер ($L(\Delta y) \approx 1,5 \div 2$). Обнаружены и дальнедействующие корреляции, связанные с зарядами начальных кварков.
7. В жестких процессах установлено, что лидирующие адроны с $x_F \gtrsim 0,3$ — $0,4$ сохраняют в своем составе начальный кварк, что и позволяет измерять его квантовые числа.
8. Средняя множественность вторичных адронов растет и для различных типов жестких процессов (μp , $\nu(\bar{\nu})p$, pp и e^+e^-) практически одинакова.
9. Состав первичных частиц также примерно одинаков в жестких процессах. Пионы и К-мезоны в основном являются продуктами распадов первичных адронов.
10. Партоновая модель (ФФМ) и Лунд-модель в целом удовлетворительно описывают рассмотренные характеристики жестких процессов *). Новый класс моделей (КМ) без введения ограниченности поперечных импульсов партонов и фрагментационных функций также хорошо описывает эти данные. Все эти модели используют ТВ КХД для начальной стадии жестких процессов.

5.3. Г л ю о н н ы е с т р у и а д р о н о в

Основные особенности глюонных струй адронов (по сравнению с кварковыми) связаны с квантовыми числами глюонов ($Q = B = S = C = 0$) и их большим цветовым зарядом (см. раздел 5.1) ^{11,66,78-80}. Поэтому в глюонных струях следует ожидать большего числа изоскалярных нейтральных

*) ФФ-модель не описывает эффекты, связанные с излучением мягких глюонов ⁶⁸.

частиц (η , η' , ϕ), $B\bar{B}$ -пар, странных и очарованных частиц. Из-за большого цветового заряда глюонов отношение вероятностей процессов

$$\frac{W(g \rightarrow gg)}{W(q \rightarrow qg)} = \frac{9}{4}, \quad (5.67)$$

что и приводит к более раннему развитию партонного ливня, чем в случае кварковой струи, и асимптотическому отношению их множественностей — $9/4$ (5.13).

При конечных энергиях ($s^{1/2} \ll 540$ ГэВ) характеристики глюонных струй были получены в рамках КМ с использованием только трех параметров:

$$\Lambda = 0,25 \text{ ГэВ}, \quad Q_0 = 0,6 \text{ ГэВ}, \quad M_f = 4 \text{ ГэВ}, \quad (5.68)$$

где M_f — максимальная масса бесцветного кластера ⁶⁶. Эти параметры были определены из анализа кварковых струй в e^+e^- -аннигиляции. Привлекательной чертой этих вычислений является то, что новые параметры не вводились. Наибольшая разница между кварковыми и глюонными струями происходит из-за (5.67) и отражается в распределениях адронов по множественности, скорости и поперечным импульсам, а также в таких характеристиках струй как S , T (см. раздел 3) ⁶⁶.

Данные по $\langle n_{ch}(s) \rangle$ не противоречат большому вкладу глюонных струй при энергиях pp-коллайдера (см. рис. 33). Отношение средних множественностей при $s^{1/2} = 100$ ГэВ составляет

$$\frac{\langle n_g \rangle}{\langle n_q \rangle} \approx 1,8, \quad (5.69)$$

что связано с большими предасимптотическими поправками. Асимптотический предел (5.13) достигается медленно ⁶⁶:

$$\frac{\langle n_g \rangle}{\langle n_q \rangle} = \frac{9}{4} - 1,28 \left(\ln \frac{E_J}{\Lambda} \right)^{-1/2}. \quad (5.70)$$

Распределения типа КНО-скейлинга (см. рис. 34) для глюонных струй ожидаются уже, чем для кварковых

$$\left(\frac{\langle n \rangle}{D} \right)_{qq} \left(\frac{\langle n \rangle}{D} \right)_{gg}^{-1} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{2}{3}, \quad (5.71)$$

из-за их большой множественности.

Глюонные струи адронов имеют большие средние значения $\langle S \rangle$ и $\langle 1 - T \rangle$, $\langle p_{\perp in} \rangle$ и $\langle p_{\perp out} \rangle$, чем кварковые при одинаковых $E(J)$, что и послужило основой для выделения процессов $q \rightarrow qg$ (см. рис. 17). Все это определяется интенсивным излучением глюонов (5.7), и в связи с этим более широким распределением адронов по углам, чем в кварковых струях.

5.3.1. Глюонные струи в e^+e^- -аннигиляции

Экспериментальное изучение некоторых характеристик глюонных струй и сравнение их с кварковыми струями было проведено в e^+e^- -аннигиляции при $W = 14,22$ и $29-36,4$ ГэВ ^{80,81,82}. При высоких энергиях ($W \geq 29$ ГэВ) с помощью переменных траст (T) и триплисити (T_3) выделялись трехструйные события:

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + g \rightarrow J_1(E_1^J) + J_2(E_2^J) + J_3(E_3^J), \quad (2.56)$$

где $E_1^J > E_2^J > E_3^J$ (см. раздел 3) ^{81,82}. С помощью ФФМ и ЛМ было оценено, что при $E_J = 6-10$ ГэВ процент глюонных струй составляет 25% для E_2^J и 50% для E_3^J . Данные по e^+e^- -аннигиляции при $W = 14$ и 22 ГэВ использовались для получения характеристик кварковых струй при $E_J = 7$ и 11 ГэВ

в одинаковых экспериментальных условиях. В результате было получено:

$$r_{32} = \frac{\langle p_{\perp}(h) \rangle_{J=3}}{\langle p_{\perp}(h) \rangle_{J=2}} = 1,16 \pm 0,02, \quad (5.72)$$

$$l_{32} = \frac{\langle p_{\perp out}(h) \rangle_{J=3}}{\langle p_{\perp out}(h) \rangle_{J=2}} = 1,16 \pm 0,02, \quad (5.73)$$

при $E^J = 6-10$ ГэВ⁸². Сравнение средних множественностей адронов ($\langle n_i^J \rangle$) и их распределений по x_{\parallel}^J в различных струях (2.56) показало, что при $E_J^3 = 6-10$ ГэВ значения $\langle n_3^J(h) \rangle$ на 5-10% больше и $\langle x_{\parallel}^J \rangle$ несколько меньше, чем в кварковых струях при той же энергии (E^J). ЛМ и КМ лучше описывают эти данные, чем ФФМ, что связано с влиянием излучения глюонов на импульсные характеристики кварков (см. раздел 5). Учет интерференции глюонов в процессах (2.56) приводит к уменьшению множественности адронов между «кварковыми» струями (E_1^J и E_2^J) по сравнению с двумя другими внеструйными областями (E_1^J и E_3^J ; E_2^J и E_3^J) (см. рис. 18, б)¹¹. Этот эффект получил название «стринг-эффекта» и был обнаружен в экспериментах на установках JADE и TPC^{81,82}. Он хорошо описывается ЛМ и КМ, в которых учитывается когерентность глюонного излучения, и противоречит предсказаниям ФФМ, где предполагается независимая фрагментация партонов. В целом эти результаты только качественно подтверждают ожидаемые особенности глюонных струй. Это связано с модельно зависимыми способами определения глюонной струи в событиях (2.56) и относительно небольшими E_g^J , что приводит к небольшим величинам наблюдаемых эффектов. При $W \geq 100$ ГэВ эти проблемы будут менее существенны.

Таблица IV

Значения $\langle n_i \rangle$ в распадах $\Gamma \rightarrow 3g$

Установка	Тип частиц	$\frac{\Gamma \rightarrow 3g}{\langle n_i \rangle}$	$\frac{\text{Вне } \Gamma}{\langle n_i \rangle}$
DASP-II	p, \bar{p}	$0,64 \pm 0,16$	$0,10 \pm 0,06$
CLEO	p, \bar{p}	$0,55 \pm 0,05$	$0,27 \pm 0,02$
CLEO	$\Lambda, \bar{\Lambda}$	$0,19 \pm 0,01$	$0,080 \pm 0,008$

Состав глюонных струй адронов изучался в распадах:

$$\Gamma \rightarrow ggg, \quad (5.74)$$

и в событиях типа (2.56)^{28, 30,31,50,83}. Сравнение средних множественностей $(p\bar{p})$ - и $(\Lambda\bar{\Lambda})$ -пар в распадах (5.74) и в областях вне резонанса

($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) показывает, что $\langle n(B\bar{B}) \rangle$ в глюонных струях в два раза больше, чем в кварковых (табл. IV). В то же время $\langle n_{ch} \rangle$ и $\langle n(K^{\pm}) \rangle$ в пределах погрешностей эксперимента ($\pm 10\%$) не отличаются друг от друга.

Для получения косвенных данных о составе глюонной струи адронов изучалось образование $(\Lambda\bar{\Lambda})$ -пар в событиях (2.56) при $W = 34$ ГэВ^{30,31}. Оказалось, что $\langle n(\Lambda\bar{\Lambda}) \rangle = 0,59 \pm 0,12$, в то время как в двухструйных событиях ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) — $\langle n(\Lambda\bar{\Lambda}) \rangle = 0,32 \pm 0,04$. Аналогичные результаты по выходу $p(\bar{p})$ были получены в глубоконеупругих μp -взаимодействиях при $E_{\mu} = 280$ ГэВ ($W^2 \geq 200$ ГэВ²)⁶⁹. Таким образом, эксперименты при $W \leq 40$ ГэВ показывают, что выход барионов в глюонных струях больше, чем в кварковых. Относительно образования К-мезонов и нейтральных изоскалярных частиц (η, η', ϕ) пока нет точных данных^{30,31}.

Характеристики событий (2.56) в течение последних трех лет были предметом детального анализа с целью измерения константы сильных взаимодействий $\alpha_s(Q^2)$ (2.52). Действительно, сечение процесса (2.56) пропорционально $\alpha_s(Q^2)$ и поэтому имеется принципиальная возможность точного ее измерения. Однако из-за отсутствия теории адронизации партонов для выделения и анализа событий (2.56) приходится использовать феноменологические модели (см. раздел 5.1)^{29,30,84}.

Данные по процессам (2.56) при $\langle W \rangle = 35$ ГэВ были получены с помощью четырех крупных экспериментальных установок: JADE, TASSO,

CELLO, MARK-J³⁰. Их анализ проводился с использованием ТВ КХД с учетом диаграмм второго порядка по α_s ($O(\alpha_s^2)$). Стадия адронизации партонов описывалась феноменологическими моделями: ФФМ, ЛМ и КМ (см. раздел 5.1). В результате полученные значения $\alpha_s(Q^2)$ оказались зависящими от типа модели (тал. V). Как мы уже отмечали (см. раздел 5.1), предположение о независимом излучении глюонов в ФФМ приводит к $\alpha_s(\text{ФФМ}) < \alpha_s(\text{ЛМ})$, что и видно из табл. V. Измеренные значения $\alpha_s(Q^2)$ меняются от $0,12 \pm 0,02$ (MARK-J) до $0,210 \pm 0,015$ (TASSO) в зависимости от типа модели адронизации и полученных экспериментальных данных. Эти данные не противоречат полученным значениям $\alpha_s(Q^2)$ из анализа эволюции структурных функций нуклонов и полных сечений e^+e^- -аннигиляции ($\langle \alpha_s(Q^2) \rangle = 0,19 \pm 0,06$) (см. раздел 4.4)²⁹. Вместе с тем измерение процессов (2.56), сечение которых $\sim \alpha_s(Q^2)$, побуждает теоретиков и экспериментаторов получить более точные данные об $\alpha_s(Q^2)$. В связи с этим отметим работу группы TASSO, в которой был проведен наиболее полный анализ этого вопроса⁸⁴. На этой установке был набран рекордный статистический материал по e^+e^- -аннигиляции при $\langle W \rangle = 34,6$ ГэВ (≈ 16500 событий). В анализе экспериментальных данных использовались различные варианты расчетов по ТВ КХД и ФФМ, ЛМ и КМ с вариацией их свободных параметров. Для определения $\alpha_s(Q^2)$ одновременно сравнивались с расчетами три экспериментальных распределения адронов в четырех вариантах. С этой целью моделировалось 4000 событий для каждого набора $\alpha_s(Q^2)$ и параметров используемой модели. Всего было использовано $4 \times 4 \times 4$ вариантов значений свободных параметров для выбранной модели адронизации партонов. В результате такого анализа были получены следующие результаты⁸⁴:

1. Фитирование распределений адронов по различным кинематическим переменным приводит к значениям α_s , которые отличаются на 15—20%.
2. Изменение $\alpha_s(Q^2)$ в зависимости от использованной модели адронизации (ФФМ и ЛМ) достигает $\approx 30\%$.
3. Неопределенности в учете излучения мягких глюонов партонами в расчетах по ТВ КХД приводят к погрешности 10—15%.
4. Учитывая эти неопределенности в анализе данных, авторы⁸⁴ дают значения $\alpha_s(Q^2)$ в пределах от 0,12 до 0,23.

Таким образом, в настоящее время данные по процессам типа (2.56), несмотря на прямое выделение жесткого излучения глюонов ($\sim \alpha_s$), не позволяют измерить величину $\alpha_s(Q^2)$ с точностью лучшей, чем в других экспериментах. С увеличением энергий ($W \gtrsim 100$ ГэВ) указанные выше неопределенности уменьшаются, что позволяет надеяться на измерение α_s с лучшей точностью на будущих ускорителях.

5.3.2. Глюонные струи в $\bar{p}p$ -взаимодействиях ($s^{1/2} = 540$ ГэВ)

Струи адронов с $E_{\perp}(J) = 25\text{—}50$ ГэВ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при $s^{1/2} = 540$ ГэВ имеют небольшие значения $x_{\perp} = \frac{2E_{\perp}}{s^{1/2}} = 0,1\text{—}0,2$, и вклад в них глюонных струй ожидается около 90—70% (см. раздел 2.4)*). Поэтому

*) В этом случае процент глюонных струй значительно выше, нежели в e^+e^- -аннигиляции (5—10%)^{80,81}.

Таблица V
Значения $\alpha_s(Q^2)$ при $Q^2 \approx 1200$ ГэВ² *)

Установка	ФФМ	ЛМ
JADE	$0,12 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,03$
TASSO	$0,160 \pm 0,015$	$0,21 \pm 0,015$
CELLO	$0,135 \pm 0,025$	$0,19 \pm 0,02$
MARK-J	$0,12 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$

*) Везде указаны полные погрешности измерения (систематические и статистические).

изучение их свойств и сравнение со свойствами кварковых струй, полученными в e^+e^- -аннигиляции и в жестких pp (hp)-взаимодействиях при $E_J^{(q)} = 5-20$ ГэВ, представляет интерес для проверки предсказаний КХД.

Средняя множественность заряженных адронов $\langle n_{ch}(J) \rangle$ в этих струях в интервале $E_J^z = 25-30$ ГэВ удовлетворительно описывается адронизацией глюонов в рамках КМ (рис. 33)⁶⁶. Состав глюонных струй, образованных в pp -взаимодействиях, еще мало изучен. Имеются лишь первые данные по странному частицам (Λ^0 , K^0 , Ξ^-) и $D^{*\pm}$ -мезонам⁸⁵⁻⁸⁷. Образование $D^{*\pm}$ -мезонов изучалось с помощью установ-

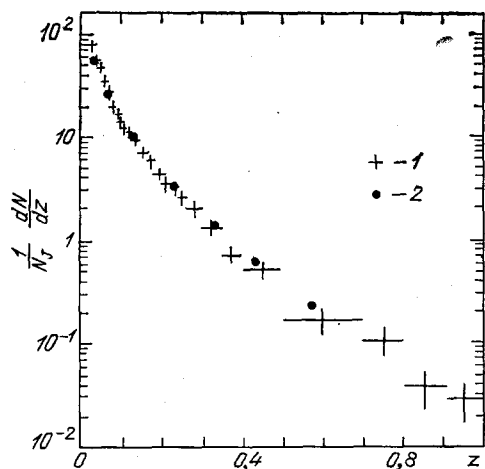


Рис. 37. Распределения вторичных адронов в струях по z в pp -взаимодействиях (1) и в e^+e^- -аннигиляции (2).

$s_{pp}^{1/2} = 540$ ГэВ и $E_{\perp}^{(J)} \geq 30$ ГэВ; $E_J(e^+e^-) = 17$ ГэВ

данные сравнивались с результатами, полученными на установке TASSO по адронизации кварков в e^+e^- -аннигиляции ($W = 34$ ГэВ, $E_q = 17$ ГэВ) и с расчетами по ТВ КХД с учетом интерференции мягких глюонов^{66,88,89}.

На рис. 37 приведены распределения заряженных адронов по z в струе при $E_{\perp}(J) \geq 30$ ГэВ и $\theta_h \leq 35^\circ$ (UA1)³⁶. При $z \geq 0,1$ все адроны в струе имеют $\theta_h \leq 35^\circ$ относительно оси струи**). Для частиц с $z \leq 0,1$ вводились поправки, которые составили 35% при $z = 0,02-0,03$ и 5% для $z = 0,07$. Погрешности в измерении $E_{\perp}(J)$ составляют около 15%. На этом же рисунке приведены данные TASSO при $E_q = 17$ ГэВ. Как видно, нет какой-либо существенной разницы между адронизацией глюонов и кварков для $z \geq 0,02$. Однако следует отметить, что данные по $D_g(z)$ получены с относительно большими систематическими ($\sim 50\%$) и статистическими ($\sim 20\%$) погрешностями, а ожидаемая разница между фрагментацией кварков и глюонов относительно невелика ($\sim 20\%$)^{66,88,89}. Аппроксимация этих данных для различных интервалов по z при $E_{\perp}(J) = 30-60$ ГэВ зависимостью

$$D_g(z, Q) = D_g(z, Q_0) \left[1 + c_g^2(z) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \right], \quad (5.74)$$

при $Q_0 = 1$ ГэВ и $Q = 2E_{\perp}(J)$ показывает, что $c_g^2(z) \geq c_l^2(z)$ ³⁰. Поэтому необходимы новые, более точные измерения $D_g(z, Q)$, для обнаружения особенностей адронизации глюонов.

*) Дополнительным фактором, уменьшающим эту вероятность, является малость ($\leq 0,01$) образования рассеянного очарованного кварка (см. раздел 2).

**) В этом случае фон от адронов, не принадлежащих струе, составляет $\leq 1\%$. При $z < 0,1$ распределение адронов более широкое и поправки вычислялись с помощью КХД модели³⁶.

ки UA1 в струях с $P_J = 25-45$ ГэВ⁸⁶. Было получено, что $\langle n(D^{*\pm}) \rangle_J = 1,1 \pm 0,2 \pm 0,6$ при $z = P_{DJ}/(p_J)^2 \geq 0,1$. Несмотря на большие систематические ошибки ($\pm 0,6$), это значение $\langle n(D^{*\pm}) \rangle_J$ является высоким. Кроме того, $\langle z_{D^*} \rangle \approx 0,2$ при $z \geq 0,1$, в то время как для кварковых струй — $\langle z_c \rangle = 0,57 \pm 0,02$ (5.58). Вероятность того, что зарегистрированные D^* -мезоны образовались в результате адронизации с-кварка, составляет 10^{-2} *). Поэтому естественно предположить, что в этом случае имеет место первое наблюдение адронизации глюонов в очарованные мезоны ($g \rightarrow c\bar{s}$).

Импульсные распределения адронов в струях были измерены группами UA1 и UA2^{36,37}. Статистика N_J составила 1435 (UA1) с $E_{\perp}^{(J)} \geq 30$ ГэВ и $3 \cdot 10^4$ (UA2) с $E_{\perp}(J) \geq 20$ ГэВ. Эти

Аналогичные выводы можно сделать и при сравнении распределений адронов в глюонных и кварковых струях по $p_{\perp}(h)$ (рис. 38). Они удовлетворительно описываются формулой:

$$\frac{1}{p_{\perp}} \frac{dN}{dp_{\perp}} = \frac{A}{(p_{\perp} + p_{\perp 0})^N} \quad (5.75)$$

с $p_{\perp 0} = 4$ ГэВ и $N = 14,8$ ³⁶.

На установке UA2 был измерен поток $((2\pi/n) dE_{\perp}/d(\Delta\phi))$ поперечной энергии относительно оси струи для $\bar{p}p$ -событий с $E_{\perp}^{(1)}(J_1), E_{\perp}^{(2)}(J_2) \geq 15$ ГэВ и $\Delta\phi(J_1, J_2) > 140^\circ$ (рис. 39)³⁷. Сравнение этих данных с результатами расчетов по ФМ ($\langle p_{\perp}(h) \rangle = 0,35$ ГэВ) без учета жесткого излучения глюонов показывает существенное различие в области $\Delta\phi \leq \pi/4$. Кластерные модели с учетом эволюции партонного ливня по ТВ КХД и интерференции мягких глюонов согласуются с экспериментом^{89*}.

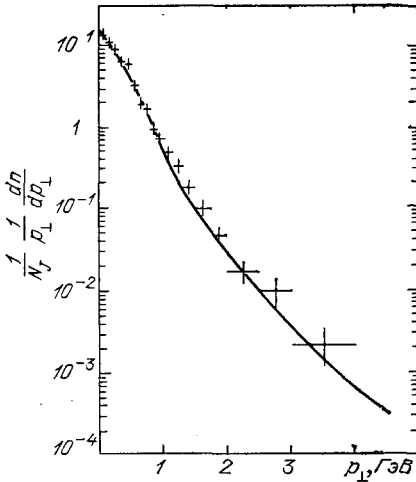


Рис. 38. Распределения адронов по p_{\perp} в $\bar{p}p$ -взаимодействиях для $E_{\perp}(J) = 10 - 25$ ГэВ ($\langle E_{\perp}(J) \rangle = 18$ ГэВ) и в e^+e^- -аннигиляции (сплошная кривая) для $E(J) = 17$ ГэВ

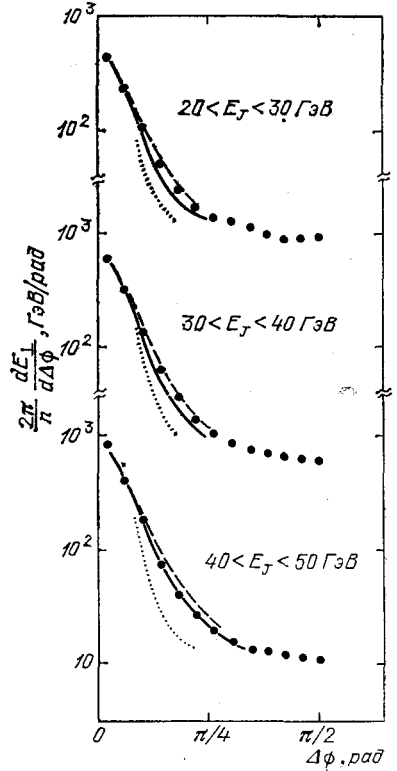


Рис. 39. Зависимость потока поперечной энергии относительно оси струи от $\Delta\phi$ при $E_{\perp}(J) = 20 - 30$; $30 - 40$ и $40 - 50$ ГэВ для $\bar{p}p$ -взаимодействий при $s^{1/2} = 540$ ГэВ.

Точками показаны результаты расчета по ФМ. Пунктирные штриховые кривые — результаты расчетов по КМ с учетом интерференции мягких глюонов

Первые данные по анализу трехструйных событий (3.6) были получены на установке UA2³⁷. Оказалось, что в событиях с $E_{\perp}^{(1)}(J) > E_{\perp}^{(2)}(J) \geq 20$ ГэВ в 25% имеется третья струя адронов с $E_{\perp}^{(3)}(J) > 4$ ГэВ. Она имеет небольшой угол с $E_{\perp}^{(2)}(J)$, что соответствует распределению ($\sim d\theta/\sin \theta$) тормозных глюонов. Вероятность этих событий и распределение по θ третьей струи согласуются с $\alpha_s \sim 0,2$.

* В модели вклад глюонных струй составляет от 75% ($E_J = 20$ ГэВ) до 35% ($E_J = 70$ ГэВ). Он получен на основании данных по структурным функциям $F_{q,g}(x, Q)$ при $s^{1/2} = 540$ ГэВ (см. рис. 15)^{36,37}.

Таким образом, первые данные по глюонным струям, полученные на $\bar{p}p$ -коллайдере, не противоречат ожидаемым характеристикам адронизации глюонов. Однако еще велики систематические и статистические ошибки экспериментов, чтобы наблюдать особенности этих процессов.

Изучение адронизации глюонов только началось. Пока установлено, что в глюонных струях чаще образуются $(\bar{B}B)$ -пары, чем в кварковых. Получены первые данные о развитии струй с энергией по продольным и поперечным переменным. Эти результаты соответствуют ожидаемым свойствам адронизации глюонов, связанным с их квантовыми числами и большой величиной цветового заряда. Для количественной проверки КХД необходимы новые данные при $E_g \gtrsim 50$ ГэВ.

5.4. Универсальность струй адронов в мягких и жестких соударениях частиц

Относительная простота картины жестких соударений частиц и возможность ее интерпретации в рамках ТВ КХД привели к выделению этого класса реакций как при получении экспериментальных данных, так и при анализе. Вместе с тем, физика сильных взаимодействий (мягких и жестких), конечно, едина и требует их совместного рассмотрения. Как известно, трудности описания сильных взаимодействий связаны с неизвестным механизмом конфайнмента партонов, которые также существенны и для жестких соударений (см. раздел 5). Поэтому совместное изучение всех типов сильных взаимодействий и нахождение общих их закономерностей представляется необходимым для построения полной теории. Первым шагом в этом направлении была партонная модель, в которой взаимодействие партонов не учитывалось (см. раздел 2). Учет его в рамках КХД для жестких процессов привел к развитию феноменологических моделей, которые описывают экспериментальные данные (см. раздел 5.1). Более сложно провести аналогичную программу для мягких соударений адронов, в которых нет больших переданных импульсов. Первые попытки их описания были предприняты в рамках ЛМ и КМ⁶¹⁻⁶⁷.

С другой стороны, бурно развиваются феноменологические модели мягких соударений адронов с учетом кварк-глюонной структуры сильных взаимодействий, которые успешно описывают экспериментальные данные в широком интервале энергий — $s^{1/2} = 5-540$ ГэВ^{5-7,15-19,21,22}. Объединение этих направлений — дело будущего.

Вместе с тем, сейчас уже имеются экспериментальные данные, показывающие, что струи адронов в мягких и жестких соударениях имеют много общего^{90-94 *}.

В первую очередь, отметим цикл работ (их более 40!) по анализу неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий при $s_{pp}^{1/2} = 30,44$ и 62 ГэВ и сравнению их с глубоконепругими $\nu(\mu)$ -взаимодействиями и e^+e^- -аннигиляцией^{90,91 **}). Авторы этих работ обратили внимание на то, что в процессах типа:

$$p + p \rightarrow p + X \quad (5.76)$$

имеется яркий эффект лидирования протонов, которые уносят большую долю ($\approx 0,5$) начальной энергии $s_{pp}^{1/2}$ ***). В связи с этим на образование новых адронов идет только часть полной энергии ($\langle W \rangle \approx 0,5 s_{pp}^{1/2}$), в отличие, например, от e^+e^- -аннигиляции. Кроме того, и начальные состояния этих процессов также различаются, что необходимо учитывать при их сравнении. В связи

*) Интересно отметить, что в партонной модели характеристики адронов в струях, образованных в жестких соударениях, были взяты на основании данных по мягким взаимодействиям адронов (см. раздел 2).

**) В обзорной статье⁹⁰ даны ссылки на оригинальные работы по этому вопросу.

***) Этот эффект был открыт в 50-х годах в экспериментах с космическими лучами⁶.

с этим характеристики мягких процессов (5.76) и e^+e^- -аннигиляции сравнивались при

$$s_{e^+e^-}^{1/2} = W = [(s_{pp}^{1/2} - q_{1p} - q_{2p})^2]^{1/2} = [(q_{tot}^h)^2]^{1/2}, \quad (5.77)$$

где $q_{1,2}$ 4-импульсы лидирующих протонов. Исключение из рассмотрения протонов в реакции (5.76) приводит к $B = Q = 0$ для системы образованных адронов, как и в случае e^+e^- -аннигиляции. Таким образом, начальные различия мягких и жестких соударений устранялись, и сравнивались характеристики вторичных адронов в их системе покоя при одинаковых W . При этом для определения струйных характеристик адронов в pp -взаимодействиях использовалась процедура выделения струй, описанная в разделе 3. При

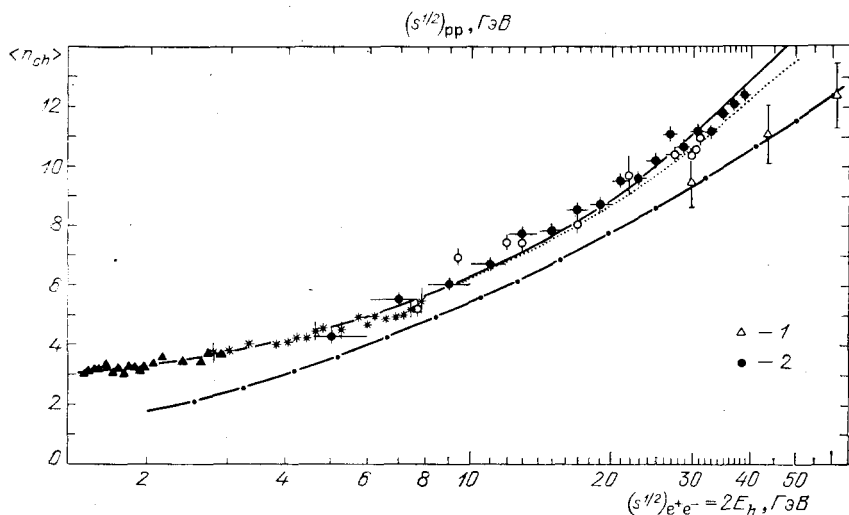


Рис. 40. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от $s_{e^+e^-}^{1/2} = 2E_h = W_h$ (pp) и от $s_{pp}^{1/2}$ (штрих-пунктирная кривая).

Сплошная и пунктирная кривые — аппроксимация данных зависимостями (5.64) и (5.63). Данные pp -эксперимента приведены в зависимости от $s_{pp}^{1/2}$ (1) и от W_{pp} (2)

сравнении процессов (5.76) с глубоконеупругими νp - и μp -взаимодействиями из рассмотрения исключался только один лидирующий протон и поэтому

$$W_{\nu(\mu)p} = W_{pp} = [(s_{pp}^{1/2} - q_{1p})^2]^{1/2} = [(q_{tot}^h)^2]^{1/2}. \quad (5.78)$$

Сопоставление данных по жестким (e^+e^- , μ (ν) p) и мягким (pp)-соударениям было проведено в интервале энергий (W) от 3 до 40 ГэВ⁹⁰. Сравнивались все имеющиеся характеристики процессов, начиная от $\langle n_{ch}(W) \rangle$ и кончая корреляциями адронов в струях. Для иллюстрации приведем результаты этого сравнения по $\langle n_{ch}(W) \rangle$ и $R(y, y')$ (рис. 40, 41, а). Как видно из рисунков, имеющиеся данные по жестким и мягким процессам не отличаются друг от друга при одинаковых значениях W . В то же время, если для pp -взаимодействий использовать переменную $s_{pp}^{1/2}$ (штрих-пунктирная кривая на рис. 40), то поведение $\langle n_{ch}^{pp}(s) \rangle$ существенно другое, чем $\langle n_{ch}^{e^+e^-}(s) \rangle$. Аналогичное заключение получено и для корреляций: значение $R(y, y')$ для pp -взаимодействий в обычном подходе ($s_{pp}^{1/2}$) примерно в два раза меньше, чем в e^+e^- -аннигиляции (см. рис. 41, б). Экстраполяция данных по $\langle n_{ch}(W) \rangle$ по формуле (5.64) до энергии коллайдера ($s^{1/2} = 540$ ГэВ) хорошо описывает данные по множественности в pp -взаимодействиях⁹¹. Анализируя всю совокупность данных, авторы работ^{90,91} приходят к выводу, что все характеристики адронных систем в мягких и жестких соударениях частиц одинаковы, за исклю-

чением формы КНО-скейлинга (5.66) (рис. 42). В e^+e^- -аннигиляции распределение $\langle n_{ch} \rangle P(n_{ch})$ уже, чем в pp -взаимодействиях⁹¹. Возможно, это связано с различием кварковых (e^+e^- -аннигиляция) и глюонных струй адронов (pp -взаимодействия).

В работе⁹⁴ предложено релятивистски-инвариантное описание множественных процессов в пространстве относительных четырехмерных скоростей.

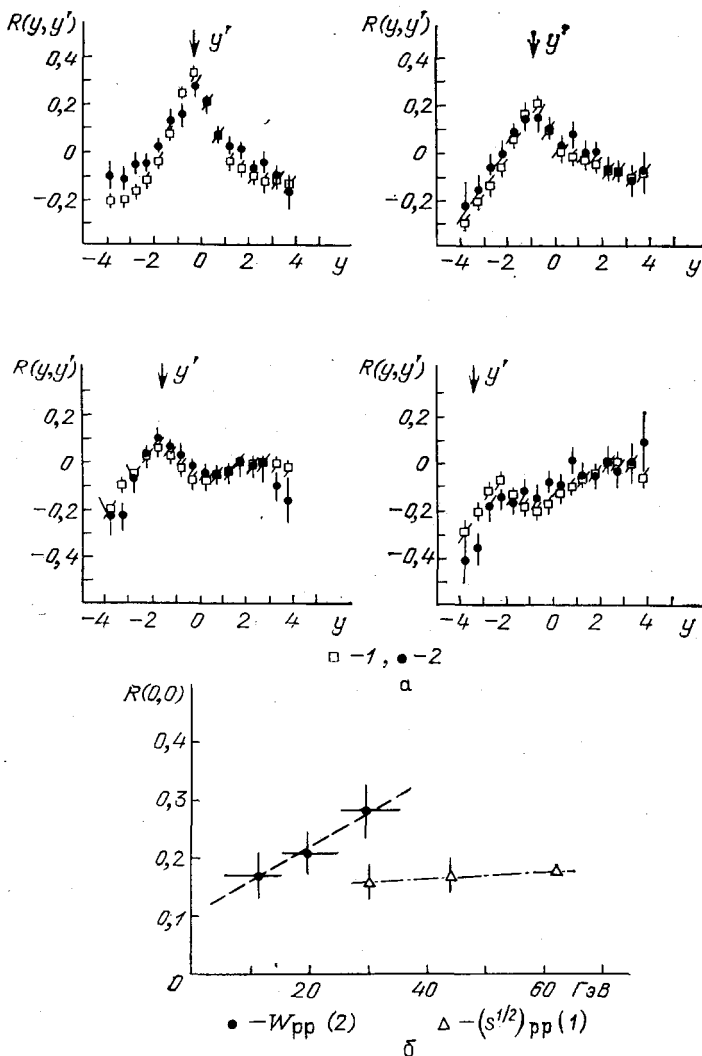


Рис. 41. a — Корреляционные функции адронов $R(y, y')$ в e^+e^- -аннигиляции (1) и в pp -взаимодействиях (2) при $s_{e^+e^-}^{1/2} \approx W_{pp} = 25-36$ ГэВ; на рис. a указаны (\downarrow) значения y' .

b — Значения $R(0,0)$ для pp -взаимодействий в зависимости от $s_{pp}^{1/2}$ (1) и W_{pp} (2)

Приведен новый метод выделения адронных струй, который использован при анализе π^-p и $\pi^{12}C$ -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с. В результате получено, что в новых переменных распределения адронов в струях имеют универсальный характер как при фрагментации пионов, так и ядер.

Таким образом, экспериментально установлена универсальность струйных характеристик адронов в мягких и жестких соударениях частиц⁹⁰⁻⁹⁴. Главное их отличие заключается лишь в поперечных импульсах струй

$P_A(J)$, которое естественно связано с методикой выделения мягких и жестких процессов. Поэтому динамика адронизации партонов в первом приближении слабо зависит от переданных импульсов (Q) и в основном определяется энергией струи партонов. Конечно, эти заключения носят полуквантитативный характер и специфика мягких процессов проявится при более детальном исследовании (см., например, ^{76,92,93}). В кварк-глюонных моделях мягких соударений адронов эти эффекты вычисляются ^{15,16}.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное изучение струй адронов, образованных в жестких процессах, подтвердило основные представления КХД. Исследование характеристик струи в целом позволило измерить квантовые числа кварков и глюонов и оценить величину $\alpha_s(Q^2)$ в интервале $Q^2 = (5-2000) \text{ ГэВ}^2$ (раздел 4). Данные по струям, полученные при наивысших энергиях ($s^{1/2} = 540 \text{ ГэВ}$), показали, что с увеличением энергии все более отчетливо проявляется их «партонное происхождение» (см. рис. 8, 12, 15). Это позволило наглядно продемонстрировать векторный характер глюонов и впервые получить данные о структурных функциях нуклонов в сильных $\bar{p}p$ -взаимодействиях (см. разделы 4.2 и 4.3).

Вместе с тем, проверка КХД все еще находится на полуквантитативном уровне. В основном это связано со стадией адронизации партонов, механизм которой неизвестен. Это и определяет систематические погрешности в измерении $\alpha_s(Q^2)$, которые составляют 30—40 % при $Q^2 \approx 1200 \text{ ГэВ}^2$ (см. раздел 5, табл. V). В связи с этим адронизация кварков и глюонов интенсивно изучалась в последние годы на всех крупнейших ускорителях мира. В результате имеется существенное продвижение в понимании основных закономерностей взаимодействия партонов на больших расстояниях.

Установлено, что характеристики адронов в струе практически не зависят от типа жестких соударений, а определяются квантовыми числами и энергией исходного партона (гипотеза мягкого обесцвечивания партонов). Этот вывод основан на сравнении данных по адронизации партонов, полученных в e^+e^- -аннигиляции ($s^{1/2} = W \leq 45 \text{ ГэВ}$), в глубоко неупругих IN -взаимодействиях ($W \leq 15 \text{ ГэВ}$) и в жестких hN -взаимодействиях ($W \leq 200 \text{ ГэВ}$) (см. разделы 4, 5). В результате, совместный анализ всех типов жестких процессов позволяет получить богатую информацию о механизмах образования и адронизации партонов.

Экспериментально показано, что развитие кварк-глюонного каскада (ТВ КХД) в значительной степени определяет эволюцию струи адронов с увеличением энергии (см. раздел 5). В этом отношении следует отметить новые важные результаты, полученные в $\mu\mu$ -взаимодействиях по наблюдению эффектов, связанных с излучением мягких глюонов и первые экспериментальные указания на их интерференцию в e^+e^- -аннигиляции (см. раздел 5.2).

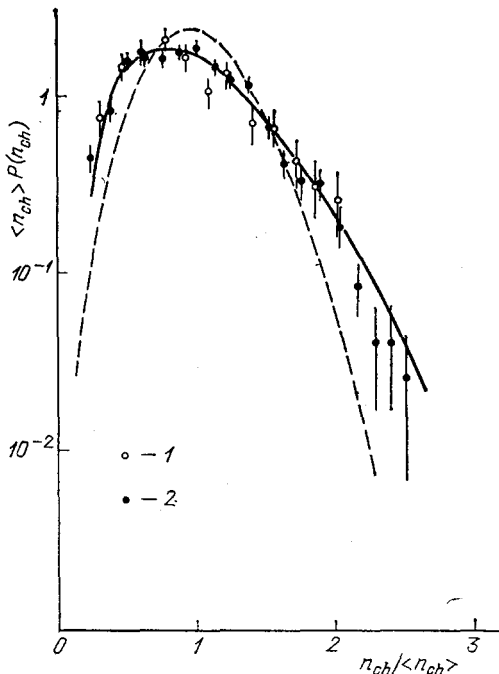


Рис. 42. KNO-распределение для pp -взаимодействий ($s^{1/2} = 62 \text{ ГэВ}$) при $W_{pp} = 10-15 \text{ ГэВ}$ (1) и $25-30 \text{ ГэВ}$ (2).

Сплошная кривая — аппроксимация этих данных, штриховая — результаты аппроксимации данных по e^+e^- -аннигиляции

Само описание струй адронов в рамках ТВ КХД в настоящее время применяется до совсем небольших переданных импульсов ($Q \sim 0,5-1,0$ ГэВ), что уже делает возможным ее применение и к мягким процессам (см. разделы 5.1 и 5.2).

Получены первые данные в e^+e^- -аннигиляции об адронизации глюонов, которые подтверждают предсказания КХД, связанные с их квантовыми числами и более интенсивным излучением глюонов, чем в кварковых струях (см. раздел 5.3). Продольная и поперечная эволюция струй адронов с энергией не противоречит предсказаниям ТВ КХД. Однако при достигнутых энергиях еще существенны эффекты, связанные с адронизацией партонов (см. разделы 2.2, 2.3 и 5.2). Все эти результаты относятся к первой стадии жестких процессов, где применима ТВ КХД.

Важные результаты получены и для мягкой стадии этих процессов. В e^+e^- -аннигиляции, pp -взаимодействиях и в IN -соударениях показано, что быстрые адроны в струе сохраняют информацию о квантовых числах партонов-родителей. Это позволяет измерить их заряд, изотопический спин, странность и другие характеристики (см. разделы 4.3, 5.2). Первые оценки зарядов кварков получены в IN -взаимодействиях и в жестких pp -соударениях (раздел 4.3). Данные по адронизации легких (u, d)-кварков в $\nu(\bar{\nu})$ -взаимодействиях показывают, что они являются изотопическим дублетом (раздел 5.2). В адронизации тяжелых кварков (c, b) обнаружен яркий эффект лидирования, что позволяет проводить их «мечение» и изучать адронизацию кварков определенного типа (раздел 5.2).

Корреляции вторичных адронов в струях и интервалы компенсации их квантовых чисел в основном совпадают с аналогичными данными по мягким процессам (см. разделы 2.1 и 5.2). Они имеют близкодействующий характер, что свидетельствует о локальном характере адронизации партонов. В частности, это относится и к рождению $(B\bar{B})$ -пар, которые в рамках партонной схемы образуются в результате присоединения морских дикварков ($q_s\bar{q}_s$ или $\bar{q}_s q_s$), что уже прямо связано со структурой КХД вакуума.

Множественность и состав вторичных адронов практически одинаковы в разных типах жестких соударений ($s^{1/2} = W \lesssim 50$ ГэВ) и в основном зависят от энергии струи. Представляет большой интерес получение точных данных по этому вопросу при энергиях коллайдера ($E(J) \lesssim 100$ ГэВ).

Полученные результаты хорошо описываются феноменологическими моделями (ЛМ и КМ), которые непрерывно модифицируются с появлением новых экспериментальных данных *). Учет в них излучения и интерференции мягких глюонов приводит к определяющей роли стадии развития кварк-глюонного каскада (ТВ КХД). Привлекательной чертой кластерных моделей является описание адронизации партонов с 3—4 свободными параметрами без введения функций фрагментации и ограниченности поперечных импульсов партонов (см. раздел 5.1) ⁶⁴⁻⁶⁷. В этих моделях ТВ КХД применяется до $Q_0 \sim 0,5$ ГэВ, что дает возможность описания и мягких процессов ^{65, 66, 11}. Тем более, что обнаруженная универсальность струй в мягких и жестких процессах явно свидетельствует об едином механизме адронизации партонов (см. раздел 5.4). Многообещающим является успешное описание импульсных распределений адронов в рамках ТВ КХД, начиная с $p = 200$ МэВ ^{11, 52}. Такое соответствие партонных и адронных распределений неожиданно, так как эффекты конфайнмента казалось бы должны уже сказываться при столь малых импульсах адронов.

В целом же основные закономерности образования и адронизации партонов в жестких процессах уже установлены, и характеристики струй адронов уверенно предсказываются для будущего поколения ускорителей ($s^{1/2} =$

*) ФФМ не описывает коллективные эффекты, связанные с излучением глюонов и их влиянием на импульсные распределения кварков (см. раздел 5).

$= W \gtrsim 100$ ГэВ). Главной же задачей является их получение в рамках КХД для выяснения механизма их происхождения. Исследование струй адронов при более высоких энергиях позволит детализировать эти закономерности и провести количественное измерение основного параметра теории сильных взаимодействий — $\alpha_s(Q^2)$.

Мне приятно поблагодарить за многочисленные полезные обсуждения затронутых в обзоре вопросов А. Б. Кайдалова, Е. М. Левина, Ю. М. Шабельского, участников школы физиков в Бакуриани и семинаров ЛВЭ ОИЯИ.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна (Московская обл.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- О к у н ь Л. Б. Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1981; Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1984.
- К л о у з Ф. Кварки и партоны. — М.: Мир, 1982.
- А н д р е е в И. В. Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях. — М.: Наука, 1981.
- И о ф ф е Б. Л., Л и п а т о в Л. И., Х о з е В. А. Глубоконеупругие процессы. М.: Энергоиздат, 1983.
В о л о ш и н М. Б., Т е р - М а р т и р о с я н К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
И с а е в П. С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
- Г р и ш и н В. Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. — М.: Энергоиздат, 1982.
- М у р з и н В. С., С а р ы ч е в а Л. И. Взаимодействия адронов высоких энергий. — М.: Наука, 1983; Космические лучи и их взаимодействие. — М.: Атомиздат, 1968.
- Н и к и т и н Ю. П., Р о з е н т а л ь И. Л. Теория множественных процессов. — М.: Атомиздат, 1976.
- Ф е й н м а н Р. Взаимодействие фотонов с адронами. — М.: Мир, 1975; Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1415.
М а р к о в М. А. Нейтрино — М.: Наука, 1964.
B j o r k e n J. D., R a s c h o s E. A. — Phys. Rev., 1969, v. 185, p. 1975.
- Г р и б о в В. Н. — В кн.: Материалы VIII зимней школы ЛИЯФ. — Л. — ЛИЯФ АН СССР, 1973, т. 2, с. 4.
- Х о р г а н Р., Ж а к о б М. — УФН, 1982, т. 136, с. 219.
- А з и м о в Я. И., Д о к ш и ц е р Ю. Л., Х о з е В. А. — УФН, 1980, т. 132, с. 443.
А з и м о в Я. И., Д о к ш и ц е р Ю. Л., Т р о я н С. И., Х о з е В. А. — В кн.: Материалы XV зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1980, с. 3.
Материалы XVI зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1981, с. 26.
Материалы XVII зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1982, с. 162.
Материалы XVIII зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1983, с. 18.
Материалы XX зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1985, с. 82.
- Х о з е В. А., Ш и ф м а н М. А. — УФН, 1983, т. 140, с. 3.
- Р а н ф т Г., Р а н ф т Й. — Физ. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 90; 1984, т. 15, с. 555.
Г р и ш и н В. Г. — Ibidem, с. 178.
- M a t t h i a e G. Preprint CERN/EP, 83-140. — Geneva, 1983.
Д р е м и н И. М. — УФН, 1983, т. 141, с. 517.
- а) К а й д а л о в А. Б. — В кн.: X школа физики ИТЭФ. — М.: Энергоатомиздат, 1983, вып. 2, с. 3.
б) C a p e l l a A. — Acta Phys. Polon. Ser. B, 1984, v. 15, p. 1185.
- Т е р - М а р т и р о с я н К. А. — В кн.^{15а}, вып. 2, с. 64.
- A n d e r s s o n B. et al. — Zs. Phys. Ser. C., 1983, Bd. 20, S. 317.
- А н и с о в и ч В. В. и др. — УФН, 1984, т. 144, с. 553.
A n i s o v i c h V. V., S h e k h t e r V. M. — Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 55, p. 455.
А н и с о в и ч В. В., К о б р и н с к и й М. Н., Н и р и Ю. Препринт ЛИЯФ АН СССР № 982. — Ленинград, 1981.
- B r o d s k y S. J., G u n i o n J. F. — Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 848.
- Ф е й н б е р г Е. Л. — В кн.: Проблемы теоретической физики: Сб. статей памяти И. Е. Тамма. — М.: Наука, 1972, с. 248.
- Н и к о л а е в Н. Н. — УФН, 1981, т. 134, с. 369.
- Ш а б е л ь с к и й Ю. М. — Физ. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1070.
- E i s e l e F. — In: Proc. of XXI Intern. Conference on High Energy Physics. — Paris, 1982, p. C3-337.
- S a v i n I. A. — In: Proc. of XXII Intern. Conference on High Energy Physics. — Leipzig, 1984, p. 251.
- R i t h K. Preprint THER-83/5. — Freiburg, 1983.

26. Dydak F. Preprint CERN/EP 83-171.— Geneva, 1983.
27. Badier J. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1983, Bd. 18, S. 281.
28. Wolf G. Preprint DESY 80/85.— Hamburg, 1980. Preprint DESY 81/86.— Hamburg, 1981, Preprint DESY/82/077.— Hamburg, 1982.
29. Wolf G. Preprint DESY, 83/096.— Hamburg, 1983.
30. Soding P. Preprint DESY 83/104.— Hamburg, 1983.
31. Althoff M. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1984, Bd. 22, S. 307; Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 139, p. 126; Preprint DESY 84/093.— Hamburg, 1984. Bender D. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1985, v. 31, p. 1.
32. Sosnowski R.— In: Hard Hadronic Collisions; Intern. Conference on High Energy Physics.— Brighton, UK, 1983, p. 628.
33. Breakstone A. et al. Preprint CERN/EP 83-182.— Geneva, 1983.
34. Akesson T. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 128, p. 354.
35. Akesson T. et al.— Ibidem, v. 123, p. 133; 1982, v. 118, p. 185.
36. Arnison G. et al. (UAl).— Phys. Lett. B, 1983, v. 123, p. 115, 214, 223; 1984, v. 136, p. 294.
Eggert K.— In ³², p. 447.
37. Honma A. Preprint CERN-EP/83-173.— Geneva, 1983.
38. Bagnaia P. et al. (UA2) — Zs. Phys. Ser. C, 1983, Bd. 20, S. 117.
Benner M. et al. (UA2) — Phys. Lett. Ser. (B, 1982, v. 115, p. 59; 1983, v. 122, p. 322.
Bagnaia P. et al. (UA2) — Ibidem, 1984, v. 138, p. 430; v. 144, p. 283, 291.
39. Rubbia C.— In ³², p. 860; Preprint CERN-EP/84-55.— Geneva, 1984.
40. Jacob M.— In ²⁴, p. 150.
41. Basetti P. C. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 149, p. 13.
42. Allen P. et al.— Ibidem, 1983, v. 214, p. 369.
43. Aubert J. J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 100, p. 433; v. 119, p. 233; Preprint CERN-EP-83/164.— Geneva, 1983.
44. Albanese J. P. et al. Preprint CERN-EP/63.— Geneva, 1984; Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 144, p. 302.
45. Bartel W. et al. Preprint DESY 83-050.— Hamburg, 1983.
46. Rykaczewski H. Preprint DESY 83-085.— Hamburg, 1983.
47. Althoff M. et al. Preprint DESY 84-001.— Hamburg, 1984.
48. Allen P. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 112, p. 88.
49. Kluge E. E.— Phys. Scripta, 1979, v. 19, p. 109.
50. Antoniou N. G. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 128, p. 257.
Owenes J., Reya E.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 3003.
51. Bayer R. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1979, v. 2, p. 265.
52. Kunzt Z., Pietarinen E.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 132, p. 453.
53. Furmanski W., Kowalski H. Preprint CERN-EP/83-21.— Geneva, 1983.
54. Kowalski H. Preprint DESY 83-099.— Hamburg, 1983.
55. Kunzt Z., Pietarinen E.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 164, p. 45.
56. Berendes F. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 103, p. 124.
57. Odorico R. Preprint CERN TH/3744.— Geneva, 1983.
58. Dorfan J. Preprint SLAC-PUB-3250.— Stanford, 1983.
59. Hollebeek R. Preprint SLAC-PUB-3242.— Stanford, 1983.
60. Janata F. Preprint DESY 83-110.— Hamburg, 1983.
61. Азимов Я. И. и др.— ЯФ, 1984, т. 40, с. 1284.
62. Ермолаев Б. И., Фадин В. С.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 285.
63. Чудаков А. Е.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1955, т. 19, с. 651.
64. Азимов Я. И. и др.— В кн.: Материалы XVIII зимней школы ЛИЯФ — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1983, с. 3.
65. Binon F. et al.— Nuovo Cimento. Ser. A, 1984, v. 80, p. 363.
66. Gottschalk T. D. Preprint CERN-TH-3810.— Geneva, 1983.
67. Orava R. FERMILAB-Conf.-82/86.— Batavia, 1982.
68. Field R. D., Feyhman R. P.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, p. 2590; Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 138, p. 1.
69. Hoyer P. et al.— Ibidem, 1979, v. 161, p. 349.
70. Ali A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 93, p. 155.
71. Meyer T. Preprint DESY 81-46.— Hamburg, 1981.
72. Andersson B. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 71, p. 337; Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 135, p. 273.
73. Andersson B. et al.— Phys. Rept., 1983, v. 97, p. 31.
74. Brandelik R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 437.
75. Field R. D., Wolfram S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 213, p. 65.
76. Gottschalk T. D.— Ibidem, v. 214, p. 201.
77. Webber B. R.— Ibidem, 1984, v. 238, p. 492.
78. Field R. D. Preprint UFTP-83-17.— Florida, 1983.
79. Marchesini G., Webber B. R.— Nucl. Phys. Ser. B, 1984, v. 238, p. 1.
80. Arneodo M. et al.— Phys. Lett. B, 1984, v. 145, p. 156; v. 149, p. 415.
81. Aubert J. J. et al.— Ibidem, v. 135, p. 225.

70. Izen J. M. Preprint DESY 84-104.— Hamburg, 1984.
71. Bartel W. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 146, p. 121.
72. Althoff M. et al.— Ibidem, v. 138, p. 337.
73. Breakstone A. et al.— Ibidem, v. 135, p. 505, 510; Preprint CERN-EP, 84-53.— Geneva, 1984.
74. Akesson T. et al. Preprint CERN-EP, 84-70.— Geneva, 1984; Zs. Phys. Ser. C, 1984, Bd. 25, S. 13.
75. Bartel W. et al.— Ibidem, 1983, v. 20, p. 187.
76. Wroblewski A. Review Talk at 16th Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics. Granlibakken, Lake Tahoe, USA, 1983.
77. Bardadin-Otwinowska M. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1982, Bd. 13, S. 83.
78. Koba Z. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1972, v. 40, p. 317.
79. Bjorken J. D.— In: Proc. of 2nd Intern. Conference on Physics in Collision.— Stockholm, 1982, p. 343.
80. Webber B. R.— Phys. Scripta 1982, v. 25, p. 198.
81. Gunion J. F., Bertsch G.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 746.
82. Jones L. M., Migneron R.— Zs. Phys. Ser. C, 1983, Bd. 16, S. 217.
83. Bartel W. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 123, p. 460.
84. Bartel W. et al. Preprint DESY 83-080.— Hamburg, 1983; Preprint DESY 85-036.— Hamburg, 1985.
85. Aihara H. Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 270.
86. Albrecht H. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 291.
87. Althoff M. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1984, Bd. 26, S. 157.
88. Alpgard K. et al.— Phys. Lett. B, 1982, v. 115, p. 65.
89. Arnison G. et al. Preprint CERN EP/84-86.— Geneva, 1984.
90. Alner G. J. et al. Preprint CERN EP/84-111.— Geneva, 1984.
91. Davies C. T. H., Webber B. R.— Zs. Phys. Ser. C, 1984, Bd. 24 S. 133.
92. Marchesini G., Webber B. R. Preprint CERN TH/3525.— Geneva, 1983.
93. Basile M. et al. Preprints CERN-EP-84/94; CERN-EP-84—95. Geneva, 1984.
94. Basile M. et al.— Nuovo Cimento. Ser. A, 1984, v. 79, p. 1.
95. Гришин В. Г., Диденко Л. А., Канарек Т., Метревели З. В.— ЯФ, 1983, т. 38, с. 967; 1984, т. 40, с. 936; Сообщения ОИЯИ Р1-82-252.— Дубна, 1982.
96. Gottgens R. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 178, p. 392; 1982, v. 206, p. 349.
97. Балдин А. М., Диденко Л. А.— Кр. сообщ. ОИЯИ (Дубна), 1984, № 3-84, с. 5.; 1985, № 8, с. 5.